

**YBa₂Cu₃O_x-Nb-Hybrid-Josephson-
Rampenkontakte:
Einfluss der 0- π -Kopplung und
geometrischer Parameter
auf die Transporteigenschaften**

Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Markus Turad
aus Tübingen

Tübingen
2013

Tag der mündlichen Qualifikation: 14.05.2013
Dekan: Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel
1. Berichterstatter: Prof. Dr. Dieter Kölle
2. Berichterstatter: Prof. Dr. Reinhold Kleiner

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren zur Herstellung von Hybrid-Josephson-Rampenkontakte aus konventionellen metallischen Supraleitern und Hochtemperatur-Kuprat-Supraleitern entwickelt. Diese Josephsonkontakte bestehen aus einer komplexen Mehrlagenstruktur, welche mittels verschiedener Dünnschicht-Depositions- und Mikro-Strukturierungstechniken realisiert wurde. Als supraleitende Elektroden wurden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ und Niob verwendet. Niob ist ein Supraleiter mit einer s -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters und $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ist ein Supraleiter mit einem Hauptanteil einer $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie, wodurch neben gewöhnlichen Josephsonkontakten auch sogenannte $0-\pi$ - und Multifacetten-Josephsonkontakte hergestellt werden konnte.

Die Charakterisierung und Optimierung des Herstellungsprozesses erfolgte durch die Untersuchung der Kristallstruktur, der Topographie sowie durch Messungen des spezifischen Widerstands der Dünnschichten. Die erfolgreiche Herstellung der Josephsonkontakte konnte anhand von Messungen der Strom-Spannungs-Kennlinien und der Abhängigkeit des maximalen kritischen Stroms I_c vom externen Magnetfeld H bestätigt werden.

Die Geometrie der Josephson-Rampenkontakte entspricht nicht der Geometrie eines idealen planaren Josephsonkontakts. Dies führt in der $I_c(H)$ -Abhängigkeit zu Abweichungen von der Kennlinie eines idealen Kontakts. Aus diesem Grund wurde der Einfluss der Kontaktgeometrie auf die elektrischen Eigenschaften detailliert untersucht. Die Messungen der $I_c(H)$ -Abhängigkeit für unterschiedliche Orientierungen des angelegten Magnetfelds konnten in Simulationsrechnungen sehr gut reproduziert werden.

In $0-\pi$ -Kontakten haben bereits kleine Unterschiede in den Facettenlängen oder in den kritischen Stromdichten der einzelnen Facetten einen starken Einfluss auf die Kontakteigenschaften. Diese Unterschiede sind herstellungsbedingt schwer zu vermeiden. Die asymmetriebedingten Eigenschaften

ten, speziell in der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms, wurden anhand von Simulationsrechnungen untersucht. Eine nachträgliche Korrektur der Längenasymmetrie mittels fokussiertem Ionenstrahlätzen wurde erfolgreich demonstriert.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Supraleitung	5
2.2	Grundlegende Eigenschaften von Josephsonkontakten	12
2.2.1	Der Josephsonseffekt	12
2.2.2	Kurze Josephsonkontakte	16
2.2.3	Lange Josephsonkontakte	19
2.2.4	π -Kontakte	22
2.2.5	0- π -Kontakte	23
2.2.6	Multifacetten-Kontakte	29
2.3	Realisierung von 0- π -Kontakten	30
2.3.1	Aufbau von YBCO/Nb-Rampenkontakten	32
2.4	Materialeigenschaften	33
2.4.1	Yttrium-Barium-Kupferoxid ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$)	34
2.4.2	Niob (Nb)	37
2.4.3	Strontiumtitanat (SrTiO_3)	38
3	Herstellungs- und Analysetechniken	41
3.1	Herstellung und Strukturierung dünner Schichten	42
3.1.1	Das UHV-System	42
3.1.2	Strukturierungstechniken	57
3.2	Dünnschichtanalytik	60
3.2.1	RHEED	60
3.2.2	Rasterkraftmikroskop	65
3.2.3	Röntgenbeugung	67

4	Herstellung von Rampenkontakten	71
4.1	Übersicht der Herstellungsschritte	71
4.2	Rampenkontaktfläche	72
4.2.1	Herstellung der Rampenfläche	77
4.3	Proben-Design	83
4.4	Herstellungsschritte	86
4.4.1	Herstellung der Bilage	86
4.4.2	Strukturierung der Bilage	90
4.4.3	Herstellung der Trilage	91
4.4.4	Strukturierung der Trilage	94
4.5	Diskussion des Herstellungsprozesses	97
5	Elektrische Transportmessungen an Rampenkontakten	99
5.1	Einfacetten-Kontakte	99
5.1.1	Charakterisierung der 0-Kontakt	100
5.1.2	Einfluss der Überlappregion	108
5.2	0- π -Kontakte	113
5.2.1	Charakterisierung der 0- π -Kontakte	114
5.2.2	Asymmetrische 0- π -Kontakte	116
5.2.3	φ -Kontakte	123
5.3	Multifacetten-Kontakte	129
5.4	Diskussion der Messergebnisse	141
6	Schlussdiskussion	145
	Anhang	147
A	Abkürzungen	147
B	Umbau PLD-Kammer	149
C	Berechnung der Flussfokussierung in Rampenkontakten	151
	Literaturverzeichnis	155

Kapitel 1

Einleitung

Josephsonkontakte stellen wichtige aktive Bauelemente der Supraleitungselektronik dar und kommen z. B. in Spannungsstandards oder in Magnetfeldsensoren in Form von supraleitenden Quanteninterferometern (Superconducting Quantum Interference Device, SQUID) zum Einsatz. Aber auch nach über 50 Jahren seit ihrer theoretischen Beschreibung [Jos62] und ihrer experimentellen Realisierung [And63] sind sie noch immer Gegenstand intensiver Forschung.

Im Bereich der Hochtemperatursupraleiter (HTSL) stellt zum einen die Herstellung von hochwertigen Josephsonkontakten einen Forschungsschwerpunkt dar. Die relativ komplexe Kristallstruktur erschwert die Herstellung dieser Materialien. Hochwertige HTSL-Dünnschichten werden meist in komplexen vakuumbasierten Beschichtungsverfahren auf speziellen Substraten hergestellt. Gerade zur Herstellung von Josephsonkontakten benötigt man einkristalline Dünnschichten, da bereits Korngrenzen in Materialien wie $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO) eine isolierende Barriere erzeugen, die ausreicht, um einen Josephsonkontakt zu bilden. Mit Hilfe dieses Effekts ist es möglich, hochwertige Josephsonkontakte auf einem Einkristall-Substrat herzustellen. Dazu wird die im Einkristall vorhandene Korngrenze durch epitaktisches Wachsen des HTSLs in den Dünnschicht übertragen. Hierbei ist die Position des Kontakts an die Korngrenze gebunden, was zu starken Einschränkungen im Design der Bauelemente führt.

In Kuprat-Supraleitern, wie z. B. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ oder $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$, findet die Supraleitung in den CuO_2 -Ebenen statt, sodass die Josephsonkontaktfläche idealerweise senkrecht zu diesen Ebenen stehen sollte. In man-

chen HTSL-Materialien wie z. B. $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ sind die supraleitenden CuO_2 -Ebenen sogar durch ausreichend dicke nicht-supraleitende Ebenen getrennt, sodass diese Ebenen eine isolierende Barriere eines Josephsonkontakts darstellen. Diese Materialien bestehen bereits intrinsisch aus einem Stapel von Josephsonkontakten [Kle92].

Diese Beispiele verdeutlichen den komplexen Aufbau dieser Materialien, der sehr empfindlich auf Störungen in der Kristallstruktur reagiert, sowie ihre sehr anisotropen elektrischen Eigenschaften.

Zum anderen ist der Mechanismus der Supraleitung in HTSL noch nicht geklärt. Zum Beispiel lässt sich die hohe Sprungtemperatur dieser Materialien nicht durch die BCS-Theorie erklären. Auch die Symmetrie des Ordnungsparameters der untersuchten HTSL entspricht nicht wie bei den meisten Tieftemperatur-supraleiter (TTSL) einer s -Wellen-Symmetrie. Intensive Untersuchungen an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ zeigen eine $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters mit kleinen Anteilen weiterer Symmetrien [Wol95, VH95, Tsu95, Kir06, Smi05]. Die genaue Bestimmung des Ordnungsparameters ist noch immer Gegenstand aktueller Forschung.

Aufgrund dieser $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters ist es möglich, aus diesen Materialien neben gewöhnlichen Josephsonkontakten (0-Kontakte) auch sogenannte π - bzw. $0-\pi$ -Josephsonkontakte in Form von Korngrenzen-Josephsonkontakten [KC91, Taf00, Lom02, Ced10b, Ced10a, Tom12] oder Hybrid-Josephsonkontakten [Wol95, VH95, Smi02a, Hil03, Ari05b, Gür09] herzustellen.

In einem Hybrid-Josephsonkontakt besteht die eine Elektrode aus einem Supraleiter mit $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie und die andere aus einem Supraleiter mit s -Wellen-Symmetrie. Für diese Kontakte eignet sich besonders die Rampenkontakt-Technologie, die z. B. auch zur Herstellung von YBCO/YBCO-Josephsonkontakten [Gao91, Gao92] verwendet wird, da zum einen in diesen Kontakten der Stromfluss parallel zur Substratoberfläche verläuft. Diese Orientierung des Stromflusses wird bevorzugt, da hochwertige Dünnschichten aus HTSL deutlich einfacher c -Achsen-orientiert hergestellt werden können, die elektrischen Eigenschaften von diesen Materialien in Richtung der c -Achse aber ungeeigneter sind für die Herstellung von (nicht intrinsischen) Josephsonkontakten. Zum anderen ermöglicht die Rampentechnologie die Herstellung von Kontakten mit einer beliebigen Orientierung zu den a - und b -Achsen, was für die Herstellung von 0 -, π und $0-\pi$ -Kontakten benötigt wird.

Die flexible Positionierung der Josephson-Rampenkontakte auf dem Chip ermöglicht komplexe Schaltungen, die z. B. zur Herstellung von supralei-

tenden Quanteninterferenzfiltern (SQIF) [Opp03, Sei05] oder für die *rapid single flux quantum*-Logik (RSFQ-Logik) [Lik91] benötigt wird. Durch eine zusätzlich Integration von π - und/oder $0-\pi$ -Josephsonkontakten können die Einsatzmöglichkeiten dieser Schaltungen erweitert werden [Ort06, Feo10].

Ziel dieser Arbeit war die Herstellung und Charakterisierung von Hybrid-Josephson-Rampenkontakten aus dem HTSL $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ und dem TTSL Niob. Hierbei bedeutet Charakterisierung zum einen die Kontrolle der Prozessschritte und zum anderen die Charakterisierung der elektrischen Eigenschaften der hergestellten Josephsonkontakte. Bei der elektrischen Charakterisierung lag der Schwerpunkt in der Untersuchung der Auswirkung der geometrischen Form unterschiedlicher Kontakte (0 -, $0-\pi$ -Kontakte und $4\times(0-\pi)$ -Kontakte) auf die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert. In **Kapitel 2** werden die Grundlagen beschrieben, auf welche die folgenden Kapitel aufbauen. Dazu zählt eine kurze Beschreibung der Supraleitung (Abschnitt 2.1) im Hinblick auf die verwendeten Supraleiter sowie eine theoretische Einführung in die Physik der Josephsonkontakte (Abschnitt 2.2), die zur Interpretation der gewonnenen Ergebnisse benötigt wird. In diesem Teil wird auch speziell auf die Unterschiede zwischen gewöhnlichen Josephsonkontakten und $0-\pi$ -Josephsonkontakten eingegangen. Ein Überblick über mögliche Realisierungen dieser $0-\pi$ -Josephsonkontakte wird in Abschnitt 2.3 dargestellt. Abschließend werden in Abschnitt 2.4 die Eigenschaften der verwendeten Materialien behandelt. Hierbei liegt der Fokus auf Eigenschaften, die besonders für die Herstellung der Proben relevant sind.

Kapitel 3 widmet sich den Fabrikations- und Analysetechniken, die zur Herstellung der Proben und zur Charakterisierung des Herstellungsprozesses verwendet wurden. Dabei werden diese Techniken anhand der verwendeten Systeme beschrieben.

Der Herstellungsprozess der Proben wird in **Kapitel 4** behandelt. Zuerst wird der Aufbau der Kontakte beschrieben, um im nächsten Teil die problematischen Schritte zu erläutern. Darauf folgend wird der Herstellungsprozess dargestellt. Diese ausführliche Darstellung soll auch eine weiterführende Optimierung des Herstellungsprozesses erleichtern. Mit einer Diskussion des Herstellungsprozesses wird dieses Kapitel abgeschlossen.

Die Ergebnisse der elektrischen Transportmessungen an den hergestellten Proben werden in **Kapitel 5** besprochen. Hierbei werden in Abschnitt

5.1 gewöhnliche Hybrid-Josephsonkontakte in Rampengeometrie behandelt. Anschließend werden in Abschnitt 5.2 die Ergebnisse der Untersuchungen von $0-\pi$ -Josephson-Rampenkontakten vorgestellt. Abschnitt 5.3 beschäftigt sich mit Multifacetten-Kontakten.

Eine Schlussdiskussion der Ergebnisse befindet sich in **Kapitel 6**. In Anhang A ist eine Übersicht der verwendeten Abkürzungen enthalten.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel werden die Grundlagen vorgestellt, die zum Verständnis der Ergebnisse benötigt werden. Eine ausführlichere Darstellung dieser Grundlagen ist z. B. in den Lehrbüchern bzw. Monographien [Bar82, Lik86, Tin96, Tsu00, Buc04, Kop07] enthalten.

2.1 Supraleitung

1911 untersuchte H. Kamerlingh-Onnes [Onn11] die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes von reinem Quecksilber. Dabei entdeckte er, dass Quecksilber unterhalb einer kritischen Temperatur T_c sprunghaft seinen elektrischen Widerstand verliert. Das heißt, Ströme kleiner als der sogenannte kritische Strom I_c können verlustfrei fließen. Er bezeichnete diesen Zustand als Supraleitung. Eine weitere ungewöhnliche Eigenschaft von Supraleitern wurde 1933 von W. Meissner und R. Ochsenfeld [Mei33] entdeckt. Sie stellten fest, dass ein Supraleiter ein äußeres Magnetfeld (unterhalb eines kritischen Feldes B_c) vollständig aus seinem Inneren verdrängt. Dies wird als perfekter Diamagnetismus oder Meissner-Ochsenfeld-Effekt bezeichnet. Im Jahre 1950 veröffentlichten V. L. Ginzburg und L. D. Landau eine makroskopische Theorie der Supraleitung¹ [Gin50]. Darin wird der Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand mit Hilfe des Ordnungsparameters Ψ_{GL} als ein thermodynamischer Pha-

¹V. L. Ginzburg erhielt für diese Theorie im Jahr 2003 den Nobelpreis in Physik (zusammen mit A. J. Leggett und A. A. Abrikosov).

senübergang 2. Ordnung beschrieben. 1957 wurde von J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer mit der BCS-Theorie [Bar57] eine mikroskopische Theorie der Supraleitung entwickelt. Darin wird die Supraleitung durch die Paarung von freien Elektronen zu sogenannten Cooper-Paaren erklärt. Die Cooper-Paare kondensieren in einen gemeinsamen Zustand, der sich quantenmechanisch durch eine gemeinsame makroskopische Wellenfunktion

$$\Psi_{BCS}(\vec{r}) = \Psi_0 e^{i\varphi(\vec{r})} \quad (2.1)$$

beschreiben lässt. Hierbei entspricht $|\Psi_0|^2 = n_s$ der lokalen Dichte der supraleitenden Ladungsträger und φ ist die makroskopische Phase. Bis zu einem kritischen Strom I_c können die Cooper-Paare den elektrischen Strom ohne Widerstand tragen. Bei der Kondensation in den gemeinsamen Grundzustand bildet sich um die Fermi-Energie eine Energielücke der Größe 2Δ , die gerade der Bindungsenergie der Cooper-Paare entspricht. Einzelne freie Ladungsträger besitzen im supraleitenden Zustand mindestens die Energie Δ . Diese werden als Quasiteilchen bezeichnet, da sie im Vergleich zu *normalen* freien Elektronen veränderte Eigenschaften besitzen. L. P. Gor'kov [Gor59a, Gor59b] konnte zeigen, dass sich die Ginzburg-Landau-Theorie als Grenzfall aus der BCS-Theorie ergibt. Deshalb wird im Folgenden nicht zwischen den Wellenfunktionen Ψ_{GL} und Ψ_{BCS} unterschieden.

Der Zusammenhang zwischen der makroskopischen Wellenfunktion und der Suprastromdichte j_s wird durch die 2. Ginzburg-Landau-Gleichung

$$\vec{j}_s = \frac{q^*}{m^*} \hbar \left[\frac{1}{2i} (\Psi^* \nabla \Psi - \Psi \nabla \Psi^*) - \frac{q^*}{\hbar} \vec{A} |\Psi|^2 \right] \quad (2.2)$$

beschrieben. Darin ist m^* die Masse und q^* die Ladung der supraleitenden Ladungsträger. \vec{A} ist das magnetische Vektorpotential. Setzt man Gl. (2.1) ein, erhält man

$$\vec{j}_s = \frac{n_s q^{*2}}{m^*} \left[\frac{\hbar}{q^*} \nabla \varphi(\vec{r}) - \vec{A} \right]. \quad (2.3)$$

Bildet man auf beiden Seiten von Gl. (2.3) die Rotation, so hat man mit

$$\nabla \times \vec{j}_s = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \vec{B} \quad (2.4)$$

eine Verknüpfung der Stromdichte in einem Supraleiter mit einem externen Magnetfeld erstellt. μ_0 ist die magnetische Feldkonstante. Diese Gleichung

wird als 2. Londonsche Gleichung bezeichnet. Hier wurde die Londonsche Eindringtiefe

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m^*}{\mu_0 n_s q^{*2}}} \quad (2.5)$$

eingesetzt. Mit Hilfe von Gl. (2.4) lässt sich der Meissner-Ochsenfeld-Effekt erklären. Durch ein externes Magnetfeld werden in einem Supraleiter Abschirmströme induziert, die das Innere des Supraleiters bis zu einem kritischen Feld B_c feldfrei halten. Die Abschirmströme fließen dabei an der Oberfläche. Das Feld kann nur im Bereich der Abschirmströme in den Supraleiter eindringen und fällt von der Oberfläche exponentiell auf der Skala von λ_L ins Innere ab.

Flussquantisierung Eine weitere interessante Eigenschaft von Supraleitern ist die sogenannte Flussquantisierung. Bringt man z. B. einen supraleitenden Ring in ein Magnetfeld, so ist der Fluss Φ_A durch die Ringöffnung in Einheiten des Flussquants $\Phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ quantisiert. Dies lässt sich anhand von Gl. (2.3) berechnen. Bildet man das Linienintegral entlang einer geschlossenen Bahn im Inneren des supraleitenden Rings um das Ringloch, so bekommt man:

$$\mu_0 \lambda_L^2 \oint \vec{j}_s d\vec{s} + \oint \vec{A} d\vec{s} = \frac{\hbar}{q^*} \oint \nabla \varphi(\vec{r}) d\vec{s}. \quad (2.6)$$

Nach dem Stokesschen Satz ist

$$\oint \vec{A} d\vec{s} = \int_A \nabla \times \vec{A} d\vec{f} = \int_A \vec{B} d\vec{f} = \Phi_A. \quad (2.7)$$

Da die Wellenfunktion eine eindeutige Funktion sein muss, gilt für das Integral entlang eines geschlossenen Rings

$$\oint \nabla \varphi(\vec{r}) d\vec{s} = n 2\pi, \text{ mit } n \in \mathbb{Z}. \quad (2.8)$$

Aus Gl. (2.6) ergibt sich mit Gl. (2.7) und Gl. (2.8)

$$\mu_0 \lambda_L^2 \oint \vec{j}_s d\vec{s} + \Phi_A = n \frac{h}{q^*}. \quad (2.9)$$

Liegt der Integrationsweg weit genug vom Rand des Supraleiters entfernt, so ist die Stromdichte \vec{j}_s längs des Weges gleich null. Gleichung (2.9) reduziert sich in diesem Fall auf

$$\Phi_A = n \frac{h}{q^*}. \quad (2.10)$$

Experimente bestätigen, dass der Fluss quantisiert ist und die Ladung q^* der supraleitenden Ladungsträger (Cooper-Paare) gerade der doppelten Elementarladung e entspricht. Dies bestätigt die Annahme, dass Cooper-Paare aus gepaarten Elektronen bestehen. Es gibt jedoch auch Materialien wie z. B. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, bei denen Cooper-Paare aus gepaarten Löchern anstatt gepaarten Elektronen bestehen. Der Betrag der Ladung ist jedoch derselbe.

Typ-I und Typ-II Supraleiter Es wurde bereits erwähnt, dass Supraleiter ein externes Magnetfeld bis zu einem kritischen Feld B_c vollständig aus ihrem Inneren verdrängen. Wird ein Magnetfeld größer als dieses kritische Feld angelegt, bricht bei manchen Materialien die Supraleitung zusammen. Diese Materialien werden als Typ-I Supraleiter bezeichnet. Für andere Materialien ist es energetisch günstiger, oberhalb des kritischen Magnetfeldes B_{c1} einen Teil des Feldes in Form von normalleitenden Flussschläuchen, die gerade den Fluss des Flussquants Φ_0 tragen, in den Supraleiter eindringen zu lassen, um somit im übrigen Bereich die Supraleitung aufrecht erhalten zu können. Erst oberhalb eines zweiten kritischen Magnetfeldes B_{c2} bricht auch bei diesen Materialien die Supraleitung vollständig zusammen. Diese Materialien bezeichnet man als Typ-II Supraleiter. Ob ein Supraleiter ein Typ-I oder Typ-II Supraleiter ist, hängt vom Ginzburg-Landau-Parameter $\kappa = \lambda_L/\xi$ ab. ξ ist die materialabhängige Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge, die beschreibt, auf welcher Längenskala sich die Dichte der Cooper-Paare bzw. die makroskopische Wellenfunktion ändern kann. Ein Supraleiter ist ein Typ-I Supraleiter, wenn $\kappa < 1/\sqrt{2}$. Ist $\kappa > 1/\sqrt{2}$, so ist er ein Typ-II Supraleiter.

Hoch- / Tieftemperatursupraleiter Kurz nach der Entdeckung der Supraleitung wurden viele weitere Elemente und metallische Verbindungen gefunden, die supraleitend werden. Die Sprungtemperatur T_c war jedoch für alle anfangs bekannten Materialien relativ gering. Nb_3Ge hatte mit 23,3 K lange Zeit die höchste Sprungtemperatur. Zur Kühlung musste flüssiges Helium verwendet werden. Im Jahre 1986 entdeckten J. G. Bednorz und K. A. Müller² mit dem von ihnen hergestellten metallischen Oxid $(\text{LaBa})_2\text{CuO}_4$ ein Material mit einer Sprungtemperatur von etwa 30 K. Dadurch wurde die Suche nach neuen Supraleitern mit noch höherem T_c auch bei exotischeren Materialien wieder intensiviert. Bereits im Frühling 1987

²Sie erhielten dafür 1987 den Nobelpreis in Physik.

entdeckten Wu *et al.* [Wu87] mit $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (YBCO) ein Material, das bereits bei 93 K und somit oberhalb der Siedetemperatur von Stickstoff supraleitend wird. Daraufhin wurden viele weitere Supraleiter, wie z. B. die keramischen Oxide $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ ($T_c = 107$ K) oder $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ ($T_c = 135$ K), entdeckt. Aufgrund ihrer hohen Sprungtemperatur, die nicht durch die BCS-Theorie erklärbar ist, werden diese supraleitenden Kuprate als Hochtemperatursupraleiter (HTSL) bezeichnet.

Die Symmetrie des Ordnungsparameters Wie bereits erwähnt bilden jeweils zwei freie Elektronen oder Löcher beim Übergang in den supraleitenden Zustand Cooper-Paare und kondensieren in einen gemeinsamen Grundzustand bei der Fermi-Energie E_F . Diesem Grundzustand kann eine makroskopische Wellenfunktion (s. Gl. (2.1)) zugeordnet werden. Im Rahmen der BCS-Theorie entstehen Cooper-Paare aufgrund von Wechselwirkungen mit den Phononen des Kristallgitters. Jeweils zwei Elektronen mit entgegengesetztem Spin bilden ein Cooper-Paar, sodass der Betrag des Gesamtspins S , sowie der Gesamtdrehimpuls L der Cooper-Paare verschwindet. Des Weiteren zeigt die BCS-Theorie, dass sich um die Fermi-Energie herum eine Energielücke $2\Delta(\vec{k})$ bildet. Dementsprechend können in diesem Zustand neben den Cooper-Paaren nur ungepaarte Ladungsträger (Quasiteilchen) vorhanden sein, deren Energie von der Fermi-Energie aus betrachtet mindestens Δ entspricht. Um ein Cooper-Paar in zwei Quasiteilchen aufzubrechen, muss mindestens die Energie 2Δ aufgebracht werden. Die Energielücke Δ ist proportional zum Ordnungsparameter Ψ . In der BCS-Theorie wird von einem isotropen System ausgegangen. Das bedeutet, die Energielücke, also auch der Ordnungsparameter, ist im Impulsraum (\mathbf{k} -Raum) richtungsunabhängig und man kann die Energielücke als eine Schale um die Fermi-Kugel darstellen. Das trifft auf alle bekannten Tieftemperatursupraleiter, ausgenommen den Schweren-Fermionen-Supraleitern, zu. In Anlehnung an die Atomphysik wird in diesem Fall von einer s -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters gesprochen.

Es gibt jedoch auch Supraleiter, wie z. B. YBCO, die bedingt durch die anisotrope Kristallstruktur einen anisotropen Ordnungsparameter besitzen und somit keine s -Wellen-Symmetrie haben. In der Atomphysik muss für eine Spin-Singulett-Paarung auch der Drehimpuls geradzahlig sein. Nach dem Zustand mit $L = 0$ für s -Wellen-Symmetrie ist der Zustand mit dem nächst kleinsten Drehimpuls der mit $L = 2$. Dieser Zustand entspricht der d -Wellen-Symmetrie, für die es wiederum 5 verschiedene Realisierungsmöglichkeiten gibt. Da Ψ die kohärente Überlagerung der Cooper-Paare

beschreibt, hängt die Symmetrie von Ψ im \mathbf{k} -Raum direkt mit dem Drehimpuls der Cooper-Paare zusammen. In einem Festkörper muss im Gegensatz zur Atomphysik noch die Symmetrie der Kristallstruktur berücksichtigt werden. Dies kann dazu führen, dass einerseits energetische Entartungen aufgehoben werden, oder andererseits verschiedene Orbitale miteinander kombiniert werden, um den energetisch günstigsten Zustand zu erhalten. In Abb. 2.1 sind einige mögliche Symmetrien des Ordnungsparameters dargestellt.

Besonders auf die $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie soll an dieser Stelle genauer eingegangen werden. Der Ordnungsparameter kann im \mathbf{k} -Raum als $\Psi(\vec{k}) = \Psi_0(\vec{k})e^{i\varphi}$ dargestellt werden. Dabei ist $\Psi_0(\vec{k})$ die reelle Amplitude und φ der Phasenfaktor. Bei der $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie hat $\Psi_0(\vec{k})$ die Form des entsprechenden Atomorbitals, siehe Abb. 2.1(d). Das Betragsquadrat von $\Psi_0(\vec{k})$ ergibt die Dichte der Cooper-Paare und ist proportional zur Energielücke $\Delta_0(\vec{k})$, deshalb ist auch die Energielücke richtungsabhängig. Die Richtungsabhängigkeit der Energielücke in der $k_x k_y$ -Ebene ist durch $\Delta_0(\theta) = \Delta_{\max} \cos(2\theta)^2$ gegeben. θ ist der Winkel zu k_x in der $k_x k_y$ -Ebene. Die Energielücke besitzt in Richtung von $\pm k_x$ und $\pm k_y$ ein Maximum, dazwischen jeweils ein Minimum mit $\Delta_0 = 0$. Außerdem hat Ψ einen Vorzeichenwechsel, d. h. die Phase ändert bei einer Drehung um 90° ihren Wert um π (s. Abb. 2.1(b)). Aufgrund dieser Richtungsabhängigkeit der Phasen können aus Supraleitern mit dieser $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie $0-\pi$ -Kontakte³ hergestellt werden. Die $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie wird im Folgenden nur noch als d -Wellen-Symmetrie bezeichnet.

Eine weitere Symmetrie mit anisotroper Energielücke ist die anisotrope s -Wellen-Symmetrie (s. Abb. 2.1(c)). Diese hat auch richtungsabhängig Maxima und Minima in der Energielücke, jedoch ist in diesem Fall kein Phasensprung vorhanden.

Für orthorhombische Kristallstrukturen wie z. B. YBCO kann Ψ in Richtung von k_x und k_y nicht mehr gleichwertig sein, was bedeutet, dass YBCO keine reine $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie hat. Durch eine Mischung der d -Wellen-Symmetrie mit einem weiteren Zustand, z. B. einem *reellen* s -Wellen-Anteil (s. Abb. 2.1(d)), kann die Symmetrie des Ordnungsparameters so verändert werden, dass $\Psi(\theta) \neq \Psi(\theta + 90^\circ)$ ist. Diese Beimischung wurde für YBCO von einigen Gruppen untersucht (s. z. B. [Tsu94, Kir06, Smi05, Bak09]). Ihre Messungen bestätigen die Vermutungen der unterschiedlich großen Energielücke in a - und b -Richtung und deuten auf

³Auf $0-\pi$ -Kontakte wird in Abschnitt 2.2.4 und 2.2.5 eingegangen.

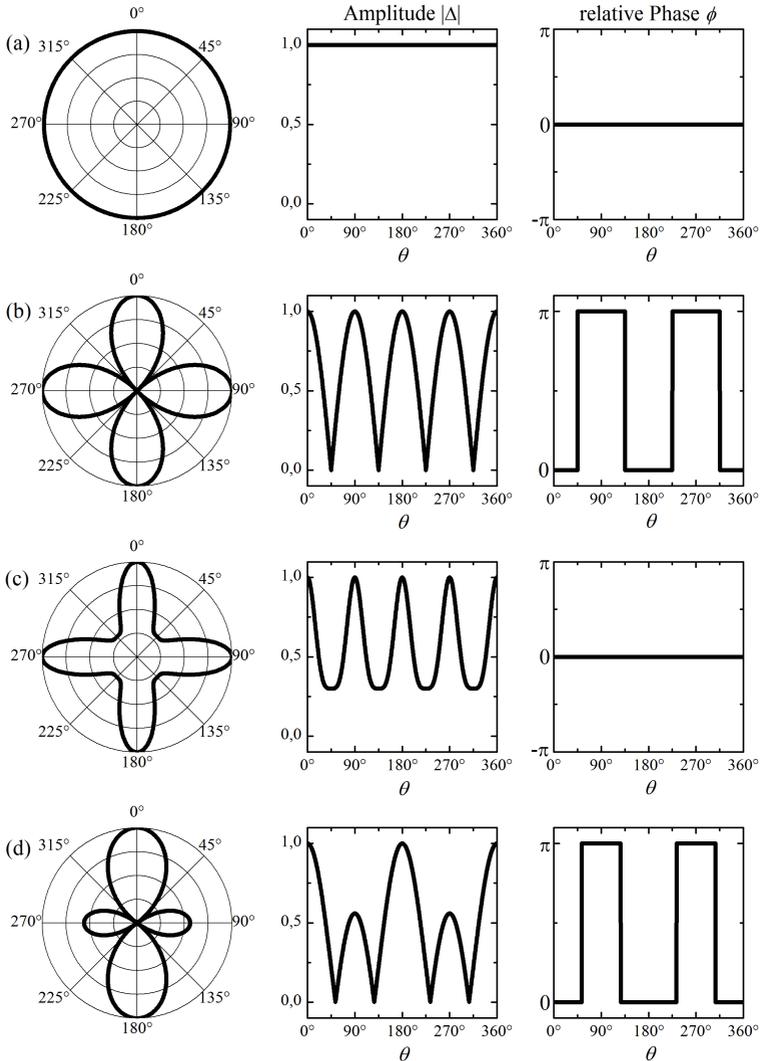


Abbildung 2.1: Beispiele für Symmetrien des Ordnungsparameters: s -Wellen-Symmetrie (a), $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie (b), anisotrope s -Wellen-Symmetrie (c), $d_{x^2-y^2} + s$ -Wellen-Symmetrie (d). Adaptiert aus [Smi01c].

eine Mischung der d -Wellen-Symmetrie mit einem *reellen* s -Wellen-Anteil von maximal 20% hin. Für eine Beimischung eines *reellen* s -Wellen-Anteils zur d -Wellen-Symmetrie kann die Richtungsabhängigkeit der Energielücke als $\Delta_0(\theta) = \Delta_s + \Delta_d \cos(2\theta)^2$ geschrieben werden. Eine Beimischung eines *imaginären* s -Wellen-Anteils zur d -Wellen-Symmetrie reduziert die Phasendifferenz zwischen den benachbarten „Keulen“, die bei einer rein *reellen* Symmetrie des Ordnungsparameters gerade π beträgt. Kirtley *et al.* [Kir06] kommen bei ihren Untersuchungen auf einen maximalen *imaginären* Anteil von 2,5% für eine s -, p - oder d_{xy} -Symmetrie.

Eine Übersicht verschiedener Experimente zur Bestimmung der Amplitude und der Phase von Ψ ist in [Tsu00, Wag08] enthalten.

2.2 Grundlegende Eigenschaften von Josephsonkontakten

Ein Josephsonkontakt besteht aus zwei Supraleitern, die durch einen hinreichend dünnen nicht supraleitenden Bereich nur schwach elektrisch miteinander gekoppelt sind. Die elektrischen Eigenschaften dieser Josephsonkontakte wurden erstmals 1962 von B. D. Josephson [Jos62] diskutiert.

2.2.1 Der Josephson-Effekt

Als Josephson-Effekt bezeichnet man das Tunneln von Cooper-Paaren über einen Josephsonkontakt. Dieser Suprastrom aus Cooper-Paaren kann ohne Abfallen einer Spannung über den Kontakt fließen. Der Suprastrom I_S kann durch die 1. Josephson-Gleichung, im einfachsten Fall⁴ durch eine sinusförmige Abhängigkeit von der Form

$$I_S = I_c \sin \phi, \quad (2.11)$$

beschrieben werden. Hierbei ist I_c der durch die Kopplungsstärke der beiden Supraleiter bestimmte, maximale Suprastrom. ϕ ist die eichinvariante Phasendifferenz

$$\phi = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2e}{\hbar} \int \vec{A} \cdot d\vec{s} \quad (2.12)$$

der makroskopischen Wellenfunktionen der beiden Supraleiter. Das Vektorpotential \vec{A} ist entlang eines Weges über die Tunnelbarriere in Richtung

⁴Im Allgemeinen lässt sich der Suprastrom durch eine Sinusreihe $I_S = \sum_{n=1}^{\infty} I_{cn} \sin n\phi$, mit den von der Kopplung abhängigen Koeffizienten I_{cn} , darstellen.

des Stromflusses auszuwerten. Fließt über den Kontakt ein Strom $I > I_S$, so kann dieser nicht mehr allein von Cooper-Paaren getragen werden und es fällt an dem Kontakt eine Spannung ab. Es gilt die 2. Josephsongleichung

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{2e}{\hbar} U = \frac{2\pi}{\Phi_0} U. \quad (2.13)$$

Das bedeutet, dass man durch Anlegen einer zeitlich konstanten Spannung U an einen Josephsonkontakt eine zeitliche Phasenänderung erhält. Durch die zeitliche Phasenänderung folgt aus Gl. (2.11) ein zeitlich oszillierender Suprastrom über den Kontakt mit der Frequenz $f = \frac{U}{\Phi_0} = 483,6 \left[\frac{\text{MHz}}{\mu\text{V}} \right] U$.

Um ein Cooper-Paar in zwei Quasiteilchen aufzubrechen benötigt man wie bereits zuvor beschrieben die Energie $E_g = 2\Delta(T)$. Bei endlichen Temperaturen ($0 < T < T_c$) werden einige Cooper-Paare thermisch aufgebrochen (Quasiteilchendichte $\sim \exp \frac{-\Delta}{k_B T}$).

Liegt an einem Kontakt eine Spannung $U > 0$ an, so wird der Strom neben Cooper-Paaren auch von Quasiteilchen getragen. Für kleine Spannungen $U < U_g$ (Gap-Spannung $U_g = 2\Delta/e$) und bei tiefen Temperaturen $T \ll T_c$ sind nur wenige Quasiteilchen vorhanden, die über die Barriere tunneln können. Der Subgap-Widerstand R_{SG} ist somit sehr groß. Ab einer Spannung $U \geq U_g$ können Cooper-Paare durch die angelegte Spannung in Quasiteilchen aufbrechen. Dadurch sind viele Quasiteilchen vorhanden und der Widerstand entspricht etwa dem normalleitenden Widerstand R_N (bei $T = T_c$), wenn alle Cooper-Paare aufgebrochen sind und als Elektronen über den Kontakt tunneln. Die Strom-Spannungs-Kennlinie ist direkt oberhalb U_g nahezu ohmsch. In der $I(U)$ -Kennlinie ist unter der Spannung der zeitliche Mittelwert $\langle U \rangle$ zu verstehen. Im Folgenden wird aber weiterhin das Symbol U verwendet. Im Bereich $0 < U < U_g$ und $0 < T < T_c$ hängt die Quasiteilchendichte und somit auch der Quasiteilchenstrom stark von der Temperatur und der angelegten Spannung ab. Dadurch ist der Widerstand $R_{\text{SG}}(T, U)$ stark nichtlinear.

V. Ambegaokar und A. Baratoff [Amb63a, Amb63b] zeigten, dass für die Temperaturabhängigkeit von I_c für symmetrische SIS-Kontakte⁵

$$I_c R_N = \pi \frac{\Delta(T)}{2e} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \quad (2.14)$$

⁵SIS = Supraleiter-Isolator-Supraleiter

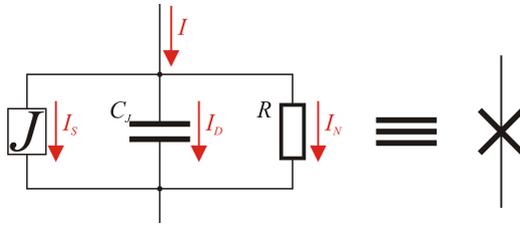


Abbildung 2.2: Ersatzschaltbild eines Josephsonkontakts nach dem RCSJ-Modell. Der Strom I über den Kontakt setzt sich aus dem Josephsonstrom I_S , dem Quasiteilchenstrom I_N und dem Verschiebungsstrom I_D zusammen.

gilt und somit das $I_c R_N$ -Produkt allein von den Eigenschaften der supraleitenden Elektroden abhängt und nicht von denen der Barriere.

RCSJ-Modell

Der spannungsbehaftete Zustand eines punktförmigen Josephsonkontakts lässt sich mit Hilfe des RCSJ-Modells⁶ [McC68, Ste68] beschreiben. Neben dem Suprastrom I_S und dem Quasiteilchen-Tunnelstrom I_N wird auch der Verschiebungsstrom I_D berücksichtigt. Dieser Strom entsteht durch die kapazitiven Eigenschaften des Kontakts und der sich zeitlich ändernden Spannung am Kontakt. Die Kapazität des Kontakts C_J ist abhängig von der Geometrie, der Barrierendicke d_B und der Dielektrizitätskonstanten ϵ_r der Barriere. Für den Strom I_N wird die lineare Abhängigkeit $I_N = U/R$ mit dem effektiven Widerstand R angenommen. Der Gesamtstrom lässt sich nach der Kirchhoffschen Knotenregel als Summe der Teilströme berechnen:

$$I = I_S + I_N + I_D = I_c \sin \phi + \frac{U}{R} + C_J \dot{U}. \quad (2.15)$$

Ein Ersatzschaltbild ist in Abb. 2.2 dargestellt. Die Spannung kann mit Hilfe der 2. Josephsongleichung Gl. (2.13) ersetzt werden. Es ergibt sich

$$I = I_c \sin \phi + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \dot{\phi} + \frac{C_J \Phi_0}{2\pi} \ddot{\phi}. \quad (2.16)$$

Das physikalische Pendel oder das Teilchen im Waschbrettpotential sind zwei anschauliche Systeme der klassischen Mechanik, die sich durch den-

⁶RCSJ = Resistively and Capacitively Shunted Junction

selben Typ von Differentialgleichung beschreiben lassen. Die Bewegungsgleichung für das physikalische Pendel mit der Masse m , der Länge l und der Fallbeschleunigung g ist

$$M = mgl \sin \phi + \Gamma \dot{\phi} + ml^2 \ddot{\phi}. \quad (2.17)$$

Hierbei ist M das von außen wirkende Drehmoment auf das Pendel, ϕ die Auslenkung des Pendels und ml^2 entspricht dem Trägheitsmoment. Die Dämpfung des Pendels wird durch Γ bestimmt.

Mit weiteren Definitionen für den normierten Strom i , der Zeit in Einheiten von τ_c und dem Stewart-McCumber-Parameter β_c [McC68, Ste68]

$$i = \frac{I}{I_c}, \tau_c = \frac{\Phi_0}{2\pi I_c R}, \beta_c = \frac{2\pi I_c R^2 C_J}{\Phi_0} \quad (2.18)$$

kann man Gl. (2.16) in

$$i = \sin \phi + \dot{\phi} + \beta_c \ddot{\phi} \quad (2.19)$$

umformen. Der materialabhängige Parameter β_c beschreibt das Verhältnis von Reibung und Trägheit und ist somit ein Maß für die Dämpfung des Systems. Von einem unterdämpften oder hysteretischen Kontakt spricht man, wenn $\beta_c > 1$ ist. In diesem Fall fällt in der $I(U)$ -Kennlinie bei einer Verringerung des Stroms unter den Wert I_c weiterhin eine Spannung ab. Erst wenn der Wert des Rücksprungstroms I_r unterschritten wird, springt der Kontakt in den spannungslosen Zustand, wodurch man eine hysteretische $I(U)$ -Kennlinie erhält (s. Abb. 2.3(c)). Der Stewart-McCumber-Parameter β_c kann für stark unterdämpfte Kontakte ($\beta_c \gg 1$) anhand des Rücksprungstroms I_r aus der $I(U)$ -Kennlinie über die Formel [Zap73]

$$\beta_c \approx \frac{2 - (\pi - 2) \frac{I_r}{I_c}}{\left(\frac{I_r}{I_c}\right)^2} \quad (2.20)$$

abgeschätzt werden. Bei überdämpften Kontakten ($\beta_c < 1$) springt der Kontakt in der $I(U)$ -Kennlinie direkt nach Unterschreiten des kritischen Stroms I_c in den spannungslosen Zustand. Für $\beta_c \ll 1$ kann die Kapazität vernachlässigt werden und man erhält das RSJ-Modell mit folgender Gleichung für die zeitlich gemittelte Spannung (für $T = 0$):

$$U = \begin{cases} 0 & \text{für } |I| < I_c \\ R_N \sqrt{I^2 - I_c^2} & \text{für } |I| > I_c. \end{cases} \quad (2.21)$$

Die RSJ-Kennlinie (s. Abb. 2.3 (a)) nähert sich für große Ströme einer ohmschen Geraden $U = R_N I$ an.

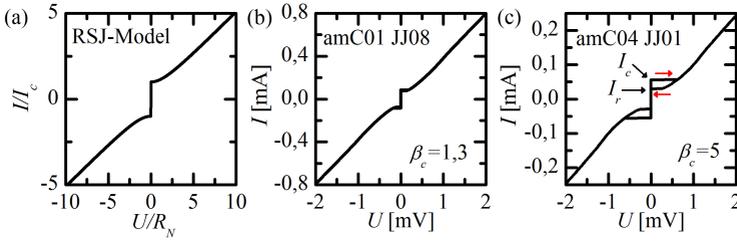


Abbildung 2.3: (a) $I(U)$ -Kennlinie nach Gl. (2.21), (b) und (c) $I(U)$ -Kennlinie von zwei gewöhnlichen Kontakten amC01 JJ08 und amC04 JJ01 mit unterschiedlichem β_c .

2.2.2 Kurze Josephsonkontakte

Im vorherigen Teil wurden punktförmige Josephsonkontakte behandelt. Das Verhalten von Josephsonkontakten im Magnetfeld soll nun für Kontakte, die in einer Dimension ausgedehnt sind, beschrieben werden. Die Phase $\phi(x)$ kann sich nur entlang dieser Dimension ändern. Dabei unterscheidet man zwischen kurzen und langen Josephsonkontakten. Als kurz bezeichnet man Kontakte, deren Länge $L_J \leq \lambda_J$ ist. Die Josephson-Eindringtiefe λ_J ist gegeben durch

$$\lambda_J = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c d_{\text{eff}}}}, \quad (2.22)$$

mit der kritischen Stromdichte j_c des Josephsonkontakts und der effektiven magnetischen Barrierendicke [Wei69]

$$d_{\text{eff}} = d_B + \lambda_{L,E1} \coth\left(\frac{d_{E1}}{\lambda_{L,E1}}\right) + \lambda_{L,E2} \coth\left(\frac{d_{E2}}{\lambda_{L,E2}}\right). \quad (2.23)$$

Dabei ist d_B die Barrierendicke, $\lambda_{L,E1/E2}$ die Londonsche Eindringtiefe und $d_{E1/E2}$ die Dicke⁷ der beiden supraleitenden Elektroden (s. Abb. 2.4).

⁷Als Dicke $d_{E1/E2}$ ist die Ausdehnung der Elektroden senkrecht zum angelegten Magnetfeld gemeint. Für Korngrenzenkontakte und einem entlang der Oberflächennormalen angelegten Feld ist d die Länge der Zuleitungen und nicht die Filmdicke. In diesem Fall gilt: $d_{\text{eff}} \approx d_B + \lambda_{L,E1} + \lambda_{L,E2}$

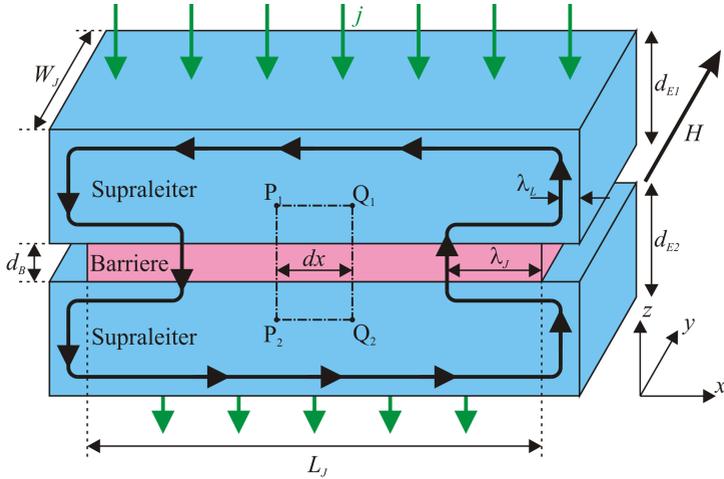


Abbildung 2.4: Schematische Zeichnung eines ausgedehnten Josephsonkontakts im externen Magnetfeld.

Kurze Josephsonkontakte im Magnetfeld

Wird an einen Josephsonkontakt ein externes Magnetfeld H in Richtung der y -Achse (s. Abb. 2.4) angelegt, so wirkt sich dies aufgrund des Vektorpotentials \vec{A} in Gl. (2.12) auf die Phase ϕ aus. Für den von den Punkten P_1, P_2, Q_2, Q_1 umschlossenen magnetischen Fluss Φ gilt:

$$\begin{aligned} \Phi &= \int \vec{B} d\vec{F} = \oint \vec{A} d\vec{s} \\ &= \int_{P_1}^{P_2} \vec{A} d\vec{s} + \int_{P_2}^{Q_2} \vec{A} d\vec{s} + \int_{Q_2}^{Q_1} \vec{A} d\vec{s} + \int_{Q_1}^{P_1} \vec{A} d\vec{s}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

In dieser Gleichung kann man den ersten und den dritten Term durch die eichinvarianten Phasen $\phi(x)$ und $\phi(x + dx)$ ersetzen (s. Gl. (2.12)). Liegen die Punkte P_1, P_2, Q_2 und Q_1 tief genug im Inneren der supraleitenden Elektroden, verschwindet der zweite und vierte Term und man erhält

$$\Phi = \frac{\Phi_0}{2\pi} (\phi(x + dx) - \phi(x)). \quad (2.25)$$

Andererseits erhält man aufgrund des exponentiell abfallenden Magnetfeldes innerhalb eines Supraleiters für den umschlossenen Fluss

$$\Phi = \mu_0 H \Lambda dx. \quad (2.26)$$

Dabei ist Λ die effektive Eindringtiefe des Magnetfeldes in einen Josephsonkontakt [Wei69], die sich aus

$$\Lambda = d_B + \lambda_{L,E1} \tanh\left(\frac{d_{E1}}{2\lambda_{L,E1}}\right) + \lambda_{L,E2} \tanh\left(\frac{d_{E2}}{2\lambda_{L,E2}}\right). \quad (2.27)$$

berechnen lässt. Aus Gl. (2.25) und (2.26) erhält man

$$\frac{\phi(x+dx) - \phi(x)}{dx} = \frac{d\phi}{dx} = \frac{2\pi\mu_0\Lambda}{\Phi_0} H. \quad (2.28)$$

Daraus folgt, dass ein externes Magnetfeld einen Phasengradienten entlang des Kontakts erzeugt, was wiederum nach Gl. (2.11) zu einem räumlich oszillierenden Suprastrom führt.

Der maximale Suprastrom in Abhängigkeit eines äußeren magnetischen Feldes für räumlich ausgedehnte Josephsonkontakte berechnet sich mit Hilfe von Gl. (2.11) als

$$I_c(H) = \int_0^{W_J} \int_0^{L_J} j_S(x) dx dy = \int_0^{W_J} \int_0^{L_J} j_c \sin \phi(x) dx dy. \quad (2.29)$$

Hierbei wurde der Strom I durch das Integral über die Stromdichte j ersetzt und eine homogene kritische Stromdichte j_c angenommen. Integriert man in y -Richtung über die Kontaktbreite⁸ W_J und in x -Richtung über die Kontaktlänge L_J , so ergibt sich für den maximalen Suprastrom

$$I_c(\Phi) = I_{c0} \left| \frac{\sin \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}}{\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}} \right|, \quad \text{mit } \Phi = \Lambda L_J \mu_0 H \quad (2.30)$$

und $I_{c0} = j_c W_J L_J$ als den maximalen kritischen Strom in Abwesenheit eines externen Magnetfeldes. In Abb. 2.5 ist die Abhängigkeit des maximalen kritischen Stroms vom externen Magnetfeld dargestellt. Dies entspricht einer sinc-Funktion und wird aufgrund der Form, welche der Intensitätsverteilung bei der optischen Beugung am Einzelspalt entspricht, als Fraunhofermuster bezeichnet.

⁸Für diese Berechnung wird $W_J \ll \lambda_J$ angenommen, d. h. die Phase ϕ kann sich nur entlang der Kontaktlänge L_J ändern.

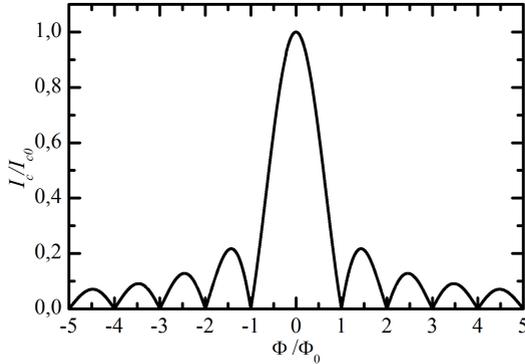


Abbildung 2.5: $I_c(\Phi)$ -Abhängigkeit eines kurzen Kontakts mit $\Phi = \mu_0 \Lambda L_J H$.

2.2.3 Lange Josephsonkontakte

In der bisherigen Betrachtung von kurzen Josephsonkontakten wurden Eigenfeldeffekte, verursacht durch Ströme im Kontakt, nicht berücksichtigt. Mit zunehmender Länge ($L_J \geq 4\lambda_J$) können solche Eigenfeldeffekte nicht mehr vernachlässigt werden. Die ortsabhängige Phasendifferenz ϕ kann durch die Sinus-Gordon-Gleichung beschrieben werden [Sco64, Sco70, Rub70, Bar71]. Zur Vereinfachung wird wieder eine Kontaktbreite $W_J \ll \lambda_J$ und eine homogene kritische Stromdichte angenommen. Der lange Josephsonkontakt kann in diesem Fall als eine Parallelschaltung von RCSJ-artigen Josephsonkontakten angesehen werden (s. Abb. 2.6) [Sco70], die durch den parallel zur Barriere fließenden Strom miteinander gekoppelt sind. Dieser Strom kann als Summe eines resistiven Oberflächenstroms I_{R_S} und eines Induktionsstroms I_L mit der Induktivität L dargestellt werden. Für den Stromfluss im Knotenpunkt an der Stelle x ergibt sich aus der Kirchhoffschen Maschenregel:

$$I_L^n(x) + I_{R_S}^n(x) + I^{n+1}(x + \Delta x) = I_{RCSJ}^{n+1}(x + \Delta x) + I_L^{n+1}(x + \Delta x) + I_{R_S}^{n+1}(x + \Delta x). \quad (2.31)$$

Innerhalb einer Schleife ergibt sich aufgrund der Flussquantisierung für die Phasendifferenz $\phi(x + \Delta x) - \phi(x)$ mit dem externen magnetischen Fluss

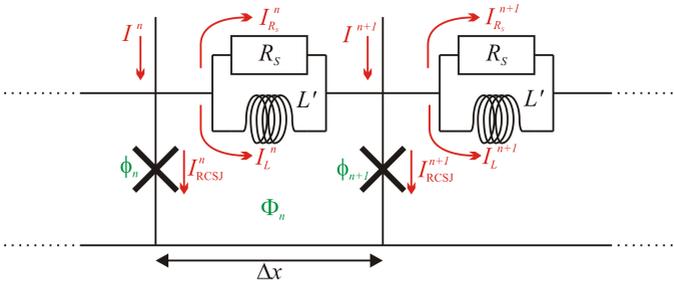


Abbildung 2.6: Ersatzschaltbild eines langen Josephsonkontakts.

$\Phi(x) = \mu_0 H(x) \Lambda \Delta x$ durch das externe Magnetfeld $H(x)$:

$$\phi(x + \Delta x) - \phi(x) = \frac{2\pi}{\Phi_0} [\Phi(x) - L' I_L^n(x)]. \quad (2.32)$$

Mit der Induktivität pro Länge $L' = \frac{L}{\Delta x} = \frac{\mu_0 d_{\text{eff}}}{W_J}$ ergibt sich für $\Delta x \rightarrow 0$:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left[\mu_0 H(x) \Lambda - \frac{\mu_0 d_{\text{eff}}}{W_J} I_L(x) \right]. \quad (2.33)$$

Leitet man diese Gleichung erneut nach x ab erhält man

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left[\mu_0 \Lambda \frac{\partial H(x)}{\partial x} - \frac{\mu_0 d_{\text{eff}}}{W_J} \frac{\partial I_L(x)}{\partial x} \right]. \quad (2.34)$$

In Gl. (2.31) kann man die Ströme I und I_{RCSJ} durch die entsprechenden Stromdichten $j = \frac{I}{W_J \Delta x}$ und $j_{\text{RCSJ}} = \frac{I_{\text{RCSJ}}}{W_J \Delta x}$ ersetzen. Für $\Delta x \rightarrow 0$ ergibt Gl. (2.31) dann:

$$\frac{\partial I_L(x)}{\partial x} = W_J (j - j_{\text{RCSJ}}) - \frac{\partial I_{R_S}(x)}{\partial x}. \quad (2.35)$$

Gemeinsam ergeben Gl. (2.34) und (2.35)

$$-\frac{W_J}{\mu_0 d_{\text{eff}}} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \mu_0 \Lambda \frac{\partial H(x)}{\partial x} \right) = W_J (j - j_{\text{RCSJ}}) - \frac{\partial I_{R_S}(x)}{\partial x}. \quad (2.36)$$

Die Stromdichte j_{RCSJ} über den Kontakt kann durch Gl. (2.15) ersetzt werden. Außerdem gilt für den Oberflächenstrom $\frac{\partial I_{R_S}}{\partial x} = -\frac{W_J}{\rho_S} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$ mit

dem spezifischen Oberflächenwiderstand ρ_S . Daraus erhält man:

$$\begin{aligned} & \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 d_{\text{eff}}} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{\Lambda}{d_{\text{eff}}} \frac{\partial H(x)}{\partial x} = \\ & j_c \sin \phi - j + \frac{U}{\rho} + C'_J \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{1}{\rho_S} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}. \end{aligned} \quad (2.37)$$

Die Kapazität C_J wurde hier durch die spezifische Kapazität C'_J ersetzt. Mit der 2. Josephsongleichung (Gl. (2.13)) kann auch die Spannung ersetzt werden und man erhält die Sinus-Gordon-Gleichung für lange Josephsonkontakte:

$$\begin{aligned} & \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 d_{\text{eff}}} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - C'_J \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - j_c \sin \phi = \\ & -j + \frac{\Phi_0}{2\pi\rho} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\Phi_0}{2\pi\rho_S} \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\Lambda}{d_{\text{eff}}} \frac{\partial H(x)}{\partial x}. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Diese Gleichung kann man mit der Plasmafrequenz

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{2\pi j_c}{\Phi_0 C'_J}}. \quad (2.39)$$

mit $Q = 2\pi\mu_0\Lambda\lambda_J^2/\Phi_0$, der Josephson-Eindringtiefe λ_J (s. Gl. (2.22)) und dem Stewart-McCumber-Parameter β_c (s. Gl. (2.18)) umschreiben als

$$\begin{aligned} & \lambda_J^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} - \frac{1}{\omega_0^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} - \sin \phi = \\ & -\frac{j}{j_c} + \frac{1}{\omega_0 \sqrt{\beta_c}} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{1}{\omega_0^2 C'_J \rho_S} \frac{\partial^3 \phi}{\partial x^2 \partial t} + Q \frac{\partial H(x)}{\partial x}. \end{aligned} \quad (2.40)$$

Normiert man die Ortskoordinate auf λ_J , die Zeit auf ω_0^{-1} , den Strom auf j_c und das Feld auf $h(x)$, mit $h(x) = 2H(x)/H_{c1}$ und $H_{c1} = \Phi_0/(\pi\mu_0\Lambda\lambda_J)$, erhält man:

$$\phi_{xx} - \phi_{tt} - \sin \phi = -\gamma + \alpha\phi_t + h_x(x) - \beta\phi_{xxt}. \quad (2.41)$$

Dies ist die dimensionslose Sinus-Gordon-Gleichung, wie sie meist in Lehrbüchern dargestellt wird. Die Indizes x bzw. t stehen für die räumliche bzw. die zeitliche Ableitung. Hierbei ist $\alpha = \frac{1}{\sqrt{\beta_c}}$ die Dämpfung aufgrund des Quasiteilchenwiderstands und $\beta = 1/(C'_J\omega_0\rho_S\lambda_J^2)$ die Dämpfung aufgrund des Oberflächenwiderstands. Der letzte Term kann meist vernachlässigt werden, da β sehr gering ist. In einem homogenen Magnetfeld ist $h_x(x) = 0$.

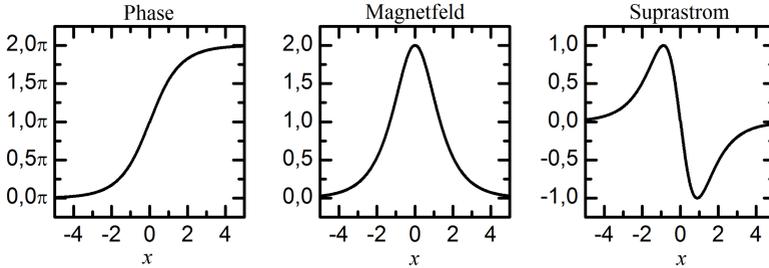


Abbildung 2.7: Phase ϕ , Magnetfeld ϕ_x und Suprastrom j_S eines Fluxons. Die x -Achse ist auf λ_J normiert.

Fluxon Als Fluxon wird ein Josephson-Flusswirbel in einem Josephsonkontakt bezeichnet, der genau den magnetischen Fluss eines Flussquants Φ_0 trägt. Mit Hilfe der ungestörten Sinus-Gordon-Gleichung (Gl. (2.41) mit $\alpha, \beta, \gamma = 0$)

$$\phi_{xx} - \phi_{tt} - \sin \phi = 0 \quad (2.42)$$

kann ein Fluxon in einem unendlich langen Josephsonkontakt als

$$\phi(x, t) = 4 \arctan \left[\exp \left(\pm \frac{x - ut - x_0}{\sqrt{1 - u^2}} \right) \right] \quad (2.43)$$

beschrieben werden. Das ist eine solitonische Lösung der Sinus-Gordon-Gleichung und stellt ein Fluxon im Punkt x_0 zum Zeitpunkt $t = 0$ dar, das sich mit der normierten Geschwindigkeit $0 \ll u \ll 1$ bewegt. Die Geschwindigkeit wurde auf die Swihart-Geschwindigkeit $c_{SW} = \omega_0 \lambda_J$ normiert. Abbildung 2.7 zeigt die Phase ϕ , den Suprastrom $\sin \phi$ und das Magnetfeld ϕ_x eines Fluxons mit der Geschwindigkeit $u = 0$. Die Integration des Magnetfeldes entlang des Kontakts ergibt genau Φ_0 . Wie in Abbildung 2.7(b) zu sehen ist, befindet sich fast das gesamte Fluxon innerhalb eines Bereichs von $4\lambda_J$. Eine ausführlichere Beschreibung von langen Josephsonkontakten, sowie das Analogon aus der klassischen Mechanik (die Pendelkette) ist in [Bar82] zu finden.

2.2.4 π -Kontakte

Als π -Kontakte [Bul77, Bul78] werden Josephsonkontakte bezeichnet, die im Grundzustand, wenn kein externer Strom oder ein externes Magnetfeld angelegt wird, eine Phasendifferenz $\phi = \pi$ besitzen. Dies ist nach der

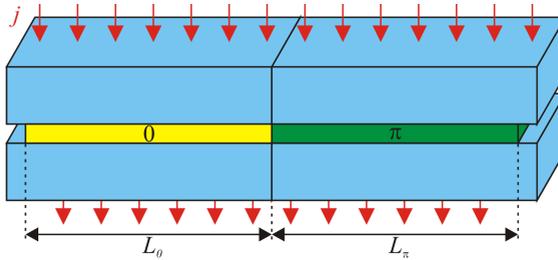


Abbildung 2.8: Schematische Zeichnung eines 0- π -Josephsonkontakts.

Strom-Phasen-Beziehung (1. Josephsgleichung Gl. (2.11)) gleichbedeutend mit einer negativen kritischen Stromdichte j_c ,

$$j_s = j_c \sin(\phi + \pi) = -j_c \sin(\phi). \quad (2.44)$$

Die bisher betrachteten konventionellen Josephsonkontakte besitzen im Grundzustand eine Phasendifferenz von $\phi = 0$ und werden deshalb auch als 0-Kontakte bezeichnet. Die Möglichkeiten zur Herstellung solcher π -Kontakte werden in Abschnitt 2.3 genauer beschrieben. Allein anhand von Messungen der $I(U)$ - oder $I_c(H)$ -Kennlinien lassen sich 0- und π -Kontakte nicht voneinander unterscheiden. Kombiniert man jedoch diese beiden Kontakttypen zu einem gemeinsamen Bauelement, einem 0- π -Kontakt [Bul78] (s. Abb. 2.8), so zeigen diese Messungen ein ganz neues Bild. Auf einige Eigenschaften solcher Kontakte wird im nächsten Abschnitt genauer eingegangen.

2.2.5 0- π -Kontakte

0- π -Kontakte sind Josephsonkontakte, die zu einem Teil aus einem 0- und zum anderen Teil aus einem π -Kontakt bestehen (s. Abb. 2.8). Eine ganz besondere Eigenschaft von 0- π -Kontakten ist, dass sich aufgrund der unterschiedlichen Phasendifferenzen im 0- und im π -Bereich an der Grenzfläche eine spontane Magnetisierung ausbildet. Der magnetische Fluss dieser Magnetisierung beträgt für lange Josephsonkontakte genau die Hälfte des magnetischen Flussquants Φ_0 und wird deshalb als Semifluxon bezeichnet. Die Ausbildung der spontanen Magnetisierung lässt sich direkt aus der Sinus-Gordon-Gleichung für lange 0- π -Kontakte herleiten.

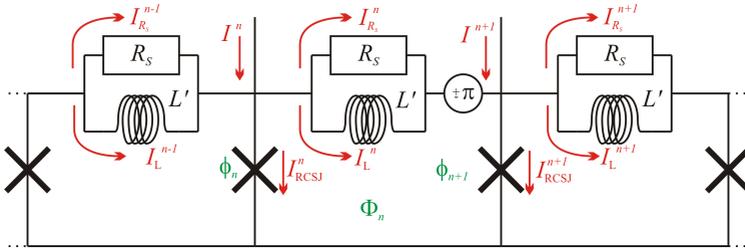


Abbildung 2.9: Ersatzschaltbild eines $0-\pi$ -Josephsonkontakts.

Sinus-Gordon-Gleichung für lange $0-\pi$ -Kontakte

Genau wie für lange Josephsonkontakte (Gl. (2.31) - (2.41)) kann anhand der Sinus-Gordon-Gleichung für lange $0-\pi$ -Kontakte die Dynamik dieses Systems beschrieben werden. Der einzige Unterschied in der Sinus-Gordon-Gleichung für lange $0-\pi$ -Kontakte [Gol02] zu der konventioneller langer Kontakte ist das Vorhandensein einer π -Diskontinuität der Phase im Kontakt. Das Ersatzschaltbild eines langen $0-\pi$ -Kontakts ist in Abb. 2.9 dargestellt. Hier werden resistive Oberflächenströme vernachlässigt. Ein Phasensprung an der Stelle x kann durch die Funktion

$$\Pi(x) = \theta(x + dx) - \theta(x), \text{ mit } \theta(x) = \pi \sum_{k=1}^{N_c} \sigma_k \mathcal{H}(x - x_k) \quad (2.45)$$

angegeben werden. Die Funktion Π kann die Werte 0 und $\pm\pi$ annehmen. \mathcal{H} ist die Heaviside Stufenfunktion und $\sigma_k = \pm 1$ gibt das Vorzeichen des k ten Phasensprungs an der Stelle $x = x_k$ an. N_c ist die Anzahl der Diskontinuitäten. Damit ergibt sich für die Phasendifferenz in einer Schleife:

$$\phi(x + dx) - \phi(x) = \frac{2\pi}{\Phi_0} (\Phi(x) - I_L(x)L'(x)) + \Pi(x). \quad (2.46)$$

Durch diese Erweiterung entsteht in der Sinus-Gordon-Gleichung (2.41) ein weiterer Term und die Gleichung lautet nun

$$\phi_{xx} - \phi_{tt} - \sin \phi = -\gamma + \alpha \phi_t + h_x(x) - \beta \phi_{xxt} + \theta_{xx}(x), \quad (2.47)$$

mit

$$\theta_{xx}(x) = \pi \sum_k \sigma_k \delta_x(x - x_k), \quad (2.48)$$

wobei $\theta_{xx}(x)$ die Phasensprünge beschreibt. Die Phase kann auch als Summe

$$\phi(x, t) = \mu(x, t) + \theta(x) \quad (2.49)$$

des magnetischen Anteils μ und des Phasensprungs θ beschrieben werden. Damit vereinfacht sich Gl. (2.47) zu

$$\mu_{xx} - \mu_{tt} - \sin \mu \cos \theta = -\gamma + \alpha \mu_t + h_x(x) - \beta \mu_{xt}. \quad (2.50)$$

Die Funktion $\cos \theta$ nimmt nur die Werte ± 1 an. Für -1 entspricht das einer negativen kritischen Stromdichte.

Semifluxon Gleichung (2.50) kann einfacher gelöst werden, indem sie für die einzelnen Teilbereiche zwischen den Phasensprüngen unter Berücksichtigung des Vorzeichens der kritischen Ströme gelöst wird.

Für einen langen $0-\pi$ -Kontakt mit dem Phasensprung an der Stelle $x = 0$ und mit der ungestörten Sinus-Gordon-Gleichung für $0-\pi$ -Kontakte

$$\mu_{xx}(x) = \begin{cases} \sin \mu & \text{für } x < 0 \\ -\sin \mu & \text{für } x > 0 \end{cases} \quad (2.51)$$

sowie den Randbedingungen $\mu(-\infty) = 0$, $\mu(+\infty) = \pi$ und $\mu_x(\pm\infty) = 0$, ergibt sich für das magnetische Phasenprofil [Xu95, Gol02]

$$\mu(x) = \pm \begin{cases} 4 \arctan[(\sqrt{2}-1)e^x] & \text{für } x < 0 \\ \pi - 4 \arctan[(\sqrt{2}-1)e^{-x}] & \text{für } x > 0 \end{cases} \quad (2.52)$$

Diese Lösung beschreibt das magnetische Phasenprofil $\mu(x)$ eines Semifluxons. Das Phasenprofil $\phi(x)$ ist dementsprechend

$$\phi(x) = \mp 4 \operatorname{sgn}(x) \arctan[(\sqrt{2}-1)e^{-|x|}]. \quad (2.53)$$

Das magnetische Feld ergibt sich aus der Ableitung der magnetischen Phase

$$\mu_x(x) = \pm \frac{2}{\cosh[|x| - \ln(\sqrt{2}-1)]}. \quad (2.54)$$

Die normierte Suprastromdichte ergibt sich anhand Gl. (2.11) zu

$$\sin \phi = \pm \mu_{xx}(x) = -2 \operatorname{sgn}(x) \frac{\sinh[|x| - \ln(\sqrt{2}-1)]}{\cosh^2[|x| - \ln(\sqrt{2}-1)]}. \quad (2.55)$$

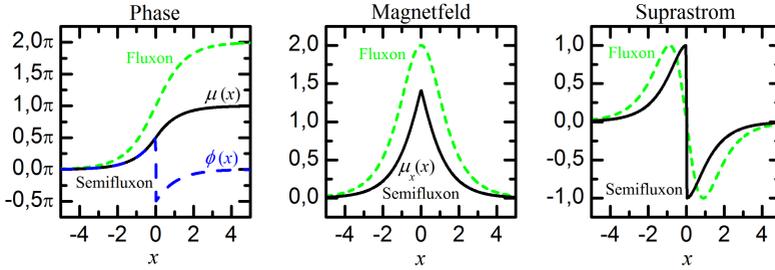


Abbildung 2.10: Phasen ϕ und μ , Magnetfeld μ_x und Suprastrom j_s eines Semifluxons und eines Fluxons (gestrichelt). Die x -Achse ist auf λ_J normiert.

Dieser Zustand ist aufgrund der unterschiedlichen Vorzeichen zweifach entartet und stellt ein Semifluxon und ein Antisemifluxon dar.

In Abb. 2.10 ist das Phasenprofil $\phi(x)$, das magnetische Phasenprofil $\mu(x)$, das Magnetfeldprofil und die Suprastromverteilung für ein Semifluxon und ein Fluxon in einem unendlich langen 0 - π -Kontakt mit einem Phasensprung von π an der Stelle $x = 0$ dargestellt. Die Semifluxonlösung stellt den Grundzustand dieses Systems dar.

Durch die Betrachtung der freien Energie des Systems lässt sich die Ausbildung einer spontanen Magnetisierung erklären [Gol03]. Für die freie Energie in dem Kontakt gilt

$$U = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \mu_x^2 + (1 - \cos \mu \cos \theta) dx. \quad (2.56)$$

Setzt man darin die Lösung eines Semifluxons (Gl. (2.52)) ein, ergibt dies $U = 8 - 4\sqrt{2} \approx 2,343$. Würde man $\mu(x) = 0$ einsetzen – die Lösung ohne spontane Magnetisierung –, so divergiert die freie Energie U für unendlich lange Kontakte. Der Grundzustand in einer isolierten 0 - bzw. π -Facette wird durch die Phasendifferenz $\mu = 0$ bzw. $\mu = \pi$ realisiert.

0 - π -Kontakte im Magnetfeld

Die $I_c(H)$ -Abhängigkeit eines 0 - π -Kontakts unterscheidet sich von der eines konventionellen Josephsonkontakts. Für kurze 0 - π -Kontakte mit einer Länge $L_J \ll \lambda_J$, bestehend aus einem 0 -Bereich ($-L_J/2 < x < 0$) und einem π -Bereich ($0 \leq x < L_J/2$), kann das externe magnetische Feld

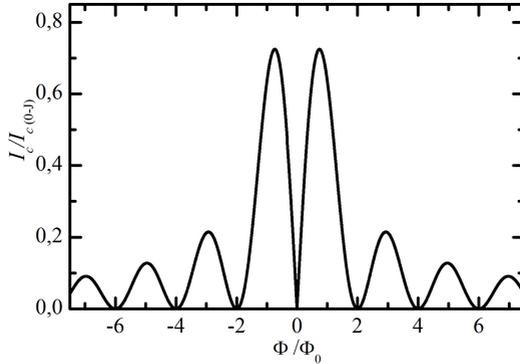


Abbildung 2.11: Abhängigkeit des kritischen Stroms I_c vom externen Magnetfeld $\Phi = \mu_0 \Lambda L_J H$ eines kurzen $0-\pi$ -Kontakts nach Gl. (2.58).

$\Phi = \Lambda L_J \mu_0 H$ innerhalb eines Kontakts als konstant und gleich dem externen Feld angenommen werden. Für die Phase $\phi(x)$ ergibt sich daraus

$$\phi(x) = \phi_0 + \begin{cases} \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi x & \text{für } -L/2 < x < 0, \quad 0\text{-Bereich} \\ \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi x + \pi & \text{für } 0 \leq x < L/2, \quad \pi\text{-Bereich.} \end{cases} \quad (2.57)$$

Mit Hilfe der 1. Josephsongleichung kann bei einer homogenen kritischen Stromdichte $j_c = j_{c,0} = j_{c,\pi}$ der kritische Strom in Abhängigkeit des Magnetfeldes mit

$$I_c(\Phi) = \left| \int_0^{W_J} \int_{-L_J/2}^{L_J/2} j_c \sin \phi(x) dx dy \right| = I_{c(0,J)} \left| \frac{\sin^2 \frac{\pi \Phi}{2\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi}{2\Phi_0}} \right| \quad (2.58)$$

berechnet werden. Dabei ist $I_{c(0,J)} = j_c W_J L_J$ der kritische Strom eines vergleichbaren 0 -Kontakts in Abwesenheit eines externen Magnetfeldes. In Abb. 2.11 ist die $I_c(H)$ -Abhängigkeit von einem $0-\pi$ -Kontakt gezeigt. Im Gegensatz zum Fraunhofermuster eines 0 -Kontakts (Abb. 2.5) befindet sich hier ein Minimum bei $H = 0$. Anschaulich kann man das Verschwinden des kritischen Stroms im Nullfeld dadurch erklären, dass sich die kritischen Ströme im 0 - und π -Bereich gegenseitig aufheben, da sie ein entgegengesetztes Vorzeichen haben.

In $0-\pi$ -Kontakten endlicher Länge ist im Nullfeld der kritische Strom $I_{c0} \neq$

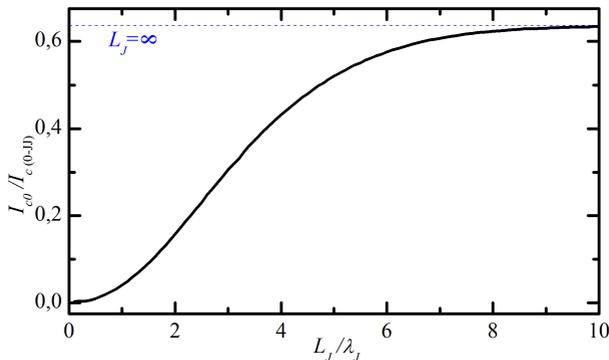


Abbildung 2.12: Abhängigkeit des kritischen Stroms von der Kontaktlänge $l = L_J / \lambda_J$ für $0-\pi$ -Kontakte im Nullfeld.

0. Für $L_J \gg \lambda_J$ bildet sich an der $0-\pi$ -Grenzfläche ein Semifluxon, das den Phasensprung vom übrigen Kontakt „abschirmt“. Der Biasstrom übt jedoch eine Kraft auf das Semifluxon aus. Dieses ist zwar an die Diskontinuität gebunden, ab einem Strom von $I_{c0} = \frac{2}{\pi} |j_{c(0-J)}| W_J L_J$ ist die Kraft aber groß genug, um das Semifluxon „loszureißen“. Dabei klappt das Semifluxon in ein Antisemifluxon um, wobei ein Fluxon ausgesendet wird. Auch das Antisemifluxon kann wieder unter Aussendung eines Fluxons umklappen. Da sich die Fluxonen durch den Kontakt bewegen, fällt an diesem eine Spannung ab.

In kurzen $0-\pi$ -Kontakten mit einer Länge $L_J < 4\lambda_J$ kann sich an der Grenzfläche kein vollständiges Semifluxon ausbilden. Die spontane Magnetisierung kann man in diesem Fall mit Hilfe einer Einführung von virtuellen Spiegelladungen berechnen [Gol10]. Dabei wird eine unendlich lange Kette mit abwechselnd orientierten virtuellen Semifluxonen bzw. Antisemifluxonen im Abstand L_J um den eigentlichen Kontakt betrachtet. Das Profil der spontanen Magnetisierung ergibt sich aus der Überlagerung des Semifluxons im Kontakt mit den virtuellen (Anti-)Semifluxonen. Fließt nun ein Biasstrom über den Kontakt, so kann ein Umklapp- bzw. ein Umordnungsprozess durch den Austausch eines virtuellen Fluxons bereits bei deutlich kleineren Strömen $I_{c0} < \frac{2}{\pi} |j_{c(0-J)}| W_J L_J$ geschehen, da es sich formal betrachtet nicht mehr um ein einzelnes Semifluxon, sondern um eine Serie dicht benachbarter (Anti-)Semifluxonen handelt. Der kritische Strom eines endlichen $0-\pi$ -Kontakts kann numerisch bestimmt werden. In Abb. 2.12

sind numerisch berechnete Werte des kritischen Stroms in Abhängigkeit der normierten Kontaktlänge $l = L_J/\lambda_J$ für symmetrische $0-\pi$ -Kontakte in Abwesenheit eines externen Magnetfeldes aufgetragen. Die Werte wurden mit StkJJ [Gol11a] berechnet.

2.2.6 Multifacetten-Kontakte

Einen Kontakt, der abwechselnd aus einem 0 - und einem π -Kontakt besteht, bezeichnet man als Multifacetten-Kontakt. Für solche kurzen Kontakte mit N_F Facetten gleicher Länge L_F und homogener kritischer Stromdichte j_c kann die $I_c(H)$ -Abhängigkeit analytisch berechnet werden [Smi02a],

$$I_c(\Phi) = \left| \sum_{n=1}^{N_F} \left(\int_{(n-1)L_F}^{nL_F} j_c W_J e^{in\pi} e^{-i\Phi x} dx \right) \right|. \quad (2.59)$$

Diese Gleichung unterscheidet sich nur in der Summe über die Facetten und dem zusätzlichen Term $e^{in\pi}$, der den Phasensprung von 0 nach π zwischen den Facetten erzeugt, von der Formel für einen gewöhnlichen Kontakt. Durch Integration erhält man [Smi02a]:

$$\begin{aligned} I_c(\Phi) = \frac{I_{c(0-J)}\Phi_0}{2\pi\Phi} & \left\{ \left[\sum_{n=1}^{N_F} \sin \left(n \left(\pi - \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0 N_F} \right) \right) \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0 N_F} \right) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \cos \left(n \left(\pi - \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0 N_F} \right) \right) \sin \left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0 N_F} \right) \right]^2 \right. \\ & \left[\sum_{n=1}^{N_F} \cos \left(n \left(\pi - \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0 N_F} \right) \right) \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0 N_F} \right) \right) \right. \\ & \left. \left. + \sin \left(n \left(\pi - \frac{2\pi\Phi}{\Phi_0 N_F} \right) \right) \sin \left(\frac{2\pi\Phi}{\Phi_0 N_F} \right) \right]^2 \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (2.60)$$

Dabei ist $I_{c(0-J)} = j_c b N_F L_F$ der maximale kritische Strom eines vergleichbaren Kontakts ohne Phasensprünge. In Abb. 2.13 ist diese $I_c(H)$ -Abhängigkeit für einen Multifacetten-Kontakt mit $N_F = 8$ gezeigt. Zwischen den beiden globalen Maxima befinden sich $N_F - 2$ lokale Maxima, d. h. für gerade (bzw. ungerade) N_F befindet sich an der Position $\Phi = 0$ ein Minimum (bzw. lokales Maximum).

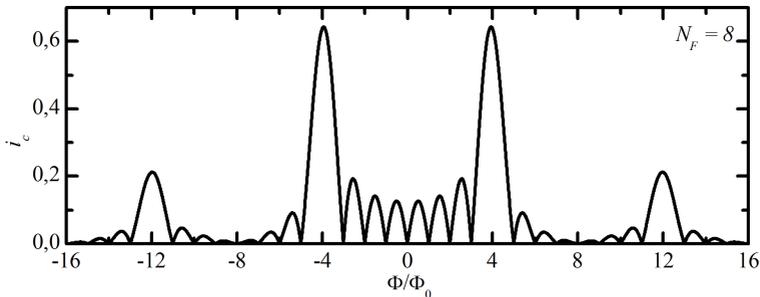


Abbildung 2.13: $I_c(H)$ -Abhängigkeit für einen Multifacetten-Kontakt mit $N_F = 8$ Facetten ($i_c = I_c/I_{c(0)}$).

2.3 Realisierung von 0 - π -Kontakten

Momentan werden π - bzw. 0 - π -Kontakte auf drei unterschiedliche Arten realisiert. Im Folgenden werden kurz die unterschiedlichen Techniken beschrieben.

SFS-Kontakte An einer Grenzfläche zwischen einem Supraleiter und einem Ferromagneten kommt es wie an einer SN-Grenzfläche⁹ zu einem Austausch der Ladungsträger (Proximity-Effekt). Jedoch fällt in einem Ferromagneten der Ordnungsparameter nicht einfach exponentiell ab, sondern es kommt dort aufgrund des magnetischen Austauschfeldes zu einer exponentiell gedämpften Oszillation des Ordnungsparameters [Dem97] (s. Abb. 2.14(a)). Erstellt man einen Josephsonkontakt mit einem Ferromagneten als Barriere, so erhält man abhängig von der Dicke d_B der ferromagnetischen Schicht einen 0 - oder einen π -Kontakt. Dieser Effekt konnte von Ryazanov *et al.* [Rya01] experimentell nachgewiesen werden. Einen 0 - π -Kontakt kann man durch unterschiedlich dicke Barrieren im 0 - und im π -Bereich erhalten, dies ist in Abb. 2.14(b) dargestellt. Der Normalwiderstand R_N ist in solchen SFS-Kontakten¹⁰ sehr gering. Durch Hinzufügen einer Isolationsschicht konnten SIFS-Kontakte¹¹ mit einer geringeren Dämpfung hergestellt werden [Kon02].

⁹SN = Supraleiter-Normalleiter

¹⁰SFS = Supraleiter-Ferromagnet-Supraleiter

¹¹SIFS = Supraleiter-Isolator-Ferromagnet-Supraleiter

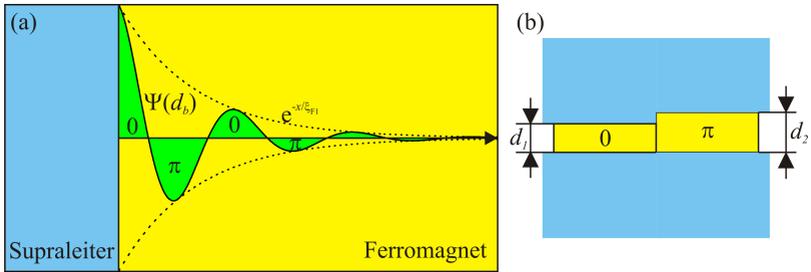


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung des Proximity-Effekts an einer Supraleiter-Ferromagnet-Grenzfläche (a). Der Ordnungsparameter Ψ oszilliert abhängig von der Ferromagnetdicke d_B . Mögliche Realisierung eines SFS- $0-\pi$ -Kontakts (b) durch zwei unterschiedlich dicke Barrieren d_1 und d_2 .

Injektorkontakte In Abschnitt 2.2.5 wurde bereits die Sinus-Gordon-Gleichung für $0-\pi$ -Kontakte hergeleitet. Darin wurde gezeigt, dass durch einen zusätzlichen Term θ_{xx} ein $0-\pi$ -Kontakt erzeugt werden kann. Wird in einen herkömmlichen Josephsonkontakt ein zusätzlicher Biasstrom der Form $\gamma_\theta(x) = \theta_{xx}(x) = -\pi\delta(x)/x$ injiziert, so entsteht an dieser Stelle ein Phasensprung um π [Ust02, Mal04, Gol04]. Da es in einem realen Experiment nicht möglich ist, dieses Stromprofil zu erzeugen, indem man in einem Punkt diesen Strom in den Kontakt injiziert und dann wieder direkt daneben extrahiert, muss man endlich breite Injektoren benutzen, die einen gewissen Abstand zueinander haben. Abhängig von dem Injektorstrom I_{Inj} lässt sich nun jedoch ein beliebiger Phasensprung $\kappa \propto I_{\text{Inj}}$ erzeugen $0 < \kappa \leq 2\pi$. Da die Strominjektion einen Phasensprung erzeugt ist es nicht möglich, nur einen π - bzw. κ -Kontakt herzustellen, sondern es entsteht immer ein $0-\kappa$ -Kontakt. In Abb. 2.15 sind die Funktionen $\theta(x)$, $\theta_x(x)$ und $\theta_{xx}(x)$ sowie das theoretisch realisierbare Injektorstromprofil $\gamma_\theta(x)$ und die schematische Darstellung eines solchen Injektorkontakts gezeigt. Diese Kontakte werden meist auf der Basis von Nb-AlO_x-Nb-Kontakten hergestellt, bei denen sich die Kontaktparameter sehr gut kontrollieren lassen.

Korngrenzen- und Rampenkontakte Die Herstellung von $0-\pi$ -Kontakten kann auch aufgrund der d -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters von unkonventionellen Supraleitern erfolgen. Wie in Abschnitt 2.1

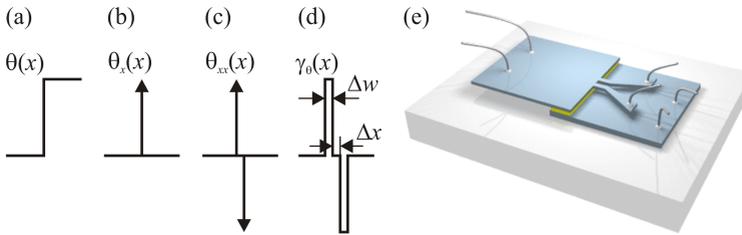


Abbildung 2.15: (a) bis (d) Funktionen $\theta(x)$, $\theta_x(x)$, $\theta_{xx}(x)$ und $\gamma_\theta(x)$ eines Injektorkontakts. (e) schematische Darstellung eines Injektorkontakts. Adaptiert aus [Gab07].

beschrieben macht die Phase bei Supraleitern mit d -Wellen-Symmetrie einen Sprung um π . Ein $0-\pi$ -Josephsonkontakt, bei dem beide Elektroden aus demselben d -Wellen-Supraleiter bestehen, kann in biepitaktischen Korngrenzenkontakten [KC91, Taf00, Lom02, Ced10b, Ced10a] oder mit Hilfe von Tri- oder Tetra-Kristall-Substraten [Tsu94, Kir95, Tom12] hergestellt werden.

Die ersten $0-\pi$ -Josephsonkontakte aus einem d - und einem s -Wellen-Supraleiter wurde von Wollman *et al.* [Wol95, VH95] hergestellt, indem sie auf einen YBCO-Einkristall über eine Ecke (Seiten zeigen in Richtung der a - und b -Achse) als Barriere eine sehr dünne Goldschicht und darauf ein s -Wellen-Supraleiter (Blei) aufdampften. Anstatt eines Einkristalls kann man auch einen einkristallinen Dünnsfilm benutzen, in den eine Kante bzw. eine Rampe als Kontaktfläche geätzt wurde, sogenannte Rampenkontakte. Ein kurzer Überblick des Aufbaus von Rampenkontakten wird im nächsten Abschnitt gegeben.

2.3.1 Aufbau von YBCO/Nb-Rampenkontakten

Ein Rampenkontakt besteht aus einer unteren Elektrode, deren Ränder eine rampenförmige Kante haben. In Abb. 2.16(a) ist die untere Elektrode rot dargestellt. Die Barriere und die obere Elektrode (blau) überlappen die untere Elektrode mit der rampenförmigen Kante. In dem Rampenbereich, in dem die Barriere und die obere Elektrode die untere Elektrode berühren, befindet sich der Rampenkontakt. Diese Kontaktgeometrie begünstigt einen Stromfluss über den Kontakt parallel zur Substratoberfläche. Besteht die untere Elektrode aus einem d -Wellen-Supraleiter und die

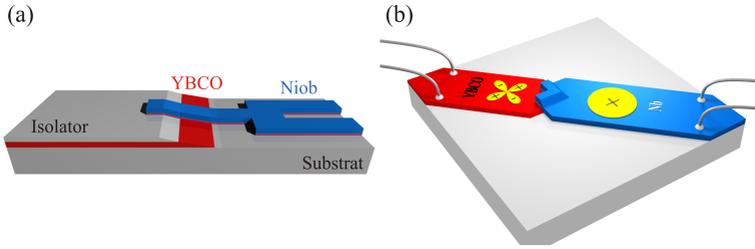


Abbildung 2.16: Schematische Zeichnungen eines Rampenkontakts mit einer (a) bzw. zwei (b) Facetten. Durch die d -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters der unteren YBCO-Elektrode und der s -Wellen-Symmetrie der oberen Nb-Elektrode entsteht bei dieser Kontaktgeometrie ein 0 - π -Kontakt.

obere Elektrode aus einem s -Wellen-Supraleiter, so kann man abhängig von der Kontaktgeometrie einen 0 -, π oder 0 - π -Kontakt herstellen. Geht die Rampenkontaktfläche um eine Ecke, sodass die eine Facette in Richtung der kristallographischen a -Achse zeigt und die andere in Richtung der b -Achse von YBCO (s. Abb. 2.16(b)), so trifft auf der einen Seite des Kontakts das „positive“ Vorzeichen des Ordnungsparameters des d -Wellen-Supraleiters auf das „positive“ Vorzeichen des s -Wellen-Supraleiters, wodurch man in diesem Teil des Kontakts einen 0 -Kontakt erhält. Auf der anderen Seite des Kontakts trifft das „negative“ Vorzeichen des Ordnungsparameters des d -Wellen-Supraleiters auf das „positive“ Vorzeichen des s -Wellen-Supraleiters. Durch den Vorzeichenwechsel (den Sprung um π) erhält man in diesem Teil des Kontakts einen π -Kontakt. Zusammen ergibt das einen 0 - π -Kontakt. Aufgrund der Ecke im Kontakt werden diese Kontakte auch Zick-Zack-Kontakte (bzw. engl. Zigzag-Junction) genannt. In einem Multifacetten-Kontakt sind mehrere solcher abwechselnden Facetten zu einem 0 - π - 0 -...Kontakt aneinandergereiht.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden 0 -, 0 - π - und Multifacetten-Rampenkontakte aus YBCO und Nb hergestellt. Die Fabrikation dieser Kontakte wird ausführlich in Kapitel 4 beschrieben.

2.4 Materialeigenschaften

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der zur Herstellung von Rampenkontakten verwendeten Materialien beschrieben. Zur Herstellung

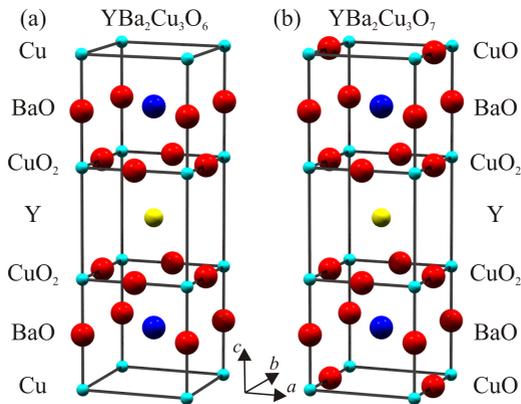


Abbildung 2.17: Kristallstruktur von YBa₂Cu₃O₆ (a) und von YBa₂Cu₃O₇ (b).

der Kontakte wurde als Substratmaterial und Isolationsschicht SrTiO₃ verwendet. Einkristalline Dünnschichten aus dem Hochtemperatursupraleiter YBa₂Cu₃O_{7- δ} wurden als untere Elektrode epitaktisch auf dem Substrat aufgewachsen. Die Barriere wurde aus einer dünnen Goldschicht hergestellt. Als obere Elektrode wurden Dünnschichten aus dem Tieftemperatursupraleiter Niob aufgebracht.

2.4.1 Yttrium-Barium-Kupferoxid (YBa₂Cu₃O_{7- δ})

Die Kristallstruktur von YBa₂Cu₃O_{7- δ} mit $\delta = 0$ ist in Abb. 2.17(b) dargestellt. Das Yttrium-Ion ist in *c*-Richtung von zwei CuO₂-Ebenen umgeben. Die Kupfer-Ionen sitzen in den Ecken und zwischen ihnen befinden sich entlang der *a*- und *b*-Achse jeweils ein Sauerstoff-Ion. Über bzw. unter den CuO₂-Ebenen befindet sich ein Barium-Ion, das von vier Sauerstoff-Ionen in den Ecken umgeben ist. Zusammen mit diesen "Apex"-Sauerstoff-Ionen aus der Bariumoxid-Ebene sind die Kupfer-Ionen aus den CuO₂-Ebenen von jeweils fünf Sauerstoff-Ionen umgeben, die einen Tetraeder bilden. Die Struktur beginnt bzw. endet mit der CuO-Ebene, deren Sauerstoffgehalt von δ abhängt. Für $\delta = 1$ ist kein Sauerstoff in dieser Ebene vorhanden (s. Abb. 2.17(a)). Dieses YBa₂Cu₃O₆ besitzt eine tetragonale Kristallstruktur und wird nicht supraleitend. Mit abnehmendem δ ($1 > \delta > 0,65$) werden in der CuO-Ebene die Plätze zwischen den Kupfer-

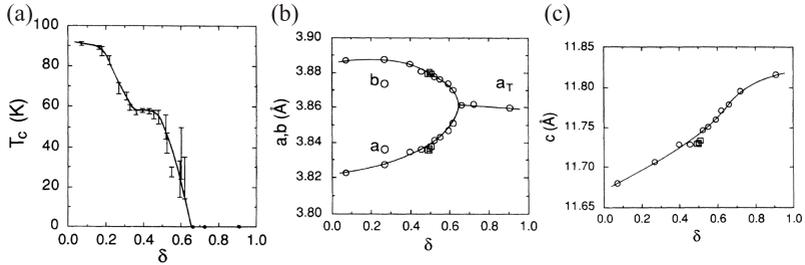


Abbildung 2.18: δ -Abhängigkeit der Sprungtemperatur (a) sowie der Gitterkonstanten (a -, b - Achse (b) und c -Achse (c)) aus [Jor90].

Ionen nach und nach sowohl in Richtung der kristallographischen a - als auch der b -Achse mit Sauerstoff besetzt. Ab $\delta = 0,65$ findet ein Phasenübergang von der nicht-supraleitenden tetragonalen Phase zur supraleitenden orthorhombischen Phase statt. Bei einer weiteren Abnahme von δ ($\delta < 0,65$) sind immer weniger Sauerstoff-Ionen in der CuO-Ebene entlang der a -Achse enthalten. Entlang der b -Achse nimmt der Sauerstoffgehalt hingegen zu. Die Sprungtemperatur steigt mit steigendem Sauerstoffgehalt entlang der b -Achse an und erreicht ihr Maximum bei $\delta \approx 0,1$ mit $T_c = 92$ K, wenn fast alle Plätze entlang der b -Achse besetzt und alle in der a -Achse unbesetzt sind. Diese Abhängigkeit $T_c(\delta)$ wurde u. a. von Jorgensen *et al.* [Jor90] untersucht und ist in Abb. 2.18(a) dargestellt. Auch die Gitterkonstanten hängen von δ ab [Jor90] (s. Abb. 2.18(b) und (c)). Für $1 > \delta > 0,65$ sind die a - und b -Achsen gleich. Für kleiner werdendes δ nimmt die a -Achse ab und die b -Achse zu. Auch die c -Achse, die etwa 3-mal so groß ist wie die a -Achse, wird mit abnehmendem δ kleiner. Die Gitterkonstanten für die maximale Sprungtemperatur ($T_c = 92$ K) betragen $a = 3,82$ Å, $b = 3,89$ Å und $c = 11,68$ Å.

Auch in den physikalischen Eigenschaften ist die Schichtstruktur sowie die orthorhombische Einheitszelle erkennbar. So zeigt der spezifische Widerstand ρ für Temperaturen $T > T_c$ in Richtung der a - und b -Achse metallisches Verhalten. In Richtung der c -Achse zeigt ρ direkt oberhalb von T_c ein halbleitendes Verhalten [Fri90, Gup90]. Auch die Kohärenzlänge und die magnetische Eindringtiefe sind anisotrop. Einige wichtige physikalische Größen sind in Tabelle 2.1 zusammengetragen. Der Ginzburg-Landau-Parameter κ ist für YBCO sowohl in ab -Richtung als auch in c -Richtung deutlich größer als $1/\sqrt{2}$ und somit ist YBCO eindeutig ein

Typ-II-Supraleiter.

Aufgrund der kleinen Kohärenzlänge, der Anisotropie sowie der von der Sauerstoffdotierung abhängigen Eigenschaften müssen für die meisten Anwendungen hohe Ansprüche an die Kristallqualität gestellt werden. Defekte auf atomarer Basis beeinflussen die supraleitenden Eigenschaften so stark, dass bereits Korngrenzen einen Josephsonkontakt erzeugen. Bei der Herstellung von Bikristallkontakten wird dieser Effekt gezielt ausgenutzt.

Epitaktische Dünnschichten können mit unterschiedlichen PVD-Techniken¹² (z. B. Sputtern, MBE¹³, PLD¹⁴) oder CVD-Techniken¹⁵ hergestellt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die YBCO-Dünnschichten mittels gepulster Laserablation (PLD) aufgewachsen. Diese Technik eignet sich besonders gut zur Herstellung von epitaktischen Dünnschichten aus komplexen Oxiden und wird in Abschnitt 3.1.1 genauer beschrieben. Im Allgemeinen werden *c*-Achsen-orientierte YBCO-Dünnschichten meist in der tetragonalen Phase mit $\delta > 0,5$ hergestellt. Nachträglich werden dann die CuO-Ebenen durch Tempern in Sauerstoffatmosphäre mit Sauerstoff beladen, um einen supraleitenden Dünnschicht mit $\delta < 0,15$ zu erhalten. Das Phasendiagramm in Abb. 2.19 beschreibt den Zusammenhang der Sauerstoffkonzentration δ mit der Temperatur und dem Sauerstoffpartialdruck [Ham89]. Die Wachstumsorientierung hängt stark von der Substrattemperatur und dem Sauerstoffpartialdruck ab. Wie auch im Rahmen dieser Arbeit bestätigt werden konnte findet bei dem PLD-Prozess auf SrTiO₃-Substraten bei einer Substrattemperatur zwischen 720 und 850°C und einem Sauerstoffdruck von 0,1 bis 0,3 mbar bevorzugt *c*-Achsen-orientiertes Wachstum statt [Roa88]. Bei tieferen Depositionstemperaturen tritt verstärkt *a*-Achsen orientiertes Wachstum auf.

Der Mechanismus der Supraleitung in Hochtemperatursupraleitern ist noch nicht bekannt. Mittlerweile ist jedoch allgemein anerkannt, dass die Supraleitung in Kupraten in den CuO₂-Ebenen stattfindet. Bei YBCO sind Löcher die freien Ladungsträger, die von den CuO-Ebenen zur Verfügung gestellt werden. Dies ist deutlich an der Abhängigkeit von δ zu sehen. Der Ordnungsparameter von YBCO zeigt, wie bereits erwähnt, starke Eigenschaften einer $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie [Wol95]. Experimente deuten jedoch auf eine Mischung mit einem *reellen* Anteil der *s*-Wellen-Symmetrie von maximal 20% [Tsu95, Kir06, Smi05, Bak09] und einem *imaginären* An-

¹²PVD = Physical Vapour Deposition

¹³MBE = Molecular Beam Epitaxy

¹⁴PLD = Pulsed Laser Deposition

¹⁵CVD = Chemical Vapour Deposition

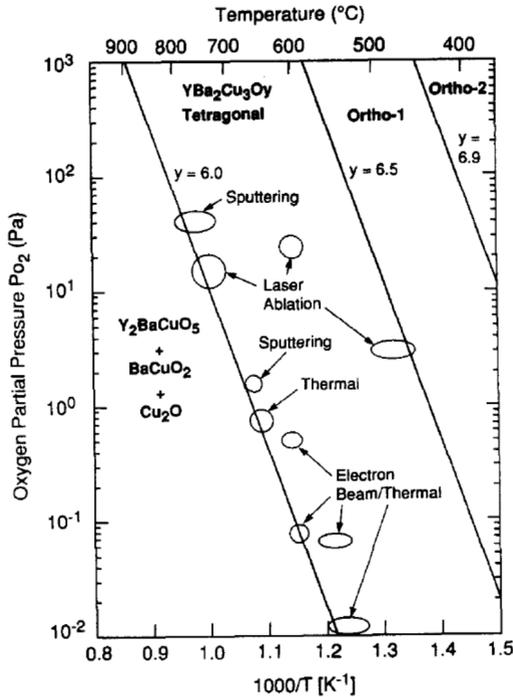


Abbildung 2.19: Phasendiagramm von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$ aus [Ham89]. In dem Graph sind abhängig von dem Sauerstoffpartialdruck und der Temperatur die Stabilitätsgrenzen der einzelnen Phasen von YBCO eingetragen.

teil einer s -, p - oder d_{xy} -Symmetrie von maximalen von 2,5% hin [Kir06].

2.4.2 Niob (Nb)

Das Übergangsmetall Niob ist ein klassischer Tieftemperatursupraleiter, der durch die BCS-Theorie beschrieben wird und somit eine s -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters besitzt. Niob hat eine kubisch raumzentrierte Kristallstruktur. Mit einem Ginzburg-Landau-Parameter von etwa 1 ist Niob noch ein Typ-II-Supraleiter, befindet sich jedoch nahe an der Grenze zu den Typ-I-Supraleitern. Einige physikalische Größen von Niob sind in Tab. 2.1 enthalten. Mit einem T_c von etwa 9,25 K ist es das Element mit der höchsten Sprungtemperatur.

Niob bildet beim Kontakt mit Sauerstoff sehr schnell eine dünne elektrisch isolierende Oxidschicht aus [Hal87]. Diese Nb_2O_5 -Schicht ist nur wenige nm-dick und stellt eine natürliche Oxidationsbarriere dar, die ein weiteres Oxidieren bei Raumtemperatur verhindert.

2.4.3 Strontiumtitanat (SrTiO_3)

Als Substratmaterial eignet sich SrTiO_3 (STO) besonders gut zur Herstellung von epitaktischen YBCO-Dünnschichten. STO besitzt eine Perowskit-Struktur. Die Gitterkonstanten des kubischen Materials stimmen sehr gut mit denen von YBCO überein (siehe Tab. 2.1). Auch der thermische Ausdehnungskoeffizient von STO ist mit dem von YBCO vergleichbar. STO ist bei den Prozessbedingungen von YBCO chemisch relativ stabil. Augerelektronen-Spektroskopie-Messungen zeigten, dass Barium nur in geringer Menge und auch nur wenige nm aus dem YBCO-Film in das Substrat diffundiert, sowie dass umgekehrt Titan nur in geringer Menge aus dem Substrat in den Dünnschicht diffundiert (bei Substrattemperaturen $> 600^\circ\text{C}$) [Nak98]. STO-Einkristall-Substrate mit reproduzierbar guter Kristallqualität, definierter Orientierung, einer Größe von $10 \times 10 \text{ mm}^2$ und einer Dicke von 1 mm sind kommerziell für einen akzeptablen Preis erhältlich. Durch eine Behandlung der Substrate mit gepufferter Flusssäure können Titanterminierte Oberflächen hergestellt werden [Kos98, Rij01, Lec03], wodurch die reproduzierbare Herstellung der Dünnschichten verbessert wird (s. hierzu auch Abschnitt 4.4.1 Substratpräparation). Außerdem reduziert ein Substratfehlenschliff von ca. 1° die Ausbildung von Zwillingsgrenzen¹⁶ in YBCO-Dünnschichten [Dek03, Brö98, Sch96].

STO ist aufgrund der hohen Dielektrizitätszahl ϵ und der relativ hohen dielektrischen Verluste $\tan \delta$, sowie deren starke Temperatur und Frequenzabhängigkeit für Hochfrequenzanwendungen meist ungeeignet. Eine Übersicht weiterer möglicher Substratmaterialien zur Herstellung epitaktischer YBCO-Dünnschichten ist z. B. in [Wör99] gegeben.

¹⁶In YBCO entsteht häufig Zwillingsgrenzen, bei den die a - und b -Achsen in benachbarten Körnern vertauscht sind.

Materialeigenschaften von YBCO		
Sprungtemperatur T_c	92 K	
Kristallsystem	orthorhombisch	
Raumgruppe	$Pmmm$	[Har92]
Gitterkonstante a	0,38206 nm	[Har92]
Gitterkonstante b	0,38851 nm	[Har92]
Gitterkonstante c	1,16757 nm	[Har92]
therm. Ausdehnungskoeff. α	$1 - 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$	[Wör99]
spez. Widerstand ρ	100-300 $\mu\Omega\text{cm}$	
Materialeigenschaften von Niob		
Sprungtemperatur T_c	9,2 K	
Kristallsystem	kubisch, bcc	[Mar05]
Raumgruppe	$Im\bar{3}m$	[Mar05]
Gitterkonstante a, b, c	0,3301 nm	[Mar05]
therm. Ausdehnungskoeff. α	$7,34 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[Mar05]
spez. Widerstand ρ	152 n Ωcm	[Mar05]
Materialeigenschaften von STO		
Schmelzpunkt	2353 K	
Kristallsystem	kubisch	
Raumgruppe	$Pm\bar{3}m$	
Gitterkonstante a, b, c	0,3905 nm	
ϵ	≈ 300	[Wör99]
$\tan \delta$	$\approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ K}^{-1}$	[Wör99]
therm. Ausdehnungskoeff. α	$9,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[Wör99]
Materialeigenschaften von Gold		
Kristallsystem	kubisch, fcc	[Mar05]
Raumgruppe	$Fm\bar{3}m$	[Mar05]
Gitterkonstante a, b, c	0,4078 nm	[Mar05]
therm. Ausdehnungskoeff. α	$14,16 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$	[Mar05]
spez. Widerstand ρ	20,5 n Ωcm	[Mar05]

Tabelle 2.1: Eigenschaften von YBCO, Niob, STO und Gold ($\tan \delta$ bei $f = 10 \text{ GHz}$ und $T = 77 \text{ K}$).

Kapitel 3

Herstellungs- und Analysetechniken

Gegenstand dieser Arbeit war die Herstellung und Charakterisierung von Josephson-Rampenkontakten aus dem Hochtemperatursupraleiter YBCO und dem Tieftemperatursupraleiter Niob. Wie bereits kurz in Abschnitt 2.3.1 beschrieben, bestehen Rampenkontakte aus einer komplexen Mehrlagenstruktur. Die Herstellung der dünnen Schichten fand in einem Ultrahochvakuum-Cluster-Tool¹ (UHV-System) statt, die Strukturierung erfolgte mittels optischer Lithographie und Plasmaätzen im UHV-System bzw. Ar⁺-Ionenätzen. Da für die Herstellung jede Prozesskammer des UHV-Systems verwendet wurde, wird in Abschnitt 3.1.1 das gesamte UHV-System genauer beschrieben und anschließend in Abschnitt 3.1.2 auf die weiteren verwendeten Techniken zur Strukturierung eingegangen. Darauf folgend werden im Abschnitt 3.2 die verwendeten Techniken und Systeme der Dünnschichtanalytik beschrieben, die neben der Dünnschichtcharakterisierung auch zur Kontrolle der Prozessschritte verwendet wurden.

¹UHV-Cluster-Tool des Physikalischen Instituts - Experimentalphysik II der Universität Tübingen.

3.1 Herstellung und Strukturierung dünner Schichten

3.1.1 Das UHV-System

Das UHV-System besteht aus vier Prozesskammern, die über eine Transferkammer miteinander verbunden sind. Zum Einschleusen der Proben in das System sind zwei Schleusenkammern an das System angeschlossen. In Abb. 3.1 ist eine Übersichtszeichnung der Anlage gezeigt. Im UHV-System ist es möglich, mit Hilfe von drei verschiedenen PVD-Techniken²

- gepulste Laserablation (**P**ulsed **L**aser **D**eposition, **PLD**)
- Kathodenzerstäuben (engl. cathode sputtering)
- Elektronenstrahlverdampfen (**ESV**)

Dünnschichten der unterschiedlichsten Materialien herzustellen. Für jede dieser Techniken ist eine eigene, speziell für den entsprechenden Prozess optimierte Vakuumkammer vorhanden. Um Verunreinigungen durch das Restgas bei der Dünnschichtherstellung sowie bei dem Transfer der Proben zwischen den Prozesskammern zu minimieren wurde das ganze System als UHV-Anlage³ (Hintergrunddruck ca. 10^{-9} mbar, Plasmaätzkammer ca. 10^{-7} mbar) ausgelegt. Die Kammern (ausgenommen Schleusen- und Ätzkammer) sind mit Heizjacketten ausgerüstet und können dadurch auf ca. 150°C erhitzt werden, um z. B. nach Wartungsarbeiten schnellstmöglich wieder ein gutes Vakuum zu erhalten. Das System wurde vor kurzem um eine Vakuumkammer erweitert. In dieser vierten Prozesskammer ist es nun auch möglich, Proben mittels eines HF-Plasmas zu strukturieren. Alle Pumpen, Ventile, Manipulatorbewegungen und Prozesse inklusive Probentransfer zwischen Prozesskammern und Schleusenkammer-1 können fast vollständig über eine Visualisierungssoftware gesteuert werden. Die Software dient auch als Anzeige und Dokumentation der Prozessparameter. Die neue Ätzkammer wird über eine separate Software auf einem eigenen PC gesteuert. Das UHV-System wurde im Rahmen der Dissertation von C. Back [Bac07] von der Firma Pink aus Wertheim hergestellt. In [Bac07] wird das UHV-System detailliert beschrieben. In der vorliegenden Arbeit wird das System

²PVD = Physical Vapour Deposition

³UHV = Ultrahochvakuum: $p \leq 10^{-7}$ mbar

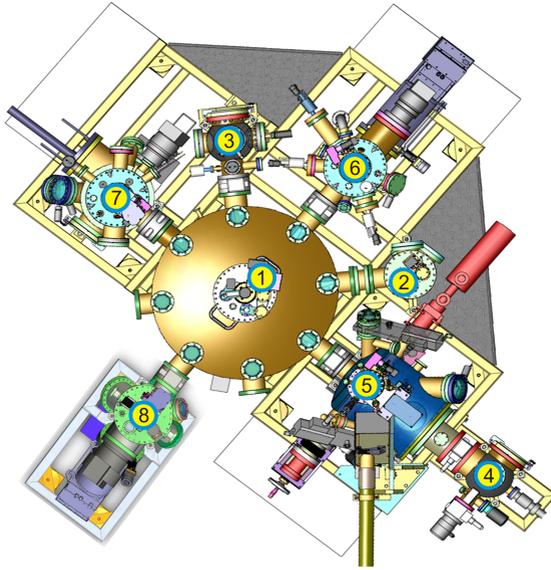


Abbildung 3.1: Schematische Zeichnung des UHV-Systems. Kammern in gelben Punkten nummeriert. 1) Transferkammer; 2) Magazinkammer; 3) Schleusenkammer-1; 4) Schleusenkammer-2; 5) PLD-Kammer; 6) Sputterkammer; 7) ESV-Kammer; 8) Plasmaätzkammer

im Hinblick auf die verwendeten Prozesse beschrieben und es wird auf gewonnene Erfahrungen sowie Änderungen am System eingegangen.

Transfer- und Magazinkammer

Das UHV-System ist sternförmig angeordnet (s. Abb. 3.1). Im Zentrum befindet sich die Transferkammer (Handlerkammer). Ringsherum sind durch Schieberventile getrennt die Prozesskammern und die Schleusenkammer-1 angebracht. Über einen Transferarm (Handler) können die Substratträger und PLD-Targetträger automatisch zwischen den Kammern transferiert werden. Die Magazinkammer ist direkt (ohne Schieberventil) an die Transferkammer angeschlossen und besitzt als einzige Kammer kein eigenes Vakuumsystem. In dieser Kammer können sieben Substrat- oder Targetträger unter UHV-Bedingungen gelagert werden. Des Weiteren dient

die Magazinkammer zum Ein- und Ausfädeln eines Kühldorns in die Edelstahlträger. Dies ermöglicht, eine Probe in der PLD-Kammer zu heizen und anschließend in einer anderen Kammer mit Hilfe des Kühldorns zu kühlen, ohne das Vakuum brechen zu müssen.

Schleusenkammer-1 und 2

Das System ist mit zwei Schleusenkammern zum Ein- und Ausschleusen der Proben ausgestattet. In der Schleusenkammer-1, die direkt an die Transferkammer angeschlossen ist, kann die Probe zusätzlich durch eine resistive Strahlungsheizung von der Probenvorderseite geheizt werden. Diese Kammer ist auch mit einem Massendurchflussregler für Sauerstoff (max. 1000 sccm) ausgestattet, über den der Sauerstoffdruck in der Kammer geregelt werden kann. Dadurch ist es möglich, Proben bei Temperaturen bis 800°C und bei einem Sauerstoffdruck von bis zu 1 bar zu tempern oder Metalle zu oxidieren.

Die Schleusenkammer-2 ist nur an die PLD-Kammer angeschlossen. Diese Kammer dient ausschließlich zum manuellen Schleusen der Substrat- oder PLD-Targetträger in die PLD-Kammer.

Gepulste Laserablation (PLD)

Bei der gepulsten Laserablation wird die Möglichkeit genutzt, das Ausgangsmaterial (Target) durch einen hochenergetischen gepulsten Laserstrahl in die Plasmaphase zu überführen. Eine typische PLD-Anlage (schematische Zeichnung s. Abb. 3.2, Foto s. Abb. 3.3) besteht aus einer Vakuumkammer, in der sich Manipulatoren für das Ausgangsmaterial (Target) und das Substrat befinden, sowie aus einem Ablationslaser, dessen Strahl mit einer Strahloptik auf das Target in der Vakuumkammer fokussiert wird. Das Targetmaterial wird durch den Laserstrahl in Form eines Plasmas abgetragen. Ein Teil dieses Materials trifft auf das Substrat und lagert sich darauf als dünner Film ab. Diese Technik wird bevorzugt zur Herstellung von epitaktischen Dünnschichten aus komplexen Oxiden wie z. B. YBCO angewendet.

Ablationslaser / Plasmaerzeugung Als Ablationslaser dient ein Excimerlaser⁴ mit einem KrF-Lasergasgemisch. Der gepulste Laser hat eine

⁴Excimerlaser TUILaser ThinFilmStar. Abgesehen von der Resonatoroptik baugleich mit TUILaser ExciStar M 100. Aus Sicherheitsgründen darf der Laser nur betrieben

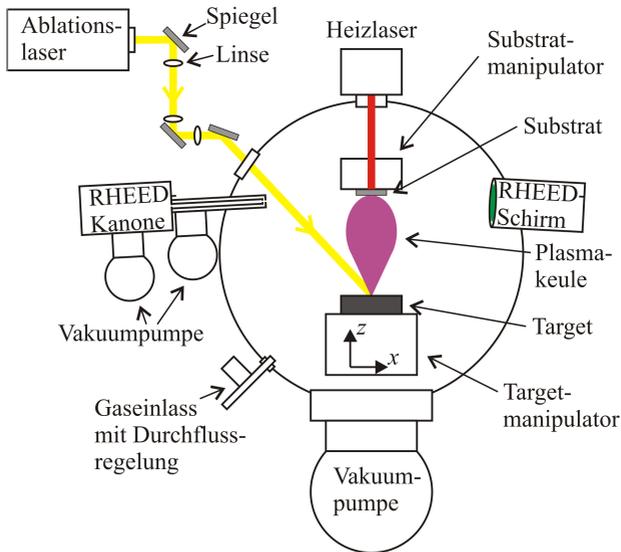


Abbildung 3.2: Schematische Zeichnung eines PLD-Systems

Wellenlänge von 248 nm und eine Pulsdauer von etwa 20 ns. Die Pulsfrequenz ist im Bereich von 1 bis 100 Hz einstellbar. In oxidischen Materialien wie z. B. YBCO dringen die Lichtpulse nur 10 bis 100 nm tief ein. Die Energiedichte auf dem Target kann im Bereich von 1 bis 6 J/cm^2 über die Laserleistung und die Linse L1 in der Strahloptik eingestellt werden [Bac07]. Bei optimaler Einstellung ist die Energiedichte im beleuchteten Targetmaterial kurzzeitig groß genug, um Kristallbindungen aufzubrechen und explosionsartig ein Plasma aus hochangeregten Ionen mit Energien von einigen zehn Elektronenvolt zu erzeugen, ohne es thermisch zu verdampfen. Das Material wird vom Target stöchiometrisch abgetragen. Im Gegensatz hierzu würde thermisches Verdampfen aufgrund unterschiedlicher Dampfdrücke der Elemente zu einem nicht-stöchiometrischen Abtrag führen. Bei zu geringer Energiedichte reicht die Energie nicht aus, um alle Bindungen aufzubrechen und das Material wird zum Teil auch thermisch verdampft. Innerhalb der Plasmawolke sind die Ionen aufgrund der elektrischen

werden, wenn alle Fenster der Kammer mit Laserschutzfenstern oder Metallblenden vollständig abgedeckt sind und der Strahlengang geschlossen ist. Zur Justage müssen Sicherheitsmaßnahmen entsprechend der Laserschutzanweisung getroffen werden.

schen Ladung unabhängig von ihrer Masse gleichmäßig verteilt. Die Größe der bestrahlten Fläche bestimmt die Menge der erzeugten Ionen. Die Form und Größe der Plasmakeule hängt jedoch hauptsächlich vom Druck in der Kammer ab. Der Druck bestimmt die mittlere freie Weglänge der Ionen und somit die Anzahl der Stöße mit dem Prozessgas. Durch diese Streuung reduziert sich auch die Energie am Rand des Plasmas. Die bestrahlte Fläche auf dem Target (ca. $1 \times 1,5 \text{ mm}^2$) kann durch eine Blende im Strahlengang variiert werden. Mit Hilfe eines motorisierten Spiegels, der sich in der Strahloptik befindet, ist es möglich, einen großen Teil der Targetoberfläche abzurastern, wodurch Filme mit einer homogenen Dicke hergestellt werden können und außerdem verhindert das Rastern ein lokales Überhitzen der Targetoberfläche bei hohen Pulsfrequenzen. Das Überhitzen der Targetoberfläche verstärkt das Herauslösen μm -großer Partikel aus dem Target. Diese schlagen sich als sogenannte Droplets auf dem Substrat nieder. Eine weitere Ursache für die Dropletbildung ist das Aufrauen der Targetoberfläche durch den schrägen Einfallswinkel des Laserstrahls [Uso99]. Dies führt zu einem ungleichmäßigen Abtrag des Target-Materials und somit zur Ausbildung von Spitzen, die in die entgegengesetzte Richtung des Laserstrahls zeigen. Ab einer gewissen Größe können diese Spitzen durch Laserpulse abgesprengt werden und auf den Film gelangen. Aus diesem Grund wurde für jede Filmherstellung eine frisch polierte glatte Targetoberfläche⁵ verwendet oder zumindest das Target rotiert. Durch die Rotation trifft der Laserstrahl aus einer anderen Richtung auf die Oberfläche, wodurch sich auch die Orientierung der Spitzen ändert. Eine genaue Beschreibung des Strahlengangs ist in [OLS05, Bac07] enthalten.

Target und Targetmanipulator Als Target⁶ werden meist gesinterte Targets oder Kristalle verwendet, die nahezu dieselbe chemische Zusammensetzung besitzen wie der herzustellende Film. Die Targets werden mit Leitsilber in einen Targethalter, der mit einem Zahnkranz umrandet ist, eingeklebt. Diese Halterung wird, durch Kugellager um den Targetmittelpunkt rotierbar, in das Targetkarussell eingesetzt. In Abb. 3.4(a) ist das Targetkarussell mit Target gezeigt. Das Targetkarussell kann vier Targets mit 1 Zoll Durchmesser und 0,25 Zoll Dicke gleichzeitig aufnehmen. Durch

⁵Die Targets wurden mit wasserfestem Schmirgelpapier (Marke: Ersta 991 A P, Körnung: 1000; 1200; 1500; 2500; 3000 und 5000, Lieferant: Rieger GmbH aus Dornstetten) poliert.

⁶Verwendete Targets: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ -Target von der Firma ChemCo GmbH, Reinheit: 99,995%; SrTiO_3 -Einkristall von der Firma SCI Engineered Materials.

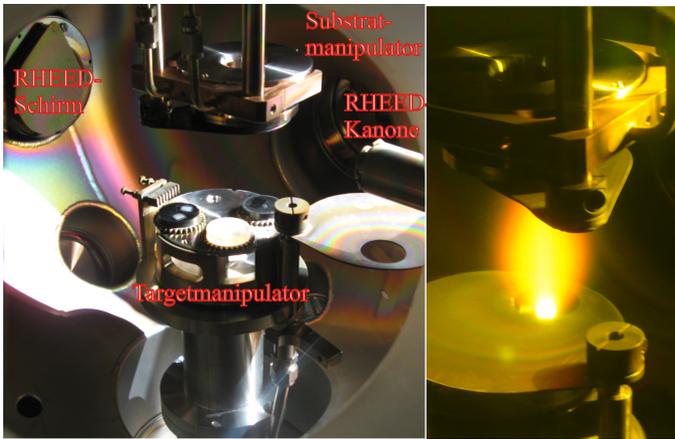


Abbildung 3.3: Foto der PLD-Kammer.

eine Rotation des Targetkarussells kann schnell zwischen den vier Targets gewechselt werden, wodurch sich die Herstellung von Multilagengestrukturen vereinfacht. Am Rand des Targetmanipulators ist eine Zahnstange angebracht. Bei einer Rotation greift die Zahnstange in den Zahnkranz des Targethalters und dreht das jeweilige Target um ca. 90° um den Targetmittelpunkt. Dadurch können verschiedene Stellen oder Einfallsrichtungen des Laserstrahls zur Ablation auf dem Target ausgewählt werden. Das Targetkarussell kann über die Transferkammer oder die Schleusenkammer-2 ein- bzw. ausgeschleust werden. Dies ermöglicht ein schnelles Wechseln der Targetmaterialien, ohne die PLD-Kammer zu belüften. Am Targetmanipulator ist eine manuell bedienbare Blende⁷ angebracht. Diese Blende hat ein 1 Zoll großes Loch. Im geschlossenen Zustand ist das Loch direkt unterhalb des Substrats und nur das zur Ablation benötigte Target liegt offen. Die anderen Targets werden durch die Blende vor der Beschichtung geschützt.

⁷Nur zum Schleusen der Targets muss die Blende geöffnet werden. Während der Ablation sollte besonders auf die richtige Position der Blende geachtet werden. Trifft oder streift der Laserstrahl den Rand der Blende, so wird auch von dieser Material abgetragen. Eine Verunreinigung im Film durch Edelstahl aus der Blende macht sich bei YBCO durch einen verbreiterten Übergang vom resistiven zum supraleitenden Zustand bemerkbar, sowie durch ein verringertes T_c .

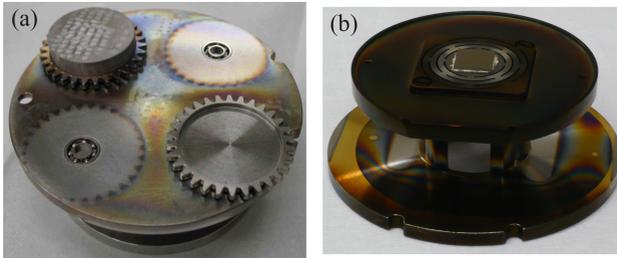


Abbildung 3.4: (a) Targetkarussell, (b) Substratträger mit Inconel-Einsatz und Substrat. Die Schlitzte im Inconel-Einsatz verringern den Wärmefluss vom Probenbereich zum Halter.

Substratmanipulator Das bis zu $10 \times 10 \text{ mm}^2$ große Substrat wird auf einen Inconel-Einsatz mit Leitsilber aufgeklebt oder auf einem Inconel-Halter mit Klemmvorrichtung befestigt. Die Einsätze werden mit Schrauben auf dem Edelstahl-Substratträger befestigt (s. Abb. 3.4(b)). Über die Transferkammer oder die Schleusenkammer-2 kann das Substrat in die PLD-Kammer geladen werden. Die Substratoberfläche zeigt in Richtung des Targets, man bezeichnet dies als *On-axis*-Geometrie. In manchen Systemen ist das Substrat seitlich des Targets angebracht, dies bezeichnet man als *Off-axis*-Geometrie. Sowohl der Substratmanipulator als auch der Targetmanipulator kann entlang der z -Achse bewegt werden, s. Abb. 3.2. Damit kann ein Abstand Δz zwischen Substrat- und Targetoberfläche von 50 bis 100 mm eingestellt werden. Die Substrathöhe wird durch die Position des Elektronenstrahls der RHEED-Kanone vorgegeben. Die Targethöhe muss entsprechend dem gewünschten Target-Substrat-Abstand angepasst werden. Der Abstand wird meist so gewählt, dass sich das Substrat am Rand des sichtbaren Plasmas im niederenergetischen Bereich befindet. Der Substratmanipulator kann außerdem um die Substratnormale rotieren. Dies wird zum einen für den Transfer und zum anderen zur optimalen Substratausrichtung bei RHEED-Aufnahmen benötigt. Am Substratmanipulator ist eine Blende⁸ für das Substrat angebracht. Die Blende schützt das Substrat bei der Vorablation⁹ vor einer Beschichtung.

⁸Bei einer Rotation des Substratmanipulators sowie einer Höhenänderung kann es bei geöffneter Blende zu einer Kollision mit dem RHEED-System kommen.

⁹Bei der Vorablation wird die Targetoberfläche durch Beschuss mit dem Ablationslaser gereinigt. Dadurch können z. B. Rückstände vom Polieren entfernt werden.

Mit einem 90 W Diodenlaser¹⁰ können die Substrate auf bis zu 1000°C im Vakuum erhitzt werden. Bei einem Prozessdruck von $p_{\text{O}_2}=0,25$ mbar verringert sich die maximale Temperatur bedingt durch die begrenzte Heizlaserleistung auf etwa 950°C. Der Heizlaserstrahl wird durch eine Optik am oberen Ende des Substratmanipulators in die Kammer eingeleitet und trifft auf die Rückseite des Inconel-Einsatzes. Die Temperatur¹¹ wird berührungslos durch ein Pyrometer, das seitlich unter einem Winkel von ca. 25° am Kammerboden angebracht ist, auf der Substratoberfläche gemessen. Das Pyrometer kann nur Substrattemperaturen oberhalb 300°C messen. Zur Temperaturmessung muss die Substratblende geöffnet sein. Mit Hilfe eines Pilotlasers und einer Videokamera kann der Ort des Messpunkts kontrolliert werden. Bis zur einer Temperatur von 330°C muss die Heizlaserleistung manuell vorgegeben werden, bei höheren Temperaturen kann die softwaregesteuerte Temperaturregelung eingesetzt werden.

Gassystem Wie bereits beschrieben kann über den Prozessdruck die Form des Plasmas beeinflusst werden. Des Weiteren benötigen Materialien wie z. B. YBCO einen bestimmten Prozessdruck (Sauerstoffpartialdruck) zum epitaktischen Wachstum (s. Abschnitt 2.4.1). Mit Hilfe von Massendurchflussreglern¹² kann in der PLD-Kammer ein Sauerstofffluss oder Distickstoffmonoxidfluss von 1 bis 520 sccm eingestellt werden. Außerdem kann über eine Blende vor der Turbopumpe und über einen Bypass¹³ die Pumpleistung reduziert werden. Die Deposition bzw. das Filmwachstum kann in dieser Kammer in-situ mit einem Hochdruck-RHEED-System

¹⁰Optotools OTF-75 Diodenarray, erweitert um Modul OTF-90-80. Wellenlänge 808 nm \pm 5 nm, cw-Leistung bis zu 90 W. Aus Sicherheitsgründen darf der Laser nur betrieben werden, wenn alle Fenster der Kammer mit Laserschutzfenstern oder Metallblenden vollständig abgedeckt sind.

¹¹Die gemessene Temperatur hängt stark vom Emissionsgrad der zu messenden Oberfläche ab. Der Emissionsgrad ist jedoch wiederum abhängig vom Material, der Wellenlänge, der Temperatur und der Oberflächenbeschaffenheit. Man muss berücksichtigen, dass sich bei hohen Temperaturen und besonders in Anwesenheit von Sauerstoff die Oberfläche des polierten Inconel-Halters oder des Leitsilbers verändert und sich dadurch auch der Emissionsgrad ändert. Die Substratoberfläche eignet sich nur bedingt zur Temperaturmessung, da sich während der Beschichtung die Oberfläche und somit meist auch die gemessene Temperatur ändert.

¹²Anfangs war für Sauerstoff und Argon jeweils ein 500 sccm-Massendurchflussregler an die Kammer angeschlossen. Der Massendurchflussregler für Argon wurde zum Sauerstoff-Massendurchflussregler (1 bis 20 sccm) umgebaut. Damit ist es nun auch möglich, einen geringen Sauerstofffluss im Bereich von 1 bis 20 sccm einzustellen.

¹³Der Bypass wurde nachträglich installiert. Eine Beschreibung des Umbaus der PLD-Kammer ist in Abschnitt B enthalten.

[Rij97, Rij99] beobachtet werden. Bei geöffnetem Ventil zur RHEED-Kanone darf der Kammerdruck maximal $p = 0,5$ mbar betragen. Diese Charakterisierungstechnik, sowie das installierte RHEED-System, werden in Abschnitt 3.2.1 beschrieben.

Eine ausführlichere Beschreibung der PLD-Technik und der Wechselwirkung zwischen Laser und Target sowie der Eigenschaften des Plasmas sind in [Chr94, Sin98] gegeben.

Kathodenzerstäubung (Sputtern)

Das Kathodenzerstäuben (Sputtern) eignet sich besonders zur Herstellung dünner Filme aus Materialien mit einfacher Stöchiometrie. Hier wird das Ausgangsmaterial durch den Beschuss mit Ionen zerstäubt. Durch Anlegen einer Spannung von mehreren hundert Volt zwischen Anode und Kathode wird aus dem Prozessgas ein Plasma erzeugt. Als Prozessgas dient meist Argon. Beim DC-Sputtern dient das Target als Kathode. Die Ar^+ -Ionen werden zum negativ geladenen Target beschleunigt und schlagen dort Atome heraus. Dem Target gegenüber befindet sich das Substrat (*On-axis-Geometrie*), auf dem die herausgeschlagenen Atome kondensieren können. Der Druck in der Kammer sollte möglichst gering sein, damit die Atome das Substrat erreichen können, andererseits sinkt mit dem Prozessdruck die Anzahl der Ionen und somit die Depositionsrate. Deshalb werden beim Magnetronsputtern Magnete unterhalb des Targets angebracht, sodass Bereiche über dem Target entstehen, in denen das elektrische und magnetische Feld senkrecht zueinander stehen. In diesem Bereich bewegen sich die Elektronen nicht mehr parallel zum elektrischen Feld, sondern werden auf Spiralbahnen abgelenkt. Dadurch erhöht sich das Ionisationsvermögen und somit der Materialabtrag unterhalb dieser Bereiche. Dies ermöglicht es, bei gleicher Depositionsrate den Druck um bis zu zwei Größenordnungen zu senken. Bei geringerem Druck verliert das zerstäubte Material weniger Energie durch Stöße mit dem Prozessgas und es bildet sich eine kompaktere und weniger poröse Schicht. Wird anstatt einer Gleichspannung eine hochfrequente Wechselfspannung an das Target angelegt, so können auch Isolatoren zerstäubt werden. Dies bezeichnet man als „HF-Sputtern“.

Sputterquellen Die Sputterkammer enthält zwei Magnetron-Sputterquellen¹⁴ mit jeweils eigener Magnetronblende. Der Targetdurchmesser beträgt 1,5 Zoll mit einer maximalen Targetdicke von 0,125 Zoll. Ursprünglich war die Kammer mit drei Magnetrons und einer Plasmaquelle bestückt. Die Plasmaquelle wurde in die neue Plasmaätzkammer eingebaut (siehe S. 54) und ein Magnetron wurde entfernt¹⁵. In dem Magnetron Nr. 1 (MDX1) befindet sich ein Gold-Target. Bei diesem beträgt der Target-Substrat-Abstand 86 mm und kann nicht verändert werden. In das Magnetron Nr. 2 (MDX2) ist ein Niob-Target eingebaut. Bei diesem Magnetron kann ein Target-Substrat-Abstand von 38 bis 103 mm eingestellt werden. Dazu kann das MDX2 in die Kammer gefahren werden. Dieser Target-Substrat-Abstand darf nur verringert werden, d. h. nur aus der Home-Position¹⁶ gefahren werden, wenn die Substratoberfläche zum Niob-Target zeigt, da es sonst zu einer Kollision kommt. Der Substratmanipulator hatte manchmal die Magnetronblende bei einer Rotation des Substratmanipulators berührt, deshalb wurde nachträglich vor das MDX2 ein Distanzstück von 17 mm eingebaut. Dadurch ist der Abstand größer, wodurch es zu keiner Kollision mehr zwischen dem Substratmanipulator und dem MDX2 kommt, wenn das Substrat rotiert wird und sich zusätzlich das MDX2 in der Home-Position befindet. Das MDX2 darf aber trotzdem nur aus der Home-Position gefahren werden, wenn die Substratoberfläche zum MDX2 zeigt. Aufgrund des Distanzstücks ist der in der Steuerungssoftware angezeigte Abstand um 17 mm zu klein, d. h. in der Software kann ein Abstand von 21 bis 86 mm eingestellt werden, dies entspricht aber einem tatsächlichen Abstand von 38 bis 103 mm.

Substratmanipulator Der Substratmanipulator nimmt die Probe in horizontaler Lage vom Transferarm auf. Danach wird die Probe zum Sput-

¹⁴Modell A-315 (UHV-tauglich) Planare Magnetron Sputterquellen AJA International. Anfangs haben die Oberflächennormalenvektoren der beiden Targets einen Winkel von 50° eingeschlossen. Dadurch wurde der Plasmastrahl durch das Magnetfeld des anderen Magnetrons an dem Substrat vorbei abgelenkt. Dies hatte besonders das Magnetron Nr. 1 betroffen. Aufgrund des großen und nicht einstellbaren Magnetron-Substrat-Abstands wurde der Plasmastrahl besonders stark abgelenkt. Dies machte sich in einer inhomogenen Gold-Filmdicke bemerkbar. Das Magnetron Nr. 1 mit dem Gold-Target wurde versetzt, sodass der Winkel zwischen den Magnetrons 160° beträgt und sie sich weniger stark beeinflussen.

¹⁵Das Magnetron wurde zum Sputtern von Siliziumoxid in die Ätzkammer II (s. Abschnitt 3.1.2) eingebaut.

¹⁶In der Home-Position des MDX2 ist der Abstand zwischen Substrat und Niob-Target maximal.

tern aufgestellt. Das heißt, der Manipulator kippt die Probe um 90° , sodass die Rotationsachse durch die Substratoberfläche geht. In der aufgestellten Position kann das Substrat bzw. der Substratmanipulator rotiert werden, sodass die Substratoberfläche zu dem entsprechenden Magnetron zeigt. Zum Rotieren des Substratmanipulators muss das Substrat aufgestellt sein und sich das Niob-Target in der Home-Position befinden. In die Sputterkammer dürfen nur Kupferträger oder Edelstahlträger mit Kühldorn eingeschleust werden, da ein Edelstahlträger ohne Kühlstempel beim Aufstellen nicht ausreichend fixiert wird und verrutschen kann. Im Substratmanipulator ist eine Substratkühlung integriert. Als Kühlmedium kann entweder Wasser oder Stickstoff (gasförmig oder flüssig) verwendet werden. Die Substrattemperatur wird über ein auf der Substrathaltervorderseite angebrücktes Thermoelement gemessen.

Gassystem Der Ar-Gasfluss kann in der Sputterkammer über zwei Massendurchflussregler¹⁷ (max. 20 sccm bzw. max. 250 sccm) eingestellt werden. Zusätzlich kann über eine Blende vor der Turbopumpe und durch Verringerung der Drehzahl der Turbopumpe die Saugleistung reduziert werden. Dadurch lässt sich der Prozessdruck exakter einstellen. Bei einer Reduzierung der Drehzahl der Turbopumpe von 963 Hz auf 250 Hz und durch zusätzliches Schließen der Blende vor der Pumpe steigt der Hintergrunddruck von ca. 10^{-8} mbar auf 10^{-6} mbar. Wird nur die Blende geschlossen, so führt nur dies zu keiner deutlichen Veränderung im Druck.

Elektronenstrahlverdampfen (ESV)

Eine weitere Technik zur Herstellung dünner Schichten ist das Elektronenstrahlverdampfen. Aus einer Glühkathode, die auf negativem Potential von 4 bis 20 kV liegt, werden Elektronen emittiert und durch Magnetfelder auf das Targetmaterial fokussiert. Das Targetmaterial befindet sich in einem wassergekühlten Tiegel und wird durch den Elektronenstrahl zum Verdampfen gebracht. Über dem Tiegel ist in einem gewissen Abstand das Substrat angebracht. Auf dem Substrat kondensiert das verdampfte Material als dünner Film. Mit dieser Technik ist es möglich, fast alle Festkörper, sogar hochschmelzende Materialien wie Wolfram zu verdampfen.

¹⁷Der Sauerstoff-Massendurchflussregler wurde nach dem Entfernen der Plasmaquelle zu einem Ar-Massendurchflussregler (max. 20 sccm) umgebaut. Dies ermöglicht eine genauere Gasflussregelung bei kleinen Gasflüssen. Der Gaseinlass in die Kammer befindet sich nun unterhalb des Niob-Magnetrons.

Die Reinheit der Schichten wird fast ausschließlich durch die Targetreinheit bestimmt.

Der UHV-Elektronenstrahlverdampfer¹⁸ in der ESV-Kammer hat eine 6 kW Hochspannungsversorgung¹⁹ mit einer Beschleunigungsspannung von ca. 8 kV und ist mit vier 7 cm³ Tiegel ausgestattet. Die Tiegel sitzen auf einer manuell bedienbaren linearen Verschiebeeinheit, mit der die Tiegel an die Position des Elektronenstrahls gefahren werden können.

Das Substrat hängt kopfüber in einem Substratmanipulator über der Quelle. Eine Probe auf einem Kupferträger oder einem Edelstahlträger mit Kühldorn kann durch einen im Substratmanipulator installierten Kühlstempel gekühlt werden. Als Kühlmedium kann Wasser sowie flüssiger oder gasförmiger Stickstoff verwendet werden. Die Substrattemperatur wird über ein auf die Halteroberfläche angeprägtes Thermoelement gemessen. Der Abstand zwischen Substrat und Quelle beträgt etwa 30 cm. Die Quelle befindet sich nicht direkt unter der Substratmitte, sondern ist um etwa 4 cm seitlich versetzt. Dadurch kann zusätzlich noch ein thermischer Verdampfer installiert werden. Mit größer werdendem Abstand verringert sich die Aufdampfrate. Die Filmdicke²⁰ nimmt bei diesem Abstand und durch den seitlichen Versatz auf einem 2 Zoll großen Substrat von einer Seite zur anderen nur um weniger als 6% ab.

In diesem System werden momentan Gold-, Titan- und Aluminiumschichten hergestellt. Die Aufdampfrate hängt sehr stark von der Leistung des Elektronenstrahls ab. Über einen Schwingquarz neben dem Substrat kann die Aufdampfrate und somit die Filmdicke exakt bestimmt werden. Am Substratmanipulator befindet sich eine manuell bedienbare Blende zum Starten bzw. Stoppen des Beschichtungsvorgangs. Auch der Schwingquarz ist mit einer manuell bedienbaren Blende ausgestattet. Um ein unnötiges Beschichten des Schwingquarzes zu vermeiden, sollte der Elektronenstrahl richtig justiert und die gewünschte Stromstärke grob eingestellt werden, bevor die Blende geöffnet wird.

¹⁸Telemark 568-02

¹⁹Telemark Cheetah Series Power Supplies TT-6

²⁰Wird Material aus einer Punktquelle verdampft und befindet sich das Substrat in einem Abstand h senkrecht über der Quelle, so kann das Verhältnis von der Filmdicke d im Abstand l vom Substratmittelpunkt zur Filmdicke d_0 im Substratmittelpunkt über die Formel $\frac{d}{d_0} = \frac{1}{(1+(l/h)^2)^2}$ angenähert werden [Ohr02].

Plasmaätzen

Beim Plasmaätzen wird durch eine hochfrequente Spannung aus dem Prozessgas ein Plasma erzeugt, das Material von der Probenoberfläche abträgt. Abhängig vom Prozessgas und der Anlage ist der Ätzprozess rein physikalisch, chemisch (reaktiv) oder chemisch-physikalisch.

Findet der Materialabtrag allein durch einen Impulsübertrag statt, so bezeichnet man dies als physikalisches Trockenätzverfahren oder Ionenstrahlätzen. Hierfür werden Edelgas-Ionen (meist Ar) als gerichteter Ionenstrahl auf die Probe gelenkt, wodurch Material aus der Oberfläche herausgeschlagen wird. Dieser Ätzprozess ist anisotrop und die Selektivität ist gering. Eine Ionenstrahlätzanlage zum rein physikalischen Ätzen wird im Abschnitt 3.1.2 genauer beschrieben.

Eine höhere Ätzrate erreicht man beim chemischen Trockenätzen, jedoch muss das Prozessgas an das zu ätzende Material angepasst werden. Für Silizium oder Niob kann Schwefelhexafluorid SF_6 oder Tetrafluormethan CF_4 verwendet werden. In der Plasmaquelle werden Fluor-Ionen oder -Radikale erzeugt und in die Kammer eingeleitet. Die Ionen oder Radikale bilden mit Silizium oder Niob flüchtige Verbindungen (SiF_4 bzw. NbF_5) und tragen somit Material ab. Der Ätzprozess erfolgt meist isotrop, was zu einem Unterätzen der Maskenstrukturen führt.

Beim chemisch-physikalischem Trockenätzen oder reaktivem Ionenätzen²¹ wird ein reaktives Prozessgas verwendet, das als Ionenstrahl auf die Probe gerichtet ist. Durch den gerichteten Strahl wird der Ätzprozess anisotrop, wodurch feinere Strukturen und steilere Flanken erzeugt werden können. Wird dem reaktiven Prozessgas ein inertes Gas zugefügt verstärkt sich der physikalische Anteil des Ätzprozesses. Eine ausführlichere Beschreibung der Ätzprozesse ist z. B. in [Pou77, Cob82, Jan96] gegeben.

In der Plasmaätzkammer ist eine kapazitiv gekoppelte Hochfrequenz-Plasmaquelle²² installiert. Durch die hochfrequente Wechselspannung wird das Prozessgas ionisiert. Die Ionen und Elektronen werden im sinusförmigen Wechselfeld zwischen Ankoppelelektrode und Extraktionselektrode zu Schwingungen angeregt. Die Elektronen werden durch ihre geringere Masse stärker beschleunigt und schwingen mit einer größeren Amplitude. In einer Schwingungsperiode können die schnellen Elektronen durch das Gitter der

²¹RIE = Reactive Ion Etching

²²IPT Ionen- und Plasmatechnik GmbH, Plasmastrahlquelle PSQ 180. Anregungsfrequenz: 27,12 MHz

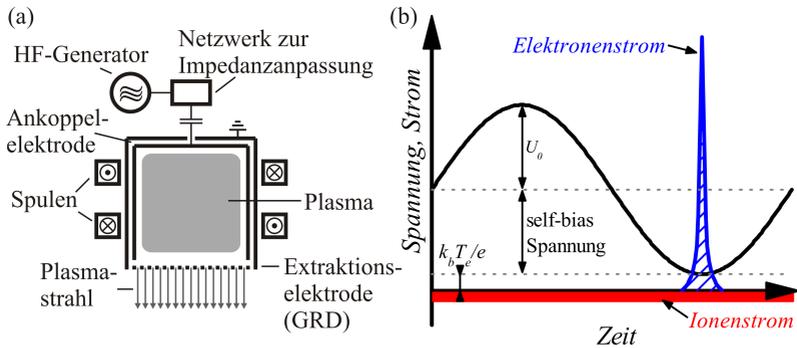


Abbildung 3.5: Schematische Zeichnung der Plasmaquelle (a), und zeitlicher Verlauf des Ionen- und Elektronenstroms über eine Schwingungsperiode (b). Adaptiert aus [Pre00].

Extraktionselektrode aus der Quelle entkommen. Die viel schwereren und somit trägeren Ionen schwingen nur wenig im Wechselfeld, wodurch ein Ionenüberschuss im Plasma entsteht und sich in der Quelle eine konstante Self-Biasing-Spannung aufbaut. Diese Self-Biasing-Spannung erzeugt einen Ionenstrom und verringert den Elektronenstrom aus der Plasmaquelle. Nach kurzer Zeit stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Ionen- und Elektronenstrom ein, sodass über eine Schwingungsperiode gemittelt der Ionenstrom den gepulsten Elektronenstrom kompensiert [Oec97, Pre00]. Der zeitliche Verlauf des Ionen- und Elektronenstroms sowie der Spannungsverlauf über eine Schwingungsperiode sind in Abb. 3.5(b) aufgetragen.

Die Plasmadichte innerhalb der Plasmaquelle und die Form des Plasma- bzw. Ionenstrahls können durch zwei Spulen um den Plasmazyylinder beeinflusst werden. Der schematische Aufbau der Plasmaquelle ist in Abb. 3.5(a) dargestellt. Die Plasmaquelle und die darin enthaltenen Elektromagnete müssen mit Wasser gekühlt werden.

Die Plasmaquelle²³ kann mit Inert- oder Reaktivgasen, bzw. mit einer Kombination von Gasen betrieben werden. An die Kammer ist Argon,

²³Bis zur Fertigstellung der Ätzkammer war die Plasmaquelle in die Sputterkammer eingebaut. Beim Umbau der Plasmaquelle wurde die Edelstahl-Keramik-Gasleitung durch einen ca. 30 cm langen PTFE-Schlauch ersetzt. Die Edelstahl-Keramik-Gaszuleitung bestand aus einem Edelstahlrohr, das durch ein 2 cm langes Keramikrohr unterbrochen war. Das eine Ende der Gasleitung ist direkt an die Ankoppel-elektrode angeschlossen. Dadurch konnte ein Plasma auch an dem 2 cm langen Keramikrohr brennen und das Rohr zerstören.

Sauerstoff und Schwefelhexafluorid mit jeweils einem eigenen 20 sccm Massendurchflussregler angeschlossen.

Vor der Plasmaquelle ist eine automatische Blende installiert. Dies schützt die Probe bei geschlossener Blende vor dem direkten Strahl²⁴. Der Substratmanipulator in der Ätzkammer kann um den Oberflächennormalenvektor des Substrats rotiert werden. Hierbei kann die Probe mit einer konstanten Geschwindigkeit rotieren oder es können beliebige Winkel eingestellt werden. Des Weiteren ist es möglich, einen Kippwinkel zwischen Oberflächennormalenvektor und Plasmastrahl von 3° bis 90° einzustellen. Über einen Kühlstempel können Substratträger aus Kupfer oder Edelstahlträger mit eingefädeltm Kühldorn gekühlt werden. Als Kühlmedium für den Stempel kann Wasser oder Stickstoff (gasförmig oder flüssig) verwendet werden. Der Kühlstempel kann nur in waagrechter Substrat-Position²⁵, und bei deaktivierter Probenrotation, an den Substrathalter angepresst werden.

Die Plasmaätzkammer wird an einem separaten PC über die Visualisierungs-Software gesteuert und ist somit bis auf den Probentransfer unabhängig vom UHV-System. Die Blende vor der Plasmaquelle, der Kühlstempel, die Probenrotation und der Kippwinkel können in der Software manuell oder über die Ablaufsteuerung automatisch bedient werden. Die Ablaufsteuerung ist in unabhängigen Zyklen aufgebaut. Für jeden Zyklus muss eine Kühlzeit, ein Kippwinkel und die Ätzzeit eingegeben werden. Zu Beginn eines Zyklus kippt der Manipulator in die waagrechte Position, fährt den Kühlstempel an den Substratträger und kühlt diesen für die Dauer der eingegebenen Kühlzeit. Anschließend fährt der Kühlstempel in die home-Position²⁶ und die Probe kippt auf den eingestellten Kippwinkel. Die Probenrotation wird gestartet. Es kann nur eine Rotationsgeschwindigkeit für alle Zyklen eingestellt werden. Die Blende vor der Plasmaquelle wird für die Dauer der eingestellten Ätzzeit geöffnet. Zum Schluss eines Zyklus stoppt die Rotation und die Probe kippt in die waagrechte Position. Nun wird der nächste Zyklus abgearbeitet. Auch wenn bei der Kühlzeit „0“ eingetragen ist, fährt der Kühlstempel kurz an die Probe und wieder weg,

²⁴Bei gezündetem Plasma mit reaktiven Gasen kann ein Teil des Plasmas seitlich an der Blende vorbei gelangen. Dadurch findet dann trotz geschlossener Blende ein reaktiver und nicht gerichteter langsamer Ätzprozess statt.

²⁵In der waagrechten Substrat-Position, dies wird in der Steuerung als home-Position bezeichnet, beträgt der Winkel 45° zwischen Substrat-Oberflächennormalenvektor und Plasmastrahl.

²⁶Der Kühlstempel hat in der home-Position den maximalen Abstand zum Probenhalter.

wodurch ein Ätzstopp von ca. 20 s entsteht. Die Software wird in [Gor09] beschrieben.

3.1.2 Strukturierungstechniken

In diesem Abschnitt werden die optische Lithographie und das Ionenstrahlätzen beschrieben. Das Plasmaätzen, das auch zu den Strukturierungstechniken gehört, wurde bereits in Abschnitt 3.1.1 ab S. 54 beschrieben und wird deshalb hier nicht behandelt.

Optische Lithographie

Mittels optischer Lithographie im *contact*-Modus können minimale laterale Strukturen²⁷ von ca. $1\ \mu\text{m}$ von der Maske auf die Probe übertragen werden. Hierfür wird auf die Probe ein lichtempfindlicher Photolack aufgebracht. In einem Mask-Aligner²⁸ wird die Probe unter der Photomaske ausgerichtet und belichtet. Die Photomaske besteht meist aus einer Glasscheibe, auf der die Struktur als lichtundurchlässige Schicht aufgebracht wurde. Durch die Photomaske wird der Lack nur stellenweise belichtet. Im anschließenden Entwicklungsprozess werden bei einem Positiv-Lack die belichteten Bereiche durch den Entwickler entfernt. Bei einem Negativ-Lack werden die unbelichteten Stellen entfernt. Eine schematische Darstellung des Photolithographie-Prozesses ist in Abb. 3.6(a) und (b) gezeigt. Die mit Lack bedeckten Stellen sind beim anschließenden Ätzen durch den Lack geschützt und werden nicht abgetragen (s. Abb. 3.6(c)).

Anstatt des Ätzens kann auch eine weitere Schicht aufgebracht werden. Die Schicht wächst dann sowohl auf der Probe als auch auf der Lackschicht. Wird die Lackschicht anschließend entfernt, so wird auch die darauf aufgebraachte Schicht entfernt, die Schicht bleibt also nur auf den Stellen erhalten, die nicht mit Lack bedeckt waren. Diesen selektiven Beschichtungsprozess bezeichnet man als *lift-off*-Prozess.

²⁷Diese Strukturgröße bezieht sich auf das verwendete Lithographie-System, einschließlich verwendetem Photolack und Maskendesign. Mit anderen Techniken und Systemen sind auch kleinere Strukturen möglich.

²⁸Mask-Aligner Ma6/Ba6 der Firma SUSS MicroTec Lithographie GmbH (München).

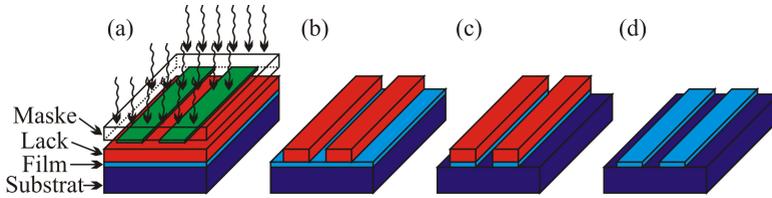


Abbildung 3.6: Schematische Zeichnung des Strukturierungsprozesses, Belichten des Positiv-Photolacks durch die Lithographiemaske (a), Lackstruktur nach dem Entwickeln (b), Ätzen der Struktur (c), fertige strukturierte Probe (d).

Ionenstrahlätzen

Zum Strukturieren der Proben gibt es im Institut neben der Plasmaätzkammer auch zwei Ionenstrahlätzenanlagen. Hier wird nur eine der beiden Anlagen, die sogenannte Ätzkammer II, genauer beschrieben.

Beim Ionenstrahlätzen erfolgt der Materialabtrag rein physikalisch durch beschleunigte Ionen. Als Prozessgas wird hierfür meist Argon verwendet. Die Argon-Atome werden in der Quelle ionisiert und auf die Probe beschleunigt. Auf der Probe schlagen die Ionen durch Impulsübertrag Material aus der Oberfläche. Dadurch ist die Ätzrate nur gering materialabhängig und es können alle Materialien geätzt werden.

Die Ätzkammer II besteht aus einer Vakuumkammer mit Pumpsystem (Drehschieber- und Turbomolekularpumpe), einer Ionenquelle, einem Probenmanipulator und zwei Magnetronsputterquellen²⁹ mit jeweils eigener Blende.

Kaufman-Ionenquelle Der Ionenstrahl wird in einer Kaufman-Quelle [Kau82] erzeugt. In der Kaufman-Quelle treten Elektronen aufgrund thermischer Emission aus dem Kathoden-Filament aus (s. Abb. 3.7). Das Kathoden-Filament wird über den *Kathoden-Filament-Strom* ($CFC = \text{cathode filament current}$) erhitzt und regelt somit die Stärke des *Emissions-Stroms* ($DC = \text{discharge current}$). Durch eine Spannung ($DV = \text{discharge voltage}$) zwischen Kathode und Anode werden die Elektronen auf die Anode beschleunigt. Dabei ionisieren diese das direkt in die Quelle eingelassene Ar-Gas. Um die Ionisationsrate zu erhöhen sind um die Anode Perma-

²⁹Targetmaterial: Au bzw. SiO₂, s. hierzu auch S. 50.

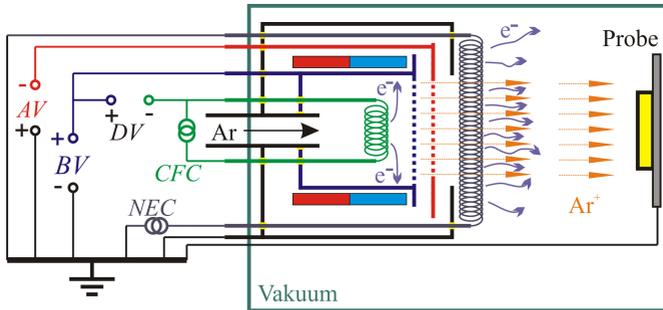


Abbildung 3.7: Schematische Zeichnung der Ätzkammer mit Kaufman-Quelle.

nentmagnete angebracht. Auf der Vorderseite des Anodenbeckers ist elektrisch verbunden das Extraktionsgitter angebracht. Die Ar^+ -Ionen diffundieren durch das Extraktionsgitter und bilden den Ar^+ -Ionenstrahl-Strom ($BC = \text{beam current}$). Am Extraktionsgitter liegt die *Beam*-Spannung ($BV = \text{beam voltage}$) an. Etwa 1 mm dahinter befindet sich das Beschleunigungsgitter. An diesem Gitter liegt die *Accelerator*-Spannung ($AV = \text{accelerator voltage}$) an. Zwischen den Gittern werden die Ionen mit der Spannung $BV + AV$ beschleunigt. Die Probenhalterung ist geerdet, wodurch die Ionen wieder abgebremst werden. Somit werden die Ionen effektiv nur durch die *Beam*-Spannung BV beschleunigt. Die *Accelerator*-Spannung dient zur Fokussierung des Ionenstrahls. Der Kurzschlussstrom zwischen den beiden Gittern wird *Accelerator*-Strom ($AC = \text{accelerator current}$) genannt und sollte so gering wie möglich sein. Die Ar^+ -Ionen treffen auf die Probe und tragen von dieser aufgrund ihrer Energie und dem Impulsübertrag Material ab. Die Ar^+ -Ionen könnten eine isolierende Probe positiv aufladen und somit das Strahlprofil verzerren. Um diesem Effekt entgegenzuwirken ist vor dem Beschleunigungsgitter ein *Neutralizer*-Filament angebracht. Dieses Filament wird durch den *Filament*-Strom ($FC = \text{filament current}$) erhitzt und emittiert thermische Elektronen. Die Stärke des *Neutralizer*-Emissions-Stroms ($NEC = \text{neutralizer emission current}$) wird über den *Filament*-Strom FC geregelt. Wird die Probe durch den Ionenstrom positiv aufgeladen, so wird der *Neutralizer*-Emissions-Strom davon angezogen und neutralisiert die Probe. Eine genauere Beschreibung der Kaufman-Quelle ist in [Kau82, Sch00] gegeben.

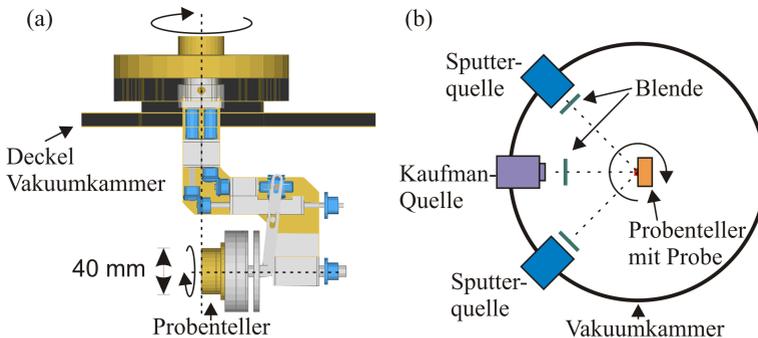


Abbildung 3.8: Schematische Zeichnung des Probenhalters (a) (Seitenansicht) und der Ätzkammer II (b) (Draufsicht).

Probenmanipulator Die Probenhalterung in der Ätzkammer kann um eine horizontale und eine vertikale Achsen rotiert werden (s. Abb. 3.8(a)). Die horizontale Rotationsachse zeigt entlang des Oberflächennormalenvektors der Probe. Über einen Elektromotor kann der Probenteller mit konstanter Geschwindigkeit um die Oberflächennormale rotiert werden. Die vertikale Rotationsachse geht durch die Probenoberfläche. Über diese Achse kann der Probenmanipulator als Ganzes gedreht werden. Dadurch kann einerseits ein beliebiger Winkel (0° bis 90°) zwischen dem Ionenstrahl und der Oberflächennormale der Probe eingestellt werden, andererseits kann damit die Probenoberfläche zu den Sputterquellen hin gedreht werden (s. Abb. 3.8(b)).

Zwischen der Probe und der Ionenquelle ist eine elektrisch gesteuerte Blende angebracht. In der Blendensteuerung kann eingestellt werden, wie lange die Blende offen bzw. geschlossen sein soll. Somit ist es z. B. möglich, in kleinen Intervallen von 5 s zu ätzen, mit jeweils einer Pause von 10 s bei geschlossener Blende.

3.2 Dünnfilmanalytik

3.2.1 RHEED

Mit dem in die PLD-Kammer integrierten RHEED-System³⁰ kann die Kristallstruktur der Probenoberfläche während des Filmwachstums analy-

³⁰Staib Instrumente GmbH, TorrRheed

siert werden. Reflection High Energy Electron Diffraction (RHEED) steht für Elektronenbeugung hochenergetischer Elektronen. In einer Elektronenkanone wird ein hochenergetischer monochromatischer Elektronenstrahl erzeugt und unter kleinem Winkel an der Probenoberfläche gebeugt. Das Beugungsbild wird auf einem fluoreszierenden Schirm³¹ sichtbar gemacht. Eine CCD-Kamera zeichnet das Beugungsbild auf, welches dann instantan mit einem Computerprogramm analysiert werden kann. Anhand der durch das Filmwachstum bedingten Intensitätsschwankungen einzelner RHEED-Reflexe kann die Schichtdicke kontrolliert werden.

Aufbau des Hochdruck-RHEED-Systems In der Elektronenkanone werden Elektronen aus einem Filament emittiert und mit einer Spannung³² von ca. 40 kV beschleunigt. Der Filament-Heizstrom sollte maximal 1,5 mA betragen. Das doppelt differentielle Pumpsystem [Rij97, Rij99] der Elektronenkanone erlaubt einen Betrieb bei einem Kammerdruck von bis zu 0,5 mbar. Bei hohen Kammerdrücken werden die Elektronen am Prozessgas stark gestreut. Um diesen Effekt zu verringern, befindet sich die Auslassöffnung des Elektronenstrahls aus der Kanone so nah wie möglich am Probenhalter. Gegenüber der Elektronenkanone ist der RHEED-Schirm auf einem linearen Manipulator angebracht (s. Abb. 3.2). Über diesen Manipulator kann der Abstand zwischen Probenhalter und Schirm variiert werden. Mit zunehmendem Abstand zwischen Probenhalter und Schirm nimmt die Streuung der gebeugten Elektronen am Restgas zu und die Beugungsreflexe werden rauschverrundet. Jedoch wird auch der Abstand zwischen den einzelnen Reflexen größer, wodurch diese besser von der CCD-Kamera aufgelöst werden können. Der Anschlussflansch der RHEED-Kanone und der des RHEED-Schirms sind unter einem Winkel von 87° zur Kammerwand angebracht. Über Positionierschrauben an der Elektronenkanone kann der Winkel zwischen Probenoberfläche und Elektronenstrahl grob justiert werden. Zur Feinjustage sind zwei Ablenkspulenpaare in der Kanone enthalten. Insgesamt kann ein Winkel von 0° bis ca. 5° zwischen Probenoberfläche und Elektronenstrahl eingestellt werden. Der schematische Aufbau des RHEED-Systems in der PLD-Kammer ist in Abb. 3.2 dargestellt.

³¹Staub Instrument GmbH, RHEED-Schirm RS-63, Durchmesser 55 mm

³²Die maximale Beschleunigungsspannung beträgt im installierten System 50 kV.

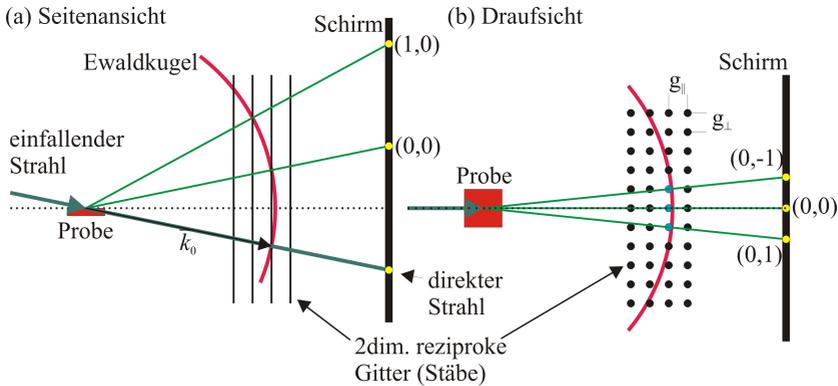


Abbildung 3.9: Erklärung der RHEED-Bild-Entstehung mit Hilfe der Ewaldkugel.

Entstehung des RHEED-Bildes Der überwiegend monoenergetische Elektronenstrahl wechselwirkt auf vielfältige Weise mit der Probenoberfläche. Durch den kleinen Einfallswinkel wird ein Teil der Elektronen an der Probenoberfläche reflektiert. Ein anderer Teil wird an der Oberfläche gebeugt bzw. gestreut. Für konstruktive Interferenz auf dem Schirm muss der einfallende (\vec{k}_0) und der gebeugte (\vec{k}) Strahl die Bragg-Bedingung ($\vec{k} - \vec{k}_0 = \vec{G}$) erfüllen. \vec{G} ist ein reziproker Gittervektor. Durch den kleinen Einfallswinkel werden die Elektronen nur an der Oberfläche gebeugt. Dadurch wird aus dem sonst dreidimensionalen Punkt-Gitter im reziproken Raum ein zweidimensionales Gitter, das im dreidimensionalen Raum als unendlich lange parallele Stangen dargestellt werden kann. Für elastische Streuung gilt $|\vec{k}_0| = |\vec{k}| \approx 1/\hbar \sqrt{2m_0 E + E^2/c^2}$. In diesem Fall kann das RHEED-Bild mit Hilfe der Ewaldkugel erklärt werden. Konstruktive Interferenz tritt immer dann auf, wenn ein reziproker Gitterstab die Ewaldkugel schneidet (s. Abb. 3.9).

Aufgrund von Streuung der Elektronen mit dem Restgas und dem relativ breiten Elektronenstrahl werden die Beugungsmaxima auf dem Schirm ausgeschmiert (s. Abb. 3.10(a)).

Eine leichte Inselstruktur auf der Oberfläche zeigt stärker ausgeprägte langgezogene Reflexe (s. Abb. 3.10(c)). Bei stark ausgeprägten Inselstrukturen geht das zweidimensionale Beugungsbild in ein Durchstrahlungsbild über, bestehend aus einem gleichmäßigen Punktmuster, das vergleichbar

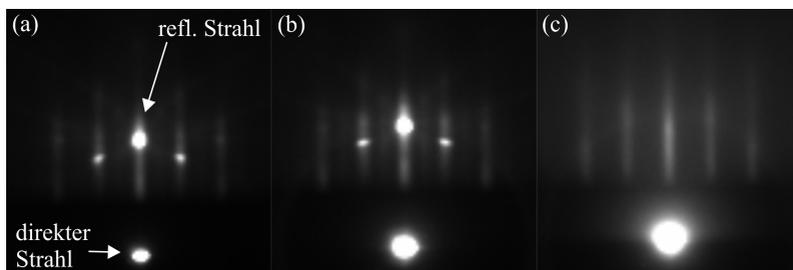


Abbildung 3.10: RHEED-Bild eines STO-Substrats vor der Deposition (a), nach der Deposition von 6 Einheitszellen STO (b) und 8 Einheitszellen YBCO (c).

ist mit dem Durchstrahlungsbild bei der Transmissionselektronenmikroskopie. Der Übergang vom Lagen-Wachstum zum Insel-Wachstum kann somit im Beugungsbild beobachtet werden.

Bei sehr glatten Oberflächen sind zusätzlich auch Kikuchi-Linien sichtbar, die durch inelastische Streuung entstehen.

Abbildung 3.10(a) zeigt die RHEED-Aufnahme von einem STO-Substrat vor der Deposition. Durch den relativ hohen Prozessdruck sind die Kikuchi-Linien kaum erkennbar. Auf dieses Substrat wurden 6 Einheitszellen STO aufgebracht. Die Qualität der Oberfläche ändert sich dabei kaum (s. Abb. 3.10(b)). Der Unterschied von Bild (a) zu Bild (b) entsteht hauptsächlich durch den größeren Strahlstrom. Anschließend wurden bei höherem O_2 -Druck noch 8 Einheitszellen YBCO aufgebracht. Das zugehörige Beugungsbild ist in Abb. 3.10(c) gezeigt. Die Streifen deuten auf leichtes Inselwachstum hin. An den RHEED-Oszillationen (s. Abb. 3.11 (b)) ist jedoch noch Lagen-für-Lagen-Wachstum erkennbar.

RHEED-Oszillationen Während des Filmwachstums sind auch Oszillationen in der Intensität der Reflexe beobachtbar. Anschaulich kann man dies am einfachsten an dem direkt reflektierten Strahl erklären. An einer perfekten glatten Oberfläche wird ein Teil des Strahls reflektiert. Beim Filmwachstum wird Material auf die Oberfläche aufgebracht. Anfangs befindet sich nur wenig Material auf der Oberfläche, das kleine Inseln mit einer Höhe von einer Monolage oder einer Einheitszelle bildet. Der Elektronenstrahl wird an den Inseln diffus gestreut, wodurch sich die Intensität des reflektierten Strahls verringert. Wenn die Oberfläche zur Hälfte

mit neuem Material bedeckt ist, ist diese durch die „Monolagen-Inseln“ sehr rau und die Intensität des reflektierten Strahls nimmt stark ab. Wird weiter Material aufgebracht, so ist mehr als die Hälfte der Oberfläche mit diesen „Monolagen-Inseln“ bedeckt, wodurch die Rauigkeit wieder abnimmt und die Intensität ansteigt. Wenn Material für eine Monolage aufgebracht wurde, so ist die Oberfläche wieder komplett geschlossen bzw. glatt und man erhält wieder die maximale Anfangsintensität des reflektierten Strahls. Wird die Intensität während des Wachstums über der Zeit aufgetragen (s. Abb. 3.11), so sieht man zeitabhängig Oszillation in der Intensität. Bei vielen Materialien, wie z. B. YBCO, entspricht jedes Maximum in den Intensitätsoszillationen des reflektierten Strahls einer aufgewachsenen Einheitszelle. Dies trifft aber nicht auf alle Materialien zu. Außerdem kann es zwischen unterschiedlichen Beugungspeaks eine Phasenverschiebung geben [Kar09]. Das Beugungsbild und die zeitabhängige Intensität kann mit der RHEED-Software kSA 400 von k-Space live beobachtet bzw. aufgezeichnet werden. Somit ist es möglich, das Wachstum der einzelnen Lagen zu studieren.

Wird YBCO mittels PLD aufgewachsen, so sind meistens nur zu Beginn Oszillationen erkennbar, da YBCO nach wenigen Einheitszellen vom Lagen- zum Insel-Wachstum übergeht. Anhand der anfangs sichtbaren Oszillationen können die benötigten Laserpulse pro Einheitszelle abgeschätzt werden. Bei der Berechnung der Filmdicke aus der Pulszahl eines etwa 100 nm dicken YBCO-Films kann es aufgrund des Insel-Wachstums zu einem Fehler von ca. 10% kommen.

Abbildung 3.11 zeigt RHEED-Oszillationen beim Wachstum von einer STO-Schicht auf einem STO-Substrat (a), anschließend wurde auf dieser STO-Schicht YBCO aufgewachsen (b). Diese Oszillationen sind in Abb. 3.11(b) zu sehen. Start und Ende der Deposition sind durch senkrechte Linien gekennzeichnet. Beim Wachstum von STO sind deutlich ausgeprägte Oszillationen erkennbar. Die Intensität nimmt durch die Deposition ab. Dies deutet bei STO auf nicht optimale Wachstumsbedingungen hin, da kein reines Lagen-Wachstum stattfand. Die Rauigkeit hat dadurch zugenommen und die Intensität des reflektierten Strahls hat sich verringert (s. Abb. 3.11(a)). Auch beim Wachstum von YBCO sind Oszillationen erkennbar (s. Abb. 3.11(b)). Da YBCO in einer Kombination aus Lagen- und Insel-Wachstum wächst, nimmt die Rauigkeit stark zu. Dies ist an der starken Abnahme der Intensität zu sehen.

Eine ausführlichere Beschreibung der Funktionsweise und des Beugungs-

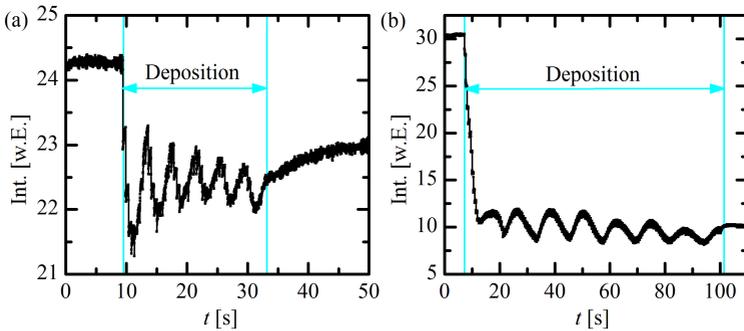


Abbildung 3.11: RHEED-Oszillationen aufgenommen beim Wachstum von STO auf STO (a) und von YBCO auf dieser STO-Schicht (b).

bildes, sowie z. B. der Phasenverschiebung bei Intensitätsoszillationen unterschiedlicher Reflexe kann in [Kar09, Bau96, Rij05, Kle01, HC83, Bra99] nachgelesen werden.

3.2.2 Rasterkraftmikroskop

Die Oberflächen der Dünnschichten und die geätzten Rampenstrukturen wurden mit einem Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope, AFM) untersucht. Bei dem verwendeten Gerät³³ wird die Probenoberfläche im contact-Mode mit einer feinen Silizium-Nitrid-Spitze³⁴ abgerastert. Die Spitze ist an einer Blattfeder, dem Cantilever, angebracht. Wird die Probenoberfläche zur Spitze gefahren, so wird die Spitze ab einem gewissen Abstand durch Wechselwirkungskräfte (z. B. Van-der-Waals-Kräfte) stärker angezogen. Die Auslenkung der Spitze wird mit Hilfe eines Laserstrahls detektiert. Hierfür wird ein Laserstrahl an der Rückseite des Cantilevers reflektiert und trifft dadurch auf eine Vier-Segment-Diode. Eine Auslenkung der Spitze verschiebt die Position des Laserstrahls auf der Diode. Über einen Regelkreis und eine Höhenänderung (z-Richtung) der Probe durch ein Piezoelement wird der reflektierte Laserstrahl auf die Mitte der Vier-Segment-Diode geregelt. Eine schematische Zeichnung ist in Abb. 3.12(a)

³³Hersteller: Veeco, Typ: Nanoscope

³⁴Hersteller: Veeco/Bruker, Typ:

NP ($\alpha_F = 15 \pm 2,5^\circ$, $\alpha_B = 25 \pm 2,5^\circ$, $\alpha_S = 17,5 \pm 2,5^\circ$, $R_{\text{Spitze}} = 20 - 60 \text{ nm}$);

NP-S ($\alpha_F = 15 \pm 2,5^\circ$, $\alpha_B = 25 \pm 2,5^\circ$, $\alpha_S = 17,5 \pm 2,5^\circ$, $R_{\text{Spitze}} = 10 - 40 \text{ nm}$);

SNL ($\alpha_F = 15 \pm 2,5^\circ$, $\alpha_B = 25 \pm 2,5^\circ$, $\alpha_S = 22,5 \pm 2,5^\circ$, $R_{\text{Spitze}} = 2 - 12 \text{ nm}$)

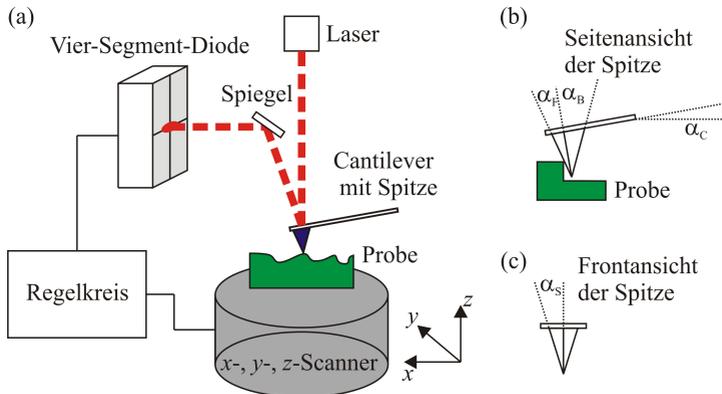


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau des AFM (a). Seitenansicht (b) und Frontansicht (c) der Spitze. (b) Beim Scannen in positiver x -Richtung kann die Steilheit der Kante nur bestimmt werden, wenn der Kantenwinkel $\alpha_K < 90^\circ - (\alpha_F + \alpha_C)$ ist.

gezeigt. Zum Scannen der Probe wird der Probenhalter über Piezoelemente in x - und y -Richtung ausgelenkt. Dabei ist die Spitze die ganze Zeit in Kontakt mit der Probenoberfläche und die Auslenkung der Spitze wird über einen Regelkreis konstant gehalten. Um Höhenunterschiede auf der Probe auszugleichen wird die Position der Probe in z -Richtung angepasst und somit die Höhe bestimmt.

In Abb. 3.13 ist eine AFM-Oberflächenaufnahme eines 50 nm dicken YBCO-Films gezeigt. Die RMS-Rauigkeit des Films beträgt ca. 0,6 nm mit einem maximale Höhenunterschied von < 7 nm.

Bei der Bestimmung der Steilheit von Kanten bzw. des Rampenwinkels muss die Spitzengeometrie der Silizium-Nitrid-Spitze berücksichtigt werden. Die Spitze hat einen endlichen Öffnungswinkel (s. Abb. 3.12(b) und (c)), somit ist der maximale messbare Kantenwinkel entlang der y -Richtung durch $\alpha_{Ky} = 90^\circ - \alpha_S$ gegeben. In Richtung der x -Achse muss zwischen den Scan-Richtungen unterschieden werden, da die Spitze vorn und hinten unterschiedliche Öffnungswinkel (α_F bzw. α_B) hat und zusätzlich noch der Winkel des Cantilevers α_C hinzukommt. α_C setzt sich aus dem Einbauwinkel (ca. 10°) im Spitzenhalter und aus der Verbiegung des Cantilever zusammen.

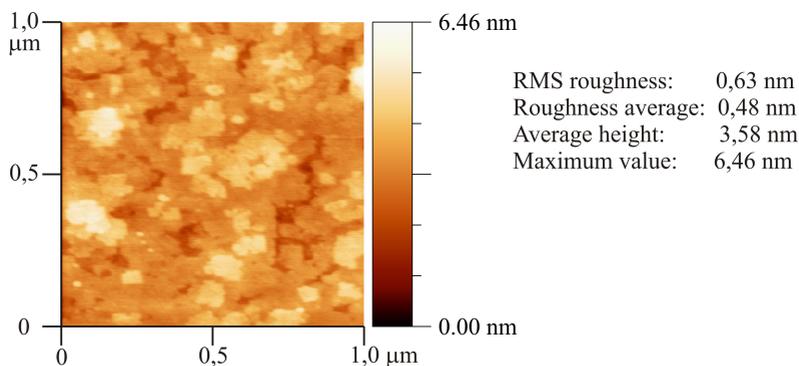


Abbildung 3.13: AFM-Aufnahme eines 50 nm dicken YBCO-Films. Bearbeitet mit [Hor07].

In [Dig98, Sch00] wird auf den Aufbau und die Funktionsweise sowie auf mögliche Bildfehler eingegangen.

3.2.3 Röntgenbeugung

Die Kristallstruktur und Qualität der Dünnschichten wurde mittels Röntgenbeugung (X-Ray Diffraction, XRD) untersucht. Über die Kenntnis der Gitterkonstanten kann die Sprungtemperatur von YBCO abgeschätzt werden (s. Abschnitt 2.4.1 bzw. Abb. 2.18). Außerdem ist es mit dieser Technik möglich, die Schichtdicke zu bestimmen.

Diffraktometer Für die Messungen wurde ein Vierkreis Röntgendiffraktometer vom Typ X'Pert MPD der Firma Philips verwendet. In Abb. 3.14 ist das Diffraktometer schematisch dargestellt. Aus der Röntgenquelle³⁵ trifft die monochromatische Röntgenstrahlung³⁶ unter dem Winkel ω auf die Probe. Die gebeugte Röntgenstrahlung wird unter dem Winkel 2θ detektiert. Zur Positionierung der Probe kann der Probenhalter entlang der x -, y - und z -Achse verfahren werden und um die Oberflächennormale rotieren (Rotationswinkel ϕ). Des Weiteren kann der Halter um den Winkel ψ gekippt werden. Für den Zusammenhang von θ und ω gilt $\theta = \omega - \delta$.

³⁵Beschleunigungsspannung = 45 kV; Strom = 20-40 mA

³⁶Wellenlänge $\lambda = 0,154$ nm

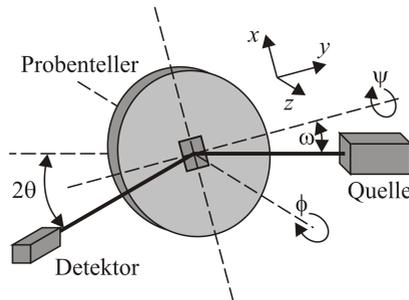


Abbildung 3.14: Schematische Zeichnung des Diffraktometers.

Kristallstrukturbestimmung Bei einem $2\theta - \omega$ -Scan werden die Winkel θ und ω gemeinsam geändert (d. h. $\Delta\theta = \Delta\omega$). Eine solche Messung ist in Abb. 3.15(a) gezeigt. Die Interferenzpeaks treten immer dann auf, wenn die Bragg-Bedingung

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (3.1)$$

erfüllt ist. Dabei ist d der Netzebenenabstand, λ die Wellenlänge des Röntgenstrahls und $n \in \mathbb{N}$.

Eine Änderung der z -Position bewirkt eine Verschiebung des 2θ -Werts eines Peaks. Dies liegt an der Divergenz des Strahls und dem endlichen Öffnungswinkel des Detektors. Um die 2θ -Werte der Film-Peaks zu bestimmen, wurde bei dem verwendeten Gerät zuerst die Probenhöhe (z -Achse) eingestellt. Dazu wurde für 2θ der Literaturwert eines Substratpeaks eingestellt (z. B. für STO (001) $2\theta = 22,754^\circ$) und anschließend bei diesem 2θ -Wert die z -Position und alle anderen Winkel auf maximale Intensität optimiert. Für die weiteren Messungen wurde dann der bei der Optimierung gefundene z -Wert konstant gehalten.

Die Filmdicke kann anhand von Nebenmaxima mit der Formel [Kle01]

$$Nd = \frac{\lambda(j-i)}{\sin(\theta_j) - \sin(\theta_i)} \quad (3.2)$$

abgeschätzt werden. Hierbei ist λ die Wellenlänge, d der Netzebenenabstand und N die Anzahl der Ebenen. Nd entspricht der Filmdicke und j bzw. i ist die Nummer des Nebenmaximums. In Abb. 3.15(b) sind solche Nebenmaxima neben dem (001)-Peak von YBCO zu erkennen. Die Nebenmaxima sind nur an sehr glatten und kristallinen Filmen zu sehen.

Ein epitaktisch gewachsener Dünnschicht ist meistens kein perfekter Einkristall, sondern besteht aus Körnern, die zueinander verkippt sind. Die Körner sind in Abb. 3.15(c) als Vierecke angedeutet. Bei einem ω -Scan an einem Schichtpeak wird die Intensität eines Peaks in Abhängigkeit der Verkipfung der Probe bestimmt. Die Halbwertsbreite (FWHM) ist somit ein Maß der Verkipfung der Körner.

Ein qualitativ hochwertiger einkristalliner Dünnschicht hat eine kleine Halbwertsbreite. Bei einer kleinen Halbwertsbreite des (005)-Peaks von YBCO ($\Delta\omega < 0,2^\circ$) zeigten Filme bei einer induktiven T_c -Messung meist auch einen scharfen supraleitenden Übergang ($\Delta T_c < 2^\circ\text{C}$).

Unterschiedliche Aspekte der Röntgenbeugung werden z. B. in dem Lehrbuch „Moderne Röntgenbeugung“ [Spi09] ausführlich behandelt.

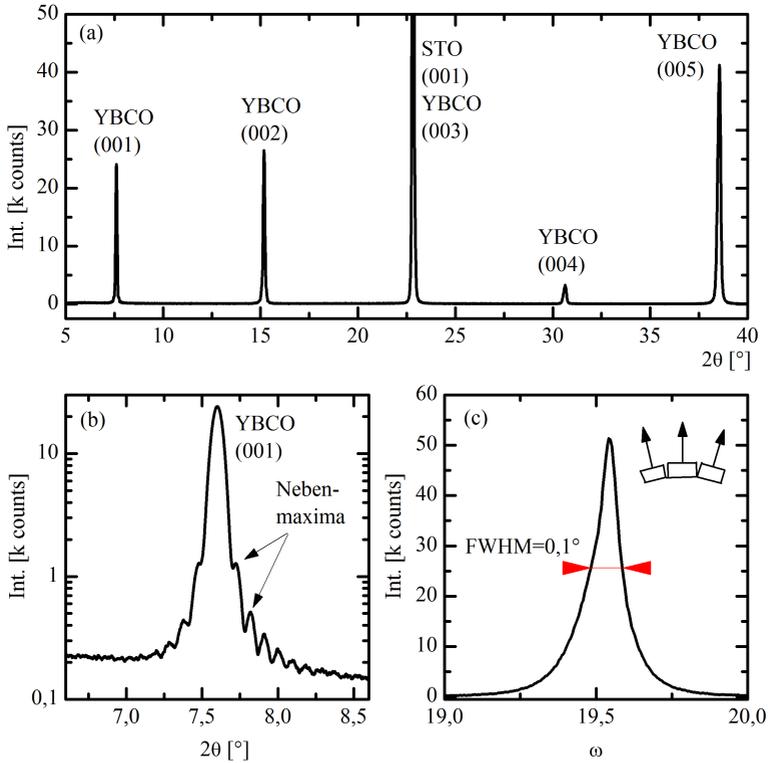


Abbildung 3.15: XRD-Messungen an einer ca. 100 nm dicken YBCO Probe (Yt97). $2\theta - \omega$ -Scan (a), feiner aufgelöster $2\theta - \omega$ -Scan um den (001)-Peak von YBCO (b), ω -Scan am (005)-Peak von YBCO (c).

Kapitel 4

Herstellung von Rampenkontakten

In diesem Kapitel wird zunächst eine kurze Übersicht der Herstellungsschritte¹ gegeben. Da die elektrischen Eigenschaften der Josephsonkontakte hauptsächlich durch die Rampenkontaktfläche beeinflusst werden, wird in Abschnitt 4.2 speziell auf diese Kontaktfläche eingegangen. Anschließend wird in Abschnitt 4.3 das Probedesign erklärt. Die gesamten Herstellungsschritte werden in Abschnitt 4.4 ausführlich beschrieben.

4.1 Übersicht der Herstellungsschritte

Die Herstellung der Rampenkontakte beginnt mit dem epitaktischen Aufwachsen der unteren YBCO-Elektrode und der STO-Isolationsschicht auf dem Substrat (s. Abb. 4.1(a) - (c)). Diese Schichten werden im Folgenden auch als Bilage bezeichnet. Die STO-Schicht verhindert den Stromtransport in Richtung der c -Achse zwischen den beiden Elektroden.

Anschließend wird im ersten Strukturierungsschritt eine Photolackstruktur aufgebracht (Abb. 4.1(d)). Durch Ar-Ionenstrahlätzen wird die Mas-

¹Teile dieser Herstellungsschritte wurden im Rahmen der Diplomarbeiten von Markus Turad [Tur07], Christoph Maurer [Mau08] und Andreas Blank [Bla09] entwickelt. Die Entwicklung der Herstellungsschritte stützt sich auf den Arbeiten von Smilde [Smi01c], Verhoeven [Ver96b], Heinsohn [Hei00] und Schoop [Sch00]; diese wurden für die verwendeten Systeme angepasst bzw. optimiert.

kenstruktur in die Bilage übertragen (Abb. 4.1(e)). Aufgeschmolzene Lackflanken und Ar-Ionenstrahlätzen unter schrägem Einfallswinkel bei gleichzeitiger Rotation der Probe erzeugt an den Rändern der Bilagenstruktur eine rampenförmige Kante, s. Abschnitt 4.2.1. Teile dieser rampenförmigen Kante dienen später als Kontaktfläche. Nach dem Ätz-Schritt wird die Lackmaske mit Aceton entfernt (Abb. 4.1(f)).

Mit einem kurzen Plasma-Ätzschritt wird die Oberfläche gereinigt und direkt danach die YBCO-Zwischenschicht (Abb. 4.2(a)), die Gold-Barriere (Abb. 4.2(b)) und die oberen Niob-Elektrode (Abb. 4.2(c)) aufgebracht. Diese drei Schichten werden im Folgenden auch als Trilage bezeichnet. Der Plasma-Reinigungsschritt sowie die drei Depositionsschritte wurden *in-situ* im UHV-System durchgeführt, wodurch eine Kontamination der Grenzflächen zwischen den einzelnen Schritten minimiert wurde.

Im zweiten Strukturierungsschritt wird die Form der Trilage definiert. Hierfür wird eine Photolackmaske (Abb. 4.2 (d)) aufgebracht, die anschließend durch Ionen- bzw. Plasmastrahlätzen (Abb. 4.2(e)) in die Trilage übertragen wird. Nach dem Entfernen der Lackmaske ist die Herstellung abgeschlossen (Abb. 4.2(f)).

4.2 Rampenkontaktfläche

Ein Josephsonkontakt besteht aus zwei supraleitenden Elektroden, die durch eine dünne Barriere voneinander getrennt sind. Im Fall von Rampenkontakten hat die Barriere eine komplexe Struktur. Bei der Herstellung von Rampenkontakten wird die rampenförmige Grenzfläche zwischen unterer Elektrode und Barriere meist durch einen Ätzschritt hergestellt. Die Herstellung der Rampenfläche wird in Abschnitt 4.2.1 erläutert. Beim Ionenstrahlätzen erfolgt der Materialabtrag durch beschleunigte Ionen. Die Ionen schädigen dabei auch die Kristallstruktur an der Oberfläche. In Kupratsupraleiter entsteht dadurch an der Oberfläche eine 1 bis 3 nm dicke - nicht supraleitende - amorphe Schicht [Wen99]. Neben der Kristallstruktur wird auch die Stöchiometrie an der Oberfläche verändert. Wen *et al.* [Wen99] konnten in der Ionenstrahl-geätzten Rampenfläche der YBCO-Elektrode durch TEM- und EDX-Aufnahmen eine geringere Kupfer- und Sauerstoffkonzentration feststellen. Diese Grenzfläche wird in *interface engineered* HTSL-Josephson-Rampenkontakten als Barrierenschicht verwendet [Moe97, Moe98, Mer99, Sch99, Sch00, Hei00]. Bei diesen Kontakten

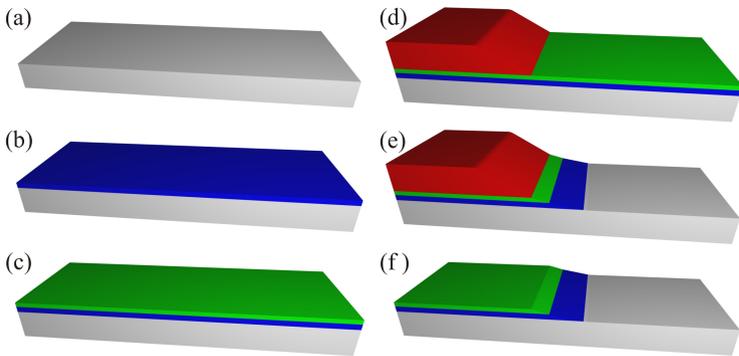


Abbildung 4.1: Deposition (a)-(c) und Strukturierung (d)-(f) der Bilage. Auf das Substrat (a) wird epitaktisch die YBCO-Schicht (blau) (b) und die STO-Isolationsschicht (grün) (c) aufgewachsen. Anschließend wird mittels optischer Lithographie eine Lackmaske strukturiert (d) und mit Ionenstrahlätzen in die Bilage übertragen (e). Nach dem Entfernen der Lackschicht ist die Strukturierung der unteren Elektrode abgeschlossen (f).

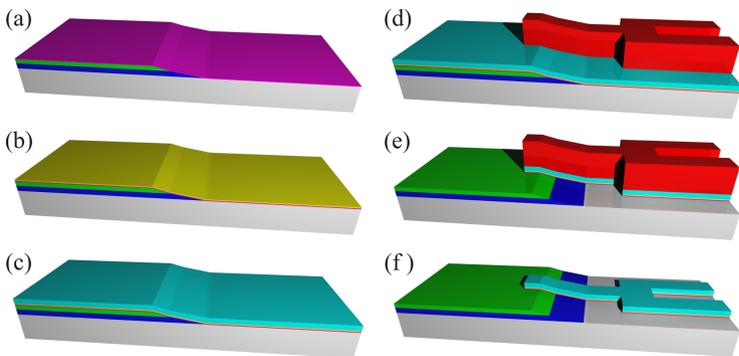


Abbildung 4.2: Deposition (a)-(c) und Strukturierung (d)-(f) der Trilage. Nach dem Reinigen der Oberfläche wird die YBCO-Zwischenschicht (a), die Goldbarriere (b) und die obere Niob-Elektrode (c) aufgebracht. Im zweiten Strukturierungsschritt wird die Lackmaske für die obere Elektrode aufgebracht (d). Mittels Ionenstrahlätzen wird diese Struktur in die Niob-Elektrode, Goldschicht und Zwischenschicht übertragen (e). Nach dem Entfernen der Lackmaske ist der Herstellungsprozess abgeschlossen (f).

bestehen beide Elektroden aus einem Hochtemperatursupraleiter. Wird die obere Elektrode unter geeigneten Bedingungen aufgebracht, kristallisiert die amorphe Oberflächenschicht zu einer ausreichend isolierenden Barriere des Josephsonkontakts von 2 bis 3 nm Dicke. Als Zusammensetzung geben sie [Wen99] eine $(Y_{1-x}Cu_x)BaO_y$ -Struktur mit $x < 0,5$ bei YBCO-YBCO-Kontakten an, wobei die exakte Zusammensetzung aufgrund der geringen Dicke nicht bestimmt werden konnte.

Bringt man als zweite Elektrode einen Tieftemperatursupraleiter wie Niob auf diese geschädigte Oberfläche auf, so reagiert das Niob direkt an der Kontaktfläche mit dem in der unteren Elektrode enthaltenen Sauerstoff. Es bildet sich eine isolierende Barrierschicht, die zum einen aus der dünnen Nioboxid-Schicht und zum anderen aus der amorphen Oberflächenschicht besteht. Bei einer sehr dünnen amorphen Schicht wird auch dem darunter liegenden kristallinen YBCO bei der Oxidation des Niobs Sauerstoff entzogen, wodurch auch in diesem Bereich eine isolierende Schicht entsteht. Um das Oxidieren des Niobs an der Grenzfläche zu verhindern, wurde in dieser Arbeit eine dünne Goldschicht aufgebracht, die als Oxidationsbarriere dient.

Nach dem Ionenstrahlätzen wurde die Probe aus der Vakuumkammer ausgeschleust und die Lackmaske mit Lösungsmittel (Aceton und Isopropanol) entfernt. Dadurch kam die Kontaktfläche auch mit Raumluft in Berührung. Die Oberfläche einer YBCO-Schicht wird von der in Raumluft enthaltenen Luftfeuchtigkeit sowie von Kohlenstoffdioxid langsam zersetzt [Sch04, Bar87, Yan87, Ban88, Beh93]. Um diesen Effekt zu reduzieren, wurde die Oberfläche mit einem Ar-Plasmastrahl gereinigt, bevor die Gold- und Niobschicht aufgebracht wurde. Diese Reinigung wurde im UHV-System durchgeführt, sodass direkt danach die restlichen Schichten aufgebracht werden konnten, ohne dazwischen das Vakuum zu brechen. Die Energie des Plasmastrahls wurde so gering wie möglich eingestellt, damit hauptsächlich nur schwach gebundenes amorphes Material oder Verunreinigungen von der Oberfläche abgetragen wurden und möglichst keine tiefreichende Schädigung der intakten Kristallstruktur stattfand. Die Ätzdauer wurde so gewählt, dass insgesamt nur ca. 5 nm entfernt wurden.

Um die geschädigte Oberfläche wieder zu rekristallisieren, wurde die Probe nach der Plasmareinigung in der PLD-Kammer unter Sauerstoff-Atmosphäre ($p_{O_2} = 0,20$ mbar) in mehreren Schritten auf 750 bis 800°C aufgeheizt. Dieser langsame Rekristallisationsschritt wird auch zur Herstellung von interface-engineered-Rampenkontakten angewendet [Sch01, Sch00]. Dazu wird die Temperatur während des Aufheizens immer wie-

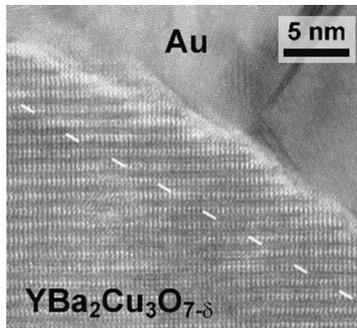


Abbildung 4.3: TEM-Aufnahme der Grenzfläche zwischen der YBCO-Schicht und der Goldschicht. Die YBCO-Schicht zeigt einen durchgehend kristallinen Bereich bis zur Goldschicht. Der Übergang zwischen der YBCO-Elektrode und der YBCO-Interlayer ist nicht erkennbar. Dieser Übergang sollte sich etwa im Bereich der gestrichelt eingezeichneten Linie befinden. Bild aus [Smi02b]

der mehrere Minuten lang konstant gehalten, damit das amorphe Material rekristallisieren kann, ohne dabei zu mobil zu sein, um sich weit von seinem Ausgangsort zu entfernen. Wird die Probe zu schnell aufgeheizt, kristallisiert das Material bevorzugt an der unteren Kante der Rampe und bildet dort große Ausscheidungen.

Trotz dieses in-situ Reinigungsschritts und des anschließenden Rekristallisationsschritts konnte meist kein messbarer Suprastrom über die so hergestellten Josephsonkontakte fließen.

Interlayer-Konzept Um die Transparenz der Rampenkontaktfläche noch weiter zu verbessern haben Smilde *et al.* [Smi01a] speziell für die Herstellung von Hoch-/Tieftemperatursupraleiter-Rampenkontakten einen Prozessschritt entwickelt, bei dem direkt nach dem Rekristallisationsschritt einige wenige Einheitszellen YBCO aufgewachsen werden. Sie bezeichnen diese YBCO-Zwischenschicht als Interlayer. Das Ziel ist hierbei, auf der Rampenkontaktfläche eine supraleitende YBCO-Schicht aufzuwachsen, die sich mit der unteren YBCO-Elektrode zu einer durchgehenden Schicht verbindet. Darauf wird dann direkt im Anschluss die Gold- und Niobschicht aufgebracht. Es ist jedoch nicht möglich, die YBCO-Zwischenschicht nur selektiv auf der μm -breiten Rampenfläche aufzuwachsen. Die Schicht

wächst auch auf der Bilage sowie auf dem freigelegten Substrat (s. Abb. 4.2(a)) auf. In der fertigen Struktur befindet sich die Zwischenschicht auch unter den Zuleitungen der oberen Elektrode. Dadurch ist neben dem Stromfluss über die Barriere ein zusätzlicher Stromfluss von der unteren Elektrode über die Zwischenschicht in die Zuleitung der oberen Elektrode möglich. Aufgrund der Gitterfehlpassung zwischen dem Substrat und der epitaktisch gewachsenen Zwischenschicht sowie der geringen Dicke der Zwischenschicht sollte die Zwischenschicht nicht vollständig relaxieren. Des Weiteren sollte sich die raue Substratoberfläche negativ auf die Filmqualität auswirken. Die raue Oberfläche entsteht beim Entfernen der Bilage durch das Ar-Ionenätzen. Die Rauigkeit der Bilage beträgt zwischen höchstem und tiefstem Punkt etwa 5 bis 10 nm und wird beim Entfernen der Bilage nahezu vollständig auf die Substratoberfläche übertragen. Die 4 bis 6 Einheitszellen dicke Zwischenschicht (entspricht ca. 5 bis 7 nm) wächst auf der rauen Oberfläche mit einer inhomogenen Filmstärke auf. Durch die Gitterfehlpassung und die sehr dünne und inhomogene Filmstärke sollte die Supraleitung in der Zwischenschicht, die sich auf dem Substrat oder auf der Isolationsschicht der Bilage befindet, unterdrückt werden.

Auf der Rampenfläche verbindet sich das frisch aufgebraute Material der Zwischenschicht mit der rekristallisierten Oberfläche zu einer nahezu einkristallinen stöchiometrischen YBCO-Schicht. Eine TEM-Aufnahme der Zwischenschicht ist in Abb. 4.3 [Smi02b] gezeigt. Hier ist deutlich der nahtlose Übergang zwischen der unteren YBCO-Elektrode und der YBCO-Zwischenschicht zu sehen. Dadurch konnten Smilde *et al.* die vollständige Regeneration der YBCO-Rampenkontaktfläche mit Hilfe der YBCO-Zwischenschicht bestätigen.

Bei manchen der Proben, die für diese Arbeit hergestellt wurden, ist in der $R(T)$ -Messung² über einen Josephsonkontakt zwischen dem supraleitenden Übergang von Niob ($T_c \approx 9$ K) und dem von YBCO ($T_c \approx 90$ K) ein weiterer Übergang zu erkennen (s. Abb. 5.6 auf S. 107). Dieser weitere Übergang kann zum einen von der Zwischenschicht auf der Kontaktfläche kommen, wenn diese eine nicht optimale stöchiometrische YBCO-Struktur mit niedrigerer Übergangstemperatur hat. Zum anderen kann dieser weitere Übergang entstehen, wenn die Zwischenschicht, die sich auf dem STO-Substrat oder der STO-Isolationsschicht befindet, supraleitend wird. Manche Proben zeigten trotz des zusätzlichen Übergangs für Josephsonkontakte typische Modulationen in den $I_c(H)$ -Kennlinien. Dies deutet auf eine niedri-

² $R(T)$ -Messungen an Josephsonkontakten werden in 5.1.1 ausführlicher behandelt.

gere Übergangstemperatur der Zwischenschicht auf der Kontaktfläche hin. Andere Proben zeigten kein Josephson-artiges Verhalten. Bei diesen Proben konnte auch in einer Niob-Brückenstruktur ein Übergang oberhalb 10 K gemessen werden. Bei dieser Niob-Brückenstruktur befindet sich zwischen Substrat und Niobschicht nur die YBCO-Zwischenschicht und die Gold-Barriere. Dies bestätigt eindeutig den erstaunlichen wenn auch unerwünschten Effekt der Supraleitung in der Zwischenschicht, die nur ca. 5 Einheitszellen dick ist. Zum Vergleich: ein 5 nm dicker YBCO-Film, der auf einem STO-Substrat unter optimalen Wachstumsbedingungen hergestellt wurde, hat ein T_c von etwa 60 K [Wer10].

4.2.1 Herstellung der Rampenfläche

Neben der bereits diskutierten Oberflächenbeschaffenheit und Zusammensetzung der Rampenoberfläche ist für die Kontaktherstellung auch die Form der Rampe von großer Bedeutung. Der Rampenwinkel beeinflusst besonders die Wachstumseigenschaften der nachfolgenden Schichten. Wird auf der Rampenfläche eine weitere YBCO-Schicht aufgewachsen, so hängt die Wachstumsorientierung neben dem Druck, der Temperatur und anderen Faktoren auch vom Winkel der Rampe ab. Yang *et al.* [Yan98] untersuchten das Wachstum von PBCO und YBCO auf ionenstrahl-geätzten YBCO-Rampen mit verschiedenen Rampenwinkeln. Sie konnten anhand von TEM-Aufnahmen zeigen, dass PBCO und anschließend auch YBCO auf einer Rampenfläche mit einem Rampenwinkel bis 40° c -Achsen orientiert aufwächst. Für größere Rampenwinkel, die direkt in das Substrat geätzt wurden, konnten Jia *et al.* [Jia91] anhand von TEM-Untersuchungen zeigen, dass YBCO auf der Substratrampe a -Achsen orientiert aufwächst. Außerdem wachsen bei großen Rampenwinkeln die weiteren Schichten verstärkt im unteren Rampenbereich an der Kante auf. Dies führt zu einer inhomogenen Schichtdicke auf der Rampenfläche und somit zu nicht definierten Kontakteigenschaften. Dies kann auch durch einen nicht homogenen Rampenwinkel verursacht werden. Die Form und der Winkel der Rampe können durch die Ätzmaske und die Ätzparameter beeinflusst werden. Der Ätzprozess kann dabei sowohl chemisch als auch physikalisch ablaufen.

Chemisches Ätzen

Beim chemischen Ätzverfahren entsteht die Rampe aufgrund der anisotropen Ätzrate. Besitzt die Ätz-Lösung eine höhere Ätzrate entlang der a - und

b -Achse als in Richtung der c -Achse, so wird die Ätzmaske unterätzt, wobei sich im YBCO eine Rampe bildet. Faley *et al.* [Fal93] benutzen hierfür eine nichtwässrige 0,3% Brom-Ethanol-Lösung und eine ethanol-resistente PMMA-Photolackmaske. Eine nichtwässrige Brom-Ethanol-Lösung eignet sich hierfür besonders, da diese mit YBCO zu in Ethanol löslichem YBr_3 , $BaBr_2$ und $CuBr$ reagiert und zusätzlich YBCO nur direkt an der Oberfläche zersetzt und somit keine tiefgehenden Schädigungen verursacht wird. Die von ihnen hergestellten Rampen hatten nur einen relativ geringen Rampenwinkel von 3° , mit einer nahezu ungeschädigten Oberfläche.

Physikalisches Ätzen

Beim physikalischen Ätzverfahren entsteht die Rampe aufgrund eines inhomogenen Materialabtrags, der durch die Lackmaske und den Ioneneinfallswinkel erzeugt wird. Zur Erzeugung des Ionenstrahls kann hierfür z. B. eine Kaufman- (s. Abschnitt 3.1.2) oder eine Plasmaquelle (s. Abschnitt 3.1.1) dienen. Der Materialabtrag findet hier, wie bereits erwähnt, durch beschleunigte Ionen statt. Als Ätzmaske wird meist eine Photolackmaske verwendet. Ein wichtiger Parameter beim Ionenstrahlätzen der Rampe ist der Einfallswinkel der Ionen. Eine Übersicht über verschiedene Ätztechniken ist in [Sch00, Sch01, Sch04] gegeben und wird im Folgenden kurz zusammengefasst.

Ioneneinfall parallel zur Oberflächennormale Treffen die Ionen senkrecht zur Oberfläche auf die Probe (dieser Fall wird im Folgenden als Ätzwinkel $\beta_I = 0^\circ$ bezeichnet), so kann eine Rampe bereits durch die unterschiedlichen Ätzraten entlang verschiedener Kristallrichtungen zusammen mit dem Einfluss der Lackflanke entstehen. Leicht schräg einfallende Ionen werden an der Lackflanke reflektiert, wodurch direkt neben der Flanke weniger Ionen auftreffen. Die reflektierten Ionen treffen dadurch jedoch verstärkt in einem kleinen Abstand nahe der Lackflanke auf und erzeugen dort einen kleinen Graben (s. Abb. 4.4(a)). Im Graben entstehen beim nachträglichen epitaktischen Wachstum verstärkt Fehlstellen.

Die Rampenform kann noch zusätzlich durch ein Aufschmelzen der Photolackflanke positiv beeinflusst werden. Dazu wird der Photolack nach dem Entwickeln auf der Heizplatte bei einer hohen Temperatur ausgeheizt, sodass der Lack zu fließen beginnt. Dabei bildet der Lack abhängig von der Oberflächenbeschaffenheit und der Oberflächenspannung eine abgerundete Lackflanke. Dies bezeichnet man als *Reflow*. Die Form kann über die

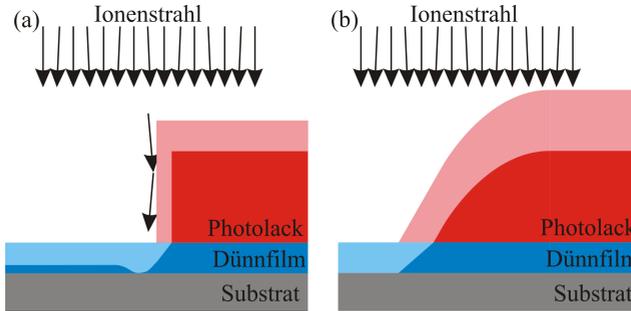


Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des Ionenstrahlätzens unter senkrechtem Ioneneinfallswinkel zur Oberfläche ($\beta_I = 0^\circ$). An einer senkrechten Lackflanke wird der leicht diffuse Ionenstrahl an der Seite der Lackmaske reflektiert, wodurch ein Graben am Fußpunkt der Lackmaske entsteht. Der Ionenstrahl trägt sowohl vom Dünnfilm als auch von der Photolackmaske Material ab. Der Fußpunkt der Lackkante weicht dabei zurück und gibt somit immer mehr Filmoberfläche frei, wodurch am Rand eine Rampe entsteht (a). Beim Ätzen mit einer schrägen Lackflanke erhält man aufgrund der geringeren Ätzrate des Dünnfilms im Vergleich zum Photolack einen Rampenwinkel, der flacher ist als der Lackflankenwinkel (b). Das entfernte Material ist in helleren Farben dargestellt.

Ausheizdauer und die Temperatur beeinflusst werden. Würde eine Bilage aus YBCO und STO mit dieser Lackstruktur unter einem Ätzwinkel von $\beta_I = 0^\circ$ geätzt werden, so würde die Lackflankenform annähernd übertragen werden, da beim Ätzen auch der Photolack abgetragen wird. Die Lackflanke weicht dabei immer mehr zurück und gibt neue Filmoberfläche frei. Die Ätzrate des Photolacks ist höher als die von YBCO und STO, wodurch ein kleinerer Rampenwinkel als der Lackflankenwinkel entsteht. Dies ist schematisch in Abb. 4.4(b) dargestellt. Kleine Änderungen der Lackeigenschaften, wie z. B. die Lösungsmittelkonzentration im Photolack, ergeben eine andere Lackflankenform und somit auch eine andere Rampenform. Dies erschwert die Reproduzierbarkeit des Rampenwinkels und der Rampenform.

Ioneneinfall unter einem Winkel zur Oberflächennormale Eine weitere Möglichkeit zum Ätzen der Rampe ist das Ätzen unter schrägem Einfallswinkel der Ionen zur Substratoberfläche. Dies ist in Abb. 4.5

dargestellt. Der Photolack erzeugt auf der dem Ionenstrahl abgewandten Seite einen Schattenbereich, der den Film vor dem Ionenstrahl schützt. Durch den Ionenstrahl verringert sich auch die Photolackdicke, wodurch der Schattenbereich abnimmt und eine Rampe im Film entsteht. Da die Ätzrate der meisten Photolacke größer ist als die der Dünnschichten, nimmt die Lackdicke schneller ab als die Filmdicke. Dadurch entsteht im Film eine Rampe mit einem Steigungswinkel α_R , der kleiner ist als der Einfallswinkel $\beta_E = 90^\circ - \beta_I$ der Ionen zur Oberfläche. Aus geometrischen Überlegungen ergibt sich für die Abhängigkeit des Rampenwinkels α_R vom Einfallswinkel β_E [Sch01]

$$\tan \alpha_R = \frac{1}{X} \tan \beta_E \quad \text{mit} \quad X = \frac{\text{Ätzrate}_{\text{Photolack}}}{\text{Ätzrate}_{\text{Dünnschicht}}}. \quad (4.1)$$

Dies gilt nur für weiche Ätzmasken mit $X \geq 1$. Für harte Ätzmasken mit $X < 1$ ist $\alpha_R = \beta_E$. Die Ätzrate von Photolack ist etwa doppelt so hoch wie die von YBCO. Auf der Rampenfläche treffen die Ionen unter dem Einfallswinkel $\beta_R = \beta_E - \alpha_R$ auf. Durch den geringeren Einfallswinkel verglichen z. B. mit dem Rampenätzen unter einem Ätzwinkel von 0° , verringert sich auf der Rampenfläche die Tiefe der geschädigten Schicht.

Bei dieser Technik kann sich im Schattenbereich der Maske ein Teil des geätzten Materials ablagerern. Diese Ablagerungen werden *Redeposit* genannt. Dies ist in Abb. 4.5(a) dargestellt. Um dies zu verhindern, kann eine Photolackmaske mit aufgeschmolzenen Lackflanken (*reflow resist*) verwendet werden. Die Fläche im Schattenbereich ist dabei mit Photolack aufgefüllt und wird dadurch vor der unerwünschten Beschichtung durch den *Redeposit* geschützt. Die Lackflankenform sollte hierfür an den Ätzwinkel angepasst werden. Dies bedingt höhere Anforderungen an die Lithographieparameter.

Der *Redeposit* kann nachträglich entfernt werden. Hierfür wird die Probe nach dem Ätzen der Rampenfläche um 180° rotiert und in einem zweiten kürzeren Ätzschritt wird dann der *Redeposit* im Schattenbereich entfernt (s. Abb. 4.5). Die Ionen treffen dabei unter einem steileren Einfallswinkel auf die Rampenfläche. Um die Schädigung der Rampenfläche durch den steilen Ioneneinfallswinkel zu minimieren, sollte die Energie des Ionenstrahls reduziert werden. Bei dieser Technik entfallen die zusätzlichen *Reflow*-Lithographieparameter [Sch01, Sch04].

Auch auf der dem Ionenstrahl zugewandten Seite entsteht beim Ätzen durch das Zurückweichen des Fußpunkts der Lackflanke eine Rampe. deren Form hängt stark von der Lackflankenform ab und hat meist einen

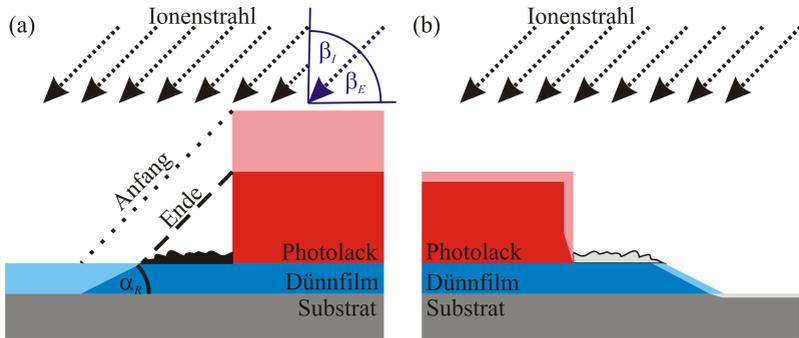


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Ionenstrahl-Ätzens unter einem Winkel β . Die Linien deuten den Schattenbereich zu Beginn und am Ende des Ätzprozesses an. Im Schattenbereich lagert sich beim Ätzen der Rampe *Redeposit* ab (a). Um diesen nachträglich zu entfernen, wird die Probe um 180° rotiert (b). Das entfernte Material ist in helleren Farben dargestellt.

anderen Winkel bzw. eine inhomogenere Form als auf der abgewandten Seite [Ver96a].

Bei dieser Herstellungstechnik zeigen alle hochwertigen Rampenflächen in eine Richtung, wodurch die Herstellung komplexer Strukturen und Anordnungen nur eingeschränkt möglich ist.

Smilde *et al.* [Smi01a, Smi01c] hatten diese Technik auch zur Herstellung von $0-\pi$ -YBCO-Niob-Kontakten verwendet. Um auf den beiden Kontaktteilen, die in einem 90° -Winkel zueinander stehen, denselben Rampenwinkel herzustellen, muss die Probe um 45° um die Oberflächennormale gedreht werden, sodass der Einfallswinkel zu beiden Teilen denselben Winkel einschließt. Dadurch verringert sich im Vergleich zum vorherigen Fall der effektive Einfallswinkel der Ionen.

Ätzen unter einem Winkel und zusätzlicher Rotation Für diese Arbeit wurde ein Prozess gewählt, bei dem die Rampenflächen unabhängig von ihrer Orientierung auf der Probe die gleiche Form besitzen. Dies ermöglicht vergleichbare Kontakteigenschaften bei beliebiger Orientierung der Kontakte. Um dies zu ermöglichen, wurde beim Ionenstrahl-Ätzen ein Winkel von ca. 30° zwischen Ioneneinfall und Oberflächennormale eingestellt. Zusätzlich rotierte die Probe mit konstanter Geschwindigkeit um

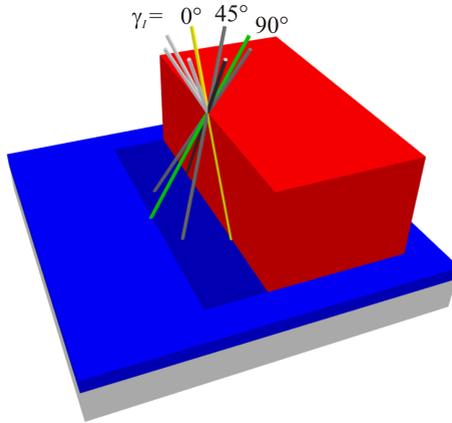


Abbildung 4.6: Ionenstrahl-Ätzen der Rampe unter einem Winkel und mit zusätzlicher Rotation um die Oberflächennormale.

die Oberflächennormale. Dadurch bewegt sich der Ionenstrahl auf einem Kegelmantel, dessen Spitze auf die Probe zeigt. Dies ist in Abb. 4.6 schematisch dargestellt. Als Rotationswinkel γ_I wird der Winkel zwischen der Lackflanke und der Projektion des Ionenstrahls auf die Substratebene bezeichnet. Bei einem Rotationswinkel $\gamma_I = 0^\circ$ ist der Ionenstrahl parallel zur Lackkante (in Abb. 4.6 gelb dargestellt). Für $0 < \gamma_I < 180^\circ$ kommt der Ionenstrahl von der Seite der Lackmaske. In diesem Winkelbereich erzeugt die Lackmaske einen Schattenbereich, der bei $\gamma_I = 90^\circ$ maximal ist (in Abb. 4.6 grün dargestellt) und für größere Winkel wieder abnimmt, bis der Ionenstrahl bei $\gamma_I = 180^\circ$ parallel zur Lackkante ist. Im Bereich $180^\circ < \gamma_I < 360^\circ$ wird kein Schatten erzeugt.

Die Form der Rampe lässt sich bei dieser Technik nicht wie bei der vorherigen Technik durch einfache geometrische Überlegungen vorhersagen. Aufgrund der Rotation oszilliert der vom Ionenstrahl abgeschattete Bereich. Um mit dieser Technik eine homogene und reproduzierbare Rampenform herzustellen wurde der Photolack³ nach dem Entwickeln 5 min lang auf der Heizplatte bei $T = 125^\circ\text{C}$ ausgeheizt⁴, wodurch eine *Reflow*-Lackflanke mit einem Lackflankenwinkel α_L zwischen Oberfläche und Lackflanke von ca. 20° erzeugt wurde. In Abb. 4.7(a) ist ein typisches Rampenprofil darge-

³AR-P 3540 von Allresist

⁴Weitere Lithographieparameter sind in Abschnitt 4.4.2 enthalten.

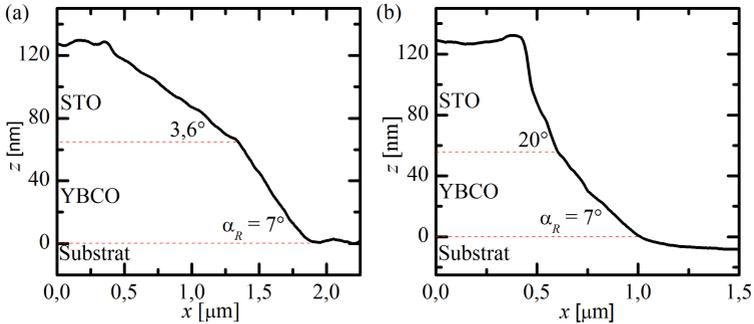


Abbildung 4.7: AFM-Messungen des Rampenprofils, mit *Reflow*-Schritt (a), ohne *Reflow*-Schritt (b). Die gestrichelten Linien markieren die Grenze zwischen STO und YBCO (bzw. YBCO und Substrat) Die Winkelangaben stellen die mittleren Rampenwinkel im jeweiligen Bereich dar.

stellt, das unter diesen Bedingungen hergestellt wurde. Zum Vergleich ist in Abb. 4.7(b) ein Rampenprofil gezeigt, bei dem auf den *Reflow*-Schritt verzichtet wurde. Durch den *Reflow*-Schritt konnten reproduzierbare Rampenwinkel der YBCO-Rampe auf unterschiedlichen Proben im Bereich von $9^\circ \pm 3^\circ$ hergestellt werden. Dabei hatten die STO- und YBCO-Filmstärken im untersuchten Bereich⁵ keinen signifikanten Einfluss auf den Rampenwinkel. Der Knick in der Rampe befindet sich genau an der Grenze zwischen YBCO und STO (s. Abb. 4.7(a)). Dieser entsteht aufgrund der unterschiedlichen Ätzraten der beiden Materialien⁶. Wird hingegen auf den *Reflow*-Schritt verzichtet, entsteht im STO-Bereich ein deutlich höherer Rampenwinkel, der im YBCO-Bereich nicht homogen ist (s. Abb. 4.7(b)). Des Weiteren ist die Rampenform und somit der Rampenwinkel stärker von der Filmstärke abhängig.

4.3 Proben-Design

Für den in dieser Arbeit verwendeten Prozess benötigt man zur Herstellung einer Probe zwei Lithographiemasken. Die Erste dient zur Strukturierung der Bilage. Mit der Zweiten wird die obere Trilage definiert. In diesem

⁵STO-Filmstärke $d_{\text{STO}} = 30 - 60$ nm, YBCO-Filmstärke $d_{\text{YBCO}} = 50 - 100$ nm.

⁶Die Ätzrate der YBCO-Schicht ist etwa doppelt so hoch wie die Ätzrate einer dünnen STO-Schicht, die auf einer YBCO-Schicht aufgewachsen wurde.

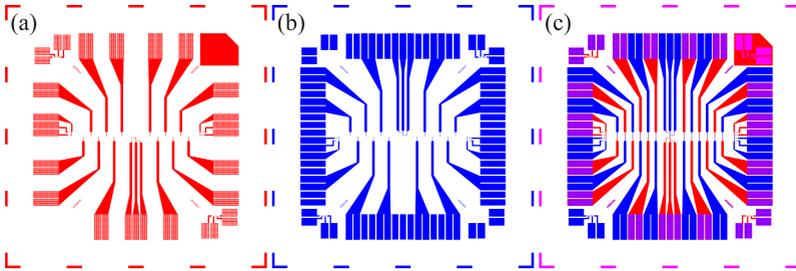


Abbildung 4.8: Lithographiemasken-Layout zur Strukturierung der Bilage (a) und der Trilage (b). Beide Masken übereinander (c) zeigen die finale Struktur.

Abschnitt wird kurz auf das Design der Masken eingegangen. Dabei liegt der Fokus auf dem Kontaktpad-Design für die untere Elektrode sowie auf der Josephsonkontakt-Geometrie samt Überlappbereich.

In Abb. 4.8 ist eine Lithographiemaske zur Strukturierung der Bilage und der Trilage gezeigt. Als Photolack wurde Positiv-Lack benutzt. Beide Masken übereinander (s. Abb. 4.8(c)) zeigen die Struktur der fertigen Probe. Die Masken sind für $10 \times 10 \text{ mm}^2$ große Proben ausgelegt. Zur Ausrichtung der Maske an den Substratkanten sind Begrenzungslinien auf der Maske angebracht. Um die beiden Masken für die Bi- und Trilage zueinander auszurichten, sind zusätzliche Aligment-Strukturen enthalten (s. Abb. 4.9(b)). Überall am Rand der Bilage wird im ersten Strukturierungsschritt eine ca. 500 nm breite Rampenfläche erzeugt. In manchen Bereichen befindet sich die Trilage auf der Bilage (pink dargestellt). An allen Rändern der Bilage, an denen die Trilage die Bilage überlappt, entsteht ein Rampen-Kontakt. Dieser Effekt wird auch zur Kontaktierung der unteren Elektrode verwendet. In der Maske für die Bilage befinden sich im Bereich der Kontaktpads viele Aussparungen (s. Abb. 4.8 und Abb. 4.9(c)). Die Trilage wird auf den YBCO-Kontaktpads nicht entfernt. Über die Ränder der Aussparungen in der Bilagenstruktur ist die Trilage mit der YBCO-Elektrode durch große Rampenkontakte verbunden. Zur 4-Punkt-Kontaktierung besitzt jeder Kontakt mindestens zwei YBCO-Kontaktpads, die nicht durch eine durchgehende Niobschicht miteinander verbunden sind, sodass der Kontaktwiderstand in den Pads zwischen YBCO-Elektrode und Trilage nicht mitgemessen wird.

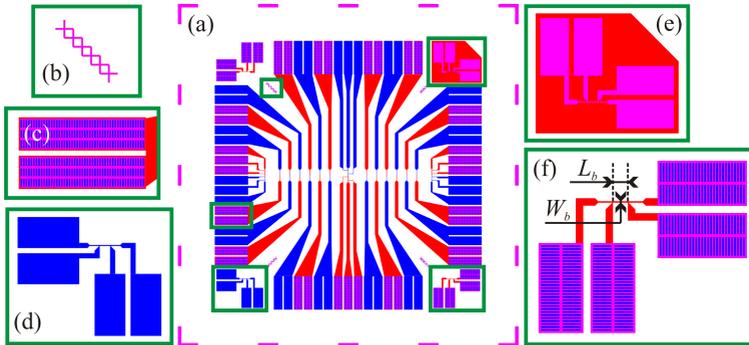


Abbildung 4.9: Proben-Layout mit vergrößerten Ausschnitten. Die Bilage ist rot und die Trilage ist blau dargestellt. Bereiche, in denen sich die Trilage über der Bilage befindet, sind pink dargestellt.

Einfacetten-Kontakte Die Breite der oberen Elektrode definiert die Kontaktlänge L_J (s. Abb. 4.10(a)). Die Strecke entlang der Rampe ergibt die Kontaktbreite W_J . Diese ist durch die Dicke der unteren Elektrode d_{E1} und den Rampenwinkel α_R mit $W_J = d_{E1}/\sin(\alpha_R)$ vorgegeben. Die Projektion der Kontaktfläche $A_J = L_J \cdot W_J$ ist gelb dargestellt. Da die Lithographiemaske der Trilage im Mask-Aligner nur auf ca. $1\ \mu\text{m}$ genau positioniert werden kann, ist die untere Elektrode auf beiden Seiten des Kontakts um einen Betrag L_s breiter als die obere Elektrode und die obere Elektrode überlappt die untere Elektrode um die Strecke W_o . Für die meisten Kontakte beträgt $L_s = W_o = 3\ \mu\text{m}$. In Abschnitt 5.1.2 wird auf den Einfluss von L_s und W_o auf die elektrischen Eigenschaften eingegangen.

0- π -Kontakte Bei einem 0- π -Kontakt geht der Kontakt über eine Ecke, wobei eine Facette des Kontakts parallel zur a -Achse und die andere parallel zur b -Achse von YBCO ist. Beide Facetten haben dieselbe Länge $L_{J,a} = L_{J,b}$ (s. Abb. 4.10(b)). Bei der Herstellung ist die genaue Positionierung der beiden Masken zueinander besonders wichtig. Durch einen Versatz der zweiten Masken zur ersten Struktur werden die Facetten unterschiedlich lang ($L_{J,a} \neq L_{J,b}$) und es entsteht ein asymmetrischer 0- π -Kontakt. Die elektrischen Eigenschaften symmetrischer und asymmetrischer 0- π -Kontakte werden in Abschnitt 5.2 behandelt.

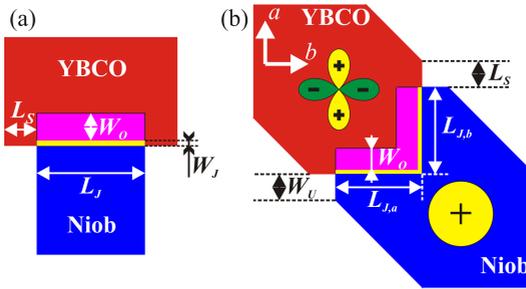


Abbildung 4.10: Schematische Zeichnung eines Einfacetten-Kontakts (a) und eines 0- π -Kontakts (b).

Kontrollstrukturen In den Ecken der Maske befinden sich zur Bestimmung der Filmeigenschaften Brückenstrukturen. Zwei identische Strukturen dienen zur Untersuchung der unteren Elektrode (s. Abb. 4.9(f)). Zur Bestimmung der elektrischen Eigenschaften der oberen Elektrode gibt es eine Brückenstruktur, bei der sich die Trilage direkt auf dem Substrat befindet (s. Abb. 4.9(d)) und eine weitere, bei der sich die Trilage komplett auf der Bilage befindet (s. Abb. 4.9(e)). Die Brückenstrukturen haben die Länge $L_b = 100 \mu\text{m}$ und die Breite $W_b = 10 \mu\text{m}$.

4.4 Herstellungsschritte

In diesem Abschnitt werden die einzelnen Herstellungsschritte detailliert beschrieben.

4.4.1 Herstellung der Bilage

Substratpreparation Als Substrate für die Rampenkontakte wurden einseitig polierte SrTiO_3 -Substrate⁷ mit einer Größe von $10 \times 10 \text{mm}^2$ und einer Dicke von 1 mm verwendet. Die Substrate hatten eine (100)-Orientierung mit Kanten parallel zur (010)-Richtung und einen Fehlschliff von 0° bis $1,2^\circ$. Um die Bildung von Zwillingskorngrenzen im YBCO-Film zu minimieren wurden Substrate mit einem Fehlschliff von $1,2^\circ$ verwendet [Dek03]. Substrate mit einem Fehlschliff $> 0,5^\circ$ wurden speziell mit diesem

⁷Hersteller: CrysTec GmbH; Fehlschliff: $0,25^\circ$; $0,5^\circ$; $0,75^\circ$; $1,0^\circ$ und $1,2^\circ$ mit Toleranz $< 0,1^\circ$

entlang der (001)-Richtung hergestellt. Der Fehlschliff wurde mittels XRD- oder AFM-Messungen kontrolliert⁸. Die Substrate wurden im Ultraschallbad zuerst mit Aceton und anschließend mit Isopropanol gereinigt (jeweils ca. 3 min). Um Rückstände durch verdunstetes Aceton auf dem Substrat zu vermeiden wurden die Substrate bereits beim Herausholen aus dem Acetonbad mit Isopropanol abgespült. Die Oberfläche wurde mit einem optischen Mikroskop kontrolliert. Waren dabei Partikel auf dem Substrat erkennbar, so wurde die Oberfläche mit einem Reinraumtuch, das zuvor mit Isopropanol befeuchtet wurde, abgerieben. Danach wurde die Reinigung mit Aceton und Isopropanol im Ultraschallbad wiederholt.

Eine definierte Substratterminierung und somit eine reproduzierbare Startbedingung wurde durch eine zusätzliche chemische Behandlung gewährleistet [Kaw94, Kaw96, Kos98, Lec03]. Hierzu wurde das Substrat zuerst 20 min lang im Ultraschallbad in vollentsalztes Wasser gelegt. Dabei bildet das Strontium auf der Oberfläche Strontiumhydroxid. Dieses Strontiumhydroxid wurde anschließend im Ultraschallbad mit gepufferter Flusssäure⁹ entfernt. Die Ätzzeit mit gepufferter Flusssäure wurde an den Substratfehlschliff angepasst. Bei einer zu langen Ätzzeit entstehen kleine Löcher, bevorzugt an Fehlstellen im Substrat. Substrate mit einem Fehlschliff $> 0,3^\circ$ wurden im Ultraschallbad 20 s lang mit gepufferter Flusssäure geätzt. Bei einem Fehlschliff $< 0,1^\circ$ betrug die Ätzzeit 30 s und bei einem Fehlschliff zwischen $0,1^\circ$ und $0,3^\circ$ betrug die Ätzzeit 25 s. Der Ätzprozess wurde in vollentsalztem Wasser gestoppt. Durch diesen Ätzschritt erhält man eine Ti-terminierte Substratoberfläche. Anschließend wurde die Reinigung mit Aceton und Isopropanol im Ultraschallbad wiederholt.

Zur Optimierung der Terrassen-Struktur der Substratoberfläche wurden die Substrate mit einem Fehlschliff $> 1^\circ$ im Temperofen 90 min lang bei 900°C getempert. Der Ofen wurde dabei mit Sauerstoff gespült. Für Substrate mit Fehlschliff $< 1^\circ$ betrug die Temperatur 950°C .

Zur Herstellung der Bilage wurde das Substrat mit Leitsilber¹⁰ auf einen Inconel-Einsatz aufgeklebt (s. Seite 47). Zum Aushärten des Leitsilbers wurde das aufgeklebte Substrat 7 min lang bei 95°C auf der Heizplatte

⁸In [Tur07] wird die Bestimmung des Fehlschliffs erklärt.

⁹Ammoniumfluorid-Ätzmischung: bestehend aus 12,5% HF und 87,5% NH_4F mit $\text{pH} = 4,5$ (Merck KGaA)

¹⁰Schnelltrocknendes Leitsilber Typ G302 von Plano GmbH. Vor der ersten Verwendung von neuem Leitsilber wurde der größte Teil des Lösungsmittels, das sich über dem Silberanteil abscheidet, entfernt.

ausgeheizt.

Das YBCO- und STO-Target wurde vor dem Einschleusen in die PLD-Kammer mit Schmirgelpapier poliert (s. Abschnitt 3.1.1).

YBCO (untere Elektrode)

Zur YBCO-Filmherstellung wurde das Substrat auf der optimalen Substrathöhe für die RHEED-Aufnahme platziert ($z_S \approx 56,0$ mm). Der Abstand zwischen Substrat und Target wurde auf $\Delta z \approx 60$ mm eingestellt ($z_T \approx -4,0$ mm). Beim Einschalten der Laserheizung betrug die Heizleistung $P_{HL} \approx 8,6$ W. Dies entspricht ca. 9% der manuell geregelten Heizleistung. Das Substrat wurde zuerst 10 min lang mit dieser Leistung aufgeheizt. Anschließend wurde manuell die Heizleistung Minute für Minute um je 1% erhöht, bis das Substrat eine Temperatur von $T_{Sub} = 350^\circ\text{C}$ erreicht hatte. Für diese Temperatur betrug $P_{HL} \approx 13 - 15$ W. Dies entspricht 13 bis 15% der manuell geregelten Heizleistung. Bei der Substrattemperatur $T_{Sub} = 350^\circ\text{C}$ wurde auf die automatische Temperaturregelung¹¹ umgestellt. Außerdem wurde diese Temperatur 5 min lang konstant gehalten, dabei verdampfte der größte Teil des Lösungsmittels aus dem Leitsilber und der Druck sank unter $8 \cdot 10^{-7}$ mbar. Das Substrat wurde nun mit einer Rate von $25^\circ\text{C}/\text{min}$ auf $T_{Sub} = 450^\circ\text{C}$ erhitzt und die Temperatur wurde erneut 5 min lang konstant gehalten. Anschließend wurde das Schieberventil Y72 geschlossen und nur noch über den Bypass gepumpt. Zum Schutz der Turbopumpe wurde das Sperrgas für die Turbopumpe geöffnet. Über den Massendurchflussregler für Sauerstoff wurde ein Fluss von 40 sccm eingestellt, was zu einem Sauerstoff-Partialdruck von 0,20 mbar in der Kammer führte. Das Substrat wurde mit $25^\circ\text{C}/\text{min}$ auf 750°C bis 800°C aufgeheizt. Diese Temperatur wurde ca. 5 min lang konstant gehalten, bis sich die Heizlaserleistung auf einen Wert von ca. 60 bis 68 W stabilisiert hatte. Danach wurde die Temperaturregelung deaktiviert und dadurch die Heizleistung konstant gehalten¹².

¹¹Zur automatischen Temperaturregelung wird die Heizlaserleistung von der Visualisierungs-Software an die vom Pyrometer gemessene Temperatur angepasst. Das installierte Pyrometer kann nur Temperaturen oberhalb 305°C messen und erst ab einer Temperatur von 325°C kann die Visualisierung die Temperatur regeln. Eine stabile Temperaturregelung ist erst oberhalb von 350°C gewährleistet.

¹²Die Heizleistung wird auf konstante Leistung umgestellt, da sich zum einen die mit dem Pyrometer gemessene Temperatur mit zunehmender Filmdicke ändert, und zum anderen zur Vorablation die Substratblende geschlossen werden muss und bei geschlossener Blende keine Temperaturmessung möglich ist.

Zur Ablation von YBCO wurde in der Ablationslasersteuerung eine Energie von 150 mJ pro Puls eingestellt. Die Position von Linse L1 betrug 21 cm. Bei geschlossener Substratblende wurde die Targetoberfläche mit ca. 400 Pulsen und einer Pulsfrequenz von 2 Hz gereinigt. Gleichzeitig wurde bei der Vorablation die Position der Plasmakeule unter dem Substrat mit zwei Kameras kontrolliert, um gegebenenfalls in der Steuerungssoftware die Werte für die Position des Laserstrahls auf dem Target anzupassen. Die Deposition des YBCO-Films wurde ca. 15 min nach Erreichen der Depositionstemperatur gestartet. Da die benötigten Pulse pro Einheitszelle bzw. die gesamte Pulszahl anhand von RHEED-Oszillationen bestimmt wurden, wurde die Deposition in mehrere Schritte aufgeteilt. Bei den ersten beiden Depositionsschritten wurden jeweils 200 Pulse mit einer Pulsfrequenz von 2 Hz verwendet und die Pulszahl pro Einheitszelle bestimmt (typische Werte für YBCO: ca. 20 bis 25 pls/uc). Für die weitere Deposition wurde meist eine Pulsfrequenz von 5 Hz verwendet.

STO (Isolator)

Die STO-Isolationsschicht wurde direkt nach der YBCO-Lage hergestellt. Hierzu wurde der Wert des Massendurchflussreglers für Sauerstoff auf 10 sccm verringert, wodurch sich in der PLD-Kammer ein Sauerstoff-Partialdruck von 0,09 mbar einstellte. Die Heizlaserleistung wurde weiterhin konstant gehalten. Auch die Energie des Ablationslasers und die Position der Linse L1 wurden nicht verändert. Die Vorablation wurde ebenfalls bei geschlossener Substratblende mit ca. 400 Pulsen durchgeführt. Hierbei wurde auch wieder die Position der Plasmakeule kontrolliert bzw. korrigiert. Die Deposition wurde wieder in mehrere Schritte aufgeteilt, wobei bei den ersten beiden Schritten (jeweils 200 Pulse bei 2 Hz) versucht wurde, die Pulse pro Einheitszelle mittels RHEED-Oszillationen bestimmen. Durch die relativ raue Oberfläche der 50 bis 100 nm dicken YBCO-Schicht war dies nicht immer möglich. Aus diesem Grund wurden zusätzlich STO-Test-Filme auf einem neuen STO-Substrat unter gleichen Prozessbedingungen hergestellt, bzw. wurde der STO-Test-Film direkt vor der YBCO-Deposition auf demselben Substrat durchgeführt. Die Oszillationen sind beim STO-Wachstum auf STO so gut sichtbar, dass man meist genau nach z. B. fünf Einheitszellen die Deposition stoppen kann. Die Rauigkeit der Substratoberfläche wird hierdurch kaum verändert. In Abb. 3.11 auf S. 65 ist eine Aufnahme von RHEED-Oszillationen beim Wachsen von STO auf dem STO-Substrat gezeigt. Die Intensität ist nach dem Wachstum von

wenigen Einheitszellen meist gleich hoch oder höher als zuvor, was auf eine gleichbleibende bzw. verbesserte Substratoberfläche hindeutet.

Tempern Die YBCO-Filme wurden in der tetragonalen Phase aufgewachsen. Um supraleitende YBCO-Filme zu erhalten, muss der YBCO-Film durch Beladen mit Sauerstoff in die supraleitende orthorhombische Phase überführt werden (siehe hierzu das Phasendiagramm in Abb. 2.19). Dazu wurde nach dem Filmwachstum der Bilage die automatische Temperaturregelung wieder aktiviert¹³. Anschließend wurden die Ventile Y73 (Bypass) und Y39 (RHEED-Kanone) geschlossen (s. Abb. B.1) und die Kammer mit Sauerstoff bis zu einem Druck von $p = 450$ mbar geflutet. Zum Tempern wurde die Probe auf $T_{\text{Sub}} = 450^\circ\text{C}$ mit $25^\circ\text{C}/\text{min}$ abgekühlt und 30 min lang konstant gehalten. Anschließend wurde die Probe weiter auf 350°C abgekühlt und der Heizlaser deaktiviert. Nach weiteren 15 min wurde die Kammer zum Ausschleusen evakuiert.

4.4.2 Strukturierung der Bilage

Optische Lithographie I

Die Probe wurde zuerst im Ultraschallbad mit Aceton und Isopropanol jeweils 3 min lang gereinigt. Mit der Lackschleuder wurden drei Tropfen des Photolacks (AR-P 3540 von Allresist) mit 6000 Umdrehungen pro Minute 40 s lang aufgeschleudert. Der Lack wurde auf der Heizplatte 3 min lang bei 95°C ausgehärtet. Die dickere Lackschicht am Rand der Probe wurde mit einer Randentlackungsmaske entfernt. Hierfür wurde die Probe mit dieser Maske im Mask-Aligner 40 s lang mit 210 W belichtet und anschließend 25 s lang entwickelt (Entwickler: 2 Teile AR300-35 von Allresist verdünnt mit 3 bis 4 Teilen vollentsalztem Wasser). Zum Trocknen der Probe wurde diese 1 min lang bei 95°C auf der Heizplatte ausgeheizt. Die Maskenstruktur der unteren Elektrode wurde im Mask-Aligner exakt an den Substratkanten ausgerichtet, um definierte Kontakte entlang der a - bzw. b -Achse der YBCO-Kristallstruktur zu erhalten. Diese Struktur wurde 40 s lang belichtet und 25 s lang entwickelt. Ein Ausheizen der entwickelten Lackschicht

¹³Beim Reaktivieren der automatischen Temperaturregelung kann es zu Problemen in der Regelung kommen. D. h. die Heizlaserleistung und somit auch die Substrattemperatur ändern sich sprunghaft. Diese sprunghaften Änderungen treten seltener auf, wenn vor dem Aktivieren die aktuelle Temperatur in die Steuerung eingetragen wird und erst nach dem Aktivieren die gewünschte Temperatur eingetragen wird.

<i>CFC</i>	<i>DC</i>	<i>BC</i>	<i>AC</i>	<i>NEC</i>	<i>FC</i>
1 - 3 A	0,2 - 0,3 A	20 mA	0 - 2 mA	25 mA	1 - 3 A
		<i>DV</i>	<i>BV</i>	<i>AV</i>	
		55 V	400 V	300 V	

Tabelle 4.1: Parameter der Kaufman-Quelle zum Ionenätzen der Bilage (Abkürzungen siehe Abschnitt 3.1.2).

bei 125°C für 5 min bewirkt ein Aufschmelzen (*Reflow*) der Lackstruktur mit einem Lackflankenwinkel von ca. 20°.

Ionenstrahlätzen I

Zum Ätzen der Bilage wurde die Probe mit Leitsilber auf einen Kupferhalter aufgeklebt und auf der Heizplatte bei 75°C 15 min lang ausgeheizt. Die Probe wurde in die Ätzkammer II eingebaut und die Kammer wurde evakuiert. Bereits während des Abpumpens wurde die Probe gekühlt. Ab einem Hintergrunddruck $p_H < 6 \cdot 10^{-6}$ mbar wurde mit dem Ätzprozess begonnen. Bevor der Prozessdruck eingestellt wurde, wurde noch die Probenrotation gestartet und die Blendensteuerung getestet. Ein kleines Leck in den gummigedichteten Drehdurchführungen ist bei diesem Druck leicht zu erkennen. Bei eingestelltem Prozessdruck ist das meist nicht mehr möglich. Ein Leck macht sich durch einen größeren Verschleiß der Filamente, eine schnellere Verschmutzung der Gitter sowie durch schlechte Ätzergebnisse bemerkbar. Über einen Massendurchflussregler wurde ein Argon-Fluss $q_{Ar} = 2,23$ sccm eingestellt. Daraus ergab sich ein Prozessdruck $p_{Ar} \approx 3,0 \cdot 10^{-4}$ mbar. Zum Ätzen der Bilage wurde ein Ionenstrom $BC = 20$ mA und eine Beschleunigungsspannung $BV = 400$ V eingestellt. Weitere Parameter der Kaufman-Quelle sind in Tab. 4.1 aufgelistet. Als Winkel zwischen Ionenstrahl und Oberflächennormale wurden 30° eingestellt. Damit sich die Probe beim Ätzen nicht zu stark erhitzt wurde in Zyklen von 5 s bei offener und 10 s bei geschlossener Blende geätzt.

4.4.3 Herstellung der Trilage

Nach dem Ionenstrahlätzen der Rampe wurde die Probe gründlich gereinigt. Problematisch ist hier das Leitsilber auf der Probenrückseite und die Photolackstruktur. Durch das Ionenätzen verhärtet sich der Photolack,

sodass sich dieser nicht mehr vollständig in Aceton auflöst. Zum Entfernen des Leitsilbers und des Photolacks wurde zuerst die Probenunterseite über ein Reinraumtuch gerieben und gleichzeitig die Probenoberfläche mit Aceton besprüht, sodass kein Leitsilber auf die Probenoberfläche kommen konnte. Anschließend wurde die Probe im Ultraschallbad in Aceton mindestens 45 min lang gereinigt. Das Aceton wurde mehrfach ausgewechselt, wobei darauf geachtet wurde, dass die Oberfläche immer mit Aceton bedeckt war. Anschließend wurde die Probe mit Isopropanol abgespült und im Ultraschallbad gereinigt. Nach einer kürzeren Reinigung waren in AFM-Aufnahmen an den Rändern der Strukturen Lackreste erkennbar. Deren Aussehen kann leicht mit Redeposit verwechselt werden. Durch erneutes Reinigen mit Aceton und Isopropanol im Ultraschallbad konnten diese Lackreste nicht entfernt werden. Vermutlich verändern sich die Lackeigenschaften beim Trocknen nach dem zu kurzen Reinigen, sodass sich die Lackreste beim erneuten Reinigen mit Aceton nicht mehr entfernen lassen. Die Rampengeometrie wurde mit dem AFM kontrolliert. In Abb. 4.7 sind mit dem AFM bestimmte Rampenprofile dargestellt. Proben, die nicht gleich mit dem AFM untersucht oder in das UHV-System eingeschleust wurden, wurden in Aceton gelagert (maximal 15 h).

Vor dem Einschleusen der Probe in das UHV-System wurden die Proben noch einmal im Ultraschallbad mit Aceton und anschließend mit Isopropanol ca. 3 min lang gereinigt. Anschließend wurden die Proben zum Plasmareinigen und zum Aufbringen der Trilage, wie zuvor zur Bilagenherstellung, mit Leitsilber auf einen Inconel-Einsatz aufgeklebt und in das UHV-System eingeschleust.

Plasmareinigung

Beim Plasmareinigen wurde eine wenige nm-dicke Schicht von der Probenoberfläche entfernt. Als Prozessgas wurde Argon verwendet, das über einen Massendurchflussregler mit einem Argonfluss von 6 sccm in die Plasmaquelle eingeleitet wurde. Dadurch stellte sich in der Kammer ein Prozessdruck von $p_{\text{Ar}} \approx 3 \cdot 10^{-3}$ mbar ein. Das Plasma wurde mit Hilfe der beiden Elektromagneten und einem Strom von jeweils 15 A fokussiert. Die Plasmaquelle wurde zum Ätzen der Probe mit einer Leistung von 50 W betrieben. Es wurde ein Ätzwinkel von 45° eingestellt und die Probe rotierte um den Oberflächennormalenvektor mit 10 Umdrehungen pro Minute (Antriebsspannung des Motors $U = 0,5$ V). In der Ablaufsteuerung wur-

den 8 Zyklen mit jeweils einer Ätzzeit von 25 s und einer Kühlzeit von 5 s eingestellt, wobei der Probenträger nicht aktiv gekühlt wurde. Durch die Bewegungen des Manipulators verlängert sich die Zeit, in der die Blende geschlossen ist, um ca. 20 s. Durch die effektive Ätzzeit von 200 s wurden ca. 5 nm YBCO von der Oberfläche entfernt.

Interlayer

Von der Ätzkammer wurde die Probe direkt in die PLD-Kammer transferiert, um dort eine ca. 5 Einheitszellen dicke YBCO-Schicht aufzubringen. Die Substratposition wurde für RHEED-Aufnahmen auf $z_S \approx 56,0$ mm eingestellt und der Targetmanipulator auf einen Substrat-Target-Abstand von $\Delta z = 60$ mm gefahren. Anschließend wurde die Substratheizung gestartet, um die Probe auf die Depositionstemperatur von $T_{\text{Sub}} \approx 775^\circ\text{C}$ aufzuheizen. Hierbei wurde die Probe zuerst wie bereits zur Herstellung der Bilage auf 350°C aufgeheizt und diese Temperatur 5 min lang konstant gehalten. Anschließend wurde ein Sauerstoff-Partialdruck von $p_{\text{O}_2} = 0,20$ mbar eingestellt. Das Substrat wurde mit einer Rate von $10^\circ\text{C}/\text{min}$ auf die Depositionstemperatur aufgeheizt. Um die geschädigte Kristallstruktur auf der Rampenfläche zu rekristallisieren, wurde die Probe langsamer als bei der Bilagenherstellung aufgeheizt und außerdem wurde die Temperatur bei $T = 550^\circ\text{C}$, 600°C , 650°C , 700°C , 750°C und 775°C 10 min lang konstant gehalten. Durch das langsame Aufheizen soll das amorphe Material an Ort und Stelle auskristallisieren, ohne dabei größere Ausscheidungen zu bilden.

Zur Ablation wurde die Energie des Ablationslaser auf $E_{\text{Abl}} = 150$ mJ mit einer Pulsfrequenz von $f_{\text{Abl}} = 2$ Hz eingestellt. Die Position der Linse L1 betrug 21 cm. Die benötigte Pulszahl für die Deposition wurde anhand von vorherigen Tests abgeschätzt, da die Filmdicke anhand von RHEED-Oszillationen, aufgrund der bereits vorhandenen Strukturen auf dem Substrat, nicht immer exakt bestimmt werden konnte.

Nach der Deposition wurde die Kammer zum Tempern bis zu einem Druck $p_{\text{O}_2} = 450$ mbar mit Sauerstoff geflutet, auf 450°C abgekühlt (Kühlrate: $25^\circ\text{C}/\text{min}$) und 30 min lang getempert. Anschließend wurde die Probe auf 350°C abgekühlt und der Heizlaser wurde deaktiviert. Nach 15 min wurde die PLD-Kammer zum Probentransfer evakuiert.

Barrierschicht

Die Barrierschicht aus Gold wurde entweder gesputtert oder mittels ESV aufgedampft. Elektrische Transportmessungen an den fertigen Proben zeigten keinen Unterschied, der auf die Depositionstechnik der Barriere zurückgeführt werden konnte. Durch die langsamere Aufdampftrate von ca. 0,1 - 0,2 nm/s und der integrierten Schichtdickenkontrolle lässt sich die Filmdicke beim Aufdampfen genauer bestimmen als beim Sputtern (Sputtertrate: ca. 1 nm/s).

Zum Aufdampfen wurde in der ESV-Kammer die gewünschte Gold-Dicke mit einem Strahlstrom von ca. 250 - 300 mA aufgedampft.

Zum Sputtern der Goldschicht wurde die Turbopumpendrehzahl auf $f_{TP} = 250$ Hz gedrosselt, die Blende vor der Turbopumpe geschlossen und ein Argondruck von $P_{Ar} \approx 4,5 \cdot 10^{-3}$ mbar eingestellt. Wird die Gold-Sputterquelle mit 50 W betrieben, so erhält man eine Sputtertrate von ca. 1 nm/s. Vor der Deposition wurde für ca. 2 min mit geschlossener Blende vorge-sputtert.

Niob (obere Elektrode)

Die 50 oder 100 nm dicke obere Niobelektrode wurde aufgesputtert. Hierfür wurde die Turbopumpendrehzahl auf $f_{TP} = 250$ Hz gedrosselt, die Blende vor der Turbopumpe geschlossen und ein Argondruck von $p_{Ar} \approx 4,5 \cdot 10^{-3}$ mbar eingestellt. Die Quelle wurde mit 300 W betrieben. Der Abstand¹⁴ zwischen Probe und Quelle wurde auf 40 mm gefahren. Daraus ergibt sich eine Sputtertrate von 4 nm/s.

4.4.4 Strukturierung der Trilage

Optische Lithographie II

Für die Lithographie wurden drei Tropfen des Photolacks (AR-P 3540 von Allresist) mit 6000 Umdrehungen pro Minute 40 s lang aufgeschleudert. Anschließend wurde der Lack 3 min lang auf einer Heizplatte bei 95°C ausgehärtet. Zum Entfernen der dickeren Lackschicht an den Rändern der Probe wurde diese zuerst mit einer Randentlackungsmaske 40 s lang mit 210 W im Mask-Aligner belichtet und 25 s lang entwickelt (Entwickler: 2 Teile AR300-35 : 3 bis 4 Teile vollentsalztes Wasser). Anschließend wurde

¹⁴In der Software entspricht dies einem Abstand von 23 mm.

die Probe auf einer Heizplatte 1 min lang bei 95°C ausgeheizt. Die Maskenstruktur der oberen Elektrode wurde im Mask-Aligner an der ersten Struktur ausgerichtet¹⁵, 40 s lang belichtet und dann 25 s lang entwickelt. Zum Schluss wurde die fertige Lackstruktur ca. 3 min lang bei 95°C auf der Heizplatte ausgehärtet.

Ionenstrahlätzen II

Die zweite Struktur wurde meist in der Ätzkammer II geätzt. Bei den letzten beiden Proben wurde die zweite Struktur in der Plasmaätzkammer geätzt. Für beide Kammern wurde die Probe mit Leitsilber auf einen entsprechenden Halter aufgeklebt und auf der Heizplatte 15 min lang bei 75°C ausgeheizt.

Ätzkammer II Das Ätzen der zweiten Struktur verläuft in der Ätzkammer II, bis auf den Winkel zwischen Ionenstrahl und Probe, analog wie beim Ätzen der Rampenstruktur in Abschnitt 4.4.2. Als Ätzwinkel wurde in diesem Schritt 0° gewählt. Die weiteren Parameter sind in Tab. 4.2 enthalten.

Plasmaätzkammer In der Plasmaätzkammer kann die relativ dicke Niobschicht mit einem SF₆-Plasmastrahl reaktiv geätzt werden. Gold, YBCO und STO werden von dem SF₆-Plasmastrahl hauptsächlich physikalisch abgetragen und haben dadurch im Vergleich zu Niob eine sehr geringe Ätzrate.

Die sehr dünne Gold- und YBCO-Zwischenschicht wurde, nach dem reaktiven Ätzen der Niobschicht mit SF₆, durch kurzes Ätzen mit einem Argon-Plasma entfernt. Die Parameter zum Plasmaätzen der zweiten Struktur sind in Tab. 4.3 enthalten.

Ein Vorteil des reaktiven Plasmaätzens im Vergleich zum Ionenstrahlätzen ist der selektive Ätzprozess der dicken Niobschicht. Da die Niob-Ätzrate beim reaktiven Plasmaätzen mit SF₆ höher ist als die Ätzrate von Gold, kann eine kleine Unsicherheit in der Niob-Ätzrate und in der Filmstärke durch eine geringfügig längere Ätzzeit kompensiert werden. Beim Ar⁺-Ionenstrahlätzen ist die Ätzrate von Niob vergleichbar mit der von STO und fast 10-mal niedriger als die von Gold. Durch eine Unsicherheit in der Ätzrate und in der Filmstärke von Niob könnte die Ätzzeit beim Ionenstrahlätzen zu lange ausfallen und somit die dünne STO-Isolationsschicht

¹⁵Da dies optisch gemacht wurde, konnte es zu einem Versatz von bis zu 1 µm kommen.

p_H	[mbar]	$< 10^{-5}$
Ar-Gasfluss	[sccm]	2,23
p_{Ar}	[mbar]	$3 \cdot 10^{-3}$
Ätzwinkel	[°]	0
Blende offen	[s]	5
Blende zu	[s]	10
Ätzzeit gesamt	[s]	3780
Ätzzeit effektiv	[s]	1260
Probenrotation		an
BC	[mA]	20
NEC	[mA]	25
DC	[V]	55
BV	[V]	400
AV	[V]	300

Tabelle 4.2: Parameter zum Ionenstrahlätzen der zweiten Struktur von einer Probe mit einer Niob-, Au- und Zwischenschicht-Dicke von 100 nm, 9 nm und 5 nm (Abkürzungen siehe Abschnitt 3.1.2).

Parameter		Schritt 1	Schritt 2
Ar-Gasfluss	[sccm]	0	6
SF ₆ -Gasfluss	[sccm]	2	0
$I_{Spuleoben}$	[A]	15	15
$I_{Spuleunten}$	[A]	15	15
P_{RF}	[W]	100	100
Anzahl Zyklen	[]	8	1
Kühlzeit	[s]	5	5
Kippwinkel	[°]	3	3
Ätzzeit	[s]	30	50
U_{Rot}	[V]	0,5	0,5
V_{Rot}	[U/min]	10	10

Tabelle 4.3: Parameter zum Plasmaätzen der zweiten Struktur von einer Probe mit einer Niob-, Au- und YBCO-Zwischenschicht-Dicken von 100 nm, 9 nm und 5 nm (Abkürzungen siehe Abschnitt 4.4.4).

samt YBCO-Elektrode entfernt werden.

Ein Nachteil ist der weniger anisotrope Ätzprozess mit SF_6 . Dadurch wird die Lackmaske leicht unterätzt, was sich negativ auf die durch die Maske definierte Strukturbreite auswirkt.

4.5 Diskussion des Herstellungsprozesses

Mit den zur Verfügung stehenden Geräten konnte ein erfolgreicher Prozess zu Herstellung von YBCO/Nb-Rampenkontakten entwickelt werden. Wie im nächsten Abschnitt an elektrischen Transportmessungen gezeigt wird, konnten Proben mit sehr homogenen Stromdichten hergestellt werden. Die kritischen Punkte bei der Herstellung sind die Strukturierung der Kontaktfläche und die Deposition der YBCO-Zwischenschicht und der Gold-Barriere.

Der vorgestellte Prozess ermöglicht eine reproduzierbare Herstellung der Rampen-förmigen Kontaktfläche mit konstantem Rampenwinkel unabhängig von der Orientierung auf der Probe. Der Winkel ist mit ca. 10° jedoch sehr gering. Vermutlich führt dies zu einer reduzierten bis vollständig unterdrückten Stromdichte im unteren (spitzen) Teil der Rampe, wie es die Simulationen der Messungen von Abschnitt 5.3 andeuten.

Die Dicke und Qualität der YBCO-Zwischenschicht beeinflusst sehr stark die elektrischen Eigenschaften der Kontakte. Die kritische Stromdichte wird mit dickerer Zwischenschicht deutlich größer. Ist die Schicht jedoch zu dick, sodass die auf dem Substrat aufgewachsene Schicht supraleitend wird, werden die beiden Elektroden kurzgeschlossen. Kleine Abweichungen von den optimalen Wachstumsbedingungen der YBCO-Zwischenschicht verstärken das Inselwachstum und die Ausbildung von Ausscheidungen auf der Kontaktfläche. Sind diese ausgeprägt, sodass mit dem optischen Mikroskop an der Kontaktfläche die Ausscheidungen als Punkte sichtbar sind, so wird dadurch auch die Stromdichte inhomogen. Die $I_c(H)$ -Kennlinien von Proben mit und ohne im Mikroskop sichtbaren Ausscheidungen unterscheiden sich trotzdem oft nur relativ gering.

Ein großer Nachteil von Gold als Barrierenmaterial und Niob als obere Elektrode ist die schlechte Haftung auf STO bzw. der dünnen YBCO-Zwischenschicht. Eine Reinigung der Probe im Ultraschallbad mit Aceton kann zu einer Delamination der Gold- und Niobschicht führen. Dadurch lässt sich der Photolack nach dem letzten Strukturierungsschritt schlecht entfernen.

Durch zu schnelles Abkühlen konnte ein Degradieren der Proben festgestellt werden. Die Ursache könnte in den unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten der einzelnen Schichten und einer dadurch bedingten Rissbildung an der Kontaktfläche liegen, die besonders bei zu schnellem Abkühlen auftritt. Eine bessere Haftung der Schichten könnte diesen Effekt verringern. Smilde *et al.* [Smi01c] bringen die Goldschicht bei einer Proben temperatur von 100°C mittels PLD auf. Sie geben an, dass sie dadurch Probleme mit Droplets haben, aber über Probleme mit der Haftung oder der Degradation äußern sie sich nicht. Die Depositions temperatur von 100°C könnte eine Verbesserung der Haftung bewirken. Im verwendeten System ist es beim Sputtern oder Aufdampfen nicht möglich die Probe zu heizen. Dafür könnte die Probe nachträglich in der PLD-Kammer oder Schleuenkammer-1 erhitzt werden, was zu einer Verbesserung der Haftung führen könnte.

Kapitel 5

Elektrische Transportmessungen an Rampenkontakten

In diesem Kapitel werden die elektrische Charakterisierung der Rampenkontakte und die daraus gewonnen Erkenntnisse dargestellt. Dafür wurden drei unterschiedliche Kontakt-Typen untersucht. Einfacetten-Kontakte (Abschnitt 5.1) stellen dabei die einfachste Geometrie dar. Diese bestehen nur aus einer Facette, die entlang der a - oder b -Achse von YBCO verläuft. Werden zwei Facetten im Winkel von 90° zusammengesetzt erhält man einen 0 - π -Kontakt (Abschnitt 5.2). Als Multifacetten-Kontakt wird ein Kontakt bezeichnet, der aus mehr als zwei Facetten besteht. Die Messungen und Ergebnisse von Multifacetten-Kontakten aus acht Facetten werden in Abschnitt 5.3 behandelt¹.

5.1 Einfacetten-Kontakte

Bei den untersuchten Einfacetten-Kontakten verläuft die Facette (bzw. die Kontaktlänge L_J) parallel zur a - oder b -Achse von YBCO. Die Orientierung der Facetten zu den Kristallachsen von YBCO wurde nicht bestimmt. Somit können die untersuchten Einfacetten-Kontakte sowohl 0 - als auch

¹Diese Ergebnisse wurden in [Sch12] veröffentlicht.

π -Kontakte sein. Wie bereits in Abschnitt 2.2.4 beschrieben, sind 0- und π -Kontakte allein anhand von $I(U)$ - und $I_c(H)$ -Messungen nicht unterscheidbar. Da diese Unkenntnis die Schlussfolgerungen der folgenden Messungen nicht beeinflusst, werden die Einfacetten-Kontakte im Folgenden als 0-Kontakte bezeichnet. Dies soll auch verdeutlichen, dass es sich bei den untersuchten Eigenschaften um die Eigenschaften „gewöhnlicher“ Josephsonkontakte handelt.

5.1.1 Charakterisierung der 0-Kontakt

Die untersuchten 0-Kontakte haben alle eine Länge $L_J = 10 \mu\text{m}$. Herstellungsbedingt können die tatsächlichen Kontaktlängen um $\pm 1 \mu\text{m}$ von der Maskengeometrie abweichen. Diese Abweichung ist für alle Kontaktlängen der 0-Kontakte auf einer Probe gleich groß. Auch die Kontaktbreite W_J ist für alle Kontakte auf einer Probe gleich groß, da W_J über die YBCO-Elektrodendicke d_{E1} und den Rampenwinkel α_R mit $W_J = d_{E1}/\sin(\alpha_R)$ vorgegeben ist.

$I(U)$ -Kennlinie

Typische Strom-Spannungs-Kennlinien² ($I(U)$ -Kennlinien) für jeweils einen 0-Kontakt von den Proben amC01 und amC04 sind in Abb. 5.1(a) und (b) dargestellt. Diese Messungen wurden im Nullfeld³ und bei $T = 4,2\text{K}$ durchgeführt. Beide zeigen eine symmetrische und RCSJ-artige Form. Bei YBCO/Nb-Rampenkontakten ist der Widerstand im Bereich $I < 10 \times I_c$ stark vom Strom abhängig. Deshalb wird in dieser Arbeit anstatt R_N der lineare Widerstand $R = U(I_c)/I_c$ angegeben. Für den

²Zu Beginn wurden $I(U)$ - und $I_c(H)$ -Messungen in einem Niederfeld-Adiabaten-Probenstab ohne Filter gemacht. Dabei stellte sich heraus, dass die Messkurven (bzw. I_c) von der Sweep-Geschwindigkeit des Biasstroms abhängig waren. Eine zu hohe Sweep-Geschwindigkeit und eine zu große Schrittweite verfälscht das Ergebnis aufgrund der geringen Auflösung. Bei einer zu geringen Geschwindigkeit und zu kleinen Schrittweite wird I_c aufgrund von Rauschen unterdrückt. Aus diesem Grunde wurden in den Probenstab für die Messungen an den Probe amC01 und amC02 RC-Tiefpassfilter (Abschneidefrequenz von ca. 1,7 kHz @ 300 K und 13,5 kHz @ 4,2 K) eingebaut. Die weiteren Messungen wurden in einem Niederfeld-Probenstab mit zusätzlichen LC-Filter, HF- und Cryoperm-Abschirmung durchgeführt. Dieser Probenstab wird in [Nag08] beschrieben.

³Im Nullfeld bedeutet ohne extern angelegtes Magnetfeld. Ein Offset-Feld von bis zu $B = 10 \mu\text{T}$ ist jedoch möglich, wodurch I_c um ca. 5% geringer ausfallen kann.

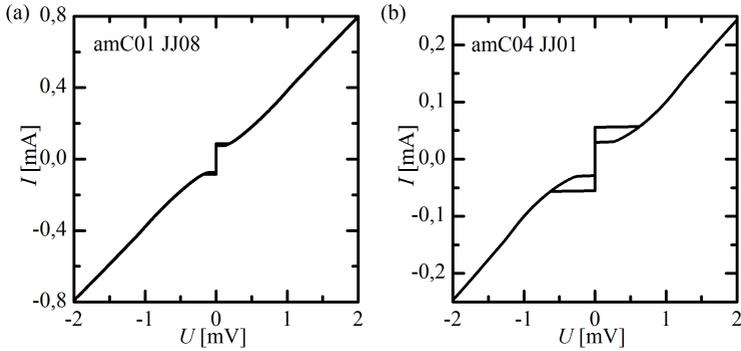


Abbildung 5.1: $I(U)$ -Kennlinie der 0-Kontakte amC01 JJ08 und amC04 JJ01 im Nullfeld bei $T = 4,2$ K.

Probe	amC01	amC04	amC13
Kontakt	JJ08	JJ01	JJ11
YBCO-Dicke d_{E1} [nm]	50	100	60
Niob-Dicke d_{E2} [nm]	50	100	100
Zwischenschicht-Dicke d_Z [nm]	6	6	4
Barrieren-Dicke d_B [nm]	8	8	9
Isolator-Dicke d_I [nm]	30	60	60
Rampenwinkel α_R [°]	7	12	8
Kontaktlänge L_J [μm]	10	10	10
Kontaktbreite W_J [μm]	0,43	0,48	0,46
Überlappbreite W_o [μm]	3	3	1,6
kritischer Strom I_c [μA]	86	58	3,4
Rücksprungstrom I_r [μA]	76	30	0,8
Widerstand (oberhalb I_c) R [Ω]	2,1	11	152
kritische Stromdichte j_c [A/cm^2]	2,0 k	1,2 k	75
spez. Kapazität c_J [$\mu\text{F}/\text{cm}^2$]	25	5	3
Stewart-McCumber-Parameter β_c	1,3	5	34

Tabelle 5.1: Charakteristische Größen von drei 0-Kontakten bei 4,2 K.

Kontakt JJ08 auf Probe amC01 beträgt der maximale kritische Strom $I_c = 86 \mu\text{A}$ und der Rücksprungstrom $I_r = 76 \mu\text{A}$. Mit Gl. (2.20) ergibt dies $\beta_c \approx 1$. Als Widerstand direkt oberhalb I_c wurde $R \approx 2,1 \Omega$ bestimmt. Aus diesen Werten zusammen mit Gl. (2.18) kann eine Kapazität von $C_J \approx 1 \text{ pF}$ abgeschätzt werden. Zur Berechnung der kritischen Stromdichte $j_c \approx I_c/A_J$ und der spezifischen Kapazität $c_J \approx C_J/A_J$ wurde die Kontaktfläche (Rampenfläche) $A_J = L_J \cdot W_J$ verwendet. Mit den Werten aus Tab. 5.1 ergibt dies $j_c = 2,0 \text{ kA/cm}^2$ bzw. $c_J = 25 \mu\text{F/cm}^2$. Eine Zusammenstellung von charakteristischen Größen ist in Tab. 5.1 beispielhaft für drei 0-Kontakte gegeben. Für den Kontakt JJ01 auf Probe amC04 ist $\beta_c \approx 5$. In der $I(U)$ -Kennlinie ist der größere Wert von β_c an der stärker ausgeprägten Hysterese erkennbar (s. Abb. 5.1(b)).

$I(U)$ -Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen

Aus den $I(U)$ -Kennlinien bei unterschiedlichen Temperaturen⁴ von Kontakt amC13 JJ11 (s. Abb. 5.2) wurde jeweils der kritische Strom I_c und der Rücksprungstrom I_r bestimmt. In den Messungen ist ein starker Anstieg des kritischen Stroms I_c bei sinkenden Temperaturen zu sehen, wobei I_r sich kaum ändert. Die aus den $I(U)$ -Messungen bestimmten $I_c(T)$ - und $I_r(T)$ -Werte sind in Abb. 5.3(a) dargestellt. Mit abnehmender Temperatur ist deutlich eine stärker werdende Hysterese erkennbar. Aus den Werten wurde mit Gl. (2.20) β_c bestimmt. Zusammen mit dem Widerstand R , der aus den Messungen direkt oberhalb I_c berechnet wurde, wurde daraus die Kapazität C_J abgeschätzt, s. Abb. 5.3(b). Für tiefe Temperaturen steigt β_c auf Werte > 30 an (s. Abb. 5.3(b)), was für YBCO/Nb-Rampenkontakte ein großer Wert ist. Bei tieferen Temperaturen sind noch höher Werte für β_c zu erwarten, wodurch es möglich sein könnte, die Dynamik von Semifluxonen in 0- π -YBCO/Nb-Rampenkontakten zu untersuchen. In Abbildung 5.3(c) ist der Widerstand R und das Produkt $I_c R$ als Funktion der Tem-

⁴Die Temperatur wurde mit einer Diode (DT-670B von Lakeshore) gemessen. Vom Hersteller wird eine Toleranz von $\pm 0,5 \text{ K}$ im Temperaturbereich von 2 – 305 K für diese Dioden angegeben. Bei einer Zwei-Punkt-Messung der Diode kommt noch ein Messfehler durch die Leitungswiderstände hinzu. Insgesamt betrug der Messfehler in flüssigem Helium jedoch weniger als $\pm 0,5 \text{ K}$. Die Temperatur wurde über die Eintauchtiefe des Probenstabs in die Heliumkanne manuell geregelt. Bei den temperaturabhängigen $I(U)$ - und $I_c(H)$ -Messungen wurde der Temperatursensor in einer Zwei-Punkt-Geometrie angeschlossen. Um den Messfehler der Temperaturen relativ zueinander zu minimieren, wurde vor jeder Messung mehrere Minuten lang gewartet, sodass sich die Temperatur vom Sensor und Probe angleichen konnte. Der relative Fehler zwischen den Temperaturen kann auf etwa $\pm 0,2 \text{ K}$ abgeschätzt werden.

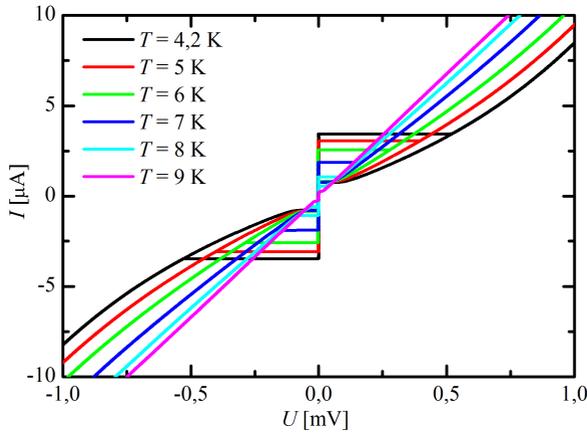


Abbildung 5.2: $I(U)$ -Messungen von Kontakt amC13 JJ11 bei unterschiedlichen Temperaturen.

peratur aufgetragen. Mit sinkender Temperatur steigt der Widerstand R konvex und der kritische Strom I_c konkav an, wodurch das $I_c R$ -Produkt mit sinkender Temperatur nahezu linear ansteigt.

$I_c(H)$ -Kennlinie

Zur Messung der $I_c(H)$ -Kennlinien wurde das Magnetfeld senkrecht zur Substratoberfläche angelegt. Für einen flussfreien Zustand ist die $+I_c(H)$ - und die $-I_c(H)$ -Kurve (d. h. I_c wird für negativen Biasstrom bestimmt) punktsymmetrisch zum Ursprung. Ein flussfreier Zustand mit Offset-Feld verschiebt den Symmetriepunkt auf der x -Achse um $\mu_0 H_{\text{Offset}}$, kann aber durch ein externes Magnetfeld kompensiert werden. Bei den gezeigten $I_c(H)$ -Kurven wurde H_{Offset} abgezogen.

In Abb. 5.4 ist eine $+I_c(H)$ -Messung (schwarz) und die zum Ursprung punktgespiegelte $-I_c(H)$ -Messung (rot) bei $T = 4,2\text{ K}$ eines 0-Kontakts (amC01 JJ08) gezeigt. Die Messungen liegen exakt aufeinander und zeigen eine fraunhofer-artige $I_c(H)$ -Abhängigkeit. In den Minima ist I_c fast vollständig unterdrückt. Das Spannungskriterium war bei dieser Messung $U_c = 1\ \mu\text{V}$ und ist somit nicht die Ursache des endlichen I_c von ca. $10\ \mu\text{A}$. Im linken Inset ist die $I(U)$ -Messung im Nullfeld und im rechten Inset die $I(U)$ -Messung bei einem angelegten Magnetfeld ($\mu_0 H \approx 47\ \mu\text{T}$) gezeigt. $\mu_0 H \approx 47\ \mu\text{T}$ entspricht etwa dem Magnetfeld des 1. Minimums ($\mu_0 H_{\text{Min}}$).

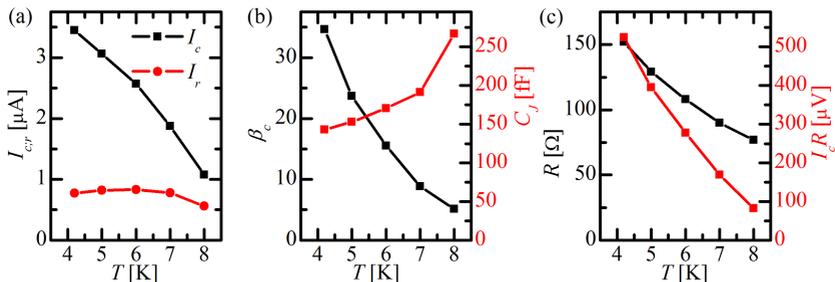


Abbildung 5.3: Kritischer Strom I_c und Rücksprungstrom I_r (a), Stewart-McCumber-Parameter β_c und Kapazität C_J (b) sowie Widerstand R und das Produkt $I_c R$ (c) als Funktion der Temperatur von Kontakt amC13JJ11.

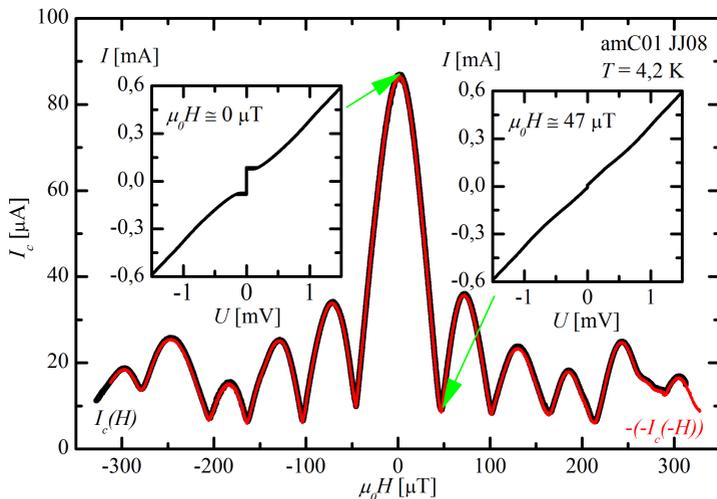


Abbildung 5.4: $I_c(H)$ -Messung (schwarz) und punktgespiegelte $-I_c(H)$ -Messung (rot) vom 0-Kontakt amC01 JJ08. In den Insets sind die zugehörigen $I(U)$ -Kennlinie im Nullfeld (links) und bei ca. $47 \mu\text{T}$ (rechts) gezeigt.

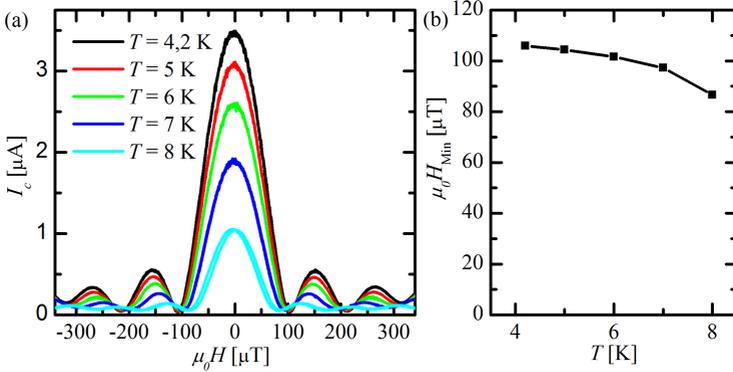


Abbildung 5.5: $I_c(H)$ -Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen (a) und die daraus abgelesene $H_{\text{Min}}(T)$ -Abhängigkeit von Kontakt amC13 JJ11 (b).

Auch in dieser Messung ist noch ein Suprastrom erkennbar.

Der theoretische Wert des externen Magnetfeldes im 1. Minimum kann über $\tilde{B}_{\text{Min}} = \Phi_0/A_{\text{mag}}$ mit $A_{\text{mag}} = \Lambda L_J$ berechnet werden. Berechnet man Λ entsprechend Gl. (2.27), mit den Elektroden-Dicken⁵ $d_{E1/E2}$ aus Tab. 5.1, der Londonschen Eindringtiefe von YBCO $\lambda_{L,E1} = 150$ nm und von Niob $\lambda_{L,E2} = 80$ nm, so erhält man für $\tilde{B}_{\text{Min}} = 3,6$ mT. Der gemessene Wert beträgt $\mu_0 H_{\text{Min}} \approx 47$ μT . Dieser große Unterschied von $f_{\perp} = \tilde{B}_{\text{Min}}/(\mu_0 H_{\text{Min}}) = 77$ kann durch die Flussfokussierung begründet werden. Auf die Flussfokussierung wird noch speziell in Abschnitt 5.1.2 und 5.3 eingegangen.

Für die Josephson-Eindringtiefe λ_J erhält man nach Gl. (2.22) und (2.23) $\lambda_J \approx 5$ μm und somit eine normierte Kontaktlänge von $l = L_J/\lambda_J \approx 2$. Berücksichtigt man zusätzlich die Idle-Region⁶, so erhält man für $\lambda_{J,\text{Idle}} \approx 13$ μm und $l_{\text{Idle}} \approx 1$. Die $I_c(H)$ -Kurve entspricht auch optisch der eines kurzen Kontakts ($l \leq 4$).

$I_c(H)$ -Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen

In Abb. 5.5(a) sind $I_c(H)$ -Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen von Kontakt amC13 JJ11 dargestellt. Bei diesen $I_c(H)$ -Messungen wurde

⁵In Abschnitt 5.3 wird die Wahl dieser Elektroden-Dicken begründet.

⁶Die Idle-Region wird ausführlicher in Abschnitt 5.1.2 behandelt.

als Spannungskriterium $U_c = 5 \mu\text{V}$ gewählt. Mit abnehmender Temperatur steigen die Werte des kritischen Stroms I_c und die Minima wandern zu kleineren H -Werten. Insgesamt bleibt die Kurvenform erhalten. Dies deutet auf eine homogene Änderung der Kontakteigenschaften mit der Temperatur hin.

Die Magnetfeldwerte (H_{Min}) des 1. Minimums in I_c sind in Abb. 5.5(b) über der Temperatur aufgetragen. Mit zunehmender Temperatur wird für das 1. Minimum in I_c ein geringeres Feld benötigt. Dies kann über die Londonschen Eindringtiefen von YBCO $\lambda_{L,E1}$ und von Niob $\lambda_{L,E2}$ erklärt werden, da auch diese mit zunehmender Temperatur größer werden und somit auch A_{mag} größer wird, wodurch die Minima bei kleineren Magnetfeldern auftreten. Die Londonschen Eindringtiefen von YBCO und Niob können aus diesen Messungen aufgrund der Flussfokussierung nicht bestimmt werden.

$R(T)$ -Abhängigkeit

In den $R(T)$ -Messungen⁷ eines YBCO/Nb-Josephsonkontakt mit einem Biasstrom $< I_c$, sollte zum einen der supraleitende Übergang von YBCO und zum anderen der von Niob sichtbar sein. Bei einigen Proben wie z. B. amC04 ist dies der Fall. In der $R(T)$ -Messungen ist bei ca. 9 K der Übergang von Niob zu erkennen und bei ca. 90 K der von YBCO (s. Abb. 5.6 schwarze Kurve).

Manche Proben wie z. B. Proben amC01 und amC11 zeigten dazwischen noch einen weiteren Übergang (s. Abb. 5.6 rote und grüne Kurve). Bei Probe amC01 (rote Kurve) hat YBCO⁸ ein T_c von ca. 83 K und zeigt einen weiteren Übergang zwischen 70 und 80 K. Wie zuvor beschrieben hat die Probe hochwertige elektrische Eigenschaften. Dies deutet darauf hin, dass der zusätzliche Übergang von der Zwischenschicht stammt und dieser wie gewünscht nur an der Kontaktfläche supraleitend wird.

Auch die Probe amC11 zeigt diesen zusätzlichen Übergang (s. Abb. 5.6 grüne Kurve). Dieser Übergang ist viel breiter und liegt zwischen 30 und 80 K. Bei dieser Probe zeigen die $I(U)$ -Kennlinien jedoch Flux-Flow-artiges Ver-

⁷Aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ankopplung der Probe und des Temperatursensors an den Probenhalter bzw. das Wärmebad sowie des starken Temperaturgradienten in der Kanne zeigten die $R(T)$ - und $I_c(T)$ -Messkurven eine Verschiebung von bis zu 0,5 K zwischen den Aufwärm- und Abkühlvorgängen.

⁸Bei der Herstellung dieser Probe hat der Ablationslaser vermutlich die Targetblende aus Edelstahl gestreift und somit auch Material von der Blende abgetragen. Dies führt zu Verunreinigungen im Film und dadurch zu einem niedrigeren T_c .

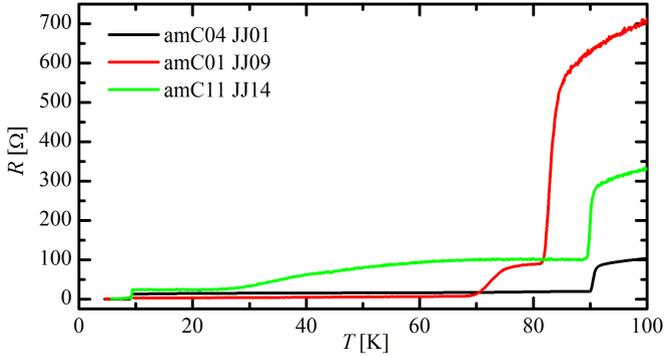


Abbildung 5.6: $R(T)$ -Kurve eines Rampenkontakts der Probe amC04 (schwarz) und amC01 (rot) mit Josephson-artigen elektrischen Transporteigenschaften und eines Kontakts der Probe amC11 (grün) mit Flux-Flow-artigen Transporteigenschaften. Die großen Unterschiede im Widerstand entstehen zum einen durch unterschiedliche Kontakt- und Filmeigenschaften und zum anderen durch unterschiedliche Filmdicken und Geometrien.

halten und die $I_c(H)$ -Messungen hatten keine ausgeprägten Modulationen. Bei einer $R(T)$ -Messung an einer Niob-Brückenstruktur dieser Probe konnte ein $T_c > 10$ K gemessen werden. Dies kann nur von der ca. 5 Einheitszellen dicken Zwischenschicht kommen, die sich unter dieser Brückenstruktur befindet und erklärt das Flux-Flow-artige Verhalten der $I(U)$ -Messungen.

$I_c(T)$ -Abhängigkeit

In Abb. 5.7 sind $I_c(T)$ -Messungen von zwei Josephsonkontakten gezeigt. Bei Kontakt amC01 JJ08 ist direkt unterhalb des T_c von Niob (bei ca. 8,5 K) zu niedrigeren Temperaturen hin ein starker Anstieg in I_c erkennbar. Der Kontakt amC13 JJ11 zeigt einen weniger steilen Anstieg. Die Proben zeigen außerdem einen deutlichen Unterschied in den kritischen Strömen. Dies liegt höchstwahrscheinlich an den unterschiedlich dicken Zwischen- und Barrierenschichten (s. Tab. 5.1).

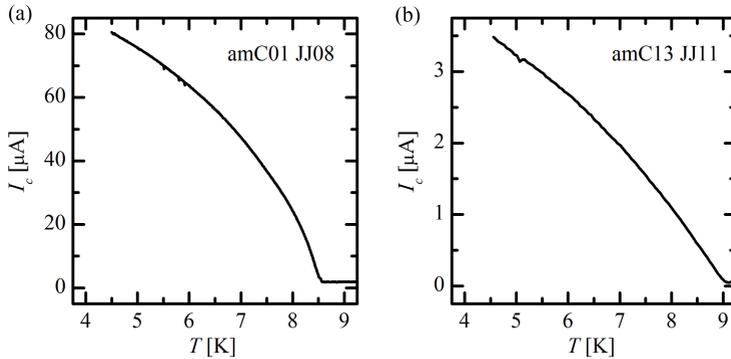


Abbildung 5.7: $I_c(T)$ -Messung des Rampenkontakts amC01 JJ08 (a) und amC13 JJ11 (b).

5.1.2 Einfluss der Überlappregion

Herstellungsbedingt⁹ überlappt die obere Elektrode die untere Elektrode nicht nur im Bereich der Rampenkontaktfläche, sondern auch darüber hinaus. Um den Einfluss dieser Überlappregion auf die Kontakteigenschaften zu untersuchen, wurde eine Probe (amC13) mit 15 0-Kontakten hergestellt, die sich im Kontaktbereich nur in der Überlappbreite W_o (s. Abb. 5.8(a)) unterscheiden.

Einfluss der Überlappregion auf die Flussfokussierung

An diesen Kontakten wurden $I_c(H)$ -Messungen bei 4,2 K und einer Magnetfeldorientierung senkrecht zur Substratoberfläche durchgeführt. Aus den $I_c(H)$ -Messungen wurde für jeden Kontakt der Wert des angelegten Magnetfeldes im 1. Minimum (H_{Min}) bestimmt. In Abb. 5.9(a) sind die H_{Min} -Werte über der Überlappbreite¹⁰ W_o aufgetragen. Die Werte von H_{Min} steigen mit einer größer werdenden Überlappbreite W_o an. Berechnet

⁹In Abschnitt 4.3 wird bei der Beschreibung des Maskendesigns der Zweck des Überlappbereichs erklärt.

¹⁰Herstellungsbedingt weichen die Überlappbreite und die Kontaktlänge von dem Maskendesign ab. Deshalb wurde REM-Aufnahmen zur Bestimmung der Überlappbreite W_o durchgeführt (Genauigkeit ca. $\pm 0,5 \mu\text{m}$). Die reale geometrische Kontaktlänge dieser Kontakte beträgt $L_J \approx 9,2 \mu\text{m}$. Durch Defekte im Kontakt kann die elektrisch effektive Kontaktlänge von der geometrischen Länge abweichen. Für die weiteren Berechnungen wird der Wert des Maskendesign $L_J = 10 \mu\text{m}$ verwendet.

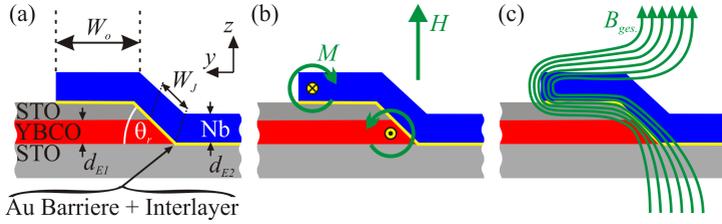


Abbildung 5.8: Seitenansicht eines Rampenkontakts.

man den theoretischen Wert von \tilde{B}_{Min} , so erhält man mit $\tilde{B}_{\text{Min}} = \Phi_0/A_{\text{mag}} = 2,5 \text{ mT}$ einen von W_o unabhängigen Wert¹¹. Um die gemessene $H_{\text{Min}}(W_o)$ -Abhängigkeit zu verstehen, muss man sich die gesamte Kontaktgeometrie anschauen.

Wird ein externes Magnetfeld H senkrecht zur Substratoberfläche angelegt, so werden in den beiden Elektroden Abschirmströme induziert, um das externe Feld aus dem Inneren der Elektroden zu verdrängen. An den Rändern der Elektroden fällt das Magnetfeld exponentiell auf der Skala der Pearl-Länge $\lambda_{\text{pearl}} = 2\lambda_L^2/d_E$ ab [Pea64, Kir03, Taf06]. Im Bereich der Rampe der YBCO-Elektrode wächst die Filmdicke von $d_{E1} = 0$ am unteren Ende der Rampe auf $d_{E1} = 60 \text{ nm}$ am oberen Ende der Rampe an. Für die Pearl-Länge gilt in der YBCO-Elektrode $\lambda_{\text{pearl},E1} \geq 750 \text{ nm}$. Das Feld kann die YBCO-Elektrode im Kontaktbereich also vollständig durchdringen (s. Abb. 5.8(c)). Für die Niob-Elektrode gilt $d_{E2} = 100 \text{ nm} > \lambda_{L,E2} = 80 \text{ nm}$, wodurch das Feld nur in einem kleinen Randbereich eindringen kann. Dieser Randbereich ist durch den Überlapp sehr weit vom Rand der YBCO-Elektrode und dadurch auch vom Kontakt entfernt. Da das Feld die Niob-Elektrode nicht durchdringen kann, werden die Feldlinien um die Elektrode „herum gebogen“. In Abb. 5.8(c) sind die „gebogenen“ Feldlinien als grüne Pfeile schematisch eingezeichnet. Die Abschirmströme (in 5.8(b) als gelbe Symbole (\otimes und \odot) dargestellt) erzeugen an den Rändern eine starke Magnetisierung M . Dies führt, abhängig von der Geometrie bzw. der Überlappbreite, zu einer unterschiedlich ausgeprägten Fokussierung der Feldlinien in den Kontaktbereich. Die berechnete Flussfokussierung $f_{\perp} = \tilde{B}_{\text{Min}}/(\mu_0 H_{\text{Min}})$ ist in Abb. 5.9(b) über der Überlapp-

¹¹Bei der Berechnung von A_{mag} bzw. Λ wurden die endlichen Elektrodendicken entsprechend Gl. (2.27) berücksichtigt. Für die Elektroden-Dicke wurden $d_{E1/E2}$ aus Tab. 5.1 und für die Londonsche Eindringtiefe von YBCO $\lambda_{L,E1} = 150 \text{ nm}$ und von Niob $\lambda_{L,E2} = 80 \text{ nm}$ verwendet.

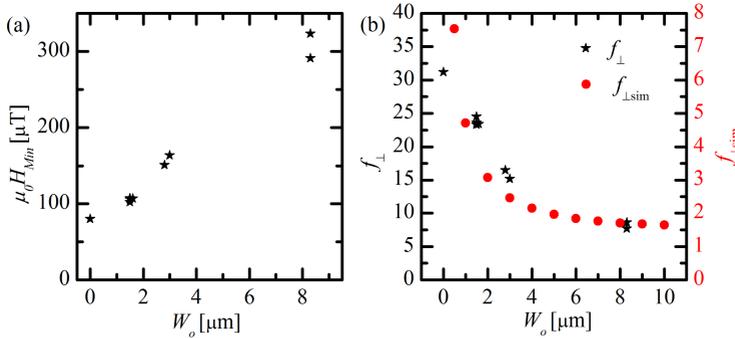


Abbildung 5.9: (a) $H_{\text{Min}}(W_o)$ -Abhängigkeit von 0-Kontakten mit der Kontaktlänge $L_J = 10 \mu\text{m}$ der Probe amC13. (b) Abhängigkeit der Flussfokussierung von der Überlappbreite für Kontakte der Länge $L_J = 10 \mu\text{m}$. $f_{\perp}(W_o)$ wurde aus Messungen an Probe amC13 und $f_{\perp,\text{sim}}(W_o)$ aus Simulationen mit 3D-MLSI berechnet.

breite W_o aufgetragen.

Um die Abhängigkeit der Flussfokussierung von der Überlappbreite besser verstehen zu können, wurden Berechnungen mit 3D-MLSI [Kha03] durchgeführt. Dabei wurden die Abschirmströme berechnet, die in den beiden Elektroden durch ein externes (senkrecht zur Probenoberfläche angelegtes) Magnetfeld der Größe $H = 1 \text{ mA}/\mu\text{m}$ entstehen. Anschließend wurde die Magnetisierung im Rampenkontakt berechnet, die von diesen Abschirmströmen erzeugt wird. Das externe Magnetfeld ergibt zusammen mit der Magnetisierung die gesamte Magnetfeldverteilung im Kontakt. Zur Berechnung¹² wurde die Rampe als stufenförmiger Anstieg angenähert (s. Abb. 5.10(a)). Für die Abstände zwischen den Elektroden wurde $d_B = d_{\parallel} = 50 \text{ nm}$ gewählt. Abbildung 5.10(b) zeigt die berechnete Flussdichteverteilung im Kontakt entlang der Kontaktlänge für verschiedene W_o . Die Flussdichteverteilung der gezeigten Kurven wurde an der oberen Kante der Rampe berechnet, diese Position ist in der Abb. 5.10(a) (Seitenansicht) mit einem Kreuz markiert. Auch entlang der Kontaktbreite W_J (gelber Bereich in Abb. 5.10(a)) ändert sich die Flussdichteverteilung. Im unteren Teil der Rampe wird aufgrund der spitzen Keilform der unteren

¹²Bis auf die angenäherte Rampenform wurden die Dimensionen der Kontakte von Probe amC13 verwendet. Eine beispielhafte Parameter-Datei ist im Anhang C zu finden.

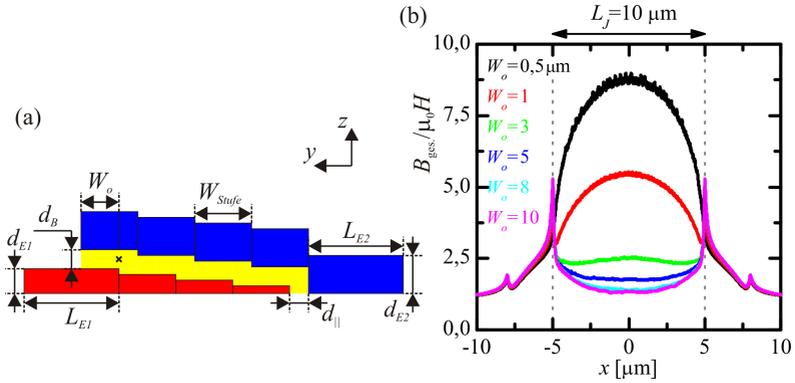


Abbildung 5.10: Seitenansicht der vereinfachten Geometrie zur Berechnung mit 3D-MLSI (a) und berechnete Flussdichteverteilung (b). Die Kontaktlänge verläuft entlang der x -Achse von $-5 \mu\text{m} \leq x \leq +5 \mu\text{m}$.

Elektrode sowohl das Feld als auch j_c am kleinsten sein. Da im oberen „dicken“ Bereich der Rampe sowohl das Feld als auch j_c am größten sein wird, wurde diese Stelle für die Berechnung gewählt.

In Abb. 5.10(b) ist zu erkennen, dass für kleine W_o die Flussdichte im Zentrum des Kontakts am größten ist. Mit zunehmender Überlappbreite nimmt die Flussdichte schnell ab und das Profil wechselt bei $W_o \approx L_J/2$ von der konvexen Form zur einer konkaven Form. Anschaulich kann man sich vorstellen, dass die Feldlinien bei $W_o \geq L_J/2$ verstärkt auf dem kürzeren Weg seitlich an dem Kontakt vorbeilaufen und nicht mehr durch den Kontakt gebogen werden. Die beiden Peaks bei ± 8 und $\pm 5 \mu\text{m}$ liegen an den seitlichen Rändern der unteren bzw. oberen Elektrode. Zur Berechnung der Flussfokussierung ($f_{\perp\text{sim}}$) wurde das Feld über die Kontaktlänge ($-5 \mu\text{m} \leq x \leq +5 \mu\text{m}$) integriert und auf die Länge 1 normiert. In Abb. 5.9(b) ist neben der gemessenen $f_{\perp}(W_o)$ -Abhängigkeit auch die berechnete $f_{\perp\text{sim}}(W_o)$ -Abhängigkeit gezeigt. Die berechnete Flussfokussierung $f_{\perp\text{sim}}$ fällt um einen Faktor 5 kleiner aus als die aus den Messungen bestimmte Flussfokussierung f_{\perp} . Zur Berechnung musste aber auch ein ca. 5-mal größerer Abstand $d_B = d_{||}$ gewählt werden, da es sonst zu Konvergenzproblemen kam. In Anbetracht der vereinfachten Geometrie zur Simulation der Flussdichte und der Unsicherheit in den realen Kontaktdimensionen ist hier eine sehr gute Übereinstimmung zu sehen.

Beim Design der Kontakte muss berücksichtigt werden, dass selbst bei

großen Überlappbreiten ($W_o \approx L_J$) noch eine starke Flussfokussierung auftritt. Für die normierte Kontaktlänge ergibt sich aus den Messungen $l < 1$. Deshalb sollte das Magnetfeld die Kontakte homogen durchdringen. Durch die Flussfokussierung wird die Flussdichteverteilung im Kontakt inhomogen, was wiederum zu Abweichungen des $I_c(H)$ -Musters von der theoretischen Form für ideale kurze Kontakte führt.

Einfluss der Überlappregion auf λ_J

Planare Josephsonkontakte aus Nb-AlO_x-Nb werden oft in einer sogenannten Fenster-Geometrie hergestellt. Dabei überlappen sich die beiden Niobelektroden auch neben der eigentlichen aktiven Kontaktfläche. Die Bereiche neben dem Kontakt, in denen die überlappenden Elektroden durch eine dickere Isolatorschicht voneinander getrennt sind, werden als passiver Bereich oder Idle-Region bezeichnet. Der Einfluss dieses passiven Bereichs wurde z. B. von [Cap94, Mon95, Mag97, Cap99, Fra01] untersucht. Um den Einfluss der Idle-Region auf die Josephsoneindringtiefe λ_J zu berücksichtigen kann λ_J durch

$$\lambda_{J \text{ Idle}} = \lambda_J \sqrt{1 + \frac{W_I d_{\text{eff}}}{W_J d_{\text{eff}}^I}} \quad (5.1)$$

korrigiert werden. Dabei ist W_I die Breite des passiven Bereichs. Für Rampenkontakte ist $W_I = W_o$. Und d_{eff}^I ist die effektive magnetische Dicke der Idle-Region entsprechend Gl. (2.23), wobei hier anstatt der Barrierendicke d_B die Isolatorstärke d_I des passiven Bereichs (Überlappbereichs) einzusetzen ist. Die Formel für die Korrektur wurde für kleine Idle-Region-Breiten ($W_I \leq W_J$) entwickelt, was für die Überlappbreite bei Rampenkontakten meist nicht zutrifft. Die Formel kann deshalb nur zur Abschätzung der minimalen normierten Kontaktlänge l verwendet werden.

Einfluss der Überlappregion auf β_c und C_J

Der Stewart-McCumber-Parameter β_c hängt neben dem kritischen Strom I_c und dem Widerstand R auch von der Kapazität C_J des Kontakts ab. Da die Überlappregion auch eine Kapazität darstellt, die zu der Kapazität der Kontaktfläche parallel geschaltete ist, sollte die Größe der Überlappbreite W_o auch β_c beeinflussen. Um den Einfluss der Überlappbreite auf die Kapazität des Kontakts zu bestimmen, wurden aus den $I(U)$ -Messungen

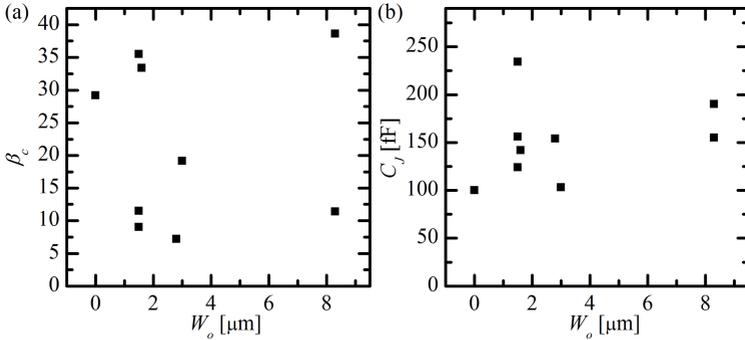


Abbildung 5.11: (a) Stewart-McCumber-Parameter β_c und (b) Kontaktkapazität C_J als Funktion der Überlappbreite W_o . Berechnet aus Messungen an Probe amC13.

(bei $T = 4,2\text{K}$) der Kontakte von Probe amC13 anhand von I_c und I_r mit Gl. (2.20) β_c und daraus C_J bestimmt. In Abb. 5.11(a) und (b) sind die Werte von β_c und C_J über W_o aufgetragen. In beiden Graphen ist keine systematische Abhängigkeit von W_o erkennbar. Das bedeutet, dass bei diesen Kontakten die Schwankungen in anderen Eigenschaften größer sind als der Einfluss von W_o . Außerdem ist bei diesen Kontakten die Kapazität der Kontaktfläche viel größer als die der Überlappregion, wodurch diese Region auf die gesamte Kapazität nur einen geringen Einfluss hat.

5.2 0- π -Kontakte

Wie bereits erwähnt bestehen 0- π -Rampenkontakte aus zwei Facetten, die in einem Winkel von 90° zueinander stehen. Dabei zeigt eine Facette parallel zur kristallographischen a -Achse und die andere zur b -Achse von YBCO. Die untersuchten 0- π -Kontakte haben eine Facettenlänge von $L_{J,a} = L_{J,b} = 10\ \mu\text{m}$. Auf mögliche Ursachen für eine Abweichung zwischen den realen und den theoretischen Facettenlängen (bzw. vom Maskendesign) wird im Folgenden noch eingegangen. Zur Charakterisierung wurden an den Kontakten $I(U)$ - und $I_c(H)$ -Messungen bei $T = 4,2\text{K}$ durchgeführt.

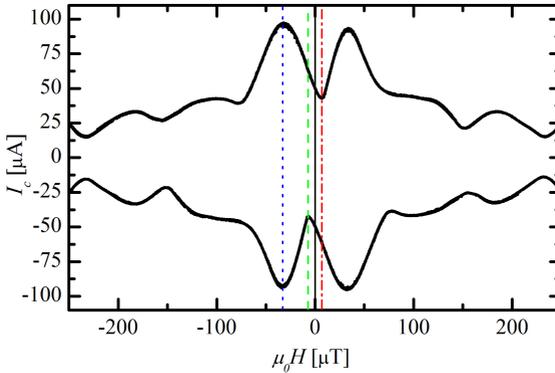


Abbildung 5.12: $+I_c(H)$ - und $-I_c(H)$ -Messung von Kontakt amC04-JJ14 bei 4,2 K. Die Kurven wurden nachträglich um das Offsetfeld korrigiert. Die senkrechten Linien sollen die Feldwerte bzw. Positionen der $I(U)$ -Messungen von Abb. 5.13 andeuten (blau $\mu_0 H = -33 \mu\text{T}$, grün $\mu_0 H = -7 \mu\text{T}$, schwarz $\mu_0 H = 0 \mu\text{T}$ und rot $\mu_0 H = 7 \mu\text{T}$).

5.2.1 Charakterisierung der $0-\pi$ -Kontakte

Abbildung 5.12 zeigt eine $+I_c(H)$ - und $-I_c(H)$ -Kennlinie eines $0-\pi$ -Kontakts (amC04 JJ14). Die beiden Kurven sind zueinander punktsymmetrisch zum Ursprung, wodurch auf einen flussfreien Zustand geschlossen werden kann. Vergleicht man die Messung mit der theoretischen Kurve eines kurzen $0-\pi$ -Kontakts (s. Abb. 2.11 auf S. 27), so erkennt man, dass die grundlegenden Merkmale übereinstimmen. Im Bereich des Nullfeldes liegt das zentrale Minimum, welches von den beiden globalen Maxima umgeben ist. Auch die Höhe der weiteren Maxima nimmt mit zunehmender Feldstärke ab. Auffällig ist, dass der kritische Strom im Minimum nicht vollständig unterdrückt ist und sich das zentrale Minimum nicht exakt im Nullfeld befindet. Anhand der $+I_c(H)$ -Messung ohne die dazugehörige $-I_c(H)$ -Messung könnte man vermuten, dass ein Offset-Magnetfeld die Ursache für die Verschiebung des zentralen Minimas ist. Bei den Messungen von Abb. 5.12 wurde das Offsetfeld bereits abgezogen, d. h. beide Kurven wurden entlang der x -Achse verschoben, sodass die Kurven zueinander punktsymmetrisch sind.

Abbildung 5.13(d) (bzw. (c)) zeigt eine $I(U)$ -Messung, die im zentralen Minimum der $I_c(H)$ -Kennlinie (bzw. $-I_c(H)$ -Kennlinie) bei $\mu_0 H = 7 \mu\text{T}$ (bzw. $\mu_0 H = -7 \mu\text{T}$) aufgenommen wurde. Darin ist einerseits deutlich

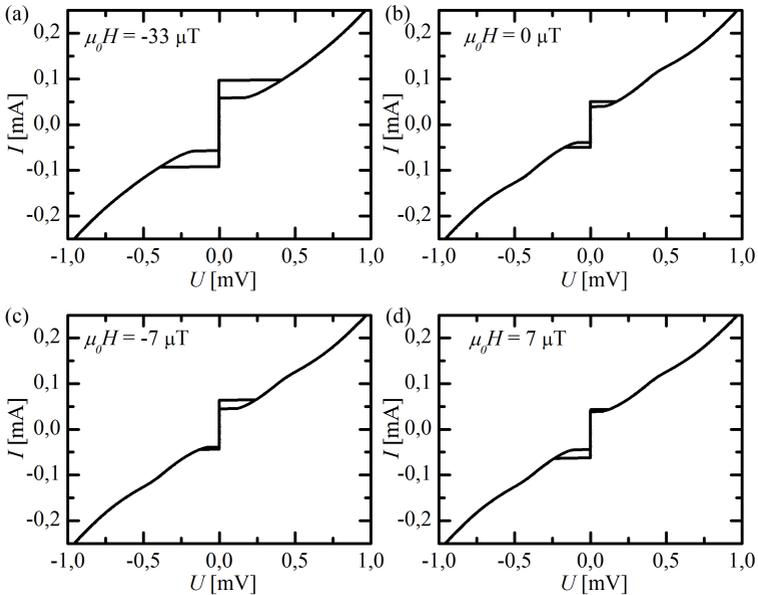


Abbildung 5.13: $I(U)$ -Messungen von Kontakt amC04 JJ14 bei 4,2 K und unterschiedlichen Magnetfeldern (a) $\mu_0 H = -33 \mu\text{T}$, (b) $\mu_0 H = 0 \mu\text{T}$, (c) $\mu_0 H = -7 \mu\text{T}$ und (d) $\mu_0 H = 7 \mu\text{T}$. Das Magnetfeld $\mu_0 H$ wurde um das Offsetfeld korrigiert.

der endliche kritische Strom erkennbar, außerdem ist zu erkennen, dass die kritischen Ströme $+I_c$ und $-I_c$ für unterschiedliche Vorzeichen des Biasstroms ungleich sind. Die Kurven sind nicht punktsymmetrisch, aber durch eine Spiegelung am Ursprung kann die eine Kurve (5.13(c)) in die Andere (5.13(d)) überführt werden. Der kritische Strom im zentralen Minimum der $I_c(H)$ -Kurve (bei $\mu_0 H = 7 \mu\text{T}$) beträgt $+I_c = 47 \mu\text{A}$ und $-I_c = -67 \mu\text{A}$ (s. Abb. 5.13(d)).

Die Verschiebung des zentralen Minimums aus dem Nullfeld sowie der endliche kritische Strom im Minimum entstehen durch eine Asymmetrie zwischen den beiden Facetten. In Abschnitt 5.2.2 werden die Effekte der Asymmetrie genauer untersucht.

Im Nullfeld ist die $I(U)$ -Kennlinie (s. Abb. 5.13(b)) punktsymmetrisch. Hier beträgt $\pm I_c(0 \mu\text{T}) \approx 50 \mu\text{A}$. Aus der $I(U)$ -Messung bei $\mu_0 H = -33 \mu\text{T}$ (globales Maximum der $I_c(H)$ -Messung) kann ein maximaler kri-

tischer Strom von $+I_c = 97 \mu\text{A}$ und ein Rücksprungstrom von $+I_r = 58 \mu\text{A}$ (bzw. $-I_c = -92 \mu\text{A}$ und $-I_r = -57 \mu\text{A}$) bestimmt werden. Um die kritische Stromdichte des Kontakts zu berechnen benötigt man den kritischen Strom eines vergleichbaren 0-Kontakts. Unter der Annahme, dass es sich um einen kurzen und symmetrischen 0- π -Kontakt mit homogener kritischer Stromdichte handelt, entspricht der maximale kritische Strom eines 0- π -Kontakts ca. 72% des maximalen kritischen Stroms eines Kontakts ohne π -Diskontinuität (s. Abb. 2.11). In diesem Fall ergibt das $I_{c(0-J)} = I_c/0,72 = 135 \mu\text{A}$ und für die homogene kritische Stromdichte $j_{c(0-J)} = I_{c(0-J)}/A_J = 1,4 \text{ kA/cm}^2$. Die Kontaktfläche ist hierbei $A_J = L_J \cdot W_J = 9,6 \mu\text{m}^2$ mit $L_J = L_{J,a} + L_{J,b} = 20 \mu\text{m}$ und $W_J = 0,48 \mu\text{m}$. Mit dieser Stromdichte erhält¹³ man $\lambda_J \approx 7 \mu\text{m}$ und $l \approx 3$. Unter Berücksichtigung der Idle-Region mit $d_I = 60 \text{ nm}$ und $W_o = 3 \mu\text{m}$ ergibt sich für $\lambda_{J\text{Idle}} \approx 18 \mu\text{m}$ und $l_{\text{Idle}} \approx 1$. Bei dieser Länge sollte es sich um einen kurzen Kontakt handeln, bei dem das Magnetfeld homogen in den Kontakt eindringt. In der $I_c(H)$ -Kennlinie (s. Abb. 5.12) befinden sich die beiden Maxima bei $\mu_0 H \approx \pm 33 \mu\text{T}$. Bei einer homogenen Flussdichte $B = \mu_0 H$ in der Barrierenschicht sollten sich die Maxima bei $\tilde{B}_{\text{Max}} \approx 0,74 \Phi_0/A_{\text{mag}} \approx \pm 762 \mu\text{T}$ befinden¹⁴. Daraus ergibt sich für die Flussfokussierung $f_{\perp} = 23$. Aufgrund der Tatsache, dass ein 0- π -Kontakt über eine Ecke verläuft, wird die Flussfokussierung bzw. die Flussdichteverteilung in diesen Kontakten noch inhomogener sein als in Einfacetten-Kontakten. Die Abweichung der $I_c(H)$ -Messung von der theoretischen Kurve kann nur teilweise auf die inhomogene Feldverteilung im Kontakt zurückgeführt werden. Im Bereich des Nullfelds kann dies jedoch nicht die Ursache für die Abweichungen sein. In diesem Bereich kommt dies durch asymmetrische Eigenschaften der beiden Facetten zustande.

5.2.2 Asymmetrische 0- π -Kontakte

Abbildung 5.14 zeigt $I_c(H)$ -Messungen von vier unterschiedlichen 0- π -Kontakten. In diesen Messungen sieht man, dass sich bei allen Kontakten das zentrale Minimum nicht exakt im Nullfeld befindet und der kritische Strom im Nullfeld nicht vollständig unterdrückt ist.

Bei der Herstellung können die beiden Strukturen der Bi- und Trilage nur auf ca. $1 \mu\text{m}$ genau zueinander positioniert werden. Ein Versatz der beiden Strukturen kann zu unterschiedlich langen Facetten ($L_{J,a} \neq L_{J,b}$) füh-

¹³Für die Berechnung der magnetischen Barrierendicke $d_{\text{eff}} = 360 \text{ nm}$ (s. Gl (2.23)) wurde $d_{E1} = 100 \text{ nm}$, $d_{E2} = 100 \text{ nm}$ und $d_B = 8 \text{ nm}$ verwendet.

¹⁴Siehe Abschnitt 2.2.5 und mit $A_{\text{mag}} = 2 \mu\text{m}^2$ und $\Lambda = 100 \text{ nm}$

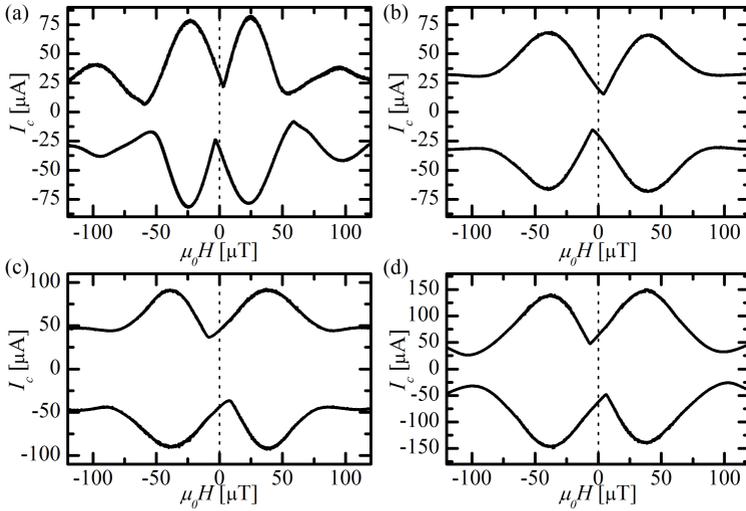


Abbildung 5.14: $I_c(H)$ -Messungen von $0-\pi$ -Kontakten bei 4,2 K (a) amC01 JJ07, (b) amC04 JJ05, (c) amC04 JJ07 und (d) amC04 JJ09. Das Magnetfeld H wurde um das Offsetfeld korrigiert.

ren. Diese unterschiedlichen geometrischen Facettenlängen könnten theoretisch mit dem REM ausgemessen werden. Aber auch für das REM unsichtbare Defekte im Kontakt können die effektive Facettenlänge reduzieren. Des Weiteren können sich durch Defekte die kritischen Ströme der beiden Facetten unterscheiden. Die Stromdichte kann aber auch entlang der Facetten inhomogen sein. Beim verwendeten Herstellungsprozess rotiert die Probe beim Ätzen der Rampe um den Normalenvektor der Substratoberfläche, wodurch beide Facetten dieselben Eigenschaften (Form, Schädigung durch Ioneneinfallswinkel usw.) haben sollten. YBCO hat aufgrund der unterschiedlichen Gitterkonstanten entlang der a - und b -Achse ($(a-b)/(a+b) \approx 2\%$) keine reine d -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters [Tsu95, Tsu00, Kir06, Smi05, Bak09], was im Kontakt zu einer unterschiedlich starken Kopplung in Richtung der a - und b -Achse und somit auch zu verschiedenen Stromdichten führt [Smi05]. Dies gilt jedoch nur für nahezu vollkommen einkristalline YBCO-Filme. Durch Zwillingsgrenzen im Film kann die Asymmetrie der Gitterkonstanten unterdrückt und somit eine reine d -Wellen-Symmetrie begünstigt werden, was wiederum gleich große Stromdichten entlang der beiden Achsen bewirkt [Smi05]. Be-

steht die Beimischung zur d -Wellen-Symmetrie auch aus einem *imaginären* s -Wellen-Anteil, so bewirkt dies, dass der Phasensprung im Kontakt nicht mehr π beträgt, sondern einen um ϵ kleineren Wert annimmt. Die Proben amC01 und amC04 wurden auf einem Substrat mit einem Fehlschliff von $1,2^\circ$ hergestellt, wodurch die Ausbildung von Zwillingsgrenzen reduziert wird [Dek03].

Zusammengefasst bedeutet dies, dass es 3 mögliche Ursachen für die asymmetrischen $I_c(H)$ -Kennlinien gibt:

- **asymmetrische Facettenlängen:**

Asymmetrie-Parameter δ

$$l_0 = \frac{l}{2}(1 + \delta) \text{ und } l_\pi = \frac{l}{2}(1 - \delta) \text{ mit } l = l_0 + l_\pi \text{ und } l = L_J/\lambda_J$$

- **asymmetrische Facettenstromdichten:**

Asymmetrie-Parameter γ

$$J_{c,0} = J_c(1 + \gamma) \text{ und } J_{c,\pi} = J_c(1 - \gamma) \text{ mit } J_c = j_c W_J$$

- **asymmetrische d -Wellen-Symmetrie:**

Asymmetrie-Parameter ϵ

$$\text{Phasensprung } \chi = \pi(1 - \epsilon)$$

Zur Berücksichtigung der Asymmetrien kann man die theoretische $I_c(H)$ -Abhängigkeit eines kurzen $0-\pi$ -Kontakts, der homogen von Magnetfeld durchdrungen wird, sodass $B = \mu_0 H$ gilt, um diese Parameter erweitern [Smi01c]:

$$I_c(H) = \left| \int_{-l_0}^0 J_{c,0} e^{-ihx} dx + \int_0^{l_\pi} J_{c,\pi} e^{-i(hx+\chi)} dx \right|. \quad (5.2)$$

Hierbei ist $h = 2\pi\Lambda\lambda_J\mu_0 H/\Phi_0$ und $l_0 = L_0/\lambda_J$ bzw. $l_\pi = L_\pi/\lambda_J$. Abbildung 5.15 zeigt daraus berechnete $I_c(H)$ -Abhängigkeiten für verschiedene Werte von δ und γ . Für größer werdende δ und γ wird I_c im zentralen Minimum weniger stark unterdrückt. Die Spiegelsymmetrie bleibt aber erhalten.

In diesem theoretischen Modell ist die Ausbildung eines Semifluxons am Phasensprung nicht enthalten, auch Eigenfeldeffekte werden ignoriert. Um diese Effekte zu berücksichtigen, wurden mit dem numerischen Simulationsprogramm StkJJ [Gol11a] Berechnungen für unterschiedliche Asymmetrien durchgeführt. Simulationen der $I_c(H)$ -Abhängigkeit für $0-\pi$ -Kontakte

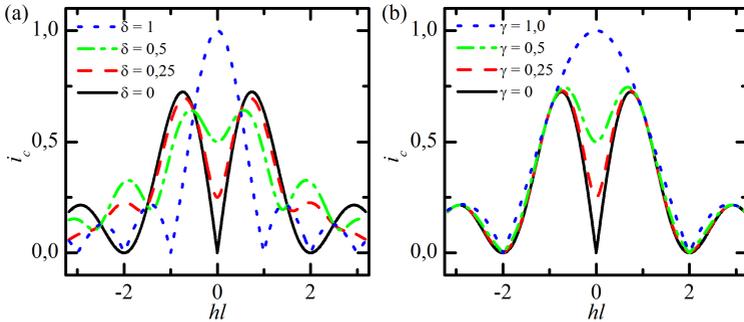


Abbildung 5.15: $I_c(H)$ -Kennlinien berechnet mit Gl. (5.2) für 0- π -Kontakte mit unterschiedlichen Asymmetrien in (a) der Facettenlänge δ und (b) der Stromdichte der Facetten γ . Mit $hl = 2\pi\Lambda\mu_0HL_J/\Phi_0$ und $i_c = I_c/I_{c(0-J)}$.

($l = 2$) mit unterschiedlichen Asymmetrien (δ , γ und ϵ) sind in Abb. 5.16 gezeigt. Die schwarzen Kurven entsprechen einem symmetrischen 0- π -Kontakt. Zur Berechnung der roten und grünen Kurven wurden unterschiedlich große Asymmetrie-Parameter (rot= 0,2; grün= 0,4) verwendet. Alle drei Asymmetrie-Parameter heben die Spiegelsymmetrie der $I_c(H)$ -Kennlinien auf, da sich dadurch das zentrale Minimum zu Werten von $H \neq 0$ verschiebt. Endliche δ und γ bewirken zusätzlich, dass der kritische Strom im zentralen Minimum ansteigt. Für ϵ ist dies nicht der Fall, der kritische Strom reduziert sich im zentralen Minimum sogar leicht.

Betrachtet man die beiden Hauptmaxima, so sieht man, dass durch zunehmendes δ die Höhe der Maxima abnimmt und sich ihre H -Position zu kleineren Werten von $|H|$ verschiebt. Durch ein zunehmendes γ nimmt die Höhe der Hauptmaxima leicht zu. Insgesamt verändern sich die beiden Hauptmaxima abhängig von γ weniger stark als in Abhängigkeit von δ . Die deutlichsten Auswirkungen auf die Hauptmaxima zeigt ϵ . Durch eine Zunahme von ϵ wird ein Maximum größer und wandert zu kleineren $|H|$ -Werten, während das andere proportional kleiner wird und sich zu größeren $|H|$ -Werten verschiebt.

Im Bereich kleiner Felder H unterscheiden sich die Auswirkungen von vergleichbaren δ und γ kaum, da hier hauptsächlich die unterschiedlichen kritischen Ströme $I_{c,0/\pi} = l_{0/\pi} \cdot W_J \cdot j_{c,0/\pi}$ in den Facetten die Kennlinie beeinflusst. Unterschiede werden erst im Bereich der beiden Maxima und für größere Werte von $|H|$ sichtbar. δ verändert die Form der Kennlinie für

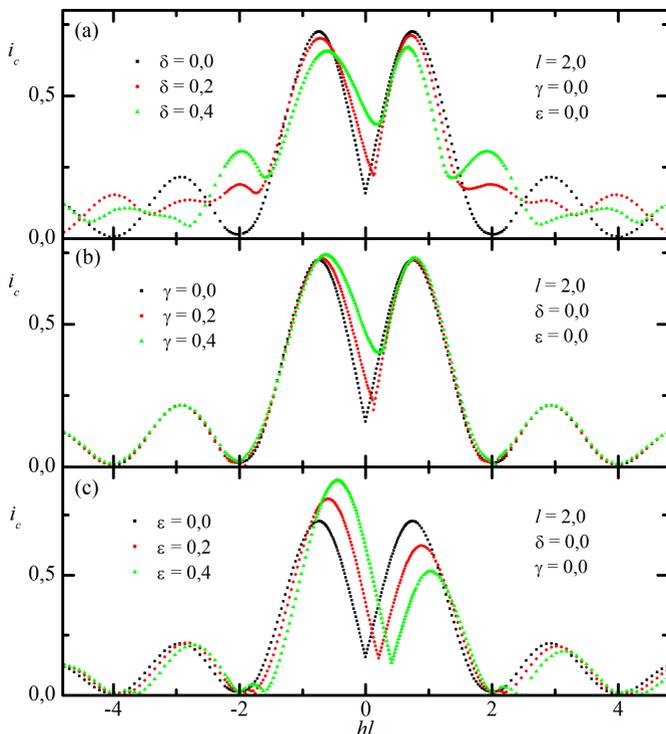


Abbildung 5.16: Simulierte $I_c(H)$ -Kennlinien eines $0-\pi$ -Kontakts mit unterschiedlichen Asymmetrien in δ (a), γ (b) und ϵ (c) ($l=2$). Mit $hl = 2\pi\Lambda\mu_0HL_J/\Phi_0$ und $i_c = I_c/I_{c(0-J)}$.

große $|H|$ -Werte drastisch. Auffällig ist, dass sich die Nebenminima neben den Hauptmaxima deutlich anheben und die H -Position ändern. γ und ϵ hingegen verursachen für größere $|H|$ -Werte keine deutlichen Veränderungen in der Form der Magnetfeldabhängigkeit.

Allgemein, d. h. auch in symmetrischen Kontakten, wird die Form der $I_c(H)$ -Kennlinie durch die Kontaktlänge l beeinflusst. Bei asymmetrischen Kontakten zeigen bereits kleine Unterschiede in der Länge auch bei kleinen Werten von $|H|$ deutliche Auswirkungen. In Abb. 5.17 sind in jedem Graph Simulationen mit gleich großem Asymmetrie-Parameter [(a) $\delta = 0,2$; (b) $\gamma = 0,2$ und (c) $\epsilon = 0,2$] dargestellt, aber für unterschiedliche Kontaktlängen ($l = 1,0$, $l = 1,5$ und $l = 2,0$). Abbildung 5.17(a) und (b) sehen im

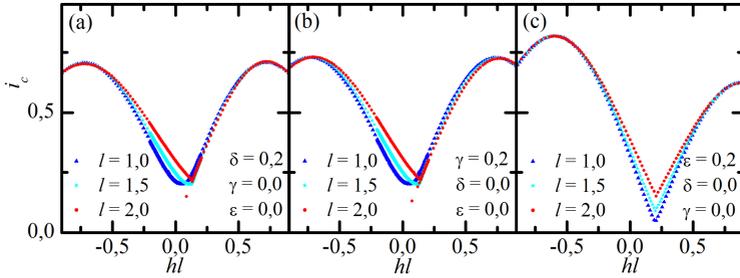


Abbildung 5.17: Simulierte $I_c(H)$ -Kennlinien eines 0- π -Kontakts mit unterschiedlichen Längen l für $\delta = 0,2$ (a), $\gamma = 0,2$ (b) und $\epsilon = 0,2$ (c). Mit $hl = 2\pi\Lambda\mu_0HL_J/\Phi_0$ und $i_c = I_c/I_{c(0-J)}$.

Minimum fast identisch aus. Beide Darstellungen zeigen, dass die Kurven mit größerem l asymmetrischer werden und das Minimum spitzer zuläuft. Im Bereich von $1 < l < 2$ ändert sich die Steigung auf der einen Seite des Minimums stärker als auf der andere Seite.

Für unterschiedliche l und $\epsilon \neq 0$ moduliert nur das zentrale Minimum unterschiedlich stark. Der kritische Strom ist in diesem Bereich aber auch bei symmetrischen 0- π -Kontakten von der Länge abhängig (s. Abb. 2.12).

Vergleicht man die Messungen mit den Simulationen, so ist nicht sofort ersichtlich, welcher der drei Asymmetrie-Parameter für die Abweichung von einem symmetrischen 0- π -Kontakt verantwortlich ist.

Abbildung 5.18 zeigt eine $I_c(H)$ -Messung (amC04 JJ05) mit zwei Simulationen ($l = 1,4$). Aus den Messungen ergibt sich für die normierte Kontaktlänge $l \approx 2,3$ bzw. $l_{\text{Ide}} \approx 0,9$. Die Kontaktlänge der Simulationen ($l = 1,4$) liegt somit zwischen diesen beiden Werten. Im Bereich kleiner Felder $|H|$ stimmen beide Simulationen ($\delta = 0,16$ & $\gamma = 0$; $\gamma = 0,16$ & $\delta = 0$) sehr gut mit der Messung überein. Sogar die unterschiedlichen Steigungen rechts und links des Minimums werden von der Simulation sehr gut bestätigt.

Für eine Kontaktlänge von $L_J \approx 20 \mu\text{m}$ entspricht $\delta = 0,16$ einer Facettenlängenasymmetrie von etwa $1,6 \mu\text{m}$ und ist somit geringfügig größer als die abgeschätzte lithographische Ungenauigkeit ($1 \mu\text{m}$). Zusätzlich kann die effektive Kontaktlänge auf Grund von Defekten von der geometrischen Länge abweichen. Insgesamt gesehen liegt die aus der Simulation bestimmte Asymmetrie $\delta = 0,16$ in einem realistischen Bereich.

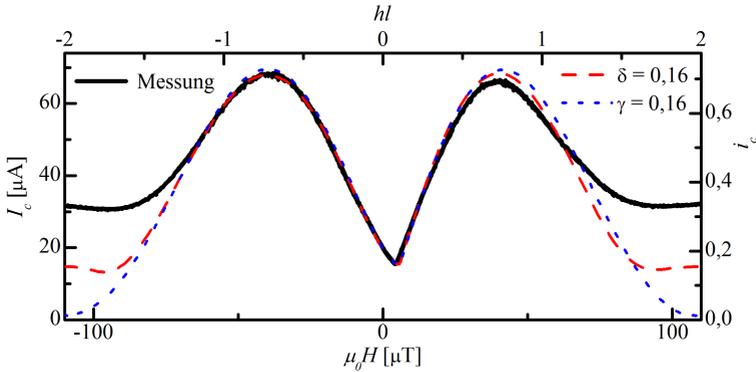


Abbildung 5.18: $I_c(H)$ -Messung (amC04 JJ05) und simulierte $I_c(H)$ -Kennlinie ($l = 1,4$; $\epsilon = 0$) rot gestrichelt: $\delta = 0,16$ u. $\gamma = 0$; blau gepunktet: $\gamma = 0,16$ u. $\delta = 0$. Mit $hl = 2\pi\Lambda\mu_0HLJ/\Phi_0$ und $i_c = I_c/I_{c(0-J)}$.

Eine Asymmetrie in der Stromdichte mit $\gamma = 0,16$ könnte über eine d -Wellen-Symmetrie mit *reellem* s -Wellen-Anteil von YBCO erklärt werden. Smilde *et al.* [Smi05] geben für einen vollständig unverzwillingten YBCO-Dünnsfilm eine Stromdichten-Asymmetrie von $J_{c\parallel a}/J_{c\parallel b} \approx 1,8$ an, das entspricht im $0-\pi$ -Kontakt einem $\gamma \approx 0,3$. Somit liegt auch die simulierte Asymmetrie $\gamma = 0,16$ in einem realistischen Bereich.

Es ist jedoch auch möglich, dass mehrere Asymmetrien gleichzeitig auftreten. Simulationen mit $\delta = 0,16$ & $\gamma = 0$, $\delta = 0$ & $\gamma = 0,16$ und $\delta = 0,06$ & $\gamma = 0,10$ sehen im Bereich von $|hl| < 0,5$ nahe identisch aus.

Da eine exakte Positionierung der Maske bei der optischen Lithographie bzw. dem verwendeten Mask-Aligner unmöglich ist, wird mit großer Wahrscheinlichkeit eine Längenasymmetrie vorhanden sein. Eine genaue Aussage über die Größe der einzelnen Anteile kann hier aber nicht angegeben werden.

In Abb. 5.18 fällt auf, dass in der Messung die Höhe der beiden Maxima stark unterschiedlich ist und dies von den Simulationen mit $\delta \neq 0$ bzw. $\gamma \neq 0$ abweicht. Wie Abb. 5.16(c) zeigt, treten unterschiedlich hohe Maxima besonders stark in Simulationen mit $\epsilon \neq 0$ auf. Dies legt die Vermutung nahe, dass auch in den Messungen der Höhenunterschied durch einen Phasensprung, der geringfügig kleiner als π ist, erklärt werden kann. Eine Reduzierung des Phasensprungs könnte wie bereits erwähnt durch eine d -Wellen-Symmetrie mit einem kleinen *imaginären* s -Wellen-Anteil

des Ordnungsparameters von YBCO erklärt werden. Dieser Effekt kann jedoch auch durch ein Flussquant, das im Film verankert ist, erzeugt werden. Durch zusätzliche Messungen mit einem Scanning-SQUID-Mikroskop könnte ein solches Flussquant eventuell nachgewiesen werden.

Kleine Variationen in der Stromdichte¹⁵ der einzelnen Facetten sowie ein inhomogenes Flussdichteprofil¹⁶ $H(\xi)$ aufgrund der Flussfokussierung machen sich in der $I_c(H)$ -Kennlinie erst für große Magnetfelder ($|hl| > 1$) bemerkbar. Somit würde man zum vollständigen Reproduzieren der Messungen in der Simulation neben der Kontaktlänge l und den Asymmetrien (δ, γ, ϵ) auch die genaue Flussdichteverteilung $H(\xi)$ im Kontakt sowie die lokale kritische Stromdichte $j_c(\xi)$ benötigen. Abweichungen, die durch eine inhomogene Magnetfeldverteilung $H(\xi)$ verursacht werden, werden separat in Abschnitt 5.3 an einem symmetrischen Multifacetten-Kontakt untersucht. Eine genauere Analyse der kritischen Stromdichteverteilung $j_c(\xi)$ wurde nicht durchgeführt.

Bislang wurden Asymmetrien als Abweichungen von idealen 0- π -Kontakten behandelt. Sogenannte φ -Kontakte basieren jedoch gerade auf diesen asymmetrischen Eigenschaften und werden deshalb im nächsten Abschnitt ausführlicher beschrieben.

5.2.3 φ -Kontakte

In Abschnitt 2.2 wurden bereits gewöhnliche Josephsonkontakte und π -Kontakte beschrieben. Dabei wurde die Strom-Phasen-Beziehung (1. Josephsongl.) als $j_S = j_c \sin \phi$ eingeführt. Für ein Array aus 0- π -0- π -...Kontakten kann die Phase als $\phi(x) = \psi + \xi(x) \sin \psi$ geschrieben werden, mit der räumlich gemittelten Phase ψ und der räumlich variierenden Phase $\xi(x)$ ($|\xi(x)| \ll 1$). Dadurch ergibt sich als effektive Strom-Phasen-Beziehung [Min98, Min02, Buz03]

$$j_S = j_{c1} \sin(\psi) + j_{c2} \sin(2\psi). \quad (5.3)$$

Für $j_{c2} < -j_{c1}/2$ ist der Grundzustand dieses Systems mit $\psi = \pm\varphi$ doppelt entartet. Die Phase ist gegeben durch $\varphi = \arccos[-j_{c1}/(2j_{c2})]$ und kann

¹⁵Als kleine Variationen werden hier kleine Abweichungen der lokalen Stromdichte von der mittleren Stromdichte der Facette bezeichnet, die zusätzlich auch nur auf einem kleinen Bereich im Verhältnis zur Facettenlänge variieren.

¹⁶Die Koordinate ξ verläuft entlang der Kontaktlänge $L_J = L_0 + L_\pi$.

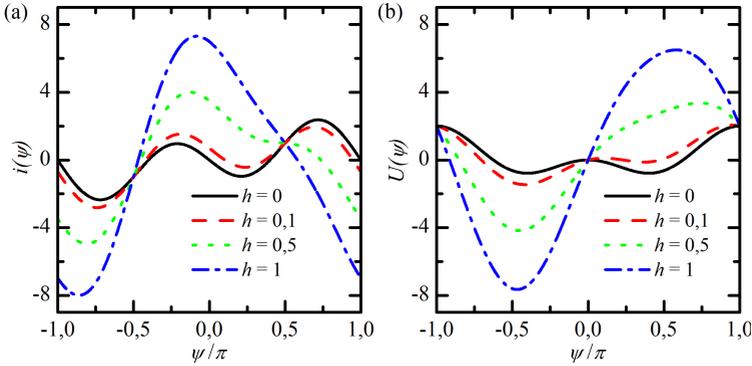


Abbildung 5.19: Effektive Strom-Phasen-Beziehung (a) und Josephsonkopplungsenergie (b) für verschiedene externe Magnetfelder h eines asym. Kontakts mit $l = 1,4$ und $\delta = 0,05$. Adaptiert aus [Gol11b]. Mit $h = 2\pi\mu_0\Lambda\lambda_J H/\Phi_0$ und $i = I/I_{c(0-J)}$.

dadurch abhängig von j_{c1} und j_{c2} einen beliebigen Wert zwischen 0 und π annehmen.

Theoretische Untersuchungen von Goldobin *et al.* [Gol11b] zeigen, dass ein zweifach entarteter Grundzustand auch in asymmetrischen $0-\pi$ -Kontakten ($l_0 \neq l_\pi$) entstehen kann. Für die Strom-Phasen-Beziehung bei kleinen Magnetfeldern erhalten Goldobin *et al.* [Gol11b]

$$j = \langle j_c \rangle \left[\sin \psi + \Gamma_h h \cos \psi + \frac{\Gamma_0}{2} \sin(2\psi) \right] \quad (5.4)$$

mit $h = 2\pi\mu_0\Lambda\lambda_J H/\Phi_0$ und den Koeffizienten

$$\Gamma_h = \frac{l_0 l_\pi}{l_0 - l_\pi} = \frac{l(1-\delta^2)}{4\delta}; \quad (5.5)$$

$$\Gamma_0 = -\frac{4}{3} \frac{l_0^2 l_\pi^2}{l_0^2 - l_\pi^2} = \frac{l^2(1+\delta)^2(1-\delta)^2}{12\delta}. \quad (5.6)$$

Aus Gl. (5.4) kann die Josephsonkopplungsenergie

$$U(\psi) = \langle j_c \rangle \left[1 - \cos \psi + \Gamma_h h \sin \psi + \frac{\Gamma_0}{2} \sin^2 \psi \right] \quad (5.7)$$

berechnet werden, die für kleine h und bestimmte Werte von l_0 und l_π einen zweifach entarteten Grundzustand zeigt. In Abb. 5.19(b) ist dies an

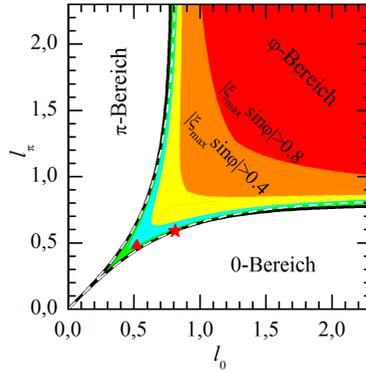


Abbildung 5.20: Grenzen des φ -Zustands in Abhängigkeit von l_0 und l_π für $h = 0$. Die Zulässigkeit der Näherung ist farblich kodiert (grün = gute Übereinstimmung, rot = Näherung ungültig). Adaptiert aus [Gol11b]

den zwei Minima in der $U(\psi)$ -Kennlinie erkennbar. Für welche Längen eine Entartung auftritt kann mit

$$l_\pi \geq l_0 \sqrt{\frac{3}{4l_0^2 + 3}} \quad \text{und} \quad l_0 \geq l_\pi \sqrt{\frac{3}{4l_\pi^2 + 3}} \quad (5.8)$$

abgeschätzt werden. Der Bereich des φ -Zustands in Abhängigkeit von l_0 und l_π für $h = 0$ ist in Abb. 5.20 aufgetragen. Darin ist farblich kodiert die Gültigkeit der verwendeten Näherung $|\xi(x)| \sin(\psi) \ll 1$ eingezeichnet. Die Phase φ kann im Grundzustand bei $h = 0$ durch

$$\varphi = \arccos\left(\frac{-1}{\Gamma_0}\right) \quad (5.9)$$

berechnet werden.

Interessant ist hierbei auch, dass das Magnetfeld h direkt in der Strom-Phasen-Beziehung (5.4) als $\Gamma_h h \cos \psi$ enthalten ist. Dadurch kann der entartete Grundzustand abhängig von h in einen einfachen Grundzustand überführt werden (s. Abb. 5.19). Außerdem verliert $U(\psi)$ für $h \neq 0$ die Spiegelsymmetrie, wodurch mit diesen Systemen Josephson-Ratschen realisiert werden könnten.

An asymmetrischen SIFS-0- π -Kontakten konnte diese Theorie bereits experimentell bestätigt werden [Sic12]. In diesen Kontakten wird die Asymmetrie nicht durch unterschiedliche Facettenlängen erzeugt, sondern durch

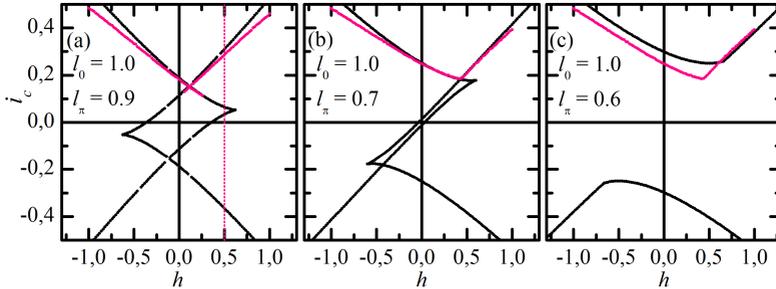


Abbildung 5.21: Berechnete (schwarz) und mit StkJJ simulierte (pink) $I_c(H)$ -Kennlinien für unterschiedliche Facettenlängen. Adaptiert aus [Gol11b]. Mit $h = 2\pi\mu_0\Lambda\lambda_J H/\Phi_0$ und $i = I/I_{c(0-J)}$.

eine Asymmetrie in den Stromdichten $j_0 \neq j_\pi$. Wie Lipman *et al.* [Lip12] zeigten, kann die Theorie von Goldobin *et al.* [Gol11b] auch auf kurze $0-\pi$ -Kontakte mit unterschiedlichen Stromdichten erweitert werden.

Experimentell kann der entartete Grundzustand anhand von $I_c(H)$ -Messungen bei kleinen Magnetfeldern nachgewiesen werden. Durch die beiden Minima in der Energie können dementsprechend auch zwei kritische Ströme auftreten. Abbildung 5.21 zeigt berechnete und simulierte $I_c(H)$ -Kennlinien für unterschiedliche Asymmetrien. Im Bereich kleiner Magnetfelder sieht man in den Kennlinien von Abb. 5.21(a) und (b) zwei sich kreuzende Äste, die durch die beiden kritischen Ströme entstehen. Dies ist ein eindeutiges Indiz eines φ -Kontakts. Der niedrigere kritische Strom, der durch das Entkommen der Phase aus dem höher gelegenen Minimum entsteht, kann jedoch nur bei geeigneter Dämpfung beobachtet werden [Gol11b]. Bei einer hohen Dämpfung wird die Phase nach dem Entkommen aus dem höher gelegenen Minimum direkt wieder im globalen Minimum gefangen. In Abb. 5.21 ist auch die Verschiebung des zentralen Minimums zu einem Magnetfeldwert von $h \neq 0$ zu erkennen. Diese Verschiebung tritt unabhängig von der Stärke der Dämpfung auf und kann als erstes Indiz zur Identifikation von φ -Kontakten verwendet werden.

Bei den in dieser Arbeit untersuchten $0-\pi$ -Kontakten konnten in $I(U)$ -Messungen keine zwei kritischen Ströme bzw. in $I_c(H)$ -Messungen kein Kreuzen der beiden Äste festgestellt werden. Durch die hohe Dämpfung der untersuchten Kontakte konnte nur der höhere kritische Strom gemes-

sen werden. Da sich bei tieferen Temperaturen die Dämpfung reduziert bzw. β_c erhöht (s. Abschnitt 5.2.1) könnte anhand von Messungen bei tieferen Temperaturen untersucht werden, ob es sich bei den Kontakten um φ -Kontakte handelt.

Wie bereits erwähnt deuten die Simulationen (s. Abb. 5.18) für Kontakt amC14JJ05 auf eine normierte Kontaktlänge $l = 1,4$ und eine Längenasymmetrie von $\delta = 0,16$ hin. Die daraus bestimmten l_0 und l_π sind in Abb. 5.20 als Stern eingetragen. Man sieht, dass sich dieser Kontakt auf der Grenze des φ -Bereichs befindet. Bei diesem Kontakt könnte es sich um einen φ -Kontakt handeln. Im Fall, dass die Längenasymmetrie zu groß ist, könnte durch eine kleine nachträgliche Korrektur der Längen der Kontakt in den φ -Bereich überführt werden.

Längenkorrektur mittels FIB

Im Rahmen der Diplomarbeit von Georg Rudolf [Rud12] wurden die Kontaktgeometrie bzw. Facettenlängen von Rampenkontakten nachträglich mit einem fokussierten Ionenstrahl (Focused Ionen Beam, FIB) gekürzt. In Abb. 5.22 sind $I_c(H)$ -Messungen eines $0\text{-}\pi\text{-Kontakts}$ (amC06JJ11) gezeigt, die vor bzw. nach der FIB-Präparation gemessen wurden. Die erste Messung (Abb. 5.22(a)) wurde an dem unbehandelten Kontakt durchgeführt. Zusätzlich ist rot gestrichelt eine Simulation ($l = 1,0$; $\delta = 0,08$) eingezeichnet. Im ersten Präparationsschritt wurde der Kontakt begradigt, indem die seitlichen Bereiche¹⁷ entfernt wurden. Eine REM-Aufnahme des Kontakts nach dem Schnitt ist in Abb. 5.23 gezeigt. Hierbei war es nicht beabsichtigt, die Facettenlängen zu ändern. Aus der Simulation der Messkurven ergibt sich, dass sich durch diesen Schritt δ von 0,08 auf 0,04 reduziert hat (s. Abb. 5.22(b)). Mit dieser simulierten Asymmetrie befindet sich der Kontakt im φ -Bereich (in Abb. 5.20 als Dreieck eingezeichnet). Die Ursache für das geringere I_c nach den ersten Schnitten könnte an einer Degradierung liegen, da diesen beiden Messungen in einem Abstand von ca. 9 Monaten gemacht wurden, außerdem wurden in dieser Zeit Messungen und FIB-Präparationen an anderen Kontakten dieser Probe durchgeführt. Danach wurde von beiden Facetten noch einmal ca. $0,5\ \mu\text{m}$ entfernt. Hierbei verringerte sich die norm. Kontaktlänge auf $l = 0,9$ und δ erhöhte sich auf 0,10, wobei sich auch der kritische Strom in den Maxima reduzierte.

¹⁷Als seitliche Bereiche werden die Bereiche bezeichnet, die durch $W_u \neq 0$ und $L_s \neq 0$ entstehen (s. Abb. 4.10).

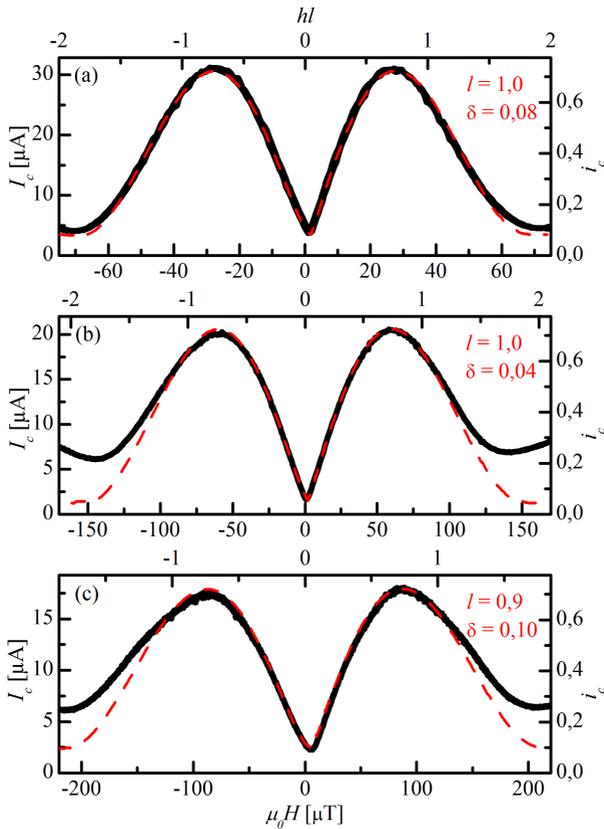


Abbildung 5.22: $I_c(H)$ -Messungen (schwarz) von Kontakt amC06 JJ11 und Simulationen (rot) des unbehandelten Kontakts (a), nach Entfernen der seitlichen Bereiche (b) und nach Kürzung beider Facettenlängen. Adaptiert aus [Rud12]. Mit $hl = 2\pi\Lambda\mu_0 H L_J / \Phi_0$ und $i_c = I_c / I_{c(0-J)}$.

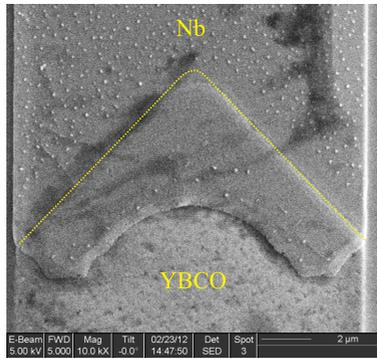


Abbildung 5.23: REM-Aufnahme des Kontakts amC06 JJ11 nach der Begradigung. Die kleinen Punkte und die schwarzen Schatten auf der oberen Elektrode sind vermutlich Reste vom Photolack, die sich nach dem letzten Strukturierungsschritt nicht in Aceton (ohne Ultraschallbad) gelöst haben. Die reale Kontaktlänge kann aufgrund der abgerundeten Spitze und des undefinierten Anfangs bzw. Endes des Kontakts nicht genau bestimmt werden.

Anhand von diesen Messungen konnte Georg Rudolf zeigen, dass es möglich ist, die Kontaktgeometrie bzw. die Facettenlänge nachträglich zu verändern ohne die Kontakte im Ganzen zu beschädigen. Die Auswirkungen sind jedoch nicht immer direkt vorhersehbar, da die Stromdichte im Kontakt inhomogen sein kann. Zusammen mit Abbildungen der Stromdichte anhand von TTREM-Messungen¹⁸ kann diese Präparationstechnik optimiert werden, sodass eine gezielte Korrektur möglich ist.

5.3 Multifacetten-Kontakte

Multifacetten-Kontakte aus YBCO und Niob wurden bereits von Smilde *et al.* [Smi01c] und Ariando *et al.* [Ari05a] hergestellt und zum Teil auch in Tübingen untersucht [Smi02a, Str03, Dön06]. Die $I_c(H)$ -Kennlinien dieser Kontakte zeigen im Großen und Ganzen die erwartete Form. Auffällig ist jedoch, dass die Anzahl der Nebenmaxima zwischen den beiden Hauptmaxima nicht mit der Facettenzahl N_F übereinstimmt bzw. nicht wie theoretisch vorhergesagt $N_F - 2$ beträgt (s. Abschnitt 2.2.6). Für eine

¹⁸Tiefemperatur-Rasterelektronenmikroskop; In [Str03, Dön06, Gür09, Sch13] wird diese Technik sowie Messungen an Rampenkontakten beschrieben.

gerade Anzahl an Facetten sollte sich im Nullfeld ein Minimum befinden. Die Kurven zeigten jedoch oft ein Maximum oder kein ausgeprägtes Minimum. Als Ursache für die Abweichungen von der theoretischen Kennlinie werden Asymmetrien in den Facettenlängen und -stromdichten angegeben. Hierfür wurde angenommen, dass die Facettenlängen und die Stromdichten unterschiedlich in den 0- und π -Bereichen sind. Simulationsrechnungen mit diesen Asymmetrien zeigen auch ein Verschwinden der zentralen Minima [Str03].

$I_c(H)$ -Kennlinien von manchen 8-Facetten-Kontakten, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden, haben im Bereich des Nullfelds auch kein ausgeprägtes Minimum, in Folge dessen sind auch die $N_F - 2$ Minima zwischen den beiden Hauptmaxima nicht deutlich bzw. vollständig ausgeprägt. Diese Abweichungen können wie bereits von Reiner Straub [Str03] gezeigt, durch asymmetrische Kontakteigenschaften erklärt werden. Aus diesem Grund werden asymmetriebedingte Abweichungen der $I_c(H)$ -Kennlinie in dieser Arbeit nicht genauer untersucht.

Es gibt jedoch auch deutliche Abweichungen zwischen den $I_c(H)$ -Messungen und der für eine homogene Flussdichte erwarteten Kennlinie, die nicht auf Asymmetrien zurückzuführen sind. Eine Ursache dafür ist eine inhomogene Flussdichteverteilung im Kontakt, die aufgrund der Kontaktgeometrie und der Magnetfeldorientierung entsteht.

Im Folgenden wird dies genauer am Beispiel eines symmetrischen Multifacetten-Kontakts (amC14 JJ11) behandelt, der im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurde. Dieser Multifacetten-Kontakt hat $N = 8$ Facetten mit einer Facettenlänge von $L_F = 10 \mu\text{m}$ (s. Abb. 5.24). Für diesen Kontakt wurde als Substrat ein STO-Substrat mit einem Fehlschliff von ca. $0,2^\circ$ verwendet, wodurch die Ausbildung von Zwillingskorngrenzen nicht unterdrückt wurde. Abbildung 5.25(a) zeigt eine $I_c(H)$ -Messung, bei der das Magnetfeld senkrecht zur Substratoberfläche angelegt wurde. Darunter ist in Abb. 5.25(b) die nach Gl. (2.60) analytisch berechnete $I_c(H)$ -Kennlinie eines kurzen 8-Facetten-Kontakts gezeigt. In der Messkurve sind, wie auch in der berechneten Kennlinie, zwischen den beiden Hauptmaxima $N_F - 2$ Nebenmaxima zu sehen sowie ein ausgeprägtes Minimum im Nullfeld. Dies deutet auf eine symmetrische Facettenlänge und Stromdichte hin. Symmetrisch bedeutet hier, dass die Facettenlängen und Stromdichten gemittelt über alle 0- und π -Bereiche gleich groß sind. Die homogene Stromdichte konnte von Sebastian Scharinger anhand von TTREM-Messungen bestätigt werden [Sch12, Sch13]. Trotz der sehr homogenen Stromdichte sind

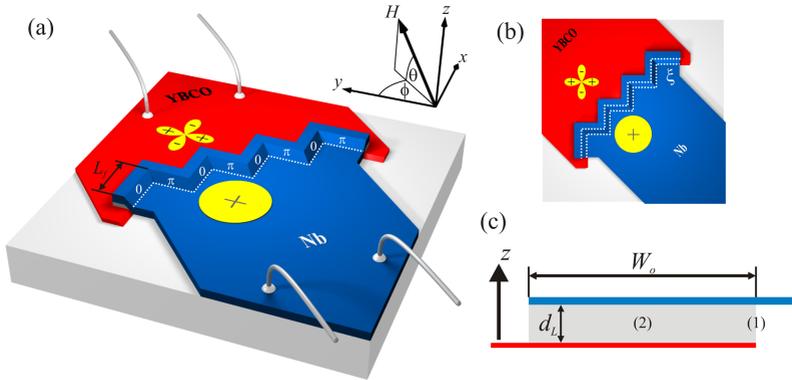


Abbildung 5.24: Schematische Darstellung eines Multifacetten-Kontakts mit $N_F = 8$ Facetten. Der Verlauf des Kontaktbereichs ist als weiß gepunktete Linie angedeutet. Die Koordinate ξ verläuft parallel zur Länge des Kontakts (parallel zur gepunkteten Linie). Seitenansicht der vereinfachten Geometrie zur Berechnung mit 3D-MLSI (c). Die Position der berechneten Flussdichte ist mit (1) bzw. (2) markiert.

zwischen der Messkurve und der berechneten Kennlinie deutliche Abweichungen erkennbar. Dies deutet auf eine inhomogene magnetische Flussdichte im Kontakt hin.

Untersuchungen an SIFS-Multifacetten-Kontakten [Sch10, Sch13] ergaben, dass die Magnetfeldorientierung einen starken Einfluss auf die Flussdichteverteilung im Kontakt hat, die wiederum große Auswirkungen auf die Form der $I_c(H)$ -Kennlinien hat. Diese Untersuchungen wurden deshalb auch auf Multifacetten-Rampenkontakte angewendet.

In Abschnitt 5.1.2 wurde für Einfacetten-Kontakte die Flussfokussierung in Abhängigkeit des Überlappbereichs untersucht. Anhand von Berechnungen mit 3D-MLSI wurde gezeigt, dass die magnetische Flussdichte im Kontakt aufgrund der Flussfokussierung nicht konstant ist. Diese Berechnungen wurden auch für einen 8-Facetten-Kontakt mit $L_F = 10 \mu\text{m}$ durchgeführt. Das Programm 3D-MLSI unterteilt die vorgegebene Geometrie in Dreiecke mit unterschiedlichen Größen. Im Zentrum einer supraleitenden Ebene wird die Geometrie in große Dreiecke aufgeteilt. Zu den Rändern oder entlang definierter Linien in der Geometrie werden die Dreiecke kleiner. Im Programm kann die Größe der Dreiecke vorgegeben werden, jedoch darf dabei eine maximale Anzahl an Dreiecken nicht überschritten werden.

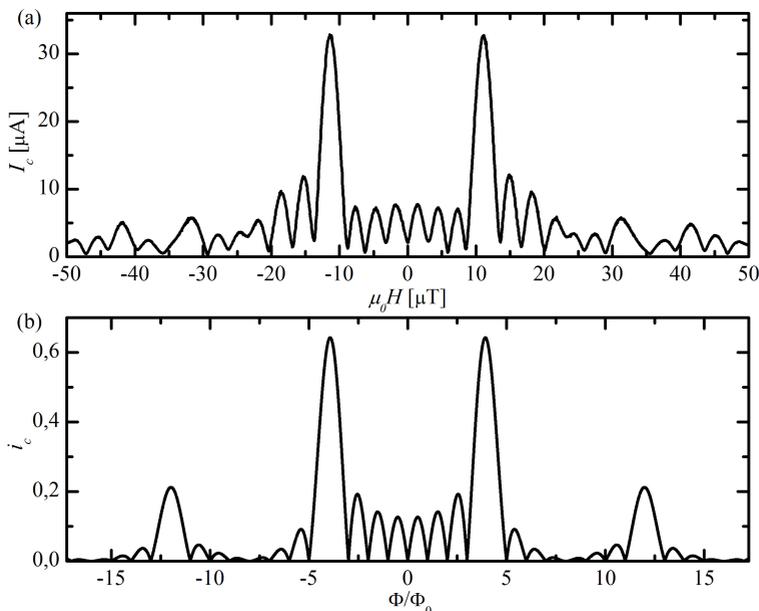


Abbildung 5.25: $I_c(H)$ -Messungen des 8-Facetten Kontakts amC14 JJ11 mit senkrecht zur Substratoberfläche angelegtem Magnetfeld (a). Anhand von Gl. (2.60) analytisch berechnete $I_c(H)$ -Kennlinie für einen kurzen Kontakt mit 8 Facetten (b). ($i_c = I_c/I_{c(0-J)}$)

Da die Strukturen des Multifacetten-Kontakts in der Substratebene größere Ausdehnungen haben als ein Einfacetten-Kontakt, konnte die Rampengeometrie des Kontakts (bzw. wie im Fall von Einfacetten-Kontakten eine durch Stufen angenäherte Rampenform) in der Simulationsrechnung nicht berücksichtigt werden. Als Geometrie in der xy -Ebene wurde eine 2D-Projektion der realen Geometrie (s. Abb. 5.24(b)) gewählt. In der dritten Dimension wurde die beiden Elektroden als zwei Ebenen mit einer Dicke¹⁹ (Ausdehnung in z -Richtung) von $d_{\text{YBCO}} = 65 \text{ nm}$ bzw. $d_{\text{Nb}} = 100 \text{ nm}$ und einem Abstand in z -Richtung zwischen diesen Ebene von $d_L = 500 \text{ nm}$ gewählt (s. Abb. 5.24(c)). Kleinere Abstände führen zu Konvergenzproblemen²⁰. Zur Berechnung wurde ein Magnetfeld der Größe $H = 1 \text{ mA}/\mu\text{m}$

¹⁹Entspricht der Filmdicke von amC14 JJ11.

²⁰Bei kleineren Abständen wird die Seitenlänge der kleinsten Dreiecke im Raster größer als d_L . Berechnet man das von den Abschirmströmen erzeugte Magnetfeld zwischen

in z -Richtung angelegt. Das Programm berechnet die dadurch entstehenden Abschirmströme in den Elektroden. Anschließend wurde daraus die x - und y -Komponente der von den Abschirmströmen erzeugten Magnetisierung M_{xy} (Flussdichte) berechnet. In Abb. 5.26(a) ist eine Draufsicht der Geometrie gezeigt. Darin ist die YBCO- bzw. Nb-Elektrode rot bzw. blau dargestellt. Zusätzlich ist die entlang der Koordinate ξ berechnete lokale Magnetisierung $M_{xy}(\xi)$ als Vektoren eingezeichnet. Bei dieser Berechnung verläuft die Koordinate ξ in der xy -Ebene entlang der Kontaktlänge am Rand der YBCO-Elektrode. Die xy -Ebene liegt hier in der Mitte zwischen den beiden Elektroden, die z -Position ist in Abb. 5.24(c) mit (1) markiert. Abbildung 5.26(b) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt. Darin erkennt man, dass an nach außen zeigenden Ecken der YBCO-Elektrode die Flussdichte geringer ausfällt als an nach innen zeigenden Ecken. In Abb. 5.26(c) ist die zu ξ senkrechte Magnetisierung M_{\perp} ($\hat{=}$ der magnetischen Flussdichte B_{\perp}/μ_0) aufgetragen. Hier fällt die sinusartige Form mit einer halben Periode pro $0-\pi$ -Segment auf. Berechnet man das Feldprofil zwischen den Kanten der YBCO- und Nb-Elektrode, d. h. in der Mitte des Überlappbereichs (in Abb. 5.24(c) mit (2) markiert) entlang der Koordinate ξ , so erhält man eine halbe Periode pro Facette, da in diesem Bereich der Einfluss durch den Rand der Nb- und YBCO-Elektrode ungefähr gleich groß ist. Die Kontaktfläche befindet sich in Rampenkontakten direkt am Rand der YBCO-Elektrode. Deshalb wird das in Abb. 5.26(c) gezeigte Profil eher der Flussdichte im Kontakt entsprechen.

Bei geringerem Abstand d_L der Elektroden verstärkt sich die Fokussierung in der xy -Ebene und die z -Komponente des Feldes verschwindet vollständig. Die Form von M_{xy} ändert sich kaum. Da der untersuchte Kontakt (amC14 JJ11) einen relativ flachen Rampenwinkel von ca. 8° hat wird die Form der Flussdichte-Verteilung trotz der vereinfachten Geometrie (zwei Ebenen) qualitativ gut wiedergeben.

Um die Flussdichteverteilung (Flussfokussierung) im Kontakt genauer zu untersuchen wurden von Sebastian Scharinger [Sch12, Sch13] an dem Kontakt amC14 JJ11 $I_c(H)$ -Messungen mit unterschiedlicher Orientierung ϕ und θ (s. Abb. 5.24) des externen Magnetfeldes durchgeführt. Diese Messungen zeigen für Magnetfeldorientierungen mit $\phi = 45^\circ$ und abhängig vom Winkel θ – bedingt durch die winkelabhängige Flussfokussierung – starke Unterschiede in der Form der $I_c(H)$ -Kennlinie. Zur Berechnung der Kennlinien wurde basierend auf den Ergebnissen der 3D-MLSI-Simulation,

den Elektroden bei $d_L/2$, so wird das Raster aufgrund des kleinen Abstands (kleiner als die Rastergröße) sichtbar.

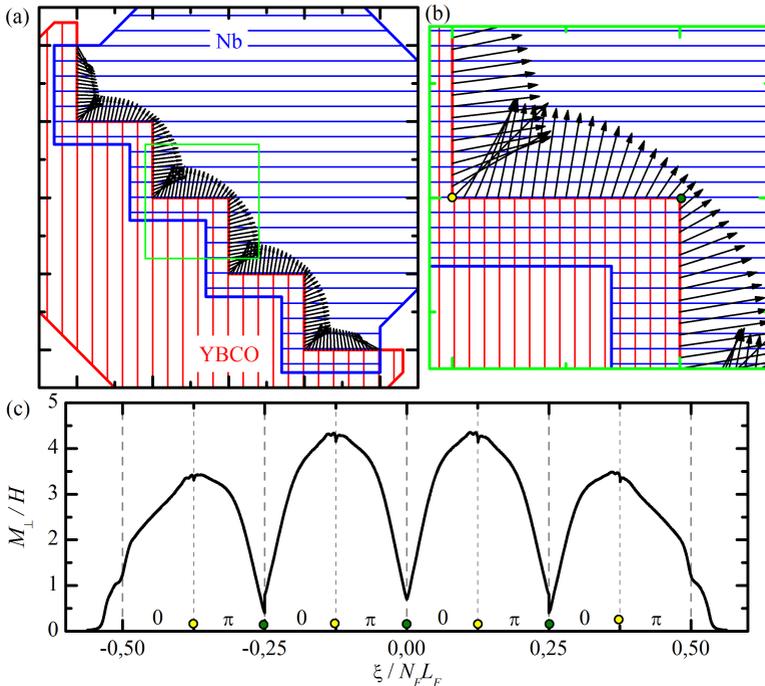


Abbildung 5.26: Draufsicht der Geometrie, die zur Berechnung der magnetischen Flussdichteverteilung verwendet wurde (a). Die Flussdichte (nur Komponenten der xy -Ebene), die mit 3D-MLSI am Rand der YBCO-Elektrode entlang der Kontaktlänge berechnet wurde, ist durch Vektorpfeile dargestellt. Im vergrößerten Ausschnitt (b) ist deutlicher zu erkennen, dass die Flussdichte an den äußeren Ecken der YBCO-Elektrode geringer ausfällt als an inneren Ecken. xy -Komponente der Flussdichte entlang der Kontaktlänge (Koordinate ξ) (c). Nach innen zeigende Ecken der YBCO-Elektrode sind mit einem gelben Punkt markiert, nach außen zeigende Ecken mit einem grünen Punkt.

in Zusammenarbeit mit Reinhold Kleiner und Sebastian Scharinger, eine Parametrisierung des Feldprofils entwickelt.

Das Feldprofil $B_{\perp}(\xi)$ für ein senkrecht zur Substratebene angelegtes Feld wurde in zwei Funktionen $F_{\perp}(\xi)$ und $E_{\perp}(\xi)$ unterteilt. Für die Koordinate ξ gilt: $-0,5 \leq \xi/N_F L_F \leq 0,5$. Davon beschreibt $F_{\perp}(\xi)$ die Form pro $0-\pi$ -Segment und $E_{\perp}(\xi)$ das Profil über den gesamten Kontakt. Als Funktion für die $0-\pi$ -Segmente wurde

$$F_{\perp}(\xi) = a_{\perp,f} + P_{\perp,f}(\xi) \quad \text{mit} \quad P_{\perp,f}(\xi) = \left| \sin \left(\frac{\pi \xi}{2L_f} \right) \right|^{\alpha_{\perp,f}} \quad (5.10)$$

und den freien Parametern $a_{\perp,f}$ und $\alpha_{\perp,f}$ gewählt. Die Einhüllende des ganzen Kontakts wird durch die Funktion

$$E_{\perp}(\xi) = a_{\perp,e} + P_{\perp,e}(\xi) \quad \text{mit} \quad P_{\perp,e}(\xi) = \left[1 - \left(\frac{2\xi}{NL_f} \right)^2 \right]^{\alpha_{\perp,e}} \quad (5.11)$$

beschrieben. Auch für diese Funktion wurden zwei Parameter $a_{\perp,e}$ und $\alpha_{\perp,e}$ zur Anpassungen der Funktion gewählt. Das gesamte Feldprofil ergibt sich durch das Produkt der beiden Funktionen zu

$$B_{\perp}(\xi) = \mu_0 H f_{\perp} N_{\perp} E_{\perp}(\xi) F_{\perp}(\xi), \quad (5.12)$$

hierbei wird über den Faktor N_{\perp} der Durchschnittswert von $B_{\perp}/\mu_0 H f_{\perp}$ auf 1 normiert. Die Stärke der Flussfokussierung kann über den Faktor f_{\perp} eingestellt werden.

Die Niob-Elektrode verläuft vor und nach der Rampe in unterschiedlichen Ebenen, die über den Film auf der Rampe verbunden sind. Wird ein Feld parallel zur Substratebene ($\theta = 0$) angelegt, so werden die Feldlinien im Bereich der Rampe verbogen. Dadurch erhält das Feld in diesem Bereich eine Komponente, die senkrecht zur Substratebene verläuft. Dreht man die Feldorientierung um einen kleinen Winkel θ_h , sodass man eine senkrechte Komponente erhält, die gerade dieser senkrechten Komponente, die durch den parallelen Feldanteil entsteht, entgegengesetzt gerichtet ist, erhält man ein homogene Flussdichte mit $B(\theta_h) = B_{\parallel} = \mu_0 H$. Mit diesem Winkel kann man einen neuen Winkel $\theta^* = \theta - \theta_h$ definieren, sodass man das Feld abhängig vom Winkel θ^* in einen homogenen (parallelen) Anteil und einen inhomogenen (senkrechten) Anteil trennen kann. Für $\phi = 45^\circ$ kann die von θ^* und ξ abhängige Flussdichteverteilung als

$$B_{\theta^*,\phi=45^\circ}(\xi) = B_{\perp}(\xi) \sin \theta^* + \frac{1}{\sqrt{2}} B_{\parallel} \cos \theta^* \quad (5.13)$$

geschrieben werden. Da die parallele Feldkomponente B_{\parallel} unter einem Winkel von 45° zu den Facetten steht und man nur die senkrecht zur Facettenlänge stehende Feldkomponente berücksichtigen möchte, enthält der Summand der parallelen Komponente den Vorfaktor $1/\sqrt{2}$.

Für Magnetfeldorientierungen mit $\phi \neq 45^\circ$ ist die Feldkomponente senkrecht zur Facettenlänge unterschiedlich für Facetten, die entlang der x - bzw. y -Achse verlaufen (s. Abb. 5.24(a)). Um dies zu berücksichtigen kann man die Feldverteilung für Facetten mit der Facettenlänge entlang der x -Achse als

$$B_{\theta^*,x}(\xi) = B_{\perp}(\xi) \sin \theta^* + B_{\parallel} \cos \theta^* \cos \phi \quad (5.14)$$

und entlang der y -Achse als

$$B_{\theta^*,y}(\xi) = B_{\perp}(\xi) \sin \theta^* + B_{\parallel} \cos \theta^* \sin \phi \quad (5.15)$$

schreiben.

Mit diesem Feldprofil kann man die Phase γ über

$$\frac{d\gamma(\xi, \zeta)}{d\xi} = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_{\theta^*,x/y}(\xi) \Lambda(\zeta) \quad (5.16)$$

berechnen, mit der entsprechenden Feldkomponente $B_{\theta^*,x/y}$ für Facetten entlang der x - bzw. y -Achse. Da in Rampenkontakten die Filmdicke der YBCO-Elektrode an der Rampe von $d_u = 0$ auf $d_o = d_{E1} = 65$ nm ansteigt, ändert sich auch Λ entlang der Koordinate ζ ($-0,5 \leq \zeta/W_J \leq 0,5$). Die Koordinate ζ liegt auch in der xy -Ebene und ist senkrecht zu ξ , d. h. senkrecht zur Kontaktlänge. Für $\Lambda(\zeta)$ wurde der lineare Ansatz

$$\Lambda(\zeta) = \Lambda_{\square} + \Lambda_{\Delta} \frac{\zeta}{W_J} \quad (5.17)$$

gewählt, der aus einem konstanten Anteil Λ_{\square} und einem von der Filmdicke abhängigen Anteil $\Lambda_{\Delta} \frac{\zeta}{W_J}$ besteht.

Den maximalen kritischen Strom kann man durch Maximierung der Gleichung

$$I_c(H) = \max_{\gamma_0} \left\{ \iint j_c(\xi) \sin [\gamma(\xi, \zeta) - \gamma_0] d\zeta d\xi \right\} \quad (5.18)$$

berechnen. Die Stromdichte $j_c(\xi)$ wurde als homogen angenommen mit einem positiven Vorzeichen in den 0-Facetten und einem negativen Vorzeichen in den π -Facetten. Insgesamt erhält man eine $I_c(H)$ -Abhängigkeit,

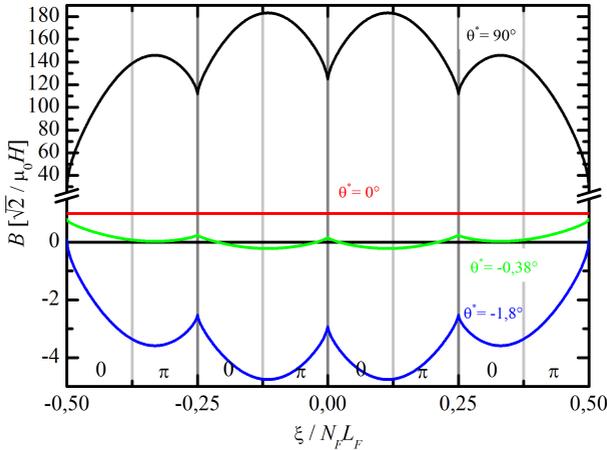


Abbildung 5.27: Flussdichteprofil für $\phi = 45^\circ$ und unterschiedliche θ^* für ein externes Magnetfeld der Größe $H = 1 \text{ mA}/\mu\text{m}$.

die wiederum von acht Parametern ($a_{\perp,f}$, $\alpha_{\perp,f}$, $a_{\perp,e}$, $\alpha_{\perp,e}$, f_{\perp} , θ_h , Λ_{\square} und Λ_{Δ}) abhängt. Diese Parameter können durch Simulation der Messkurven für unterschiedliche Winkel θ^* und ϕ relativ gut unabhängig voneinander bestimmt werden. Eine ausführliche Diskussion ist in [Sch12] zu finden. Die beste Übereinstimmung der $I_c(H)$ -Messungen von Kontakt²¹ amC14-JJ11 mit den berechneten Kennlinien wurde für die Parameter $a_{\perp,f} = 2,0$; $\alpha_{\perp,f} = 0,7$; $a_{\perp,e} = 0,3$; $\alpha_{\perp,e} = 0,5$; $f_{\perp} = 100$; $\theta_h = 1,8^\circ$; $\Lambda_{\square} \approx 85 \text{ nm}$ und $\Lambda_{\Delta} \approx 1,7 \text{ nm}$ erzielt. Hier ist anzumerken, dass man für ein Flussdichteprofil, das eine halbe sinusförmige Periode pro Facette anstatt pro $0-\pi$ -Segment hat, Parameter finden kann, die eine ähnlich gute Übereinstimmung ergeben.

Im folgenden Text werden nur noch Winkelabhängigkeiten für $\phi = 45^\circ$ behandelt. Ergebnisse für $\phi \neq 45^\circ$ werden ausführlich in [Sch12, Sch13] behandelt.

In Abbildung 5.27 ist das mit den angegebenen Parametern berechnete Flussdichteprofil für unterschiedliche θ^* gezeigt. Für $\theta^* = 90^\circ$ (schwarze Kurve in 5.27) ist eine sehr starke Felderhöhung ($f_{\perp} = 100$) erkennbar. Eine ho-

²¹Kontaktparameter: $d_{E1} = 65 \text{ nm}$, $d_{E2} = 100 \text{ nm}$, $d_B = 9 \text{ nm}$, $d_I = 60 \text{ nm}$, $\alpha_R = 8^\circ$, $L_F = 10 \mu\text{m}$, $N_F = 8$, $W_J = 467 \text{ nm}$, $W_o = 3 \mu\text{m}$.

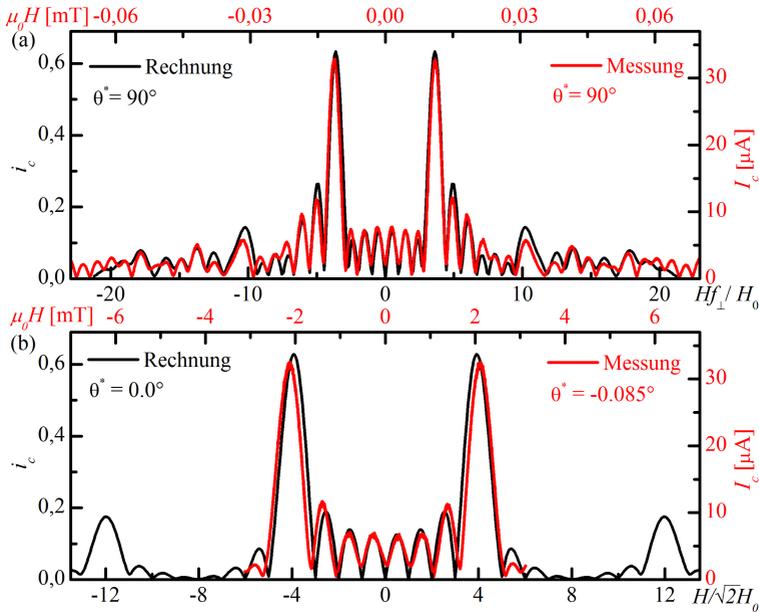


Abbildung 5.28: $I_c(H)$ -Messungen (rot) und Rechnungen (schwarz) für $\theta^* \approx 90^\circ$ (a) bzw. $\theta^* \approx 0^\circ$ (b) ($H_0 = f_\perp N_\perp L_J \Lambda \square / \Phi_0$ und $i_c = I_c / I_{c0} (0\text{-}J)$).

mogene Feldverteilung erreicht man für eine Feldorientierung mit $\theta^* = 0^\circ$ (d. h. $\theta = 1,8^\circ$). In diesem Fall ist die Flussdichte senkrecht zur Kontaktlänge sogar um den Normierungsfaktor $1/\sqrt{2}$ reduziert. Verändert man den Winkel leicht zu $\theta^* = -0,38^\circ$ (d. h. $\theta = 1,42^\circ$), so erhält man im Kontakt Bereiche mit entgegengesetzter Flussdichte. Bei dieser Feldorientierung zeigt die $I_c(H)$ -Kennlinie über einen großen Feldbereich praktisch keine Modulation. Dieser Winkel wird deshalb als „toter“ Winkel θ_d^* bezeichnet. Die blaue Kurve in Abb. 5.27 entspricht einem Magnetfeld, das parallel zum Substrat angelegt wurde, d. h. $\theta^* = -1,8^\circ$ bzw. $\theta = 0^\circ$. Auch in diesem Fall kommt es zu einer relativ starken Feldfokussierung und einer inhomogenen Flussdichte. Ein Vergleich der gemessenen und berechneten $I_c(H)$ -Kennlinien ist in Abb. 5.28 und $\theta^* \approx 90^\circ$ (a) bzw. $\theta^* \approx 0^\circ$ (b) gezeigt. Für beide Feldorientierungen ist die sehr gute Übereinstimmung der gemessenen mit der berechneten Kurve zu sehen. Eine Messung für exakt $\theta^* = 0^\circ$ wurde nicht durchgeführt, da der Winkel θ_h erst durch die

Rechnungen bestimmt wurde. Kleine Abweichungen θ^* bei $\theta^* \approx 90^\circ$ zeigen nur einen relativ geringen Einfluss auf die Form der $I_c(H)$ -Kennlinie. Die Messungen sind in diesem Fall weniger empfindlich auf eine kleine Fehlorientierung. Zur Berechnung der Kennlinie muss jedoch das Flussdichteprofil bekannt sein, da es stark von der theoretischen Kurve mit einer homogenen Flussdichte abweicht. Im Fall von $\theta^* \approx 0^\circ$ ist die Flussdichte im Kontakt zwar homogen und entspricht der erwarteten Theorie für eine homogene Flussdichte, dafür führt eine kleine Abweichung von $\Delta\theta^* \approx -0,4^\circ$ zu einer fast vollständigen Unterdrückung des I_c über einen großen Feldbereich und zu einer Aufhebung der Periodizität. Diese Feldorientierung stellt somit hohe Ansprüche an eine exakte Positionierung.

Die gute Übereinstimmung der Kurven bestätigt die Vermutung, dass dieser Kontakt eine sehr homogene Stromdichte besitzt.

Die besten Übereinstimmungen zwischen Messung und Rechnung wurden für $\Lambda_\square \approx 85 \text{ nm}$ und $\Lambda_\Delta \approx 1,7 \text{ nm}$ erzielt. Betrachtet man die Kontaktparameter und die Definition von Gl. (5.17), würde man $\Lambda_\square \approx 69 \text{ nm}$ und $\Lambda_\Delta \approx 34 \text{ nm}$ erwarten, da man aus den Kontaktparametern für Λ an der Spitze der Rampe $\Lambda_u \approx 53 \text{ nm}$ und an dem dicken Ende der Rampe $\Lambda_o \approx 85 \text{ nm}$ erhält. Die Werte $\Lambda_\square \approx 85 \text{ nm}$ und $\Lambda_\Delta \approx 1,7 \text{ nm}$ deuten darauf hin, dass der Strom hauptsächlich in dem dicken Bereich der Rampe fließt.

Bei Rampenkontakten stellt sich die Frage: Welche Fläche A muss zur Berechnung der Stromdichte $j_c = I_c/A$ verwendet werden? Zur Auswahl steht die Rampenfläche $A_R = L_J W_J$ oder die Fläche $A_S = L_J d_{E1}$, die senkrecht zur ab -Ebene steht. Nimmt man in der YBCO-Elektrode an, dass der Strom hauptsächlich in der ab -Ebene fließt, so könnte man vermuten, dass man deshalb die „senkrechte“ Fläche A_S zur Berechnung der Stromdichte verwenden muss. Im Fall von Kontakt amC14JJ11 ist $A_R \approx 7A_S$, somit erhält man eine um den Faktor 7 unterschiedliche Stromdichte.

Dieser Kontakt hat einen maximalen kritischen Strom von $I_c \approx 33 \mu\text{A}$. Für die homogene kritische Stromdichte ergibt sich $j_{c0,R} = I_{c(0-J)}/A_R \approx 140 \text{ A/cm}^2$, mit $I_{c(0-J)} = 0,63 I_c$ und der Rampenfläche als Kontaktfläche $A_R = 37 \mu\text{m}^2$. Der Faktor 0,63 wurde aus der berechneten $I_c(H)$ -Abhängigkeit bestimmt. Mit dieser Stromdichte und $d_{\text{eff}} \approx 470 \text{ nm}$ (berechnet nach Gl. (2.23)) erhält man für $\lambda_J \approx 20 \mu\text{m}$ und somit $l \approx 4$. Berücksichtigt man zusätzlich die Idle-Region anhand von Gl. (5.1), ergibt sich für $\lambda_{J \text{Idle}} \approx 50 \mu\text{m}$ und $l_{\text{Idle}} \approx 1,6$.

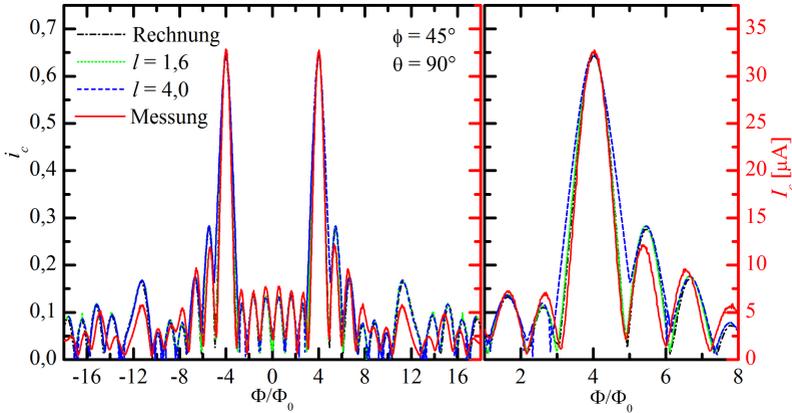


Abbildung 5.29: $I_c(H)$ -Messungen (rot), analytisch berechnete Kennlinie und Simulationen für $l = 1,6$ (grün) und $l = 4,0$ (blau). Im linken Graph ist der Ausschnitt für $1 < \Phi/\Phi_0 < 8$ vergrößert dargestellt ($i_c = I_c/I_{c0(0-J)}$).

Berechnet man hingegen λ_J mit der homogenen kritischen Stromdichte für die „senkrechte“ Fläche $j_{c0,S} = I_{c(0-J)}/A_S \approx 1000 \text{ A/cm}^2$ und $d_{\text{eff},S} = d_{B,S} + \lambda_{L,E1} + \lambda_{L,E2} \approx 300 \text{ nm}$ erhält man $\lambda_{J,S} \approx 10 \mu\text{m}$ und $l_S \approx 8$. Hier ist die Barrierendicke $d_{B,S}$ die Dicke der Goldschicht in der ab -Ebene.

Um die Kontaktlänge und dadurch bedingte Eigenfeldeffekte in der Berechnung zu berücksichtigen, wurden mit StkJJ die $I_c(H)$ -Kennlinien für unterschiedliche Kontaktlängen simuliert. Zur Simulation wurde das Feldprofil für $\theta^* = 90^\circ$ verwendet. In Abb. 5.29 sind neben den bereits gezeigten $I_c(B)$ -Messung für $\theta^* = 90^\circ$ und der analytisch berechneten Kennlinie auch Simulationen für unterschiedliche Längen l gezeigt. Die Messung stimmt sehr gut mit der analytisch berechneten Kurve und der Simulationen für $l = 1,6$ überein. Zwischen der Messung und der Simulation für $l = 4$ gibt es im Bereich der Minima stärkere Abweichungen. Dies ist am deutlichsten an dem äußeren Minimum direkt neben dem Hauptmaximum erkennbar (s. rote und blaue Kurve im linken Graph der Abb. 5.29). Diese Abweichungen deuten darauf hin, dass die normierte Kontaktlänge $l < 4$ ist und somit die Rampenfläche als Kontaktfläche zur Berechnung von j_c verwendet werden sollte.

5.4 Diskussion der Messergebnisse

Die hergestellten Kontakte haben, wie z. B. die $I_c(H)$ -Messungen zeigen, hochwertige elektrische Eigenschaften. Abweichungen von der erwarteten $I_c(H)$ -Kennlinie mit einer homogenen Flussdichte im Kontakt können zu einem großen Teil durch die geometrisch bedingte inhomogene magnetische Flussdichte erklärt werden. Dabei zeigte sich, dass besonders der Überlappbereich einen großen Einfluss auf die Flussdichteverteilung im Kontakt hat. Hingegen ist von diesem Bereich der Einfluss auf die elektrischen Eigenschaften wie z. B. die Kapazität relativ gering. Diese elektrischen Kontakteigenschaften werden hauptsächlich durch die Barriere bestimmt.

Die elektrischen Eigenschaften der Kontakte einer Probe sind relativ vergleichbar. Hiermit ist zum einen gemeint, dass die Ausbeute pro Probe etwa 90 bis 100% beträgt und zum anderen, dass die Werte der elektrischen Eigenschaften vergleichbarer Kontakte nur um 15 bis 50% variierten. Dabei betragen die Unterschiede in der kritischen Stromdichte meist nur 20 bis 30% (z. B. Probe amC04 mit $j_c \approx 1540 \pm 530 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ und Probe amC13 $j_c \approx 100 \pm 15 \mu\text{A}/\text{cm}^2$). Größere Schwankungen zeigen sich im Stewart-McCumber-Parameter β_c und in der Kapazität C_J der Kontakte (s. Abb. 5.11), da sich hierauf Schwankungen in den Eigenschaften der Barrieren besonders stark auswirken.

Die Eigenschaften der Kontakte verändern sich auch, wobei aber allein durch eine längere Lagerung von mehreren Monaten in trockener Atmosphäre keine Veränderungen festgestellt werden konnte. Die Ursache für die Degradation liegt vermutlich an elektrostatischen Entladungen oder in der Ausbildung von „Rissen“ im Kontakt aufgrund von thermischen Spannungen beim mehrfachen Abkühlen. Bei den Messungen der Kontakte ist aufgefallen, dass besonders Kontakte, die durch Bonddrähte mit den Zuleitungen verbunden waren und mehrfach abgekühlt wurden, eine Degradation zeigten. Durch eine langsame Temperaturänderung ($< 5 \text{ K}/\text{min}$) und ein Kurzschließen der Zuleitungen konnte die Degradation verringert bzw. unterdrückt werden. Diese Degradation kann auch zu größeren Schwankungen in den Kontakteigenschaften führen, da es nicht möglich war, die Eigenschaften aller Kontakte beim ersten Abkühlvorgang zu bestimmen.

Unterschiede in den elektrischen Eigenschaften der Kontakte zwischen unterschiedlichen Proben fallen deutlich größer aus, auch wenn die Herstel-

lungsparameter sehr ähnlich waren. Kleine Unterschiede in der Herstellung der Barrierenschicht, speziell in der Zwischenschicht (Dicke und Qualität), haben eine große Auswirkung auf I_c und R . Dies sieht man, wenn man z. B. die Werte von 0-Kontakten der Probe amC04 ($j_c \approx 1540 \pm 530 \mu\text{A}/\text{cm}^2$; $I_c R \approx 675 \pm 75 \mu\text{V}$) mit den Werten von 0-Kontakten der Probe amC13 ($j_c \approx 100 \pm 15 \mu\text{A}/\text{cm}^2$; $I_c R \approx 448 \pm 176 \mu\text{V}$) vergleicht. Die Proben haben auch in anderen Eigenschaften deutlich unterschiedliche Werte, z. B. $\beta_c \approx 7 \pm 2$ für amC04 und $\beta_c \approx 22 \pm 12$ für amC13.

Dadurch, dass sehr kleine Veränderungen in den Herstellungsbedingungen großen Auswirkungen auf die elektrischen Eigenschaften haben, ist es schwierig, Kontakte mit gezielten Eigenschaften herzustellen. Das Problem ist hierbei, dass die Stärke der Auswirkungen nicht exakt bekannt sind und zusätzlich die veränderten Herstellungsbedingungen erst bei bzw. nach der Herstellung feststellbar sind. Dies bezieht sich besonders auf die sehr dünne Zwischenschicht, da die Qualität und auch die Filmdicke extrem von den Herstellungsbedingungen abhängen.

In Abschnitt 5.2 wurde sehr ausführlich auf 0- π -Kontakte und mögliche Ursachen für die asymmetrischen Kontakt eingegangen. Dabei wurde erwähnt, dass zur exakten Bestimmung der Asymmetrie bzw. zur vollständigen Simulation der Kennlinie auch die lokale Stromdichte und die magnetische Flussdichteverteilung im Kontakt bekannt sein sollten. Außerdem wurde erwähnt, dass eine Ursache für die Asymmetrie die Ordnungsparameter-Symmetrie von YBCO sein könnte. Die genaue Bestimmung der Ordnungsparameter-Symmetrie von YBCO ist selbst bei einer relativ genauen Kenntnis der lokalen Strom- und Flussdichte schwierig, da ein Flussquant, das in der Nähe des Kontakts verankert ist, auch zu einer Asymmetrie mit $\epsilon \neq 0$ führen könnte. Manche Kontakte hatten bevorzugte Pinning-Zentren für Flussquanten in der Nähe des Kontakts, die die $I_c(H)$ -Kennlinie offensichtlich beeinflussten. Bei diesen Kontakten konnte die Form der „undefinierten“ $I_c(H)$ -Messungen mit verankertem Flussquant trotz mehrfachem Aufwärmen über das T_c von YBCO reproduziert werden. Erst durch mehrmaliges Aufwärmen und Abkühlen konnte die flussfreie $I_c(H)$ -Kennlinie gemessen werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Kontakte haben eine geringere kritische Stromdichte als die Kontakt von Smilde *et al.* [Smi01a, Smi01b, Smi02b, Smi01c]. Die maximal erreichte kritische Stromdichte ist um den

Faktor 2 bis 3 geringer. Dabei könnte die Ursache in den unterschiedlichen Rampenherstellungsprozessen liegen (mit und ohne Rotation beim Ätzen der Rampe). Ohne Rotation fällt die tiefreichende Schädigung der Rampenfläche durch den flacheren Einfallswinkel der Ionen geringer aus, was vermutlich zu einer höheren Stromdichte führt. $I_c(H)$ -Messungen an Kontakten, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurden, deuten darauf hin, dass die kritische Stromdichte in Kontakten mit einer geringeren Stromdichte aufgrund einer geringeren Zwischenschichtdicke sowie einer dickeren Goldbarriere homogener ist als in Kontakten mit einer hohen kritischen Stromdichte. Dies zeigte sich z. B. an den Messungen und den sehr gut übereinstimmenden Simulationsrechnungen mit homogener kritischer Stromdichte des Multifacetten-Kontakts amC14JJ11 (s. Abschnitt 5.3). Bei diesem Kontakt beträgt die kritische Stromdichte nur 140 A/cm^2 . Dieser Wert ist um einen Faktor 15 kleiner als der größte Wert der kritischen Stromdichte, der in dieser Arbeit in einem 0-Kontakt erreicht wurde.

Kapitel 6

Schlussdiskussion

Der vorgestellte Herstellungsprozess ermöglicht die Fabrikation von qualitativ hochwertigen Hybrid-Josephson-Rampenkontakten mit den Systemen zur Dünnschicht-Deposition und Mikro-Strukturierung des Physikalischen Instituts der Universität Tübingen. Die einzelnen Herstellungsschritte wurden anhand von unterschiedlichen Dünnschicht-Analysetechniken und in Kombination mit elektrischen Transportmessungen an den hergestellten Josephsonkontakten optimiert.

Wie sich zeigte, haben bereits sehr kleine Änderungen oder Schwankungen in einzelnen Herstellungsschritten große Auswirkungen auf die Eigenschaften der Josephsonkontakte. Die Herstellung der Kontaktfläche und Barrierenschicht stellt eine besondere Herausforderung dar, da eine raue Rampenfläche, YBCO-Zwischenschicht oder Gold-Barriere zu einer inhomogenen kritischen Stromdichte führt und somit die Qualität und Reproduzierbarkeit der Kontakte reduziert.

Besonders an die YBCO-Zwischenschicht werden große Ansprüche gestellt, da die Wachstumsbedingungen und Filmstärke so gewählt werden sollten, dass diese Schicht nur auf der Kontaktfläche supraleitend wird mit möglichst maximalen supraleitenden Eigenschaften und minimaler Rauigkeit. Dies stellt eine Gratwanderung dar, da z. B. eine zu geringe Filmstärke die Transparenz der Barriere reduziert, hingegen aber eine minimal zu dicke Schicht zu einem Kurzschluss der Elektroden führt.

Mit dem im Rahmen dieser Arbeit etablierten Prozess wurden unterschiedliche Typen von Josephsonkontakten – 0-, 0- π - und Multifacetten-Kontakte – hergestellt. Dabei konnten sogar Kontakte mit einer geringen Dämpfung

bzw. großem Stewart-McCumber-Parameter ($\beta_c > 30$ bei $T = 4,2\text{ K}$) hergestellt werden. Messungen bei variablen Temperaturen zeigen, dass bei tieferen Temperaturen eine noch geringere Dämpfung zu erwarten ist, wodurch erstmals die Dynamik von Semifluxonen in $0-\pi$ -Rampenkontakten untersucht werden könnte.

Die hergestellten $0-\pi$ -Kontakte zeigten eine leichte Asymmetrie in den Facettenlängen oder den kritischen Strömen der Facetten. Anhand von Simulationsrechnungen konnten diese Asymmetrien abgeschätzt werden. Durch eine nachträgliche Korrektur mittels FIB kann die Facettenlänge angepasst werden, wodurch zum einen symmetrische $0-\pi$ -Kontakte hergestellt werden können, aber auch eine gezielte Asymmetrie erzeugt werden kann, um dadurch einen φ -Kontakt zu erhalten. Diese Korrekturen können definierter durchgeführt werden, wenn die lokale kritische Stromdichte bei der Präparation bereits bekannt wäre. Durch TTREM-Messungen könnten die Kontakte bereits vorher charakterisiert werden. Für TTREM-Abbildungen des kritischen Stroms sind Kontakte mit einer hohen Dämpfung besser geeignet, zur Herstellung von φ -Kontakten oder für Untersuchungen der Dynamik von Semifluxonen benötigt man hingegen Kontakte mit möglichst niedriger Dämpfung.

Würde anstatt der optischen Lithographie z. B. Elektronenstrahl-Lithographie verwendet werden, so könnte man die geometrischen Facettenlängen definierter einstellen. Außerdem ist die Ecke in den $0-\pi$ -Kontakten bzw. sind die Ecken in den Multifacetten-Kontakten nicht sehr spitz. Mit Hilfe der Elektronenstrahl-Lithographie sollten spitzere Ecken möglich sein, wodurch ein schärferer Übergang vom 0 - zum π -Bereich erzeugt werden würde. Dies sollte auch zu einer Veränderung der Kontakte in Richtung eines idealen Kontakts führen. Auch der Überlappbereich sowie die seitliche Verbreiterung der YBCO-Elektrode im Bereich des Kontakts könnte mit Hilfe der Elektronenstrahl-Lithographie deutlich reduziert bzw. bei der Herstellung genauer definiert werden. Dadurch könnte dann die Flussfokussierung im Kontakt definiert eingestellt werden.

Für eine Herstellung der Kontakte mit reproduzierbaren und einstellbaren Kontakteigenschaften muss jeder einzelne Herstellungsschritt möglichst konstant einstellbar sein, was wiederum eine hohe Langzeitstabilität der Prozesse bzw. Systeme erfordert, die nur durch eine kontinuierliche Durchführung der Prozesse gewährleistet werden kann.

Anhang A

Abkürzungen

AFM	<i>Atomic Force Microscope</i>
BCS	Bardeen-Cooper-Schrieffer
CVD	<i>Chemical Vapour Deposition</i>
ESV	Elektronenstrahlverdampfen
HF	Hochfrequenz
HTSL	Hochtemperatursupraleiter
MBE	<i>Molecular Beam Epitaxy</i>
Nb	Niob
PLD	<i>Pulsed Laser Deposition</i>
PVD	<i>Physical Vapour Deposition</i>
RCSJ	<i>Resistively and Capacitively Shunted Junction</i>
REM	Raster-Elektronen-Mikroskop
RIE	<i>Reactive Ion Etching</i>
RSJ	<i>Resistively Shunted Junction</i>
RHEED	<i>Reflection High Energy Electron Diffraction</i>
SFS	Supraleiter-Ferromagnet-Supraleiter
SIFS	Supraleiter-Isolator-Ferromagnet-Supraleiter
SIS	Supraleiter-Isolator-Supraleiter
SN	Supraleiter-Normalleiter
SNS	Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter
SQUID	<i>Superconducting Quantum Interference Device</i>
STO	SrTiO ₃
TTSL	Tieftemperatursupraleiter
UHV	Ultrahochvakuum
XRD	X-Ray Diffraction
YBCO	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}

Anhang B

Umbau PLD-Kammer

Die Vakuumsysteme der Schleusenammer-2 und der PLD-Kammer wurden nachträglich um zusätzliche Eckventile und Schieberventile erweitert.

Schleusenammer-2

Die Schleusenammer-2 wurde durch einen Bypass und zwei Eckventile (Y77 und Y78) erweitert. Über die Ventile Y77 und Y78 kann die Kammer mit der Vorpumpe direkt oder über Turbopumpe verbunden werden.

PLD-Kammer

Die PLD-Kammer wurde um vier Eckventile (Y73, Y74, Y75 und Y76) und ein Schieberventil (Y72) erweitert. Zum Reduzieren der Pumpleistung kann das Schieberventil (Y72) geschlossen werden und über den Bypass gepumpt werden (Y73 und Y75). Die Kammer kann durch Schließen der Ventile Y72 und Y73 von der Turbopumpe getrennt werden. Dadurch befindet sich die Turbopumpe beim Tempern nicht mehr in Sauerstoff-Atmosphäre.

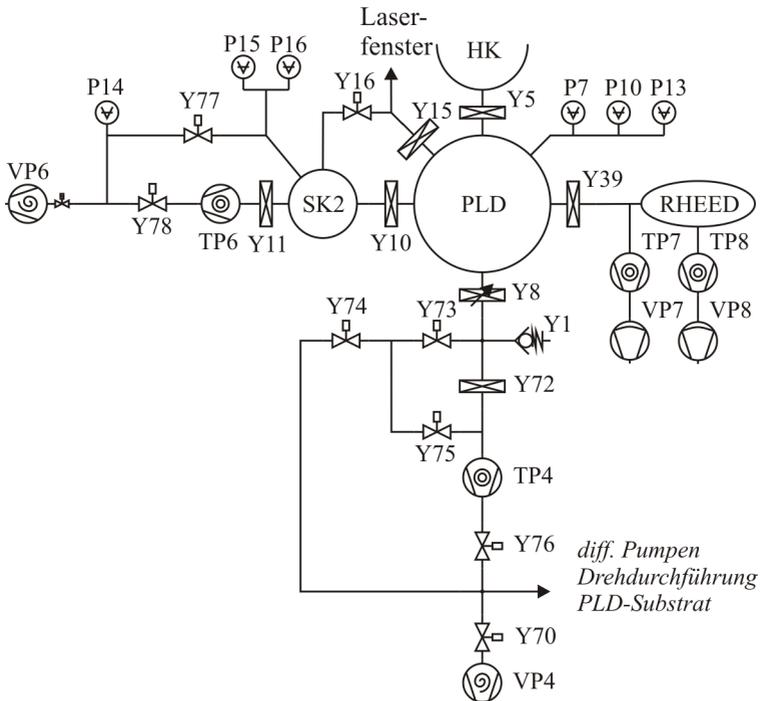


Abbildung B.1: Schematische Darstellung des Vakuumsystems der PLD-Kammer mit RHEED-Kanone und Schleusenkammer-2.

Anhang C

Berechnung der Flussfokussierung in Rampenkontakten

Beispiel mlscs - Code für 3D-MLSI zur Berechnung der Flussfokussierung in Rampenkontakten mit einer Kontaktlänge $L_J = 10 \mu\text{m}$ und einer Überlappbreite von $W_o = 10 \mu\text{m}$. Die Rampe ist durch einen stufenförmigen Anstiege angenähert.

```
nc=2  
ah=1.0  
ahb=0.05  
avg=on  
usetriangle  
pb=2  
bn=1.0
```

```
cond 0 0.000 0.065 0.150  
cond 1 0.000 0.100 0.080
```

patch 0 1 0.000 0.050 0.150
patch 0 2 0.000 0.035 0.150
patch 0 3 0.000 0.020 0.150

patch 1 1 0.070 0.170 0.080
patch 1 2 0.085 0.185 0.080
patch 1 3 0.100 0.200 0.080
patch 1 4 0.115 0.215 0.080

pointinpatch 0 1 0 -0.400
pointinpatch 0 2 0 -0.250
pointinpatch 0 3 0 -0.100

pointinpatch 1 1 0 -0.050
pointinpatch 1 2 0 -0.200
pointinpatch 1 3 0 -0.350
pointinpatch 1 4 0 -0.450
pointinpatch 1 4 0 -0.750
pointinpatch 1 4 0 -3.000
pointinpatch 1 4 0 -7.500

#bottom YBCO

ell 0 0 -8.0 -0.450 -8.0 -25.00
ell 0 0 -8.0 -25.00 +8.0 -25.00
ell 0 0 +8.0 -25.00 +8.0 -0.450
ell 0 0 +8.0 -0.450 -8.0 -0.450 i 0 1
ell 0 0 +8.0 -0.450 +8.0 -0.300
ell 0 0 +8.0 -0.300 -8.0 -0.300 i 1 2
ell 0 0 -8.0 -0.300 -8.0 -0.450
ell 0 0 +8.0 -0.300 +8.0 -0.150
ell 0 0 +8.0 -0.150 -8.0 -0.150 i 2 3
ell 0 0 -8.0 -0.150 -8.0 -0.300
ell 0 0 +8.0 -0.150 +8.0 +0.000
ell 0 0 +8.0 +0.000 -8.0 +0.000
ell 0 0 -8.0 +0.000 -8.0 -0.150
ell 0 0 +8.0 -0.5 -8.0 -0.5 i 0 0
ell 0 0 +8.0 -1.0 -8.0 -1.0 i 0 0
ell 0 0 +8.0 -5.0 -8.0 -5.0 i 0 0
ell 0 0 +8.0 -10.0 -8.0 -10.0 i 0 0

#top Nb
ell 1 0 +5.0 +0.050 +5.0 +15.00
ell 1 0 +5.0 +15.00 -5.0 +15.00
ell 1 0 -5.0 +15.00 -5.0 +0.050
ell 1 0 -5.0 +0.050 +5.0 +0.050 i 0 1
ell 1 0 -5.0 +0.050 -5.0 -0.100
ell 1 0 -5.0 -0.100 +5.0 -0.100 i 1 2
ell 1 0 +5.0 -0.100 +5.0 +0.050
ell 1 0 -5.0 -0.100 -5.0 -0.250
ell 1 0 -5.0 -0.250 +5.0 -0.250 i 2 3
ell 1 0 +5.0 -0.250 +5.0 -0.100
ell 1 0 -5.0 -0.250 -5.0 -0.400
ell 1 0 -5.0 -0.400 +5.0 -0.400 i 3 4
ell 1 0 +5.0 -0.400 +5.0 -0.250
ell 1 0 -5.0 -0.400 -5.0 -10.00
ell 1 0 -5.0 -10.00 +5.0 -10.00
ell 1 0 +5.0 -10.00 +5.0 -0.400
ell 1 0 -5.0 -00.50 +5.0 -00.50 i 4 4
ell 1 0 -5.0 -01.00 +5.0 -01.00 i 4 4
ell 1 0 -5.0 -05.00 +5.0 -05.00 i 4 4

Literaturverzeichnis

- [Amb63a] V. Ambegaokar und A. Baratoff. *Tunneling Between Superconductors*. Phys. Rev. Lett. **10**, 486–489 (1963).
- [Amb63b] V. Ambegaokar und A. Baratoff. *Tunneling Between Superconductors*. Phys. Rev. Lett. **11**, 104–104 (1963).
- [And63] P. W. Anderson und J. M. Rowell. *Probable Observation of the Josephson Superconducting Tunneling Effect*. Phys. Rev. Lett. **10**, 230–232 (1963).
- [Ari05a] Ariando. *Josephson Junction Arrays with d -wave-induced π -phase-shifts*. Dissertation, Universiteit Twente, The Netherlands (2005).
- [Ari05b] Ariando, D. Darminto, H. J. H. Smilde, V. Leca, D. H. A. Blank, H. Rogalla und H. Hilgenkamp. *Phase-Sensitive Order Parameter Symmetry Test Experiments Utilizing $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}/\text{Nb}$ Zigzag Junctions*. Phys. Rev. Lett. **94**, 167 001 (2005).
- [Bac07] C. Back. *UHV-Cluster-Anlage zur Herstellung von Dünnschichtstrukturen und Transport- und Rauscheigenschaften von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Korngrenzen-SQUIDs*. Dissertation, Universität Tübingen (2007).
- [Bak09] M. Bakr, A. P. Schnyder, L. Klam, D. Manske, C. T. Lin, B. Keimer, M. Cardona und C. Ulrich. *Electronic and phononic Raman scattering in detwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$ and $\text{Y}_{0.85}\text{Ca}_{0.15}\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.95}$: s -wave admixture to the $d_{x^2-y^2}$ -wave order parameter*. Phys. Rev. B **80**, 064 505 (2009).

- [Ban88] N. P. Bansal und A. L. Sandkuhl. *Chemical durability of high-temperature superconductor $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ in aqueous environments*. App. Phys. Lett. **52**, 323–325 (1988).
- [Bar57] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer. *Microscopic Theory of Superconductivity*. Phys. Rev. **106**, 162–164 (1957).
- [Bar71] A. Barone, F. Esposito, C. Magee und A. Scott. *Theory and applications of the sine-gordon equation*. La Rivista del Nuovo Cimento **1**, 227–267 (1971).
- [Bar82] A. Barone und G. Paternò. *Physics and Applications of the Josephson Effect*. John Wiley & Sons, Inc. (1982).
- [Bar87] R. L. Barns und R. A. Laudise. *Stability of superconducting $YBa_2Cu_3O_7$ in the presence of water*. App. Phys. Lett. **51**, 1373–1375 (1987).
- [Bau96] F. Baudenbacher. *Oberflächenmorphologie und Wachstumsmodus epitaktischer $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Filme*. Dissertation, Technische Universität München (1996).
- [Beh93] H. Behner, K. Rührschopf, G. Wedler und W. Rauch. *Surface reactions and long time stability of YBCO thin films*. Physica C **208**, 419 – 424 (1993).
- [Bla09] A. Blank. *Herstellung und Charakterisierung von Josephson-Rampenkontakten aus $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ / Au / Nb*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2009).
- [Brö98] J. Brötz, H. Fuess, T. Haage und J. Zegenhagen. *Controlled modification of interfacial strain and twinning in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ films on vicinal $SrTiO_3$ (001)*. Phys. Rev. B **57**, 3679–3682 (1998).
- [Bra99] W. Braun. *Applied RHEED*. Springer Berlin Heidelberg (1999).
- [Buc04] W. Buckel und R. Kleiner. *Supraleitung*. WILEY-VCH (2004).
- [Bul77] L. N. Bulaevskii, V. V. Kuzii und A. A. Sobyenin. *Superconducting system with weak coupling to the current in the ground state*. JETP Lett. **25**, 290 (1977).

- [Bul78] L. N. Bulaevskii, V. V. Kuzii, A. A. Sobyenin und P. N. Lebedev. *On Possibility of the Spontaneous Magnetic Flux in a Josephson Junction Containing Magnetic Impurities*. Sol. Stat. Commun. **25**, 1053–1057 (1978).
- [Buz03] A. Buzdin und A. E. Koshelev. *Periodic alternating 0- and π -junction structures as realization of φ -Josephson junctions*. Phys. Rev. B **67**, 220 504 (2003).
- [Cap94] J. G. Caputo, N. Flytzanis und M. Devoret. *Dressed fluxon in a Josephson window junction*. Phys. Rev. B **50**, 6471–6474 (1994).
- [Cap99] J.-G. Caputo, N. Flytzanis, V. Kurin, N. Lazarides und E. Vavalis. *Effective sine-Gordon model for the static properties of narrow window junctions*. J. Appl. Phys. **85**, 7291–7301 (1999).
- [Ced10a] K. Cedergren, T. Bauch, H. Pettersson, J. R. Kirtley, E. Olsson und F. Lombardi. *Biepitaxial $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ 0- π Josephson junctions*. Supercond. Sci. Technol. **23**, 034 027 (2010).
- [Ced10b] K. Cedergren, J. R. Kirtley, T. Bauch, G. Rotoli, A. Troeman, H. Hilgenkamp, F. Tafuri und F. Lombardi. *Interplay between Static and Dynamic Properties of Semifluxons in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ 0- π Josephson Junctions*. Phys. Rev. Lett. **104**, 177 003 (2010).
- [Chr94] D. B. Chrisey und G. K. Hubler. *Pulsed Laser Deposition of Thin Films*. John Wiley & Sons, Inc. (1994).
- [Cob82] J. W. Coburn. *Plasma-assisted etching*. Plasma Chemistry and Plasma Processing **2**, 1–41 (1982).
- [Dek03] J. M. Dekkers, G. Rijnders, S. Harkema, H. J. H. Smilde, H. Hilgenkamp, H. Rogalla und D. H. A. Blank. *Monocrystalline $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ thin films on vicinal $SrTiO_3$ (001) substrates*. Appl. Phys. Lett. **83**, 5199–5201 (2003).
- [Dem97] E. A. Demler, G. B. Arnold und M. R. Beasley. *Superconducting proximity effects in magnetic metals*. Phys. Rev. B **55**, 15 174–15 182 (1997).
- [Dig98] Digital Instruments. *Scanning Probe Microscopy Training Notebook*, 3.0 Auflage (1998).

- [Dön06] D. Dönitz. *Abbildung von Stromverteilungen in supraleitenden Dünnschichtstrukturen*. Dissertation, Universität Tübingen (2006).
- [Fal93] M. I. Faley, U. Poppe, H. Soltner, C. L. Jia, M. Siegel und K. Urban. *Josephson junctions, interconnects, and crossovers on chemically etched edges of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* . App. Phys. Lett. **63**, 2138–2140 (1993).
- [Feo10] A. K. Feofanov, V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, J. Lisenfeld, S. Poletto, V. V. Ryazanov, A. N. Rossolenko, M. Khabipov, D. Balashov, A. B. Zorin, P. N. Dmitriev, V. P. Koshelets und A. V. Ustinov. *Implementation of superconductor/ferromagnet/superconductor π -shifters in superconducting digital and quantum circuits*. Nature Physics **6**, 593 – 597 (2010).
- [Fra01] A. Franz, A. Wallraff und A. V. Ustinov. *Magnetic field penetration in a long Josephson junction imbedded in a wide stripline*. J. Appl. Phys. **89**, 471–476 (2001).
- [Fri90] T. A. Friedmann, M. W. Rabin, J. Giapintzakis, J. P. Rice und D. M. Ginsberg. *Direct measurement of the anisotropy of the resistivity in the a - b plane of twin-free, single-crystal, superconducting $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Phys. Rev. B **42**, 6217–6221 (1990).
- [Gab07] T. Gaber. *Dynamik fraktionaler Flußwirbel in langen Josephsonkontakten*. Dissertation, Universität Tübingen (2007).
- [Gao91] J. Gao, Y. Boguslavskij, B. B. G. Klopman, D. Terpstra, G. J. Gerritsma und H. Rogalla. *Characteristics of advanced $YBa_2Cu_3O_x/PrBa_2Cu_3O_x/YBa_2Cu_3O_x$ edge type junctions*. Appl. Phys. Lett. **59**, 2754–2756 (1991).
- [Gao92] J. Gao, Y. M. Boguslavskij, B. B. G. Klopman, D. Terpstra, R. Wijbrans, G. J. Gerritsma und H. Rogalla. *$YBa_2Cu_3O_x/PrBa_2Cu_3O_x/YBa_2Cu_3O_x$ Josephson ramp junctions*. J. Appl. Phys. **72**, 575–583 (1992).
- [Gin50] V. L. Ginzburg und L. D. Landau. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **20**, 1064 (1950).

- [Gol02] E. Goldobin, D. Koelle und R. Kleiner. *Semifluxons in long Josephson $0-\pi$ -junctions*. Phys. Rev. B **66**, 100508 (2002).
- [Gol03] E. Goldobin, D. Koelle und R. Kleiner. *Ground states and bias-current-induced rearrangement of semifluxons in $0-\pi$ long Josephson junctions*. Phys. Rev. B **67**, 224515 (2003).
- [Gol04] E. Goldobin, A. Sterck, T. Gaber, D. Koelle und R. Kleiner. *Dynamics of Semifluxons in Nb Long Josephson $0-\pi$ Junctions*. Phys. Rev. Lett. **92**, 057005 (2004).
- [Gol10] E. Goldobin, K. Vogel, W. P. Schleich, D. Koelle und R. Kleiner. *Coherent superpositions of single semifluxon states in a $0-\pi$ Josephson junction*. Phys. Rev. B **81**, 054514 (2010).
- [Gol11a] E. Goldobin. *STKJJ-User's REFERENCE* (2011).
URL <http://www.geocities.com/SiliconValley/Heights/7318/StkJJ.htm>
- [Gol11b] E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner und R. G. Mints. *Josephson Junction with a Magnetic-Field Tunable Ground State*. Phys. Rev. Lett. **107**, 227001 (2011).
- [Gor59a] L. P. Gor'kov. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **36**, 1918 (1959).
- [Gor59b] L. P. Gor'kov. Zh. Eksp. Teor. Fiz. **37**, 1407 (1959).
- [Gor09] K. Gorkow. *Visualisierung Plasmaätzkammer*. insite GmbH, v1.0 Auflage (2009).
- [Gür09] C. Gürlich, E. Goldobin, R. Straub, D. Doenitz, Ariando, H.-J. H. Smilde, H. Hilgenkamp, R. Kleiner und D. Koelle. *Imaging of Order Parameter Induced π Phase Shifts in Cuprate Superconductors by Low-Temperature Scanning Electron Microscopy*. Phys. Rev. Lett. **103**, 067011 (2009).
- [Gup90] A. Gupta, R. Gross, E. Olsson, A. Segmüller, G. Koren und C. C. Tsuei. *Heteroepitaxial Growth of Strained Multilayer Superconducting Thin Films of $Nd_{1.83}Ce_{0.17}CuO_x/YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Phys. Rev. Lett. **64**, 3191–3194 (1990).
- [Hal87] J. Halbritter. *On the oxidation and on the superconductivity of niobium*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **43**, 1–28 (1987).

- [Ham89] R. H. Hammond und R. Bormann. *Correlation Between the in Situ Growth Conditions of YBCO Thin Films and the Thermodynamic Stability Criteria*. Physica C **162–164**, 703–704 (1989).
- [Har92] D. R. Harshman und A. P. Mills. *Concerning the nature of high- T_c superconductivity: Survey of experimental properties and implications for interlayer coupling*. Phys. Rev. B **45**, 10684–10712 (1992).
- [HC83] I. Hernández-Calderón und H. Höchst. *New method for the analysis of reflection high-energy electron diffraction: α – Sn(001) and InSb(001) surfaces*. Phys. Rev. B **27**, 4961–4965 (1983).
- [Hei00] J.-K. Heinsohn. *Interface-Engineered Josephson-Kontakte*. Dissertation, Universität Köln (2000).
- [Hil03] H. Hilgenkamp, Ariando, H.-J. H. Smilde, D. H. A. Blank, G. Rijnders, H. Rogalla, J. R. Kirtley und C. C. Tsuei. *Ordering and manipulation of the magnetic moments in large-scale superconducting π -loop arrays*. Nature **422**, 50 – 53 (2003).
- [Hor07] I. Horcas, R. Fernandez, J. M. Gomez-Rodriguez, J. Colchero, J. Gomez-Herrero und A. M. Baro. *WSXM: A software for scanning probe microscopy and a tool for nanotechnology*. Review of Scientific Instruments **78**, 013705 (2007).
- [Jan96] H. Jansen, H. Gardeniers, M. de Boer, M. Elwenspoek und J. Fluitman. *A survey on the reactive ion etching of silicon in microtechnology*. Journal of Micromechanics and Microengineering **6**, 14 (1996).
- [Jia91] C. Jia, B. Kabius, K. Urban, K. Herrman, G. Cui, J. Schubert, W. Zander, A. Braginski und C. Heiden. *Microstructure of epitaxial $YBa_2Cu_3O_7$ films on step-edge $SrTiO_3$ substrates*. Physica C **175**, 545 – 554 (1991).
- [Jor90] J. D. Jorgensen, B. W. Veal, A. P. Paulikas, L. J. Nowicki, G. W. Crabtree, H. Claus und W. K. Kwok. *Structural properties of oxygen-deficient $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Phys. Rev. B **41**, 1863–1877 (1990).

- [Jos62] B. D. Josephson. *Possible new effects in superconductive tunnelling*. Physics Letters **1**, 251 – 253 (1962).
- [Kar09] M. Karger. *Laserdeposition und In-situ-RHEED Untersuchungen von $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ als Grundlage für die Präparation von Mehrlagenbauelementen*. Dissertation, Technische Universität Braunschweig (2009).
- [Kau82] H. R. Kaufman, J. J. Cuomo und J. M. E. Harper. *Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology*. Journal of Vacuum Science and Technology **21**, 725–736 (1982).
- [Kaw94] M. Kawasaki, K. Takahashi, T. Maeda, R. Tsuchiya, M. Shinohara, O. Ishiyama, T. Yonezawa, M. Yoshimoto und H. Koinuma. *Atomic Control of the $SrTiO_3$ Crystal Surface*. Science **226**, 1540–1542 (1994).
- [Kaw96] M. Kawasaki, A. Ohtomo, T. Arakane, K. Takahashi, M. Yoshimoto und H. Koinuma. *Atomic control of $SrTiO_3$ surface for perfect epitaxy of perovskite oxides*. Applied Surface Science **107**, 102 – 106 (1996).
- [KC91] L. P. L. K. Char, M. S. Colclough und G. Zaharchuk. *Extension of the bi-epitaxial Josephson junction process to various substrates*. Appl. Phys. Lett. **59**, 2177 (1991).
- [Kha03] M. M. Khapaev, M. Y. Kupriyanov, E. Goldobin und M. Siegel. *Current distribution simulation for superconducting multilayered structures*. Supercond. Sci. Technol. **16**, 24 (2003).
- [Kir95] J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, J. Z. Sun, C. C. Chi, L. S. Yu-Jahnes, A. Gupta, M. Rupp und M. B. Ketchen. *Symmetry of the Order Parameter in the High- T_c Superconductor $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Nature **373**, 225–228 (1995).
- [Kir03] J. R. Kirtley, C. C. Tsuei und F. Tafuri. *Thermally Activated Spontaneous Fluxoid Formation in Superconducting Thin Film Rings*. Phys. Rev. Lett. **90**, 257 001 (2003).

- [Kir06] J. R. Kirtley, C. C. Tsuei, Ariando, C. J. M. Verwijs, S. Harkema und H. Hilgenkamp. *Angle-Resolved Phase-Sensitive Determination of the in-Plane Gap Symmetry in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Nature Physics **2**, 190–194 (2006).
- [Kle92] R. Kleiner, F. Steinmeyer, G. Kunkel und P. Müller. *Intrinsic Josephson effects in $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ single crystals*. Phys. Rev. Lett. **68**, 2394–2397 (1992).
- [Kle01] J. Klein. *Epitaktische Heterostrukturen aus dotierten Manganaten*. Dissertation, Universität zu Köln (2001).
- [Kon02] T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genet, B. Stephanidis und R. Boursier. *Josephson Junction Through a Thin Ferromagnetic Layer: Negative Coupling*. Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
- [Kop07] K. Kopitzki und P. Herzog. *Einführung in die Festkörperphysik*. Teubner, Wiesbaden, 6., überarb. aufl. Auflage (2007).
- [Kos98] G. Koster, B. L. Kropman, G. J. H. M. Rijnders und D. H. A. Balnk. *Quasi-ideal strontium titanat crystal surface through formation of strontium hydroxide*. Appl. Phys. Lett. **73**, 2920–2922 (1998).
- [Lec03] V. Leca. *Hetroepitaxial growth of copper oxide superconductors by Pulsed Laser Deposition*. Dissertation, Universiteit Twente, The Netherlands (2003).
- [Lik86] K. K. Likharev. *Dynamics of Josephson junctions and circuits*. Gordon and Breach Science Publishers (1986).
- [Lik91] K. Likharev und V. Semenov. *RSFQ logic/memory family: a new Josephson-junction technology for sub-terahertz-clock-frequency digital systems*. IEEE Trans. Appl. Supercond. **1**, 3–28 (1991).
- [Lip12] A. Lipman, R. G. Mints, R. Kleiner, D. Koelle und E. Goluboin. *Josephson junction with magnetic-field tunable current-phase relation* (2012).
- [Lom02] F. Lombardi, F. Tafuri, F. Ricci, F. M. Granozio, A. Barone, G. Testa, E. Sarnelli, J. R. Kirtley und C. C. Tsuei. *Intrinsic*

- d-Wave Effects in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ Grain Boundary Josephson Junctions.* Phys. Rev. Lett. **89**, 207 001 (2002).
- [Mag97] S. Maggi und V. Lacquaniti. *Analysis of magnetic field patterns of single Josephson tunnel junctions with large idle regions.* Journal of Low Temperature Physics **106**, 393–398 (1997).
- [Mal04] B. A. Malomed und A. V. Ustinov. *Creation of classical and quantum fluxons by a current dipole in a long Josephson junction.* Phys. Rev. B **69**, 064 502 (2004).
- [Mar05] W. Martienssen und H. Warlimont, Herausgeber. *Springer Handbook of Condensed Matter and Materials Data.* Springer Berlin Heidelberg (2005).
- [Mau08] C. Maurer. *$YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ / $PrBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ / $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ - Josephson-Rampenkontakte.* Diplomarbeit, Universität Tübingen (2008).
- [McC68] D. E. McCumber. *Effect of ac Impedance of dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions.* J. Appl. Phys. **39**, 3113–3118 (1968).
- [Mei33] W. Meissner und R. Ochsenfeld. *Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit.* Naturwissenschaften **21**, 787–788 (1933).
- [Mer99] K. Merkle, Y. Huang, S. Rozeveld, K. Char und B. Moeckly. *Electron microscopy of high-Tc Josephson junctions formed in the epitaxial layer ramp-edge geometry: YBCO/barrier/YBCO.* Micron **30**, 539 – 559 (1999).
- [Min98] R. G. Mints. *Self-generated flux in Josephson junctions with alternating critical current density.* Phys. Rev. B **57**, R3221–R3224 (1998).
- [Min02] R. G. Mints, I. Papiashvili, J. R. Kirtley, H. Hilgenkamp, G. Hammerl und J. Mannhart. *Observation of Splintered Josephson Vortices at Grain Boundaries in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$.* Phys. Rev. Lett. **89**, 067 004 (2002).

- [Moe97] B. H. Moeckly und K. Char. *Properties of interface-engineered high T_c Josephson junctions*. App. Phys. Lett. **71**, 2526–2528 (1997).
- [Moe98] B. Moeckly, K. Char, Y. Huang und K. Merkle. *Interface-Engineered High- T_c Josephson Junctions*. Applied Superconductivity **6**, 317 – 323 (1998).
- [Mon95] R. Monaco, G. Costabile und N. Martucciello. *Influence of the idle region on the dynamic properties of window Josephson tunnel junctions*. J. Appl. Phys. **77**, 2073–2080 (1995).
- [Nag08] J. Nagel. *Absolut Negativer Widerstand (ANW) in Josephson Kontakten*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2008).
- [Nak98] H. Nakagawa, T. Takamasu, N. Miura und Y. Enomoto. *DC and AC magneto-resistance measurement technique for $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ thin films in megagauss fields*. Physika B **246–247**, 429–432 (1998).
- [Oec97] H. Oechsner. *Plasma Processing of Semiconductors - Low Energy Plasma Beams for Semiconductor Technology*. Kluwer Academic Publishers (1997).
- [Ohr02] M. Ohring. *Materials Science of Thin Films (Second Edition)*. Academic Press, San Diego, second edition Auflage (2002).
- [OLS05] OLS. *Eberhard-Karls-Universität Tübingen - Beam Delivery System*. Optical Layer Systems GmbH (2005). BDS Manual ALL 260705.pdf.
- [Onn11] H. K. Onnes. *Further experiments with liquid helium. C. On the change of electric resistance of pure metals at very low temperatures, etc. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures*. Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden **120b** (1911).
- [Opp03] J. Oppenländer, C. Haussler, T. Träuble, P. Caputo, J. Tomes, A. Friesch und N. Schopohl. *Two dimensional superconducting quantum interference filters*. IEEE Trans. Appl. Supercond. **13**, 771–774 (2003).

- [Ort06] T. Ortlepp, Ariando, O. Mielke, C. J. M. Verwijs, K. F. K. Foo, H. Rogalla, F. H. Uhlmann und H. Hilgenkamp. *Flip-Flopping Fractional Flux Quanta*. Science **312**, 1495–1497 (2006).
- [Pea64] J. Pearl. *CURRENT DISTRIBUTION IN SUPERCONDUCTING FILMS CARRYING QUANTIZED FLUXOIDS*. App. Phys. Lett. **5**, 65–66 (1964).
- [Pou77] R. G. Poulsen. *Plasma etching in integrated circuit manufacture—A review*. Journal of Vacuum Science and Technology **14**, 266–274 (1977).
- [Pre00] G. Preiß. *Technical Informations 2/00 Radio Frequency Plasma Beam Sources (PSQ)*. IPT Ionen- und Plasmatechnik GmbH (2000).
- [Rij97] G. J. H. M. Rijnders, G. Koster, D. H. A. Blank und H. Rogalla. *In situ monitoring during pulsed laser deposition of complex oxides using reflection high energy electron diffraction under high oxygen pressure*. App. Phys. Lett. **70**, 1888–1890 (1997).
- [Rij99] G. Rijnders, G. Koster, D. Blank und H. Rogalla. *In-situ monitoring during PLD of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ using RHEED at high oxygen pressure*. IEEE Trans. Appl. Supercond. **9**, 1547–1550 (1999).
- [Rij01] G. Rijnders. *The Initial Growth of Complex Oxides: Study and Manipulation*. Dissertation, Universität Twente (2001).
- [Rij05] G. Rijnders und D. Blank. *Real-Time Growth Monitoring by High-Pressure Rheed During Pulsed Laser Deposition*. In *Thin Films and Heterostructures for Oxide Electronics*, Multifunctional Thin Film Series, 355–384. Springer US (2005).
- [Roa88] B. Roas, L. Schultz und G. Endres. *Epitaxial growth of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ thin films by a laser evaporation process*. Appl. Phys. Lett. **53**, 1557–1559 (1988).
- [Rub70] J. Rubinstein. *Sine-Gordon Equation*. Journal of Mathematical Physics **11**, 258–266 (1970).

- [Rud12] G. Rudolf. *Bearbeitung verschiedener Josephsonkontakte mittels Focused-Ion-Beam*. Diplomarbeit, Universität Tübingen (2012).
- [Rya01] V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Y. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov und J. Aarts. *Coupling of Two Superconductors through a Ferromagnet: Evidence for a π Junction*. Phys. Rev. Lett. **86**, 2427–2430 (2001).
- [Sch96] D. Schweitzer, T. Bollmeier, B. Stritzker und B. Rauschenbach. *Twinning of $YBa_2Cu_3O_7$ thin films on different substrates*. Thin Solid Films **280**, 147 – 151 (1996).
- [Sch99] U. Schoop, M. Schonecke, S. Schymon, T. Bauch, A. Marx, B. Wiedenhorst, L. Alff und R. Gross. *Fabrication of ramp-type junctions using a two angle ion beam etching process*. Supercond. Sci. Technol. **12**, 1016 (1999).
- [Sch00] U. D. Schoop. *Heteroepitaxie von Übergangsmetalloxiden in Rampenkontakt-Geometrie*. Dissertation, Universität Köln (2000).
- [Sch01] U. Schoop, M. Schonecke, S. Thienhaus, S. Schymon, L. Alff und R. Gross. *Role of Ion Beam Etching in the Fabrication of Ramp-Type Junctions*. Physica C **351**, 200–214 (2001).
- [Sch04] M. Schonecke. *Grenzflächeneffekte zwischen Hochtemperatur - Supraleitern und Normalleitern*. Dissertation, Technische Universität München (2004).
- [Sch10] S. Scharinger, C. Gürlich, R. G. Mints, M. Weides, H. Kohlstedt, E. Goldobin, D. Koelle und R. Kleiner. *Interference patterns of multifacet $20 \times (0-\pi)$ Josephson junctions with ferromagnetic barrier*. Phys. Rev. B **81**, 174 535 (2010).
- [Sch12] S. Scharinger, M. Turad, A. Stöhr, V. Leca, E. Goldobin, R. G. Mints, D. Koelle und R. Kleiner. *Magnetic field dependence of the critical current in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}/Au/Nb$ ramp-zigzag Josephson junctions*. Phys. Rev. B **86**, 144 531 (2012).
- [Sch13] S. Scharinger. *N. N.* Dissertation, Universität Tübingen (2013).

- [Sco64] A. Scott. *Distributed device applications of the superconducting tunnel junction*. Solid-State Electronics **7**, 137 – 146 (1964).
- [Sco70] A. Scott. *Propagation of magnetic flux on a long Josephson tunnel junction*. Il Nuovo Cimento B Series **10** **69**, 241–261 (1970).
- [Sei05] M. Seifried, C. Häussler, J. Oppenländer und N. Schopohl. *Superconducting quantum interference filters consisting of Josephson junctions with unconventional current-phase relation*. IEEE Trans. Appl. Supercond. **15**, 781 – 784 (2005).
- [Sic12] H. Sickinger, A. Lipman, M. Weides, R. G. Mints, H. Kohlsstedt, D. Koelle, R. Kleiner und E. Goldobin. *Experimental Evidence of a φ Josephson Junction*. Phys. Rev. Lett. **109**, 107 002 (2012).
- [Sin98] R. K. Singh und K. D. *Pulsed laser deposition and characterization of high- T_c $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconducting thin films*. Materials Science and Engineering **R22**, 113–185 (1998).
- [Smi01a] H. Smilde, H. Hilgenkamp, G. Gerritsma, D. Blank und H. Rogalla. *Realization and properties of ramp-type $YBa_2Cu_3O_{7\delta}/Au/Nb$ junctions*. Physica C **350**, 269 – 275 (2001).
- [Smi01b] H. Smilde, H. Hilgenkamp, G. Gerritsma, D. Blank und H. Rogalla. *Y-Ba-Cu-O/Au/Nb ramp-type Josephson junctions*. IEEE Trans. Appl. Supercond. **11**, 501 – 504 (2001).
- [Smi01c] H.-J. Smilde. *JOSEPHSON CONTACTS BETWEEN HIGH- T_C AND LOW- T_C SUPERCONDUCTORS*. Dissertation, Universität Twente, The Netherlands (2001).
- [Smi02a] H. J. H. Smilde, Ariando, D. H. A. Blank, G. J. Gerritsma, H. Hilgenkamp und H. Rogalla. *d -Wave-Induced Josephson Current Counterflow in $YBa_2Cu_3O_7/Nb$ Zigzag Junctions*. Phys. Rev. Lett. **88**, 057 004 (2002).
- [Smi02b] H.-J. H. Smilde, H. Hilgenkamp, G. Rijnders, H. Rogalla und D. H. A. Blank. *Enhanced transparency ramp-type Josephson contacts through interlayer deposition*. Appl. Phys. Lett. **80**, 4579–4581 (2002).

- [Smi05] H. J. H. Smilde, A. A. Golubov, Ariando, G. Rijnders, J. M. Dekkers, S. Harkema, D. H. A. Blank, H. Rogalla und H. Hilgenkamp. *Admixtures to d-Wave Gap Symmetry in Untwinned $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ Superconducting Films Measured by Angle-Resolved Electron Tunneling*. Phys. Rev. Lett. **95**, 257 001 (2005).
- [Spi09] L. Spieß, G. Teichert, R. Schwarzer, H. Behnken und C. Genzel. *Moderne Röntgenbeugung*. Vieweg + Teubner (2009).
- [Ste68] W. C. Stewart. *Current-voltage characteristics of Josephson junctions*. Appl. Phys. Lett. **12**, 277–280 (1968).
- [Str03] R. Straub. *Abbildung von Flussquanten in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ SQUIDS und Josephsonströmen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ -Niob Kontakten*. Dissertation, Universität Tübingen (2003).
- [Taf00] F. Tafuri, F. Carillo, F. Lombardi, F. Miletto Granozio, F. Ricci, U. Scotti di Uccio, A. Barone, G. Testa, E. Sarnelli und J. R. Kirtley. *Feasibility of biepitaxial $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Josephson junctions for fundamental studies and potential circuit implementation*. Phys. Rev. B **62**, 14 431–14 438 (2000).
- [Taf06] F. Tafuri, J. Kirtley, D. Born, D. Stornaiuolo, P. Medaglia, P. Orgiani, G. Balestrino und V. Kogan. *Dissipation in ultra-thin current-carrying superconducting bridges; evidence for quantum tunneling of Pearl vortices*. EPL (Europhysics Letters) **73**, 948 (2006).
- [Tin96] M. Tinkham. *Introduction to superconductivity*. McGraw-Hill, New York (1996).
- [Tom12] J. Tomaschko, S. Scharinger, V. Leca, J. Nagel, M. Kemmler, T. Selistrowski, D. Koelle und R. Kleiner. *Phase-sensitive evidence for $d_{x^2-y^2}$ -pairing symmetry in the parent-structure high- T_c cuprate superconductor $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{CuO}_2$* . Phys. Rev. B **86**, 094 509 (2012).
- [Tsu94] C. C. Tsuei, J. R. Kirtley, C. C. Chi, L. S. Yu-Jahnes, A. Gupta, T. Shaw, J. Z. Sun und M. B. Ketchen. *Pairing Symmetry and Flux Quantization in a Tricrystal Superconducting Ring of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$* . Phys. Rev. Lett. **73**, 593–596 (1994).

- [Tsu95] C. Tsuei, J. Kirtley, M. Rupp, J. Sun, L.-S. Yu-Jahnes, C. Chi, A. Gupta und M. Ketchen. *Flux quantization in tricrystal cuprate rings — a new probe of pairing symmetry*. Journal of Physics and Chemistry of Solids **56**, 1787 – 1795 (1995).
- [Tsu00] C. C. Tsuei und J. R. Kirtley. *Pairing symmetry in cuprate superconductors*. Rev. Mod. Phys. **72**, 969–1016 (2000).
- [Tur07] M. Turad. *Herstellung von Josephson-Rampenkontakten aus dem Hochtemperatursupraleiter $YBa_2Cu_3O_7$* . Diplomarbeit, Universität Tübingen (2007).
- [Uso99] A. Usoskin, H. Freyhardt und H. Krebs. *Influence of light scattering on the development of laser-induced ridge-cone structures on target surfaces*. Applied Physics A: Materials Science & Processing **69**, S823–S826 (1999).
- [Ust02] A. V. Ustinov. *Fluxon Insertion Into Annular Josephson Junctions*. App. Phys. Lett. **80**, 3153–3155 (2002).
- [Ver96a] K. Verbist, O. I. Lebedev, G. V. Tendeloo, M. A. J. Verhoeven, A. J. H. M. Rijnders und D. H. A. Blank. *Low- or high-angle Ar ion-beam etching to create ramp-type Josephson junctions*. Supercond. Sci. Technol. **9**, 978 (1996).
- [Ver96b] M. Verhoeven. *High- T_c Superconducting ramp-type junctions*. Dissertation, Universiteit Twente, The Netherlands (1996).
- [VH95] D. J. Van Harlingen. *Phase-sensitive tests of the symmetry of the pairing state in the high-temperature superconductors — Evidence for $d_{x^2-y^2}$ symmetry*. Rev. Mod. Phys. **67**, 515–535 (1995).
- [Wag08] M. Wagenknecht. *Korngrenzen-Tunnelspektroskopie am elektrodotierten Kupratsupraleiter $La_{2-x}Ce_xCuO_4$* . Dissertation, Universität Tübingen (2008).
- [Wei69] M. Weihnacht. *Influence of Film Thickness on D. C. Josephson Current*. physica status solidi (b) **32**, K169–K172 (1969).
- [Wen99] J. G. Wen, N. Koshizuka, S. Tanaka, T. Satoh, M. Hidaka und S. Tahara. *Atomic structure and composition of the barrier in the modified interface high- T_c Josephson junction studied by*

- transmission electron microscopy*. App. Phys. Lett. **75**, 2470–2472 (1999).
- [Wer10] R. Werner, C. Raisch, A. Ruosi, B. A. Davidson, P. Nagel, M. Merz, S. Schuppler, M. Glaser, J. Fujii, T. Chassé, R. Kleiner und D. Koelle. *YBa₂Cu₃O₇/La_{0.7}Ca_{0.3}MnO₃ bilayers: Interface coupling and electric transport properties*. Phys. Rev. B **82**, 224 509 (2010).
- [Wol95] D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, J. Giapintzakis und D. M. Ginsberg. *Evidence for $d_{x^2-y^2}$ Pairing from the Magnetic Field Modulation of YBa₂Cu₃O₇-Pb Josephson Junctions*. Phys. Rev. Lett. **74**, 797–800 (1995).
- [Wör99] R. Wördenweber. *Growth of high- T_c thin films*. Supercond. Sci. Technol. **12**, R86–R102 (1999).
- [Wu87] M. K. Wu, J. R. Ashburn, C. J. Torng, P. H. Hor, R. L. Meng, L. Gao, Z. J. Huang, Y. Q. Wang und C. W. Chu. *Superconductivity at 93 K in a New Mixed-Phase Yb-Ba-Cu-O Compound System at Ambient Pressure*. Phys. Rev. Lett. **58**, 908–910 (1987).
- [Xu95] J. H. Xu, J. H. Miller und C. S. Ting. *π -vortex state in a long $0-\pi$ Josephson junction*. Phys. Rev. B **51**, 11 958–11 961 (1995).
- [Yan87] M. F. Yan, R. L. Barns, J. H. M. O’Bryan, P. K. Gallagher, R. C. Sherwood und S. Jin. *Water interaction with the superconducting YBa[_{sub 2}]Cu[_{sub 3}]O[_{sub 7}] phase*. App. Phys. Lett. **51**, 532–534 (1987).
- [Yan98] Y. Yang, J. Gao, J. Sun, T. Chui und L. Li. *Microstructural study of ramp type multilayer Josephson junctions with different ramp slopes*. Physica C **300**, 151 – 159 (1998).
- [Zap73] H. H. Zappe. *Minimum current and related topics in Josephson tunnel junction devices*. J. Appl. Phys. **44**, 1371–1377 (1973).