

**Tieftemperatur-
Rasterelektronenmikroskopie an
supraleitenden Bauelementen
und
LaAlO₃/SrTiO₃-Grenzflächen**

Dissertation

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

vorgelegt von
Daniel Kai Kohlberger
aus Rottweil

Tübingen
2020

Gedruckt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Eberhard Karls Universität Tübingen.

Tag der mündlichen Qualifikation: 15.09.2020
Stellvertretender Dekan: Prof. Dr. József Fortágh
1. Berichterstatter: Prof. Dr. Dieter Kölle
2. Berichterstatter: Prof. Dr. Reinhold Kleiner

Kurzfassung

Ziel dieser Arbeit war es, mittels Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie Einblicke in die lokalen physikalischen Eigenschaften von supraleitenden Bauelementen und Systemen korrelierter Elektronen zu gewinnen. Neben der Möglichkeit integraler Messungen von elektrischen Transporteigenschaften, die mit einem Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (LTSEM) durchgeführt werden können, wurde hierfür dessen bildgebendes Verfahren eingesetzt, mit dem ortsaufgelöst Transporteigenschaften von Dünnschichtstrukturen untersucht werden können. Hierfür wurde, ausgehend von einer sich im Anfangsstadium befindenden Kryostufe, diese im Rahmen dieser Arbeit fertiggestellt und in das bestehende System adaptiert, um so ein hinreichend souveränes System (als K3 bezeichnet), mit dem weitere spezifische Teilaufgaben dieser Arbeit umgesetzt werden konnten, zu realisieren. Neben der technischen Realisierung des neuen K3-Systems wurden mittels LTSEM $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen sowie auf Josephsonkontakten basierende supraleitende Bauelemente untersucht.

Josephsonkontakte (JJ) mit nichttriviale Strom-Phasen-Beziehung haben großes Interesse in klassischen wie auch Quanten-Schaltkreisen erlangt und finden beispielsweise Verwendung in Phasenbatterien, Magnetfeldsensoren oder Speicherelementen.

Neben einer möglichen Bose-Einstein-Kondensation (BEC) auf einem Netzwerk von JJ wurden in dieser Arbeit φ -JJ untersucht. φ -JJ haben einen zweifach entarteten Grundzustand und werden realisiert, indem 0- und π -artige Beiträge anteilmäßig unterschiedlich zum Stromtransport über den JJ partizipieren. Sie weisen hierfür eine Asymmetrie in den Anteilen der kritischen Stromdichten (positive und negative) und/oder den beiden geometrischen Längen dieser Anteile auf. Zwei der in dieser Arbeit untersuchten φ -JJ basieren auf der Injektortechnologie, bei der in einem SIS-JJ mittels eines Strom-Injektorpaars eine künstliche Phasendiskontinuität mit durch den Injektorstrom einstellbarer Stufenhöhe κ entlang des JJ erzeugt wird. Entsprechend des Phasenverlaufes, ändert sich entlang eines solchen sog. 0- κ -JJ die kritische Stromdichte.

Teilaufgabe dieser Arbeit war es, die lokale kritische Stromdichte über einen solchen 0- κ -JJ mit asymmetrischen 0- und κ -Teilen für unterschiedliche κ abzubilden. Weil es sich um einen hysteretischen JJ schwacher Dämpfung

handelt, wurde hierfür zur Bestimmung des kritischen Stromes in das fertiggestellte K3-System die Messtechnik des Stromrampens implementiert. Es konnte mittels LTSEM-Linescans experimentell die lokale kritische Stromdichteverteilung entlang des $0\text{-}\kappa\text{-JJ}$ für unterschiedliche κ abgebildet werden. Im Rahmen dieser Untersuchungen wurde das bisherige auf einer gaußförmigen Temperaturverteilung basierende Signalentstehungsmodell erweitert und durch Simulationsergebnisse, bestätigt. Das aufgestellte Modell berücksichtigt dabei die Eindringtiefe des Elektronenstrahls sowie unterschiedliche thermische Leitfähigkeiten verschiedener Materialien der Dünnschichtstruktur.

Ein weiterer in dieser Arbeit untersuchter Injektor-JJ zeigte eine atypische Abhängigkeit des kritischen Stromes von dem Injektorstrom, die in vorausgegangenen Arbeiten nicht erklärt werden konnte. Dieses atypische Verhalten konnte auf einen Abrikosov-Vortex (AV), der durch einen hinreichend großen Injektorstrom an der Injektorposition in der Bottom-Elektrode erzeugt wird, zurückgeführt werden. Mittels eines strahlinduzierten Potentialminimums konnte zudem die Position des AV mit dem LTSEM-Elektronenstrahl relativ zu dem JJ verschoben werden, was experimentell durch Strom-Spannungs (IV) Kennlinien und Messungen des kritischen Stromes nachgewiesen wurde. Simulationen, die diese Messdaten beschreiben können, lassen zudem darauf schließen, dass der AV dem JJ einen zusätzlichen Phasenverlauf aufprägt, der durch einen Josephsonvortex (JV) beschreibbar ist.

Die Graphentheorie als Teilgebiet der Mathematik sagt eine mögliche BEC auf Graphen mit geeigneter Topologie voraus. Theoretischen Überlegungen zufolge kann ein derartiger Graph durch supraleitende Inseln, die durch JJ miteinander gekoppelt sind, realisiert werden. Der Transport supraleitender Ladungsträger zwischen den Inseln unterliegt hierbei einer Wahrscheinlichkeit, die entsprechend der Graphentheorie entlang von Kanten das Bosonen-Hüpfen zwischen Knoten ermöglicht. Entsprechend der Wellenfunktion des Kondensats wird dabei eine geometrieabhängige Reihenfolge, bei der bei sukzessiver Erhöhung des Biasstromes der kritische Strom der einzelnen JJ überschritten wird, vorhergesagt. In dieser Arbeit wurde ein derartiges Netzwerk von JJ (JJA) mittels LTSEM-Abbildungen untersucht. Experimentell wurde gezeigt, dass der Elektronenstrahl die IV-Kennlinie nicht derart stört, dass ihr BCS-typischer Verlauf verschwindet. Anschließend wurde mittels LTSEM-Abbildungen belegt, dass die Schaltreihenfolge allerdings nicht der theoretisch vorhergesagten Reihenfolge folgt sondern auf Probeninhomogenitäten zurückgeführt werden kann.

Eine weitere Aufgabenstellung dieser Arbeit war die Abbildung und Untersuchung von Grenzflächen in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen. Dabei bildet sich zum einen ab einer Schichtdicke von 4 Einheitszellen (u.c.) LaAlO_3 , das epitaktisch auf Ti-terminiertem SrTiO_3 aufgewachsen wird, entsprechend des elektronischen Rekonstruktionsszenarios ein zweidimensionales Elektronensystem (2DES) aus. Zum anderen zeigt sich der Einfluss von „In-Gap“-Zuständen, die primär auf Sauerstofffehlstellen zurückgeführt werden, auf die Ausbildung des 2DES an der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Grenzschicht dieser beiden „Bulk“-Isolatoren. Diese Defekt-Zustände können, anders als das Rekonstruktionsszenario, das 2DES im Fall von amorphem LaAlO_3 und die Photoleitfähigkeit der Heterostruktur-Grenzfläche erklären. Neben der hohen Leitfähigkeit ($> 5 \cdot 10^4 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ bei 4.2 K) weist diese Grenzfläche Supraleitung ($\lesssim 300 \text{ mK}$) und starke elektrische Feldeffekte, die einen Metall-Isolator-Übergang ergeben können, auf. Zudem wurden stark korrelierte Phasen, in welchen die Elektronen ohne den supraleitenden Zustand einer Paarung unterliegen, identifiziert. Die zusätzliche laterale Einschnürung des 2DES auf der nm-Skala führt zur Realisierung von Bauteilen wie Quantenpunkte, Tunnelkontakte und Einzel-Elektron-Transistoren oder Nanodrähte. Einhergehend mit dem kubisch zu tetragonalen Phasenübergang des SrTiO_3 -Substrates bei $\cong 105 \text{ K}$, bilden sich in diesem Zwillingsgrenzen mit definierten Orientierungen aus. Die Zwillingsgrenzen können bei tiefen Temperaturen elektrisch leitend und polar sein. Zudem gibt es Hinweise, dass sie ferroelektrisch ordnen. Experimentell wurden Hinweise auf beträchtliche räumliche Inhomogenitäten der elektrischen Leitfähigkeit des 2DES an der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Grenzschicht beobachtet, die durch das Ausbilden von Zwillingsgrenzen im Substrat erklärbar sind.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden derartige Systeme starker elektronischer Korrelation mittels des LTSEMs untersucht. Integriert und angegliedert an die Arbeit von H. Ma *et al.* [1], wurden zunächst mit dem bildgebenden Verfahren des LTSEMs Strukturen in lokalen Leitfähigkeitsänderungen der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Grenzschicht abgebildet, die entsprechend ihrer Orientierung mit Zwillingsgrenzen identifizierbar sind.

Zudem wurde nachgewiesen, dass sich nach Temperaturzyklen über die Temperatur des kubisch zu tetragonalen Phasenübergangs neue mit Zwillingsgrenzen identifizierbare Strukturen ausbilden.

Des Weiteren wurde experimentell (mittels des Vergleiches des mit der Lock-In-Messtechnik erzielten δV -Signals und dem simultan aufgenommenen Signal

eines Differentialverstärkers) gezeigt, dass, entgegen der aus der Phononenstreuung resultierenden Erwartung, der lokale Strahleinfluss eine Leitfähigkeitsverbesserung nach sich zieht. Mittels dieses Ergebnisses konnte durch den Vergleich der Signalbeobachtungen mit weiteren leitfähigen 2DES-Bereichen der Nachweis geführt werden, dass Zwillingsgrenzen einen erheblichen positiven Beitrag zu dem LTSEM-Signal, das die Leitfähigkeit (und nicht den Widerstand) repräsentiert, leisten.

Ausgehend von den gemachten Beobachtungen wurde, ein Modell des bislang unverstandenen Signalentstehungsmechanismus des LTSEM-Signals von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen entwickelt. Es basiert auf „In-Gap“-Zuständen wie Sauerstofffehlstellen und einem Feldeffekt implantierter Strahlelektronen und getrennter elektronischer Anregungen.

Hinzukommend wurden in dieser Arbeit Beobachtungen gemacht, die auf eine strahlinduzierte Probenschädigung bei kryogenen Temperaturen hindeuten. Neben orts aufgelösten Probenuntersuchungen stützt sich das aufgestellte Signalentstehungsmodell auf Widerstand- bzw. Leitfähigkeitsuntersuchungen bei homogener Bestrahlung. Es wurden Transportmessungen während und nach homogener Bestrahlung eingehend analysiert. Vergleiche mit der Photoleitfähigkeit konnten den in das Modell einfließenden postulierten Einfluss von „In-Gap“-Zuständen bestätigen. Die Ergebnisse unterscheiden sich allerdings zu Beginn und unmittelbar nach der Bestrahlungsperiode dahingehend, dass die Prozesse zunächst allmählich einsetzen. Diese Beobachtung stützt u. a. den in das Modell einfließenden Feldeffekt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Supraleitung	13
2.1	Supraleitung in homogenen Festkörpern	14
2.1.1	Cooper-Paarung	14
2.1.2	BCS-Theorie	16
2.1.3	Flussquantisierung	18
2.1.4	Ginzburg-Landau-Theorie	19
2.1.5	Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters	24
2.2	Eigenschaften von Josephsonkontakten	29
2.2.1	Der Josephson-Effekt	30
2.2.2	Makroskopisches Quantentunneln und thermischer Escape	36
2.2.3	Kurze Josephsonkontakte im externen Magnetfeld	38
2.2.4	Lange Josephsonkontakte	42
2.2.5	Energie eines Josephsonkontaktes	47
2.3	Unkonventionelle Josephsonkontakte	48
2.3.1	Ferromagnetische Zwischenschicht (SFS)	48
2.3.2	Kontrollierbare SNS-Josephsonkontakte	50
2.3.3	Ausnutzen der d -Wellensymmetrie	53
2.3.4	φ_0 -Josephsonkontakte	55
2.3.5	φ -Josephsonkontakte	57
2.3.6	$0-\pi$ -Josephsonkontakte	64
2.3.7	Injektorkontakte als $0-\kappa$ -Kontakte	73
2.3.8	Einfluss eines Abrikosov-Vortex auf einen Josephsonkontakt	79
2.3.9	Bose-Einstein-Kondensation in inhomogenen niederdimensionalen komplexen Netzwerken	88
3	Tetrag. Domänen, ferroel. Zwillingsgrenzen in STO & das LAO/STO-2DES	99
3.1	Perovskit-Oxide	100
3.2	Strontiumtitanat	102
3.2.1	Strukturelle Eigenschaften und Übergänge von SrTiO_3	103

3.2.2	Ferro-, para- und quanten-paraelektrische Eigenschaften von SrTiO ₃	104
3.2.3	Transport- und elektronische Eigenschaften des SrTiO ₃	105
3.2.4	Räumliche Anordnung der Zwillingsgrenzen in SrTiO ₃	106
3.3	LaAlO ₃ /SrTiO ₃ -Heterostruktur	107
3.3.1	Das 2DES in einer LAO/STO-Heterostruktur	108
3.3.2	Voraussetzungen für das 2DES an der Grenzschicht	108
3.3.3	Elektronische Bandstruktur	109
3.3.4	Bildung des 2DES an der LAO/STO-Grenzschicht	111
3.3.5	Einfluss von Sauerstoff-Leerstellen	117
3.3.6	Photoleitfähigkeit der LAO/STO-Heterostruktur	117
3.3.7	Feldinduzierter Isolator-Metall-Übergang	121
4	Tiefemperatur-Rasterelektronenmikroskop	123
4.1	Aufbau der Heliumkryostaten	125
4.1.1	Probenkammer	126
4.1.2	Verkabelung	132
4.1.3	Vergleich der LTSEMs K2 und K3	133
4.2	Messtechnik	137
4.3	Signalentstehung	140
4.3.1	Abbildung von lokalen Josephsonströmen	142
4.3.2	LTSEM-Signal von LAO/STO-Proben	146
4.4	Abbildung von lokaler Leitfähigkeit in LAO/STO-Proben	146
4.4.1	Temperaturinduzierter Signalentstehungsmechanismus	146
4.4.2	Strahlinduzierte Spannungsänderungen	147
4.4.3	Schlussfolgerung der ΔV_{dc} - und ΔV_{ac} -Untersuchungen	158
4.4.4	LTSEM-Signalentstehung bei LAO/STO-Heterostrukturen 160	
5	LTSEM an LAO/STO-Grenzflächen	171
5.1	LTSEM- δV -Abbildungen von Domänenwänden	172
5.1.1	Identifizierung von δV -Signalen mit Zwillingsgrenzen	173
5.1.2	Einfluss von elektrischen Feldern	175
5.2	Ausbilden neuer Zwillingsgrenzen	178
5.3	δV -Strukturen außerhalb des Zentralbereichs der Probe	181
5.3.1	δV -Strukturen im Bereich der Probe und der Strom-Zuleitungen	184
5.3.2	Zeitweilige Unterbrechung des Elektronenstrahls	185
5.3.3	δV -Strukturen im Bereich der Spannungsabgriffe	186

5.4	Abfließen des Elektronenstrahles	188
5.4.1	δI -Messergebnisse zwischen Masse und Sidegate	189
5.4.2	δI -Messergebnisse zwischen Masse und Backgate	193
5.4.3	Interpretation der Ergebnisse des abfließenden Strahls	196
5.4.4	Strahlinduzierte Strukturen im STO-Substrat	197
5.5	Einfluss des Elektronenstrahles auf die Ladungsträgerdichte	204
5.5.1	Zeit- und temperaturabhängige Änderung der IV -Kennlinie	205
5.5.2	Zeitlicher Verlauf strahlinduzierter Leitfähigkeitsänderungen	207
5.6	Folgerungen aus den Ergebnissen und ihrer Interpretation	238
5.6.1	Temperaturabhängigkeit der LTSEM-Abbildungen	239
5.6.2	Zeitabhängigkeit der LTSEM-Abbildungen	240
5.6.3	Richtungsabhängigkeit der LTSEM-Abbildungen	241
6	LTSEM an supraleitenden Bauelementen	243
6.1	Abbilden der kritischen Stromverteilung von Injektor-Kontakten	243
6.1.1	Versuchsaufbau	243
6.1.2	Probenherstellung	246
6.1.3	Charakterisierung der Probe 2016#39	247
6.1.4	Stromverteilung in den $I_c(H)$ -Minima	249
6.1.5	Einfluss eines Injektorstromes I_{inj}	252
6.1.6	Einfluss des Elektronenstrahls auf die Probe	255
6.1.7	Linescans von $j_c(x)$ und $j_c(y)$ über den Kontakt	256
6.1.8	Zusammenfassung der Ergebnisse für Probe 2016#39	270
6.2	Kritischer Strom bei Anwesenheit eines Abrikosov-Vortex	271
6.2.1	Versuchsaufbau	272
6.2.2	Abhängigkeit des maximalen Josephsonstromes I_c vom Injektorstrom I_{inj}	273
6.2.3	Die drei präparierbaren Zustände der Probe für $I_{inj}=0$	275
6.2.4	Manipulation der Vortexposition durch den fokussierten LTSEM-Elektronenstrahl	281
6.2.5	Zusammenfassung der Ergebnisse für Probe 2014#02	289
6.3	Überprüfung einer möglichen BEC auf einem sternförmigen JJ-Graphen	290
6.3.1	Versuchsaufbau und Probendesign	291
6.3.2	Als BEC interpretierbare IV -Ergebnisse der Probe #JJA	293
6.3.3	LTSEM-Abbildungen an der Probe #JJA	295
7	Zusammenfassung und Perspektiven des K3-Systems	303

Anhang	309
A.1 Temperaturverhalten von Kohlenstoff-Nanoröhrchen	309
A.2 2DES Dotierung von LAO/STO ausschließlich durch Strahlelektronen	311
A.3 Biasstromabhängigkeit der ΔV_{ac} - & ΔV_{dc} -Signale von LAO/STO-Proben	313
A.4 Mögliche STO-Kristallschädigungsmechanismen	319
A.5 Korngrenzen-JJ, STO-Veränderungen und Probenstabilität	331
A.6 Präparation des Zustandes & Schädigung der Injektor-JJ-Probe 2014#02	335
A.7 Abkürzungen	340
Literatur	343

1 Einleitung

Motivation

Im Bereich der modernen kondensierten Materie nehmen Forschungsfelder der Korrelations- und Ordnungs-Phänomene eine zentrale Rolle ein. Wegen ihrer unterschiedlichen Ausprägungen der Kristallstrukturen und den damit einhergehenden elektrischen, magnetischen und optischen Eigenschaften [2–7] erlangen „Komplexe Oxide“, dies sind funktionelle Übergangsmetalloxide, die starke elektronische Korrelationen aufweisen, in der Forschung wie auch in vielen Anwendungsbereichen immer mehr an Bedeutung [2].

Eines der zentralen Forschungsfelder ist die Korrelation zwischen Struktur und Eigenschaft. Wie die vielfältige Strukturfamilie der ABO_3 -Perowskite zeigt, kann hierbei aus der Kristallstruktur keine generelle Vorhersage für die funktionellen Eigenschaften des jeweiligen Materials abgeleitet werden [2, 6]. Die Kristallstrukturen von Perowskiten und perowskitverwandten Systemen können durch Änderung ihrer Zusammensetzung hinsichtlich der Kationen erheblich verändert werden [2, 8, 9]. Hierdurch besitzen diese Materialien eine große Vielfalt an physikalischen Eigenschaften [2, 10, 11], die sich insbesondere in einer Vielzahl verschiedener Ordnungsphänomene, wie beispielsweise Ferroelektrizität, Ferro-, Anti- und Ferri-Magnetismus oder der Hochtemperatur-Supraleitung in Kupraten, äußern. Daraus resultiert eine Vielzahl von Anwendungen im Bereich neuartiger (memristiver) Datenspeicher [12–14], Kondensatoren [15], negativ-Kondensatoren [16], Phasenübergangstransistoren [2], wie auch piezoelektrische Aktoren, Sensoren [7], sowie Entwicklungen im Bereich der Energiespeicherung und Energieumwandlung. So findet beispielsweise $La_{1-x}Sr_xMnO_{3-\delta}$ und $La_{1-x}Sr_xCoO_{3-\delta}$ breite Verwendung in Festoxidbrennstoffzellen [17], wo ihre Eigenschaft der Ionenleitung [9, 13, 18] als Festkörperelektrolyt Verwendung findet, und mittels $SrTiO_3$ kann der Elektronentransport in metallorganischen Perowskit-Solarzellen realisiert werden [19]. Übergangsmetalloxide werden als Katalysatoren in der Chemie eingesetzt und dienen beispielsweise für die Sauerstoffreduktion in Metall-Luft-Batterien [20].

Wegen der strukturellen Verwandtschaft sind Perowskite besonders flexibel gegenüber Stöchiometrieabweichungen. Unter Beibehaltung der Struktur er-

gibt sich hieraus die Möglichkeit, Kationen zu substituieren oder Fehlstellen zu induzieren. Ausgehend von der idealen kubischen Perowskitstruktur, gibt es niedersymmetrischere strukturelle Varianten, sodass sich in Kombination mit der Änderung ihrer Zusammensetzung und den Korrelationseigenschaften unterschiedlichste Phasenübergänge vollziehen können. Neben Rotationen der Sauerstoffktaeder resultieren diese Gittervarianten aus den Verzerrungen der kubischen Elementarzelle, wobei eine Abweichung vom rechten Winkel die rhomboedrische Struktur und Streckung der Elementarzelle die tetragonale oder orthorhombische Struktur ergibt. Zudem können mittels Defekte die Eigenschaften erheblich modifiziert werden [2, 3]. Beispielsweise kann die elektrische Leitfähigkeit durch Änderung des Sauerstoffgehalts vom p- zum n-Typ verändert werden [21] oder es kann defekt-induzierter Ferromagnetismus durch Sauerstoffvalenzen in nicht-magnetischen Oxiden induziert werden [22]. Die strukturelle Verwandtschaft dieser Materialien ermöglicht zudem ihre Kombination in einkristallinen Heterostrukturen von Übergangsmetalloxiden mit wohldefinierten Grenzflächen [23], was die Kombination der verschiedenen Ordnungsphänomene ermöglicht [2]. Es können somit neuartige Zustände, die Funktionalitäten in maßgeschneiderten Systemen ermöglichen, geschaffen werden. Dabei weisen die Grenzflächen oft drastisch veränderte Eigenschaften im Vergleich zu den verwendeten massiven „bulk“- Ausgangsmaterialien auf. Ein bedeutendes Beispiel hierfür ist das Ausbilden eines zweidimensionalen Elektronensystems (2DES) an der Grenzfläche zwischen den beiden Bandisolatoren SrTiO_3 und LaAlO_3 [24] oder zwischen SrTiO_3 und dem Mott-Isolator LaTiO_3 [25]. Das Modell der elektronischen Rekonstruktion [24] beschreibt das Ausbilden des 2DES an der Grenzfläche von perfekt stöchiometrischem SrTiO_3 auf welches entlang der [001]-Richtung epitaktisch LaAlO_3 aufgewachsen wurde. Bei niedrigem Sauerstoff-Partialdruck werden beim Filmwachstum Sauerstofffehlstellen im STO-Substrat induziert, die als Donatoren für das 2DES dienen können, sodass durch diese „In-Gap“-Zustände auch das Ausbilden des 2DES im Fall von amorph aufgewachsenem LaAlO_3 erklärbar ist [3, 26].

Neben Heterostrukturen, die maßgeschneiderte „extrinsische“ Grenzflächen zwischen verschiedenen Materialien aufweisen, erlangen zunehmend Systeme mit „intrinsischen“ Grenzflächen innerhalb eines Materials an Bedeutung. Während Domänenwände in ferroelektrischen oder ferromagnetischen Systemen auftreten und die Bereiche unterschiedlich orientierter homogener elektrischer oder magnetischer Polarisation voneinander trennen, können intrinsische Grenzflächen wie Korngrenzen oder Zwillingsgrenzen auch struk-

tureller Art sein. In manchen Systemen können intrinsische Grenzflächen die physikalischen Eigenschaften des gesamten makroskopischen Systems dominieren, weshalb sich im Zusammenhang mit der fortschreitenden Verkleinerung von Systemen wie Datenspeichern und der physikalischen Grenzen bei der Nutzbarmachung immer kleinerer Domänen zunehmend das junge Feld des „Domain Boundary Engineerings“ [27] oder der „Domain Wall Nanoelectronics“ entwickelt [28]. Solche Systeme ermöglichen es, nicht die Domänen sondern die Grenzflächen mit Dicken im Nanometerbereich als kleinste Speichereinheiten zu nutzen.

Ein weiteres wichtiges Ordnungsphänomen, das in verschiedenen Oxiden auftritt, ist die Hochtemperatursupraleitung. In Kupratsupraleitern wie beispielsweise $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ oder $\text{Hg}_{1-x}\text{Tl}_x\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8-\delta}$ findet die Supraleitung in den CuO_2 -Ebenen statt. Die sich zwischen ihnen befindenden nichtleitenden Ebenen können in manchen Fällen wie z.B. in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ die CuO_2 -Ebenen derart voneinander trennen, dass sie in c -Richtung intrinsische Josephsonkontakte (JJ) darstellen. Mesastrukturen von derartigen intrinsischen in Reihe geschalteten JJ finden beispielsweise Anwendung im aktuellen Forschungsfeld der Terrahertzemission [29]. Durch epitaktisches Aufwachsen eines hochtemperatursupraleitenden Dünnsfilms auf ein Bikristall-Substrat kann dessen Korngrenze in den Supraleiter übertragen werden und bildet so einen JJ. Aufgrund der $d_{x^2-y^2}$ -Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters können neben einfachen JJ sog. 0-JJ auch π bzw. 0- π -JJ in Form von Korngrenzen-JJ realisiert werden [30].

Die Supraleitung ist ein makroskopisches Quantenphänomen, das unterhalb der kritischen Temperatur T_c in unterschiedlichsten Materialien auftritt. Neben den Kupraten gibt es die Schwere-Fermion-, Buckminsterfullerene- oder Eisen-Pnictide/Chalkogene-basierte Supraleitung. Des Weiteren zeigen u.a. einige Kohlenstoff-Allotrope wie Kohlenstoffnanoröhrchen und der Diamant aber auch das 2DES der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Grenzschicht Supraleitung auf. Anders als diese Arten der Supraleitung ist die konventionelle Supraleitung mit s -Wellen-symmetrischem Ordnungsparameter durch die BCS-Theorie, die die Cooper-Paarung von im \vec{k} -Raum korrelierten Elektronen beschreibt, erklärbar. Einer der wichtigsten Anwendungsbereiche der Supraleitung und eine direkte Konsequenz aus der Quantenkohärenz ist der erstmals 1962 von B. D. Josephson [31] theoretisch vorhergesagte Josephson-Effekt. Bei konventioneller Supraleitung wird er häufig durch isolierende, normaleleitende oder ferromagnetische nicht supraleitende Zwischenschichten, die zwei Supraleiter

mit unterschiedlicher Phase schwach koppeln, realisiert. Die Phasendifferenz δ entlang des JJ definiert über die Strom-Phasenbeziehung maßgeblich den supraleitenden Strom über den JJ. Während das erste Minimum der 2π -periodischen Josephsonenergie eines 0-JJ bei $\delta=0$ liegt, befindet es sich bei einem π -JJ an den Stellen $\delta = \pm\pi$. Um in einem „Superconducting-Quantum-Interference-Device“ (SQUID), bestehend aus einem 0- und einem π -JJ, die Fluxoidquantisierung zu erfüllen, wird ein spontaner Strom generiert, der ein halbes Flussquant im Ring induziert [32, 33]. Derartige „Phasenbatterien“ sind interessante Bauteile, weil sie eine konstante Phase liefern, sich dabei nicht entladen und dissipationslos sind. Das Prinzip der Phasenverschiebung um π lässt sich in sog. φ_0 -JJ auf eine beliebige Phasenverschiebung um φ_0 verallgemeinern. φ_0 -JJ wurden bislang primär theoretisch untersucht [34–36], sind technisch bislang allerdings aufwendig zu realisieren [37].

Anders als bei einem 0-, π - oder φ_0 -JJ geht in die Strom-Phasenbeziehung eines φ -JJ neben dem ersten harmonischen Term auch ein zweiter ein, sodass die Energie zwei entartete Grundzustände $\delta = \pm\varphi$ mit $0 < \varphi < \pi$ innerhalb einer 2π -Periode aufweist. Entsprechend des „Entkommens“ der Josephsonphase aus dem jeweiligen Potentialminimum bei $\delta = \pm\varphi$, weisen φ -JJ zwei kritische Ströme auf. Neben einstellbaren „Phasenbatterien“ können φ -JJ in „Rapid Single Flux Quantum“-Bauteilen oder zur Verbesserung der Dekohärenz von Quantenbits verwendet werden. φ -JJ können durch die schwache Kopplung zweier d -Wellen-Supraleiter [38, 39], Korngrenzen-JJ [40] oder „nano-constriction-type“-JJ [41] realisiert werden. Neben diesen auf der d -Welle basierenden Ansätzen, bei denen 0- und π -Anteile unterschiedlich beitragen, können φ -JJ auch durch asymmetrische dc-SQUIDs [42] realisiert werden. Eine weitere Möglichkeit sind 0- π -JJ [43, 44], bei denen sich entlang des Kontaktes an durch die Struktur vorgegebenen Stellen die Phase um π ändert, und auf diese Weise positive und negative Anteile über den JJ fließen. Dieser Ansatz kann durch 0- κ -JJ verallgemeinert werden [45]. Derartige Kontakte werden durch Strominjektoren realisiert, wobei an einer Stelle, die des Injektors, entlang des JJ ein Phasensprung von κ realisiert wird, dessen Höhe durch den Injektorstrom einstellbar ist. Induziert durch die unterschiedliche Phasendifferenz bildet sich ein fraktionaler Vortex, der anders als ein Josephson-Vortex (JV) ortsgebunden ist und nur einen Bruchteil $\frac{\kappa}{2\pi}$ eines magnetischen Flussquants trägt. Des Weiteren kann ein Abrikosov-Vortex (AV) einen Phasensprung entlang eines JJ induzieren [46, 47]. Dabei ist die Stelle und Höhe des Phasensprungs abhängig von der jeweiligen Position des AV relativ zum JJ. Zudem besteht je nach Orientierung des AV eine attraktive

oder destruktive Wechselwirkung zu einem möglichen JV im JJ, was interessante Schalteigenschaften des JJ mit sich bringen kann. Josephsonkontakte sind wichtige supraleitende Bauelemente und ein essentieller Bestandteil supraleitender Elektronik. Netzwerke von JJ sind zudem eine vielversprechende Möglichkeit Bose-Einstein-Kondensation (BEC), entsprechend theoretischer Arbeiten im Bereich der Graphentheorie [48, 49], im Kelvin-Bereich zu realisieren. Entsprechend der Wellenverteilung des Kondensats wird dabei eine von der Geometrie des Netzwerkes abhängige Schaltreihenfolge, bei der der kritische Strom an dem jeweiligen JJ überschritten wird, prognostiziert, wenn der Biasstrom sukzessiv erhöht wird.

Probenuntersuchungen und Systemapplikationen dieser Arbeit

In dieser Arbeit wurden lokale elektrische Transporteigenschaften sowohl von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen als auch von unterschiedlichen Josephsonkontakten und einem JJ-Netzwerk untersucht. Die intrinsischen lokalen Eigenschaften der einzelnen Proben äußern sich einerseits in durchgeführten integralen Messungen. Andererseits wurde mit der am Physikalischen Institut der Universität Tübingen eingesetzten Messtechnik, der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie, ein bildgebendes Verfahren, das die Möglichkeit der Untersuchung lokaler Eigenschaften in Dünnschicht-Proben eröffnet, eingesetzt. Ein Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (LTSEM) ermöglicht die Untersuchung einer Vielzahl elektronischer Transporteigenschaften auf der μm -Skala hinab bis zu Temperaturen von $T \approx 2\text{ K}$. Die lokale Störung der Probe durch einen fokussierten Elektronenstrahl resultiert in einer lokalen Änderung von physikalischen Größen wie elektrischer Leitfähigkeit, kritischer Strom oder Londonscher Eindringtiefe von Supraleitern. Diese lokalen Änderungen sind dabei in dem globalen Probenverhalten bezüglich der beobachteten physikalischen Größen erkennbar, sodass der lokale Strahleinfluss aus den Daten extrahiert werden kann. Abhängig von der beobachteten physikalischen Größe, die typischerweise die Differenz der über die Probe abfallenden Spannung δV von dem Bestrahlungs- und Nicht-Bestrahlungs-Fall ist, und dem zugrundeliegenden Signalentstehungsmodell können Rückschlüsse auf die räumliche Verteilung der Leitfähigkeit ebenso wie beispielsweise die kritische Stromdichte oder kritische Temperatur von Supraleitern gezogen werden. Eine Übersicht bisheriger Einsatzmöglichkeiten eines LTSEMs wird in [50–52] gegeben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine weitere LTSEM-Kryo-Stufe fertiggestellt

und in das bestehende System adaptiert sowie eine neue Messtechnik zur Bestimmung des kritischen Stromes eines JJ, die des Stromrampens, in das LTSEM-System implementiert. Ein technologischer Erfolg dieser Arbeit ist, dass dieses neue LTSEM-System (K3) gegenüber dem Vorgänger-System (K2) u.a. eine wesentlich höhere Temperatur- und Probenstabilität zeigt, sodass erstmalig temperaturstabil langandauernde LTSEM-Untersuchungen von äußerst kleinen strahlinduzierten physikalischen Änderungen, die eine Vielzahl von Mittlungen benötigen, an kleinen Proben mit Strukturen im μm -Bereich durchgeführt werden konnten. Zudem wurde in dieser Arbeit sowohl für das K2- als auch das K3-System die Möglichkeit geschaffen, bei deutlich kleineren Arbeitsabständen, die eine deutlich verbesserte Strahlfokussierung ermöglichen, Probenuntersuchungen durchzuführen.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte durch dieses K3-System daher erstmalig die kritische Stromdichteverteilung in $0\text{-}\kappa\text{-JJ}$ mittels LTSEM-Linescans für unterschiedliche κ abgebildet werden. Zur Bestimmung des kritischen Stromes dieses hysteretischen JJ wurde die hierfür in das K3-System integrierte Messmethode des Stromrampens verwendet.

Weiterhin wurde vor Fertigstellung des K3-Systems mittels des bisherigen K2-Systems [53] der ortsabhängige Einfluss eines AV, dessen Position mittels des Elektronenstrahls verändert werden konnte, auf einen Injektorkontakt untersucht. Zudem wurde ein JJ-Array (JJA), dessen integrale Transportuntersuchungen auf BEC hinweisen, mittels des LTSEMs auf BCS-charakteristische lokale Schalteigenschaften der einzelnen JJ untersucht.

Anhand der untersuchten $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen wurde mittels LTSEM- δV -Abbildungen in dieser Arbeit nachgewiesen, dass sich durch Temperaturzyklen über die kritische Temperatur von $T \cong 105\text{ K}$, bei der sich der kubisch-zu-tetragonale Phasenübergang des SrTiO_3 -Substrats vollzieht, neue mit Zwillingsgrenzen identifizierbare Strukturen ausbilden. Zudem wurde gezeigt, dass diese Strukturen bei LTSEM-Abbildungen einen positiven Beitrag zu der Leitfähigkeit des 2DES ergeben. Zudem wurde die Temperaturabhängigkeit dieser LTSEM- δV -Abbildungen, deren Signalstärke mit zunehmender Temperatur abnimmt, untersucht und aufgezeigt, dass der beobachtete Widerstand eine konkave Temperaturabhängigkeit hat. Diese Beobachtungen sind nicht mit einem auf lokaler Erwärmung basierenden Signalentstehungsmechanismus, wie er bei vielen anderen Proben Verwendung findet, erklärbar.

Es wurden in dieser Arbeit weitere Untersuchungen durchgeführt, die auf den Signalentstehungsmechanismus dieser Abbildungen hinweisen. Die erzielten

Ergebnisse lassen darauf schließen, dass, vergleichbar mit der Photoleitfähigkeit von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen, „In-Gap“-Zustände eine entscheidende Rolle bei der beobachteten strahlinduzierten Leitfähigkeitserhöhung, die sich auf deutlich längeren Zeitskalen nach der Bestrahlung zurückbildet, spielen können. Unmittelbar nach dem Ein- und Ausschalten des Elektronenstrahls zeigt sich ein hochinteressantes Verhalten allmählich einsetzender Prozesse, was auf einen Feldeffekt implantierter Strahlelektronen schließen lässt und bislang nicht bei der Photoleitfähigkeit beobachtet wurde.

Gliederung

An dieser Stelle werden lediglich die wichtigsten Thematiken der einzelnen Kapitel zusammengefasst. Eine detaillierte Auflistung der Unterkapitel findet sich im Inhaltsverzeichnis dieser Arbeit.

In **Kapitel 2** werden die theoretischen Grundlagen der Supraleitung erläutert. Den Schwerpunkt bildet die Physik und Realisierungsmöglichkeiten von $0-\pi$ -, φ_0 - und φ -JJ. Ausgehend von den Josephsongleichungen wird das RCSJ-Modell ausgeführt und die Josephsonenergie betrachtet, deren Minima die Grundzustände der jeweiligen Systeme ergeben. Aus der sinus-Gordon-Gleichung werden Fluxonen, (Anti-) Semifluxonen bzw. fraktionaler Vortices der einzelnen Systeme betrachtet sowie der Phasenverlauf bei einem Injektorstrom und der Einfluss eines AV auf den Phasenverlauf aufgezeigt. Die kritische Stromdichteverteilung und der kritische Strom ergeben sich aus dem jeweiligen Phasenverlauf entlang des JJ, in den zudem ein mögliches externes Magnetfeld eingeht. Darüber hinaus werden die attraktiven bzw. repulsiven Wechselwirkungen zwischen JV und AV aufgezeigt, und die Grundlagen der Graphentheorie, die BEC auf bestimmten JJ-Netzwerken vorhersagt, ausgeführt.

In **Kapitel 3** werden zunächst, beginnend bei der Perovskit-Struktur, die für diese Arbeit relevanten physikalischen Eigenschaften des SrTiO_3 erläutert. Es wird ausgeführt, dass mit dem kubisch-zu-tetragonalen Phasenübergang das Ausbilden von Zwillingsgrenzen, die spezifische Orientierungen zueinander haben, verbunden ist. Anschließend wird die $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur betrachtet. Es werden theoretische und experimentelle Ergebnisse des stark korrelierten Elektronensystems des 2DES, das sich an der Grenzschicht in dem sich ausbildenden einengenden Potential bilden kann, vorgestellt. Die beiden primären Mechanismen, die das 2DES ausbilden können, werden erläutert. Diese basieren auf „In-Gap“-Zuständen, die auf Punktdefekte zurückgeführt

werden, oder auf der elektronischen Rekonstruktion, die die polare Diskontinuität (Polare Katastrophe) abwendet. Das System starker Korrelation wird zudem, entsprechend häufig gewählter Ansätze, mittels eines Bandmodells vereinfachend beschrieben, und die Photoleitfähigkeit wie auch der feldinduzierte Isolator-Metall-Übergang vorgestellt.

In **Kapitel 4** wird das neue K3-System vorgestellt. Eingehend wird die Probenkammer, die neben dem Verlauf der flüssig-Heliumzuleitungen und der thermischen Abschirmung wesentlich zu den souveränen Eigenschaften des K3 beiträgt, beschrieben. Ausgehend von den bislang undichten Flüssiggastanks, die nahezu denen des K2 gleichen, wurde diese in dieser Arbeit vakuumdicht gemacht und thermisch isoliert. Es wurde die Probenkammer aufgebaut und der Verlauf der Heliumzuleitungen optimiert, sowie ihre Stickstoffschildung realisiert. Zudem wurde die Verkabelung vorgenommen. In Kapitel 4 wird ein Vergleich zu dem Vorgänger-System (K2) gezogen und die primär verwendeten LTSEM-Messtechniken vorgestellt. Des Weiteren werden die beiden Messmethoden, aus denen auf die lokale kritische Stromdichte in JJ geschlossen werden kann, ausgeführt.

Eine zentrale Rolle dieser Arbeit nimmt das Verständnis der bislang unbekannt Prozesse, die sich bei LTSEM-Untersuchungen von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen vollziehen, ein. Es wird anhand temperaturabhängiger LTSEM- δV -Abbildungen, deren Signalstärke mit zunehmender Temperatur abnimmt, und der konkaven Temperaturabhängigkeit des Widerstandes des 2DES aufgezeigt, weshalb ein auf lokaler Erwärmung basierender Signalmechanismus nicht zutreffen kann.

Mittels des Vergleiches der Lock-In-Verstärkertechnik und einem Differentialverstärker wird der Nachweis erbracht, dass sich strahlinduziert die Leitfähigkeit des 2DES verbessert und Zwillingsgrenzen hierbei einen deutlichen Beitrag leisten. Auch diese Beobachtungen können nicht durch eine lokale Erwärmung erklärt werden, da dann der Widerstand steigen müsste. Kapitel 4 endet mit einem im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Signalentstehungsmechanismus, der auf „In-Gap“-Zuständen und einem Feldeffekt basiert und die im darauf folgenden Kapitel präsentierten LTSEM-Untersuchungsergebnisse beschreiben kann.

In **Kapitel 5** wird zunächst auf die Möglichkeit eingegangen, mittels des LTSEMs in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen mit Zwillingsgrenzen identifizierbare Strukturen abzubilden. Der Schluss, dass es sich hierbei um den Einfluss von Zwillingsgrenzen handelt, wird zunächst aus deren Orientierung

gezogen. Zudem wird der Einfluss von Gatespannungen anhand weiterer LTSEM- δV -Abbildungen diskutiert. Es wurde insbesondere der Nachweis erbracht, dass sich diese mit Zwillingsgrenzen identifizierbare Strukturen mittels Temperaturzyklen über die Temperatur des kubisch-zu-tetragonalen Phasenübergangs neu anordnen, was (neben den beobachteten Winkeln zueinander/zur Probenkante) ein weiteres starkes Indiz dafür ist, dass es sich bei diesen Strukturen um den lokalen Einfluss von Zwillingsgrenzen auf die Transporteigenschaften des 2DES handelt.

Anschließend werden weitere in dieser Arbeit durchgeführte Untersuchungen ausgeführt, die den in dieser Arbeit postulierten Signalmechanismus stützen. Im Einzelnen werden Ergebnisse dieser Arbeit von LTSEM- δV -Signalbeiträge aus Bereichen außerhalb der Probe vorgestellt und es wird durch erzielte δI -Strommessergebnisse nachgewiesen, dass der Strahl einen langreichweitigen Einfluss im SrTiO_3 haben kann und ein Feldeffekt sehr wahrscheinlich ist. Zudem werden Beobachtungen dieser Arbeit ausgeführt, die aufzeigen, dass bei kryogenen Temperaturen sich mit strahlinduzierten Defekten identifizierbare Probenveränderungen vollziehen, welche sich bei höheren Temperaturen (teilweise) zurückbilden. Anschließend werden in dieser Arbeit durchgeführte Untersuchungen von zeitabhängigen Leitfähigkeitsänderungen, die sich während bzw. nach homogener Probenbestrahlung vollziehen, vorgestellt. Dabei werden Parallelen aber auch Unterschiede zur Photoleitfähigkeit aufgezeigt. Das Kapitel schließt mit Folgerungen aus den Ergebnissen, die das aufgestellte Modell bestätigen.

In **Kapitel 6** werden die in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen an supraleitenden Bauelementen vorgestellt:

Zum einen wurde die kritische Stromdichteverteilung eines Injektor-JJ mittels des LTSEM untersucht. Hierzu wurde das K3-System dahingehend modifiziert, dass mittels Stromrampens der kritische Strom dieses hysteretischen JJ mit dem LTSEM unter lokaler Bestrahlung bestimmt werden konnte. Die Probenstabilität des K3 ermöglicht es, Änderungen, die sich im Bereich weniger μm vollziehen, trotz lang andauernden Mittelungen aufzulösen. Dabei wurde beobachtet, dass auf dieser Längenskala das Modell einer radialsymmetrischen gaußförmigen strahlinduzierten Temperaturverteilung, die für die Signalentstehung verantwortlich ist, nicht hinreichend Gültigkeit besitzt, wenn der Strahl auf Randbereiche, an denen ein Materialkontrast existiert, trifft. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein erweitertes Signalentstehungsmodell entwickelt, das die Messergebnisse beschreiben kann. Dabei ist es gelungen, die

kritische Stromdichteverteilung entlang des als $0\text{-}\kappa$ - vorliegenden Injektor-JJ für unterschiedliche κ experimentell abzubilden und im entwickelten Modell zu simulieren.

Zudem wurde ein weiterer Injektor-JJ untersucht, der eine atypische Abhängigkeit des kritischen Stroms vom Injektorstrom $I_c(I_{\text{inj}})$ zeigt. Neben den durchgeführten LTSEM-Messungen wurden in dieser Arbeit Simulationen erarbeitet, die darauf schließen lassen, dass bei diesem JJ mittels eines Injektorstromes ein AV in die Probe implantierbar ist, der verankert durch ein strahlinduziertes Potentialminimum mittels des Elektronenstrahls sich relativ zu dem JJ verschieben ließ.

Zudem wurde ein JJ-Netzwerk mittels des LTSEMs untersucht. Die IV -Charakteristik ließ darauf schließen, dass sich möglicherweise ein BEC auf dem Netzwerk bildet. Es wird gezeigt, dass die Probe mittels des LTSEMs untersucht werden kann und sich die IV -Charakteristik nicht dahingehend ändert, dass ihre BEC-typischen Merkmale durch den Elektronenstrahl zerstört werden. Anschließend wird jedoch mittels LTSEM-Abbildungen gezeigt, dass die JJ-Schaltreihenfolge nicht der vorhergesagten folgt, wenn sich BEC auf dem Netzwerk ausbildet. Es wird somit nachgewiesen, dass trotz der BEC-typischen IV -Charakteristik sich keine BEC auf dem untersuchten JJ-Netzwerk bildet.

In **Kapitel 7** wird eine Zusammenfassung dieser Arbeit gegeben.

Der **Anhang** schildert einerseits im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Randprojekte und geht andererseits eingehender auf Sachverhalte der in den vorangegangenen Kapitel vorgestellten Probenuntersuchungen ein.

In **A.1** wird das Agglomerieren von Kohlenstoff-Nanoröhrchen bei tiefen Temperaturen vorgestellt. In **A.2** wird gezeigt, dass die in den untersuchten $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Proben implantierte Anzahl von Strahlelektronen allein nicht ausreichen, um die beobachteten strahlinduzierten Leitfähigkeitsveränderungen des 2DES zu erklären. In **A.3** wird ein biasstromabhängiger Vergleich zwischen dem LTSEM- δV -Signal und dem Signal eines Differentialverstärkers gezogen. Dieser weist nach, dass ein positives δV -Signal eine Verbesserung der Leitfähigkeit bedeutet. Die strahlinduzierten lokalen Änderungen sind dabei für Biasströme $\gtrsim 10 \mu\text{A}$ biasstromunabhängig. In **A.4** werden mögliche Kristallschädigungsmechanismen vorgestellt, die bei Elektronenbestrahlung auftreten können. In **A.5** wird ein in dieser Arbeit untersuchter Korngrenzen-JJ vorgestellt. Zudem werden (neben dem Aufzeigen der Probenstabilität des K3-Systems) anhand dieser Probe weitere

strahlinduzierte SrTiO₃-Veränderungen vorgestellt, die in dieser Arbeit beobachtet wurden. In [A.6](#) wird der atypische $I_c(I_{inj})$ -Verlauf des Injektor-JJ, in dem ein AV implantiert werden kann, genauer betrachtet. In [A.7](#) sind die in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen definiert.

2 Grundlagen der Supraleitung

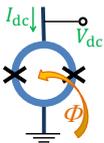
In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen, die für das Verständnis der in dieser Arbeit durchgeführten Experimente benötigt werden, dargelegt. Beginnend bei den Grundlagen der Supraleitung, einem makroskopischen Quantenphänomen, bei dem sich unterhalb einer materialspezifischen Übergangstemperatur T_c die sogenannten Cooperpaare bilden, werden zunächst die theoretischen Grundlagen von Josephsonkontakten (JJ) vorgestellt. Neben der Einteilung in kurze und lange Kontakte sind zudem klassische 0-JJ und unkonventionelle-JJ, die auf unterschiedliche Weise realisiert werden können, zu unterscheiden. Anschließend wird der Einfluss von Vortices auf einen JJ beschrieben, bevor das Kapitel mit theoretischen Überlegungen einer möglichen Bose-Einstein-Kondensation in Netzwerken von JJ endet.

Als technische Anwendung von JJ sei die Kopplung eines bzw. zweier JJ in einem supraleitenden Ring genannt. Auf diese Weise wird ein „Superconducting Quantum Interference Device“(SQUID)¹ realisiert. Ein SQUID ist ein supraleitendes Bauelement, dessen Phasensensitivität ausgenutzt werden kann, um den magnetischen Fluss in dem supraleitenden Ring zu detektieren.

1911 entdeckte Kamerlingh-Onnes die Supraleitung anhand des **Tiefemperatursupraleiters** Quecksilber [54], indem er bei möglichst tiefen Temperaturen den spezifischen Widerstand untersuchte [54]. Anschließend wurde eine Vielzahl weiterer Elemente und metallische Verbindungen gefunden, die unterhalb einer kritischen Temperatur T_c supraleitend werden. Die Klasse der Tieftemperatursupraleiter lässt sich durch die BCS-Theorie, in welche maßgeblich die Debye-Frequenz ω_D eingeht, beschreiben.

J. G. Bednorz und K. A. Müller entdeckten 1986 mit $(\text{LaBa})_2\text{CuO}_4$ die Klasse der Kuprat-Supraleiter, deren Übergang in den supraleitenden Zustand bei

¹



Schematische Darstellung eines Superconducting-Quantum-Interference-Device (SQUID): Es besteht aus einem supraleitenden Ring, der von einem (rf-SQUID) oder zwei (dc-SQUID) JJ unterbrochen ist und über den ein Strom fließen kann, bzw. eine Spannung abfällt. SQUIDs werden häufig zur Detektion sehr kleiner magnetischer Flüsse Φ , die in sie eingekoppelt werden können, eingesetzt.

deutlich höheren Temperaturen stattfindet. Die **Hochtemperatursupraleitung** kann nicht durch die BCS-Theorie erklärt werden.

2.1 Supraleitung in homogenen Festkörpern

Bei der Supraleitung handelt es sich um einen eigenen thermodynamischen stabilen Phasenzustand, in dem die supraleitenden Ladungsträger einen kohärenten Vielteilchenzustand darstellen. Er kann theoretisch in der Nähe des Phasenübergangs makroskopisch durch die Ginzburg-Landau-Theorie beschrieben werden. Das supraleitende Kondensat wird von den sog. Cooper-Paaren gebildet, welche die mikroskopische Ursache des supraleitenden Zustandes darstellen.

2.1.1 Cooper-Paarung

Im Falle der zuerst entdeckten metallischen Supraleitung werden Elektronen über Phononen des Festkörperrgitters gekoppelt. Diese Tieftemperatursupraleitung ist durch die 1957 von John Bardeen, Leon N. Cooper und John R. Schrieffer aufgestellte BCS-Theorie beschreibbar [55]. Beim Abkühlen unter die kritische Temperatur T_c kondensieren hierbei die zuvor unkorrelierten Elektronen aus dem Elektronengas des metallischen Festkörpers durch Elektron-Phonon-Wechselwirkung [56, 57]. Die durch den Austausch virtueller Phononen gepaarten Elektronen haben antiparallelen Spin und entgegengesetzte Wellenvektoren $\vec{k}_\uparrow = -\vec{k}_\downarrow$. Sie tragen den supraleitenden Strom. Experimentell wurde dieser Kopplungsmechanismus durch den von der Masse M der Gitteratome abhängigen Isotopeneffekt, der den Zusammenhang $T_c \propto \frac{1}{\sqrt{M}}$ zeigt, nachgewiesen [58, 59].

Wegen der großen Masse der Atomrümpfe erfährt das zweite Elektron zeitlich retardiert die Anziehung des ersten Elektrons, weshalb die abstoßende Coulomb-Wechselwirkung zwischen den beiden Elektronen auf die Paarung keinen Einfluss hat.

Cooper-Instabilität des Fermisees:

Ausgehend von der Schrödingergleichung [60]

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\vec{\nabla}_1^2 + \vec{\nabla}_2^2 \right) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = (\epsilon + 2E_F) \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (2.1)$$

zweier Elektronen an den Orten \vec{r}_1 und \vec{r}_2 , deren Energie gegenüber der Fermienergie E_F durch die Bindungsenergie ϵ erhöht ist, ergibt sich unter der Annahme $k_1 = k_2 = \vec{k}$ die Wellenfunktion

$$\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{L^3} \sum_{\vec{k}} g(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \quad (2.2)$$

als Linearkombination der Basisfunktionen [60], welche die Superposition von Paar-Zuständen darstellt. $g(\vec{k})$ ist ein Gewichtungsfaktor und L^3 das Kristallvolumen. Beim Übergang $\vec{k}_i \rightarrow \vec{k}'_i$ ($i = 1, 2$) gibt es eine maximale Energieänderung $\hbar\omega_D$, die durch die Debye-Frequenz ω_D gegeben ist, für die das Potential attraktiv ist. $h = 2\pi\hbar \approx 6.6261 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ist das Plancksche Wirkungsquantum. Die \vec{k} -Summe in Gleichung(2.2) ist somit beschränkt auf $E_F < \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} < E_F + \hbar\omega_D$ [61, 62]. Durch Näherung des fourier-transformierten Potentials [61, 62]

$$V_{\vec{k}, \vec{k}'} = \int V(\vec{r}) e^{i(\vec{k} - \vec{k}') \cdot \vec{r}} d^3\vec{r} \approx \begin{cases} -V_0 & \text{für } E_F < \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}, \frac{\hbar^2 \vec{k}'^2}{2m} < E_F + \hbar\omega_D \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.3)$$

kann die Bindungsenergie eines Cooper-Paares

$$\epsilon = \frac{2\hbar\omega_D}{1 - e^{(2/V_0) N(E_F)}} \cong -2\hbar\omega_D e^{-\frac{2}{V_0 N(E_F)}} < 0 \quad (2.4)$$

berechnet werden [61, 62]. $N(E_F)$ ist die Zustandsdichte am Fermineiveau unter Berücksichtigung der Spinartung.

Wegen des Pauli-Prinzips ist nur Elektronenstreuung in unbesetzte Zustände möglich. Weil ein Supraleiter direkt an der Fermikante eine Energielücke hat, ist somit widerstandsfreier Transport möglich. Aufgrund der Anwesenheit des Fermisees und weil alle Cooper-Paare einen gemeinsamen Schwerpunkt besitzen, weshalb es im Kondensat nur schwerpunkterhaltende Streuung gibt, ist nur Relaxation durch das Aufbrechen von Cooper-Paaren möglich. Solange die Paarbrechungsenergie nicht erreicht ist, ist daher im Supraleiter ein widerstandsfreier Stromtransport möglich.

2.1.2 BCS-Theorie

Wegen der Vielzahl an ununterscheidbaren Elektronen des Leitungsbandes, die beim Phasenübergang das supraleitende Kondensat bilden, wird die Supraleitung durch eine Vielteilchen-Wellenfunktion beschrieben. Die BCS-Wellenfunktion hat keine feste Teilchenzahl, allerdings eine feste Phase. Ihr Grundzustand ist gegeben durch [63]

$$|\psi_G\rangle = \prod_{\vec{k}} \left(u_{\vec{k}} + v_{\vec{k}} c_{\vec{k},\uparrow}^\dagger c_{-\vec{k},\downarrow}^\dagger \right) |0\rangle \quad (2.5)$$

und wird aus dem Vakuumzustand ohne Teilchen $|0\rangle$ durch die Erzeugungsoperatoren c^\dagger mit den entsprechenden Wellenvektoren und Spins erzeugt. Die Wahrscheinlichkeiten, dass der Zustand $|\vec{k}_\uparrow, -\vec{k}_\downarrow\rangle$ besetzt bzw. leer ist

$$v_{\vec{k}}^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\epsilon_k}{E_k} \right) \quad \text{bzw.} \quad u_{\vec{k}}^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\epsilon_k}{E_k} \right), \quad (2.6)$$

normieren die BCS-Wellenfunktion durch $v_{\vec{k}}^2 + u_{\vec{k}}^2 = 1$. Hierbei ist die Energie eines Elektrons im Zustand k auf das Fermi-niveau bezogen $\epsilon_k = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m} - \frac{\hbar^2 \vec{k}_F^2}{2m}$ [61, 62].

Die Energie des supraleitenden Grundzustandes ist [61]

$$E_s = \sum_{\vec{k}} 2\epsilon_k v_{\vec{k}}^2 + \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} V_{\vec{k}, \vec{k}'} v_{\vec{k}} u_{\vec{k}'} v_{\vec{k}'} u_{\vec{k}}. \quad (2.7)$$

In der BCS-Näherung wird das attraktive Potential $V_{\vec{k}, \vec{k}'}$, das Ursache der Cooper-Paarbildung ist, durch

$$V_{\vec{k}, \vec{k}'} = \begin{cases} -V_0, & \text{für } |\epsilon_k|, |\epsilon_{k'}| < \hbar\omega_c \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases} \quad (2.8)$$

genähert. Beim Übergang $\vec{k}_i \rightarrow \vec{k}'_i$ ($i=1,2$) ist die maximal mögliche Energieänderung $\hbar\omega_c = \hbar\omega_D$, weil für die Cooper-Paarbildung die Elektron-Phonon-Wechselwirkung ursächlich ist.

Die Energie eines ungepaarten Elektrons (Quasiteilchens) ist durch die BCS-Energie-Relation [61]

$$E_k = \sqrt{\epsilon_k^2 + \Delta^2}, \quad (2.9)$$

welche die angeregten Zustände beschreibt, gegeben. Für die Quasiteilchenanregung eines Cooper-Paares ist somit eine Energie von mindestens 2Δ notwendig. Diese, die Fermiverteilung $f(E_k) = \frac{1}{e^{E_k/k_B T} + 1}$ enthaltende, Energielücke [61]

$$\Delta(T) = V_0 \sum_{\vec{k}} v_{\vec{k}} u_{\vec{k}} (1 - 2f(E_k)) , \quad (2.10)$$

die sich direkt am Fermineveau E_F befindet, ist Ursache für den supraleitungscharakterisierenden widerstandsfreien Stromtransport, weil für das Kondensat nur schwerpunkterhaltende Streuung möglich ist, damit es in keinen anderen Quantenzustand übergeht und seine Phasenkohärenz behält. Erst beim Erreichen der „Depairing-Stromdichte“ ist die Mindestenergie von 2Δ zum Aufbrechen von Cooper-Paaren erreicht und ein widerstandsfreier Stromtransport ist nicht mehr möglich.

Mit der Grundzustands- E_0 und Anregungsenergie E_k ergibt die BCS-Energierelation (2.10) die Energie eines Quasiteilchens

$$E_a = E_0 + E_k = E_0 + \sqrt{\epsilon_k^2 + \Delta^2} , \quad (2.11)$$

woraus sich mit der Zahl der Zustände pro Volumen ν die Zustandsdichte der Quasiteilchen [61]

$$N_Q = \frac{\partial \nu}{\partial E_k} = \frac{\partial \nu}{\partial \epsilon_k} \frac{\partial \epsilon_k}{\partial E_k} = \begin{cases} 0 & \text{für } E_k < \Delta \\ N_n(E_F) \frac{E_k}{\sqrt{E_k^2 + \Delta^2}} & \text{für } E_k > \Delta \end{cases} \quad (2.12)$$

ergibt. $N_n(E_F) = \frac{d\nu}{d\epsilon_k}$ ist die Zustandsdichte am Fermineveau im normalleitenden Zustand [61, 62]. Mit der Zustandsdichte am Fermineveau $N(E_F)$ ergibt sich aus der BCS-Gap-Gleichung [61]

$$\frac{1}{N(E_F) V_0} = \int_0^{\hbar\omega_D} \frac{1 - 2f}{\sqrt{\epsilon_k^2 + \Delta^2}} d\epsilon_k \quad (2.13)$$

die kritische Temperatur T_c , bei der die Energielücke $\Delta(T_c)$ verschwindet [63]

$$k_B T_c = 1.13 \hbar\omega_D e^{-\frac{1}{V_0 N(E_F)}} , \quad (2.14)$$

wobei $k_B \approx 1.3806 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$ die Boltzmann-Konstante ist. Für „schwach koppelnde Supraleiter“, bei denen $N(E_F) V_0 \ll 1$ ist [63], liefert die BCS-Theorie hieraus für sehr niedrige Temperaturen T ($T \ll T_c$) die universelle Beziehung für die Energielücke

$$\frac{\Delta(0)}{k_B T_c} \approx 1.764, \quad (2.15)$$

die unabhängig von den Modellparametern V_0 und ω_D ist.

Die Energielücke kann nahe der kritischen Temperatur durch [63]

$$\frac{\Delta(T)}{\Delta(0)} \approx 1.74 \sqrt{1 - \frac{T}{T_c}} \quad \text{für } T \approx T_c \quad (2.16)$$

genähert werden.

Der kohärente Quantenzustand der Gesamtheit aller Cooper-Paare lässt sich der BCS-Theorie nach durch die makroskopische Paar-Wellenfunktion

$$\Psi(\vec{r}, t) = |\Psi(\vec{r}, t)| e^{i\varphi(\vec{r}, t)} = \sqrt{n_s(\vec{r}, t)} e^{i\varphi(\vec{r}, t)} \quad (2.17)$$

beschreiben. Hierbei ist $|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = n_s(\vec{r}, t)$ die orts- und zeitabhängige Cooper-Paardichte, die proportional zum Quadrat der Energielücke ($\Delta^2 \propto n_s$) ist. $\varphi(\vec{r}, t)$ ist die Phase der Wellenfunktion, die die Schwerpunktbewegung aller Cooper-Paare beschreibt.

2.1.3 Flussquantisierung

Die Supraleiter-Wellenfunktion $\Psi(\vec{r}, t)$ muss an jedem Ort \vec{r} im Supraleiter und zu jedem Zeitpunkt t eindeutig sein. Bei Umlauf entlang eines beliebigen geschlossenen Weges muss daher die Phase φ modulo 2π in sich übergehen. Für die Integration der Änderung der Phase $\vec{\nabla}\varphi$ entlang des gesamten geschlossenen Weges gilt somit

$$2\pi n = \oint \vec{\nabla}\varphi \cdot d\vec{l} \quad ; \quad n \in \mathbb{Z} . \quad (2.18)$$

Mittels des magnetischen Flusses $\Phi = \oint \vec{A} \cdot d\vec{s} = \int \vec{B} \cdot d\vec{F}$ und des kanonischen Impulses eines Teilchens im Magnetfeld $\vec{p} = \hbar\vec{k} = \hbar\vec{\nabla}\varphi = m_s \frac{\vec{j}_s}{n_s q_s} + q_s \vec{A}$ ergibt sich die Fluxoidquantisierung [61, 63]

$$n \Phi_0 = \mu_0 \lambda_L^2 \oint \vec{j}_s \cdot d\vec{l} + \Phi . \quad (2.19)$$

$\Phi_0 = \frac{h}{2e} \approx 2.07 \cdot 10^{-15} \text{Vs}$ ist das magnetische Flussquant, \vec{B} die magnetische Flussdichte, \vec{A} das Vektorpotential ($\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$) und j_s die supraleitende Stromdichte. Die Ladung bzw. Masse eines Cooper-Paares $q_s = 2e$ bzw. $m_s = 2m$ sowie die Cooper-Paardichte n_s ergeben mit der magnetischen Feldkonstanten μ_0 hierbei die Londonsche-Eindringtiefe $\lambda_L = \sqrt{m_s/n_s q_s^2 \mu_0}$. Die Fluxoidquantisierung gilt allgemein für jeden Supraleiter. Hierbei ist $e \approx 1.6022 \cdot 10^{-19} \text{C}$ die Elementarladung und m die Masse eines Elektrons.

Weil in Supraleitern die Ströme häufig in einer sehr dünnen oberflächennahen Schicht, welche sich über die London-Eindringtiefe erstreckt, fließen, kann der Integrationsweg ins Innere des Supraleiters gelegt werden, wo in diesen Fällen die Suprastromdichte verschwindet ($j_s = 0$). Die Fluxoidquantisierung ergibt dann die Flussquantisierung

$$n \Phi_0 = \Phi . \quad (2.20)$$

Somit ist der magnetische Fluss Φ durch einen Supraleiter als Folge von der Quantenkohärenz der Wellenfunktion quantisiert. Φ kann den Supraleiter ausschließlich in Form einzelner Flussquanten durchdringen.

2.1.4 Ginzburg-Landau-Theorie

Spontane Symmetriebrechungen, wie sie u.a. bei der Kondensation von Flüssigkeiten, dem Übergang zwischen der para- und ferromagnetischen Phase, der Bose-Einstein-Kondensation oder Suprafluidität auftreten, lassen sich in der Nähe des Phasenübergangs durch einen Ordnungsparameter beschreiben, der ein Maß für die Ordnung in der symmetrischen, gebrochenen Phase ist. Die Supraleitung lässt sich, nahe der kritischen Temperatur T_c , ebenso im Rahmen der 1950 von Ginzburg und Landau [64] vorgestellten Ginzburg-Landau-Theorie durch den komplexen Ordnungsparameter

$$\Psi = \Psi_0 e^{i\varphi} \quad (2.21)$$

beschreiben. Der in der BCS-Theorie mikroskopisch beschriebene kohärente supraleitende Zustand lässt sich somit auch thermodynamisch beschreiben. Ausgehend von der Eigenschaft, dass Supraleiter im „Meißner-Zustand“ die magnetische Flussdichte $|\vec{B}| < B_{c, \text{th}}$ vollständig aus ihrem Inneren verdrängen (solange diese kleiner als das thermodynamisch kritische Feld $B_{c, \text{th}}$ ist), lässt sich die Änderung der Freien Energie $F_n - F_{s0} = \frac{B_{c, \text{th}}^2}{2\mu_0}$ beim Übergang

vom normal- zum supraleitenden Zustand bestimmen [61]. Bei konstant gehaltener verrichteter Arbeit W führt diese Differenz der freien Energie des normalleitenden F_n und vollständig-feldverdrängenden supraleitenden F_{s0} „Meißner“-Zustandes zu einer Differenz in der Entropie (S_n bzw. S_s) der beiden Zustände $S_s - S_n = \frac{B_{c, \text{th}}}{\mu_0} \frac{\partial B_{c, \text{th}}}{\partial T} \Big|_W$. Weil die kritische magnetische Flussdichte $B_c = B_{c, \text{th}}$ bis zu der der supraleitende Zustand existiert, monoton mit der Temperatur T fällt, ist die Entropie des supraleitenden Zustandes S_s kleiner, als die des normalleitenden S_n und somit konsistent zur BCS-Theorie.

Nahe des Phasenübergangs kann die Gibbsche freie Energiedichte unter Berücksichtigung externer Magnetfelder nach dem im allgemeinen orts- und zeitabhängigen Ordnungsparameter

$$\Psi(\vec{r}, t) = |\Psi(\vec{r}, t)| e^{i\varphi(\vec{r}, t)} \quad (2.22)$$

entwickelt werden, wobei $|\Psi(\vec{r}, t)|^2 = n_s(\vec{r}, t)$ den Ordnungsgrad beschreibt und der lokalen Dichte der Cooper-Paare entspricht. Die Phase $\varphi(\vec{r}, t)$ charakterisiert eine gebrochene kontinuierliche Symmetrie, und zwar die der Phaseninvarianz, und entspricht der Bewegung des Massenschwerpunktes aller Cooper-Paare.

Die Minimierung der Gibbschen freien Energie $G = \int g dV$ des Gesamtsystems ergibt die Ginzburg-Landau-Gleichungen [65]

$$\alpha \Psi + \beta |\Psi|^2 \Psi + \frac{1}{2m_s} \left(\frac{\hbar}{i} \vec{\nabla} - q_s \vec{A} \right)^2 \Psi = 0 \quad (2.23)$$

$$\vec{j}_s = \frac{q_s \hbar}{2m_s i} \left(\Psi^* \vec{\nabla} \Psi - \Psi \vec{\nabla} \Psi^* \right) - \frac{q_s^2}{m_s} |\Psi|^2 \vec{A}. \quad (2.24)$$

Ψ^* ist die konjugiert komplexe Funktion zu Ψ . Diese gekoppelten Differentialgleichungen beschreiben die quantenmechanische Stromdichte- \vec{j}_s und Magnetfeldverteilung im Supraleiter.

Die auf die dimensionslosen Wellenfunktion $\psi_{\text{norm}}(\vec{r}) \equiv \frac{\Psi(\vec{r})}{\Psi_0}$ normierten Ginzburg-Landau-Gleichungen enthalten die beiden charakteristischen Längenskalen eines Supraleiters:

die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge $\xi_{\text{GL}}(T)$, welche angibt, auf welcher Längenskala der Ordnungsparameter $\Psi(\vec{r})$ und damit die Cooper-Paardichte sich ändern kann,

die Londonsche Eindringtiefe $\lambda_L(T)$, die angibt, auf welcher Längenskala ein

Magnetfeld in dem Supraleiter abfällt.

Abhängig von der Reinheit und Homogenität des Supraleiters können zwei Grenzfälle unterschieden werden, die nahe T_c [63]:

- $l \gg \xi_0$, „clean limit“ [63]:

$$\xi_{\text{GL}}(T) = \frac{\xi(0)}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} = 0.74 \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} \quad (2.25)$$

$$\lambda_{\text{L}}(T) = \frac{\lambda_{\text{L}}(0)}{\sqrt{2 \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)}} \quad (2.26)$$

- $l \ll \xi_0$, „dirty limit“ [63]:

$$\xi_{\text{GL}}(T) = 0.855 \frac{\sqrt{l\xi_0}}{\sqrt{1 - \frac{T}{T_c}}} \quad (2.27)$$

$$\lambda_{\text{eff}}(T) = \sqrt{\frac{\xi_0}{1.33l}} \lambda_{\text{L}}(T) \quad (2.28)$$

ergeben, wobei l die mittlere freie Weglänge der Elektronen und $\xi_0 \equiv \frac{\hbar v_{\text{F}}}{\pi \Delta(0)}$ die BCS-Kohärenzlänge, die von der Fermigeschwindigkeit v_{F} und der Energielücke $\Delta(0)$ abhängt, ist [63]. Innerhalb der BCS-Theorie kann $\frac{\lambda_{\text{L}}}{\lambda_{\text{L}}(0)}$ keine universell gültige $\frac{T}{T_c}$ -Abhängigkeit aufweisen, weil $\frac{\xi_0}{\lambda_{\text{L}}(0)}$ materialspezifisch ist [63]. Numerische BCS-Berechnungen der unterschiedlichen Fälle zeigen jedoch, dass die Abweichungen von der „two-fluid“-Abhängigkeit [63]

$$\lambda_{\text{L}}(T) = \frac{\lambda_{\text{L}}(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4}} \quad (2.29)$$

nicht sehr groß sind.

Setzt man in den quantenmechanischen Ausdruck für die supraleitende Stromdichte j_{s} der Ginzburg-Landau-Theorie Gl. (2.24) die makroskopische Wellenfunktion der Cooper-Paardichte Gl. (2.22) ein, so ergibt sich

$$\vec{j}_{\text{s}} = \frac{q_{\text{s}} n_{\text{s}} \hbar}{m_{\text{s}}} \left(\vec{\nabla} \varphi + \frac{q_{\text{s}}}{\hbar} \vec{A} \right) = \frac{q_{\text{s}} n_{\text{s}} \hbar}{m_{\text{s}}} \left(\vec{\nabla} \varphi + \frac{2\pi}{\Phi_0} \vec{A} \right) = \frac{q_{\text{s}} n_{\text{s}} \hbar}{m_{\text{s}}} \vec{\nabla} \phi, \quad (2.30)$$

wobei $\vec{\nabla}\phi = \vec{\nabla}\varphi + \frac{2\pi}{\Phi_0}\vec{A}$ der eichinvariante Phasengradient ist.

Ohne ein äußeres Magnetfeld erfolgt bei $T = T_{c0}$ ein Phasenübergang zweiter Ordnung. In einem äußeren Magnetfeld findet ein Phasenübergang erster Ordnung bei $T = T_{cB} < T_{c0}$ statt.

Abhängig vom Ginzburg-Landau-Parameter

$$\kappa \equiv \frac{\lambda(T)}{\xi_{GL}(T)} \quad (2.31)$$

(wobei λ je nach Qualität des Supraleiters durch die Gleichungen (2.26) bzw. (2.28) gegeben ist) unterscheidet die Ginzburg-Landau-Theorie zwischen Typ I- und Typ II-Supraleitern, die in einem externen Magnetfeld ein unterschiedliches Verhalten zeigen.

Die Grenzflächenenergiedichte zwischen supra- und normalleitendem Bereich enthält wegen des Aufbrechens von Cooper-Paaren einen positiven Beitrag. Ein negativer Beitrag ergibt sich, wenn das magnetische Feld in den Supraleiter eindringen kann, weil in diesem Fall weniger Feldverdrängungsenergie nötig ist.

Typ-I Supraleiter verdrängen unterhalb ihres kritischen Feldes $B_c(T)$ das Magnetfeld vollständig aus ihrem Inneren, weil ihre Grenzflächenenergie positiv und es somit energetisch ungünstig ist, Grenzflächen auszubilden ($\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$). Diese sogenannte „Meißner-Phase“ wurde 1933 von Meißner und Ochsenfeld nachgewiesen [66]. $B_c(T)$ entspricht dem thermodynamischen kritischen Feld $B_{c, th}(T)$ und ist erreicht, wenn die freie Energie des normalleitenden der des supraleitenden Zustandes entspricht. Deshalb bricht die Supraleitung für $B > B_c(T)$ zusammen und das Material wird normalleitend.

Typ-II Supraleiter verdrängen unterhalb eines ersten kritischen Feldes $B_{c1}(T)$ ebenfalls ein externes Magnetfeld vollständig. Zwischen $B_{c1}(T)$ und dem zweiten kritischen Feld $B_{c2}(T)$ ist es wegen der negativen Grenzflächenenergie energetisch günstig, Grenzschichten zwischen normal- und supraleitenden Bereichen auszubilden ($\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$). In dieser „Shubnikov-Phase“ durchdringt das Feld in Form quantisierter Abrikosov-Vortices (AV), auch Flussschläuche oder Flusswirbel genannt, den Typ-II Supraleiter. Die Abrikosov-Vortices haben einen normalleitenden Kern, von wo aus die Cooper-Paardichte

mit der Kohärenzlänge ξ_{GL} radial bis auf $n_{s,\infty}(T)$ ansteigt. Entsprechend der Flussquantisierung tragen sie jeweils einen magnetischen Fluss von $\Phi = \Phi_0$, weil es wegen der negativen Grenzflächenenergie günstig ist, möglichst viele Grenzflächen auszubilden. Er wird von kreisförmigen supraleitenden Abschirmströmen $\vec{j}_s(r) = -\frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B}{\partial r} \cdot \hat{e}_\phi$ erzeugt, so dass sein Feld radial abfällt, wie Abb. 2.1 zeigt.

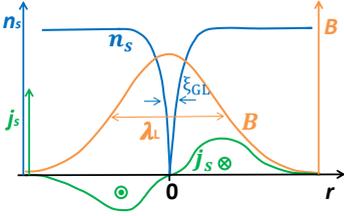


Abbildung 2.1: Darstellung der räumlichen Variation der Cooper-Paar-Dichte n_s , der magnetischen Flussdichte B und der Suprastromdichte j_s für einen ebenen Schnitt durch einen Abrikosov-Vortex (abgeändert aus [65]).

Im Grenzfall $\kappa \gg 1$ ist die magnetische Flussdichte eines einzelnen isolierten Vortex im Rahmen der Ginzburg-Landau-Theorie durch [67]

$$B(r) = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} K_0\left(\frac{\tilde{r}}{\lambda_L}\right) \quad (2.32)$$

gegeben, wobei $\tilde{r} = \sqrt{r^2 + 2\xi_{\text{GL}}^2}$ und K_0 eine modifizierte Besselfunktion nullter Ordnung ist. Das Maximum der magnetischen Flussdichte ist $B(0) \approx 2B_{c1}$. Der Energiegewinn eines Typ-II Supraleiters beim Ausbilden von Grenzflächen zwischen den normalleitenden Zentren der Abrikosov-Vortices und den verbleibenden supraleitenden Bereichen (die weiterhin das ideale diamagnetische Verhalten eines Typ-I Supraleiters zeigen) wird durch die Ginzburg-Landau-Theorie beschrieben.

In die Gesamtenergie eines Abrikosov-Vortex pro Länge ϵ_{AV} geht die kinetische Energie der Abschirmströme, die Magnetfeldenergie und die Energie, die zum Aufbrechen der Cooper-Paare benötigt wird, ein. In Einheiten der Einheitslänge ist sie durch [68, 69]

$$\epsilon_{\text{AV}} = \frac{\Phi_0^2}{4\pi\mu_0\lambda_L^2} (\ln \kappa + \varepsilon) \quad (2.33)$$

gegeben, wobei der Verlust an Kondensationsenergie durch das Aufbrechen von Cooper-Paaren in $\varepsilon \approx 0.12$ eingeht. Es ist daher energetisch günstig, wenn sich der den Typ-II Supraleiter durchdringende Fluss auf viele Vortices mit je Φ_0 aufteilt.

Mit steigender angelegter Feldstärke wird die Flächendichte der Abrikosov-Vortices größer, sodass es nicht mehr möglich ist, die Flusslinien als isoliert anzusehen. Mit größer werdendem Überlapp der Vortices kommt es zu einer repulsiven Kraft zwischen ihnen, weshalb sie sich möglichst weit voneinander entfernt im sog. „Abrikosov-Gitter“ anordnen, wie es 1957 von A. A. Abrikosov theoretisch vorhergesagt wurde [70].

Wenn der Supraleiter einen Energiegewinn erfährt, können Abrikosov-Vortices an bestimmten Stellen im Supraleiter verankert sein. An derartigen „Pinningzentren“ ist die Supraleitung lokal geschwächt oder ganz unterdrückt, weshalb an diesen Stellen weniger Paarbrechungsenergie notwendig ist, um den Vortex mit seinem normalleitenden Kern zu bilden. Die kritische Stromdichte, bei der der Supraleiter resistiv wird, ist in der Shubnikov-Phase durch das Einsetzen der dissipativen Bewegung von nicht verankerten Abrikosov-Vortices, auf die die Lorentzkraft wirkt, gegeben. Somit ist die Pinningkraft, welche durch den negativen Gradienten des Pinningpotentials, das den Vortex verankert, gegeben ist, die Größe, die die kritische Stromdichte bestimmt. Bei Erhöhung des magnetischen Feldes in der Shubnikov-Phase dringen immer mehr Vortices in den Supraleiter ein, bis bei $B_{c2} = \sqrt{2} \kappa B_{c, \text{th}}$ [65] wegen eines zu groß werdenden Überlapps der Vortices auch der Typ-II Supraleiter normalleitend wird.

Ist die Filmdicke des Supraleiters d deutlich kleiner als die Londonsche Eindringtiefe ($d \ll \lambda_L$), dringt ein senkrecht zur Filmoberfläche angelegtes Magnetfeld tiefer in den Supraleiter ein. Das Magnetfeld wird auf einer vergrößerten Eindringtiefe, der sog. „Pearl-Länge“ [71]

$$\Lambda_{\text{Pearl}}(T) = \frac{2\lambda_L(T)^2}{d}, \quad (2.34)$$

abgeschirmt. Somit wird die Wechselwirkung der Abrikosov-Vortices langreichweitiger. In diesem Dünnfilm-Limit fallen die Kreisströme für große Abstände $r \gg \Lambda_{\text{Pearl}}$ mit $j(r) \propto \frac{1}{r^2}$ ab. Der Abfall des Magnetfeldes ist dann durch $B(r) \propto \frac{1}{r^3}$ gegeben. [72].

2.1.5 Symmetrie des supraleitenden Ordnungsparameters

Um die makroskopischen Eigenschaften der Supraleitung zu beschreiben, wurde zunächst im Rahmen der Ginzburg-Landau-Theorie der Ordnungsparameter als makroskopische, komplexe Pseudo-Wellenfunktion $\Psi(\vec{r}) = |\Psi(\vec{r})| e^{i\varphi(\vec{r})}$

rein phänomenologisch eingeführt. Dadurch, dass die Ginzburg-Landau-Theorie als Spezialfall aus der BCS-Theorie abgeleitet werden kann, hat Gorkov später den Ordnungsparameter mit der quantenmechanischen Wellenfunktion des supraleitenden Kondensates identifizieren können [73]. Hierbei wurde insbesondere gezeigt, dass im reziproken \vec{k} -Raum der Ginzburg-Landau-Ordnungsparameter $\Psi(\vec{k})$ die gleiche Symmetrie wie die Energielücke $\Delta(\vec{k})$ der BCS-Theorie hat. Ihre Form im \vec{k} -Raum entscheidet über Symmetrie und Art der Supraleitung [53].

Der Zustand eines Systems wird durch die Gruppe der Symmetrietransformationen, die den Hamiltonoperator des Systems invariant lassen, charakterisiert. Geht es in einen Zustand höherer Ordnung über, so wird dieser Zustand mit geringerer Symmetrie durch eine Untergruppe der ursprünglichen Gruppe charakterisiert [74]. Allgemein ist die Symmetriegruppe eines Normalleiters durch

$$G_N = G_{\text{Time}} \times G_{\text{Spin}} \times G_{\text{Kristall}} \times G_{\text{Eich}} , \quad (2.35)$$

dem Produkt der Gruppen der Zeitumkehrtransformationen G_{Time} , der Spin-Rotationen G_{Spin} , der Symmetrie des Kristalls G_{Kristall} und der globalen Eichtransformationen G_{Eich} , gegeben [74].

Beim Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand wird die globale Eichsymmetrie gebrochen, weil der Phase $\varphi(\vec{r})$ des supraleitenden Ordnungsparameters eine physikalische Rolle zukommt [74] und sich das System ändert, wenn ihm ein globaler Phasenfaktor $\varphi_0 \neq 2\pi$ aufgeprägt wird. Im normalleitenden Zustand entspricht dies einer invarianten Drehung.

Konventionelle Supraleiter

Für konventionelle Supraleiter, zu denen metallischen Elemente, wie beispielsweise Blei oder Niob aber auch Legierungen zählen, wird beim Phasenübergang nur die globale Eichsymmetrie der quantenmechanischen Wellenfunktion gebrochen. Sie sind durch die BCS-Theorie, die von einem isotropen System ausgeht, beschreibbar. Die Energielücke bzw. der Ordnungsparameter sind im \vec{k} -Raum richtungsunabhängig, weshalb Δ die Form einer Kugelschale um die kugelförmige Fermifläche hat.

Die Wellenfunktion eines aus zwei Fermionen bestehenden Cooper-Paares $\Psi(\vec{r}) = \chi Y(\vec{r})$ folgt der Fermi-Dirac-Statistik [75–77]. Aufgrund des Pauliprinzips muss die Wellenfunktion bezüglich Vertauschung der beiden Elektronen antisymmetrisch sein. Weil die Cooper-Paare der meisten Supraleiter wegen ihres antiparallelen Spins einen antisymmetrischen Spin-Singulett Zustand mit Gesamtspin $S = 0$ aufweisen $\chi = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot (|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle)$, muss der Ortsanteil

$\Upsilon(\vec{r})$ der Paarwellenfunktion $\Psi(\vec{r})$ eine symmetrische Funktion sein [53]. In Anlehnung an die Orbitale eines Atoms wird die kleinstmögliche Drehimpulsquantenzahl ($L = 0$) als s-Wellen-Symmetrie des Ordnungsparameters bezeichnet.

Tief- / Hochtemperatursupraleiter:

Nach der Entdeckung der Supraleitung 1911 anhand des Metalls Quecksilber wurden weitere Metalle und Legierungen (z.B. Nb_3Ge) gefunden, die wegen ihrer niedrigen kritischen Temperatur zu den Tieftemperatursupraleitern gehören und deren Ordnungsparameter isotrop ist, also s-Wellen-Symmetrie aufweist.

1986 entdeckten J. G. Bednorz und K. A. Müller mit $\text{Ba}_x\text{La}_{5-x}\text{Cu}_5\text{O}_{5(3-y)}$ in polykristalliner Form [78] die Klasse der Kupratsupraleiter, welche wegen ihrer hohen kritischen Temperatur ($\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_8$ mit $T_c = 135\text{ K}$) zu den Hochtemperatursupraleitern zählen. Auch eisenbasierte Pnictide/ Chalkogene, die 2008 von Y. Kamihara anhand von $\text{LaO}_{1-x}\text{F}_x\text{FeAs}$ entdeckt wurden [79], gehören zu den Hochtemperatursupraleitern.

Unkonventionelle Supraleiter

Neben den Schwere-Fermionen-Supraleitern (entdeckt: Frank Steglich 1979 in CeCu_2Si_2 [80]) zählen die Kuprate und eisenbasierten Pnictide/ Chalkogene zu den unkonventionellen Supraleitern. Der mikroskopische Paarungsmechanismus der unkonventionellen Supraleitung ist noch immer Gegenstand aktueller Forschung.

Als unkonventionelle Supraleiter werden Materialien bezeichnet, bei denen neben der Brechung der Eichsymmetrie noch weitere Symmetrien gebrochen werden. Dies trifft insbesondere zu, wenn nicht die volle Symmetrie des Kristallgitters im supraleitenden Zustand erhalten bleibt [74]. In diesen Fällen können sowohl die Amplitude als auch die Phase des Ordnungsparameters im \vec{k} -Raum richtungsabhängig sein.

Nach dem Zustand $L = 0$, der die s-Wellen-Symmetrie der konventionellen Supraleiter beschreibt, folgt der Zustand mit dem nächst kleineren Drehimpuls $L = 2$, der d-Wellen-Symmetrie hat. Entsprechend der Atomphysik weist er 5 verschiedene Realisierungsmöglichkeiten auf. Um den energetisch günstigsten Zustand zu erhalten, muss das Kristallgitter des Supraleiters, das die Entartung aufheben oder zur Kombination verschiedener Orbitale führen kann, berücksichtigt werden. Abbildung 2.2 zeigt schematisch die anisotrope Kristallstruktur des Kupratsupraleiters $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7$.

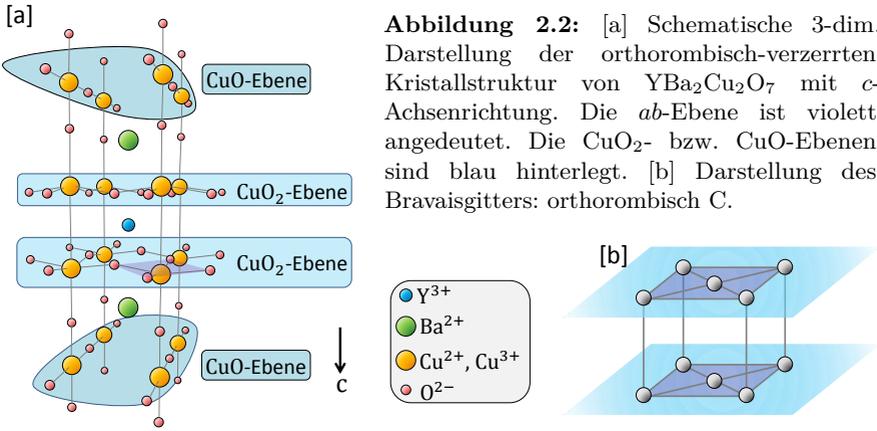


Abbildung 2.2: [a] Schematische 3-dim. Darstellung der orthorhombisch-verzerrten Kristallstruktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7$ mit c -Achsenrichtung. Die ab -Ebene ist violett angedeutet. Die CuO_2 - bzw. CuO -Ebenen sind blau hinterlegt. [b] Darstellung des Bravaisgitters: orthorhombisch C.

Allgemein werden bei Kupratsupraleitern die CuO -Ebenen durch Erdalkalielemente (Ba oder Sr) von den CuO_2 -Ebenen getrennt. Als „spacer“ zwischen den CuO_2 -Ebenen werden Seltene Erden verwendet.

Ausgehend von der Symmetriegruppe der CuO_2 -Ebene kann die Supraleitung der Kuprate senkrecht zur c -Achse in vielen Fällen beschrieben werden². Ohne Berücksichtigung der orthorhombischen Verzerrungen ist dies die Symmetriegruppe des Quadrates der vier O^{2-} -Ionen, in deren Schwerpunkt sich ein Cu -Ion befindet. Es ist in Abb. 2.2 [a] violett hinterlegt. In diesem Fall ergeben sich die möglichen Symmetrien des Singlett-Supraleiters durch Drehung um $\frac{\pi}{2}$ um die $[001]$ -Achse sowie durch Spiegelung an der $[100]$ -Achse [74]. Hieraus ergeben sich für den supraleitenden Ordnungsparameter vier mögliche Symmetrien, die sich durch Transformationen aus der Symmetriegruppe des Quadrates in sich selbst überführen. Sie sind in Abb. 2.3 dargestellt [74].

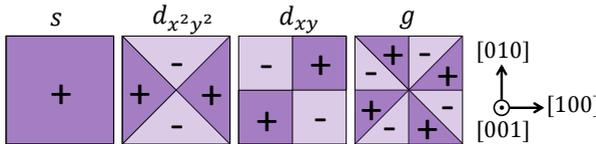


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der Singulett-Paarzustände einer CuO_2 -Ebene, abgeleitet aus Symmetrieüberlegungen. Ihre Bezeichnungen sind an die der Atomorbitale angelehnt. Die Darstellung ist angelehnt an [74].

²Die Supraleitung entlang der c -Achse ist deutlich schwächer ausgeprägt.

Eine ausführliche Beschreibung der möglichen Ordnungsparameter für die Kristallstrukturen von Kuprat-Supraleitern kann bei Annett nachgelesen werden [81]. Angelehnt an die Darstellung in [82, 83], sind in Abb. 2.4 einige Symmetrien des Ordnungsparameters $\Psi(\vec{k})$ bzw. der Energielücke $\Delta(\vec{k})$, deren \vec{k} -Abhängigkeit angegeben ist, dargestellt. Hierbei ist a die Gitterkonstante der quadratischen ab -Ebene und k_x sowie k_y die Komponenten des Wellenvektors in der ersten Brioullin-Zone.

Während konventionelle Supraleiter eine Energielücke mit isotroper s -Wellen-Symmetrie aufweisen, ist in den übrigen Fällen die Amplitude des Ordnungsparameters $\Psi(\vec{k})$ von der Richtung im k -Raum abhängig. Für bestimmte \vec{k} -Richtungen verschwindet $\Psi(\vec{k})$ bzw. $\Delta(\vec{k})$ vollständig; somit ist entlang dieser Richtungen auch bei $T = 0$ Quasiteilchenanregungen möglich.

Unkonventionelle Supraleiter können d -Wellen-Symmetrie, anisotrope s -Wellen-Symmetrie oder eine reelle bzw. komplexe Mischung der verschiedenen Symmetrien aufweisen [74, 81–83].

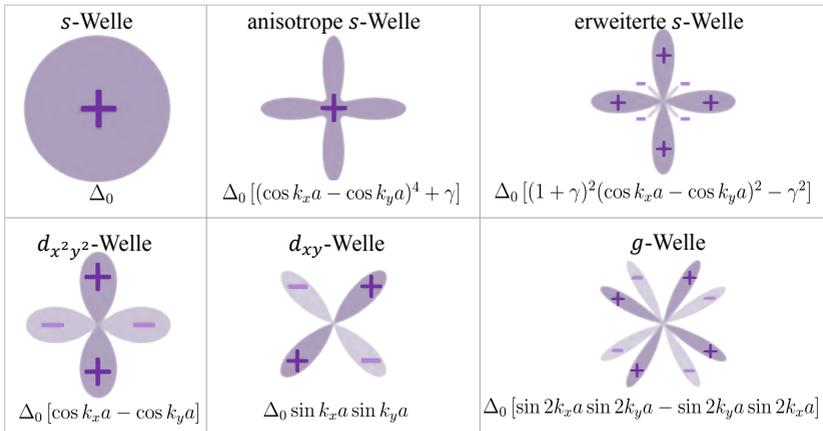


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Ordnungsparameters $\Psi(\vec{k})$ in der ersten Brioullin-Zone für verschiedene Symmetrien des Ordnungsparameters nach [82, 83]. Des Weiteren ist die dazugehörige Energielücke $\Delta(\vec{k})$ angegeben. Der Parameter γ beschreibt das Ausmaß der Unterdrückung der s -Wellensymmetrie. Die Darstellung ist angelehnt an [74, 82, 83].

Experimente zur Bestimmung der Symmetrie von $\Psi(\vec{k})$ werden in amplituden- und phasensensitive Experimente unterteilt. Experimente zur Bestimmung der Amplitude $|\Psi(\vec{k})|$, wie die Untersuchung der Temperaturabhängigkeit

der Eindringtiefe oder der spezifischen Wärme, werden sehr nahe an $T = 0$ durchgeführt. Sie können durch den Nachweis von Quasiteilchenanregungen indirekt Nullstellen in der Energielücke $\Delta(\vec{k})$ nachweisen. Die winkelaufgelöste Photoemissions-Spektroskopie ermöglicht die direkte Bestimmung der Abhängigkeit der Energielücke $\Delta(\vec{k})$ von der Richtung im reziproken Raum. Hauptkennzeichen der d -Wellen-Symmetrien ist ein Vorzeichenwechsel bei einer Rotation um $\frac{\pi}{2}$ im reziproken Raum, was einem Phasenunterschied der supraleitenden Wellenfunktion von π entspricht [74]. Um den Unterschied in der Phase des Ordnungsparameters entlang bestimmter \vec{k} -Richtungen zu bestimmen, beruhen die meisten phasensensitiven Experimente auf der Untersuchung von Josephson-Kontakten in geeigneter geometrischer Anordnung, wie in Kap. 2.2 und Kap. 2.3 erläutert wird.

Im Falle der Kuprate findet die Supraleitung senkrecht zur c -Achse in den CuO_2 -Ebenen statt. Die CuO -Ketten in den benachbarten Ebenen entziehen den CuO_2 -Ebenen Elektronen, was einer Dotierung mit Löchern entspricht. Hier ist die Supraleitung durch Löcherleitung gegeben. Im Falle der lochdotierten Kuprate zeigen viele Experimente $d_{x^2-y^2}$ -Wellensymmetrie des Ordnungsparameters [82, 84, 85].

Die Energielücke elektronendotierter Kuprate zeigen ebenfalls die Anisotropie der $d_{x^2-y^2}$ -Welle [86, 87]. Anders als Kontakte aus lochdotierten Materialien zeigen sie allerdings (mit wenigen Ausnahmen [88]) nie die Nullspannungsanomalien die für einen Vorzeichenwechsel des Ordnungsparameters gewertet werden [89–94]. Sie zeigen qualitative Unterschiede zwischen unter- und überdotierten Proben. Dies deutet auf einen Übergang zwischen supraleitenden Zuständen mit verschiedenen Symmetrien des Ordnungsparameters hin [74, 89–91]. Für derartige Kuprate wird eine Misch-Symmetrie der Form $d + is$ oder $d + id_{xy}$ vorgeschlagen [92–94].

2.2 Eigenschaften von Josephsonkontakten

Der 1962 erstmals von B. D. Josephson [31] theoretisch vorhergesagte Josephson-Effekt ist heute einer der wichtigsten Anwendungsbereiche der Supraleitung und eine direkte Konsequenz aus der Quantenkohärenz. Ein Josephsonkontakt (JJ) besteht aus zwei Supraleitern, die durch eine hinreichend dünne nicht supraleitende Zwischenschicht schwach miteinander gekoppelt sind. Die beiden in der Zwischenschicht abfallenden makroskopischen Wellenfunktionen beschreiben hierbei das Tunneln von Cooper-Paaren durch die Barriere, sodass Ströme kleiner I_c als Supraströme über den Kontakt fließen können.

2.2.1 Der Josephson-Effekt

Gemäß Gleichung (2.30) ist die supraleitende Stromdichte j_s neben der temperaturabhängigen Cooper-Paardichte n_s durch den eichinvarianten Phasengradient $\nabla\phi$ bestimmt. Im Falle eines JJ sind zwei Supraleiter 1 und 2 durch eine Barriere schwach miteinander gekoppelt, sodass innerhalb der „Schwachstelle“ die abfallenden supraleitenden Wellenfunktionen einen von Null verschiedenen Überlapp haben. Integration von j_s über die Fläche des Kontaktes A_{JJ} ergibt den von Supraleiter 1 über den Kontakt zu Supraleiter 2 fließenden Strom I . Damit hierbei $I = \text{const}$ bleibt, wird die in der Barriere abfallende Cooper-Paardichte n_s durch einen in der Barriere vergrößerten Phasengradient $\nabla\phi$ kompensiert. Somit ändert sich die Phase ϕ stufenartig im Bereich der Barriere und es ergibt sich eine Phasendifferenz

$$\delta \equiv \phi_1 - \phi_2 = \varphi_1 - \varphi_2 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \vec{A}_x dx \quad (2.36)$$

zwischen den beiden Supraleitern 1 und 2. Hierbei wird das Vektorpotential \vec{A} entlang des Stromflusses über die Barriere zwischen den beiden Supraleitern integriert.

Weil die Phasen ϕ_i ($i=1, 2$) modulo 2π sind, ist j_s eine periodische Funktion von δ und kann als Summe einer sin-Reihe und einer cos-Reihe ausgedrückt werden, wobei die cos-Terme wegen der Zeitumkehrinvarianz $j_s(\delta) = -j_s(-\delta)$ ausscheiden müssen. Die Strom-Phasen-Beziehung ist somit durch

$$j_s = \sum_{n=1}^{\infty} j_{c0n} \sin(n\delta) \quad (2.37)$$

gegeben. Wegen der schwachen Kopplung sind die höheren harmonischen Terme vernachlässigbar ($j_{c0n} \ll j_{c01} \equiv j_{c0}$ für $n > 1$) und es ergibt sich die erste Josephson-Gleichung

$$j_s = j_{c0} \sin \delta \quad (2.38)$$

mit der maximalen Spuraustromdichte j_{c0} . Ist δ ortsunabhängig, so ergibt sich hieraus $I_s = I_{c0} \sin \delta$, wobei I_{c0} der maximale Spuraustrom, der über den Kontakt fließen kann, ist. Der supraleitende Strom $I_s = j_s \cdot L\mathcal{B}$ ist dann durch die Kontaktfläche $L \cdot \mathcal{B}$, die durch die Kontaktlänge L und Breite \mathcal{B} bestimmt ist, gegeben. Somit ist der maximale über den JJ fließende supraleitende Strom durch I_{c0} beschränkt. Er hängt von den Eigenschaften der homogenen Barriere, die im einfachsten Fall ein Normalleiter (SNS-JJ) oder Isolator

(SIS-JJ) sein kann, ab. Wenn beide Supraleiter s -Wellen-Symmetrie haben, gibt die Ambegaokar-Baratoff-Beziehung [95, 96]

$$I_{c0}(T) = \frac{\pi\Delta(T)}{2eR_n} \tanh \frac{\Delta(T)}{2k_B T} \quad (2.39)$$

den maximalen supraleitenden Strom I_{c0} an, wobei R_n der Normalwiderstand ist. Somit ist das Produkt $I_{c0}R_n$ nicht von den Eigenschaften der Barriere sondern allein von denen der supraleitenden Elektroden abhängig.

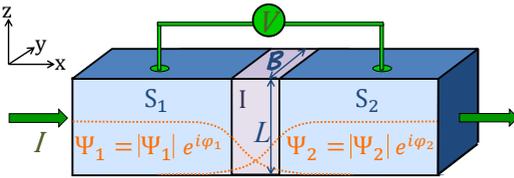


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines SIS-JJ der Länge L und Breite B , in dem die beiden supraleitenden Wellenfunktionen im Bereich der Barriere abfallen und überlappen. Weiterhin ist ein Strom I , der von Supraleiter S_1 zum Supraleiter S_2 fließt, und der Abgriff einer Spannung V dargestellt.

Wird dem Kontakt ein Strom $I < I_{c0}$ aufgeprägt, so wird dieser von den Cooper-Paaren getragen, weshalb an dem JJ keine Spannung abfällt. Wenn über den JJ ein größerer Strom ($I < I_s$) fließt, so wird dieser (neben dem Cooper-Paar-Strom) auch durch die Quasiteilchen getragen. Beim Erreichen von I_s springt die Spannung somit sprunghaft auf etwa $\frac{2\Delta_0}{e}$ (was einem Strom von $\frac{2\Delta_0}{eR_n}$ entspricht), weil für das Aufbrechen eines Cooper-Paares die Energie von $2\Delta_0$ notwendig ist [65].

Durch Einsetzen der supraleitenden Wellenfunktion Gl. (2.22) in die Schrödingergleichung $i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = E\Psi$ ergibt sich aus der zeitlichen Ableitung der Phasendifferenz Gl. (2.36) die zweite Josephsongleichung [61]

$$U = \frac{\hbar}{q_s} \dot{\delta} = \frac{\Phi_0}{2\pi} \dot{\delta}, \quad (2.40)$$

die die zeitliche Phasenänderung beschreibt, wenn über einen JJ eine zeitlich konstante Spannung abfällt. Aus Gl. (2.38) folgt ein mit der Josephsonfrequenz $f_J = \frac{U}{\Phi_0} \approx 483.6 \frac{\text{MHz}}{\mu\text{V}}$ zeitlich oszillierender Suprastrom über den Kontakt

$$j_s = j_{c0} \sin(\omega_J t + \delta_0) \quad \text{mit} \quad \omega_J = 2\pi f_J = \frac{2\pi}{\Phi_0} U. \quad (2.41)$$

Somit ist der Josephsonkontakt eine spannungssteuerbare Hochfrequenzquelle, die u.a. zur Definition des Volts benutzt wird.

Bei tiefen Temperaturen $T \ll T_c$ und Spannungen kleiner der Gap-Spannung $U_g = \frac{2\Delta}{e}$ existieren nur wenige Quasiteilchen, die über die Barriere tunneln können, weshalb der Subgap-Widerstand R_{SG} sehr groß ist [53]. Wird $U > U_g$, können Cooper-Paare aufgebrochen werden und die aus ihnen erzeugte Vielzahl an Quasiteilchen, die durch die Barriere tunneln, prägen dem Kontakt einen Widerstand auf. Dieser entspricht etwa dem normalleitenden Widerstand R_n bei $T = T_c$. Weil im Bereich $0 < T < T_c$ und $0 < U < U_g$ die Quasiteilchendichte stark temperatur- und spannungsabhängig ist, ist auch der Quasiteilchenstrom und somit $R_{SG}(T, U)$ stark von diesen Parametern abhängig.

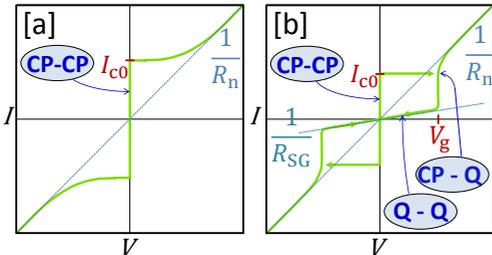


Abbildung 2.6: Schematische Darstellung der IV -Kennlinie eines [a] überdämpften und eines [b] unterdämpften (SIS)-JJ. I_{c0} ist der kritische Strom und $V_g = \langle U_g \rangle$ der zeitliche Mittelwert der Gap-Spannung U_g , die zur Paarbrechung benötigt wird. Der Kehrwert der blau eingezeichneten Geraden

gibt den Normalwiderstand R_n bzw. den Subgap-Widerstand R_{SG} an. Der Biasstrom kann von $I=0$ bis $I < I_{c0}$ erhöht werden, ohne dass eine Spannung abfällt, weil er ausschließlich von Cooper-Paaren (CP-CP) getragen wird. Bei $I = I_{c0}$ geht der Kontakt in den nicht linearen resistiven Zustand über und die Cooper-Paare oszillieren mit der Josephsonfrequenz wegen des eintretenden Spannungsabfalls. Der DC-Anteil wird von Quasiteilchen getragen. Bei weiterer Erhöhung von I brechen Cooper-Paare beim Tunneln zu Quasiteilchen auf (CP-Q), wenn der Spannungsabfall größer als V_g wird. Der effektive Widerstand nähert sich dem Normalwiderstand R_n des Tunnelkontakts an.

Wegen der thermischen Anregung gibt es beim Zurückfahren des Stromes ($I < I_{c0}$) einen Quasiteilchen-Tunnel-Strom (Q-Q), welcher den Subgap-Widerstand R_{SG} definiert.

Wird der Rücksprungstrom I_r unterschritten, geht der JJ wieder in den supraleitenden Zustand über, wodurch man eine hysteretische IV -Kennlinie erhält.

Angelehnt an [53].

In Abb. 2.6 ist die schematische Darstellung der IV -Kennlinie eines [a] überdämpften und eines [b] unterdämpften (SIS)-JJ dargestellt. Unter der Spannung V ist dabei der zeitliche Mittelwert $V = \langle U \rangle$ zu verstehen.

Die Strom-Spannungscharakteristik eines JJ kann mit dem **RCSJ-Modell**

beschrieben werden, bei dem die resistiven und kapazitiven Eigenschaften des Kontaktes durch ein Ersatzschaltbild berücksichtigt werden [97, 98]. Hierbei setzt sich der Strom über den Kontakt I aus parallel verlaufenden Strömen zusammen: $I_{qp} = \frac{V}{R}$ beschreibt den dissipativen resistiven Anteil der über die Barriere tunnelnden Quasiteilchen; $I_d = C \frac{dV}{dt}$ beschreibt das kapazitive Verhalten, dessen Ursache die Schichtstruktur des Kontaktes ist; $I_s = I_{c0} \sin \delta$ beschreibt entsprechend Gl. (2.38) den supraleitenden Anteil, getragen von Cooper-Paaren, aufgrund des Überlapps der Wellenfunktionen Ψ_1 und Ψ_2 der beiden Supraleiter. I_n beschreibt das thermische Rauschen bei $T < 0$.

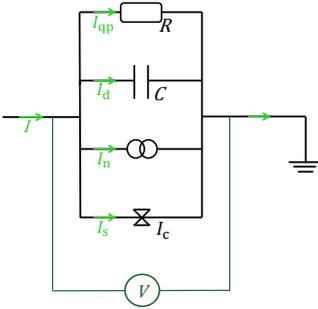
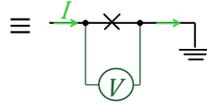


Abbildung 2.7: Ersatzschaltbild eines JJ nach dem RCSJ-Modell mit Kapazität C und Widerstand R . Der Gesamtstrom I setzt sich aus dem Quasiteilchenstrom I_{qp} , dem Verschiebungsstrom I_d , dem Josephsonstrom I_s sowie einem thermischen Rauschstrom I_n zusammen.



Nach Abb. 2.7 ergibt sich im RCSJ-Modell der Gesamtstrom über den JJ

$$I + I_n = I_{c0} \sin \delta + \frac{U}{R} + C\dot{U} = I_{c0} \sin \delta + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \dot{\delta} + \frac{\Phi_0 C}{2\pi} \ddot{\delta}, \quad (2.42)$$

wobei die Spannung durch die zweite Josephson-Gl. (2.40) gegeben ist. In der klassischen Mechanik gibt es das „physikalische Pendel“ oder das „Teilchen im Waschbrettpotential“, die durch denselben Typ von Differentialgleichung beschrieben werden und zum Verständnis von JJ dienen [65]. Sie veranschaulichen, wie im Falle von $I = 0$ die Phasendifferenz $\delta(t) = \delta^* \cdot \sin(\omega_{p0} t)$ mit der Plasmafrequenz $\omega_{p0} \equiv \sqrt{\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{I_{c0}}{C}}$ oszilliert.

Mittels der natürlichen Zeit $\tau_c = \omega_c t$ definiert sich in Gl. (2.42) die charakteristische Frequenz $\omega_c \equiv \frac{2\pi}{\Phi_0} I_{c0} R$. Mit dem **Stewart-McCumber-Parameter**

$$\beta_c \equiv \left(\frac{\omega_c}{\omega_{p0}} \right)^2 = \frac{2\pi I_{c0} R^2 C}{\Phi_0} \quad (2.43)$$

kann Gl. (2.42) durch

$$i + i_n \equiv \frac{I + I_n}{I_{c0}} = \sin \delta + \dot{\delta} + \beta_c \ddot{\delta} \quad (2.44)$$

dargestellt werden. Der dimensionslose Dämpfungsparameter $\alpha = \frac{1}{\sqrt{\beta_c}}$ beschreibt in Gl. (2.42) und (2.44) das Dämpfungsverhalten des JJ.

Für $\beta_c < 0.7$ ist der Kontakt stark gedämpft (überdämpft) und zeigt kein hysteretisches Verhalten in der IV -Kennlinie (vgl. Abb. 2.6 [a]). Der Kontakt geht direkt nach Unterschreiten von I_c in den spannungslosen Zustand über. Wenn $\beta_c > 0.7$ ist, ist der Kontakt unterdämpft. Beim Verringern des Biasstromes unter I_{c0} fällt in der IV -Kennlinie weiterhin eine Spannung ab, solange der Rücksprungstrom I_r , bei welchem der Kontakt in den spannungslosen Zustand springt, nicht unterschritten wird. Der Kontakt zeigt somit ein hysteretisches Verhalten. Ist $\beta_c \gg 1$, so handelt es sich um stark unterdämpfte Kontakte und der Rücksprungstroms I_r kann mit [99]

$$\beta_c \approx \frac{2 - (\pi - 2) \frac{I_r}{I_c}}{\left(\frac{I_r}{I_c}\right)^2} \quad (2.45)$$

abgeschätzt werden.

Das Potential eines JJ ist durch die Integration der Strom-Phasenbeziehung $\mathcal{U} = \frac{\Phi_0 I_{c0}}{2\pi} \int I_s(\delta) d\delta$ definiert. Durch Umstellen von Gl. (2.42)

$$\frac{\Phi_0}{2\pi R} \dot{\delta} + \frac{\Phi_0 C}{2\pi} \ddot{\delta} = -I_{c0} \sin \delta + (I + I_n) \equiv -\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\partial \mathcal{U}}{\partial \delta} \quad (2.46)$$

ergibt sich mit $i \equiv \frac{I}{I_{c0}}$ und $i_n \equiv \frac{I_n}{I_{c0}}$ sowie $E_J \equiv \frac{\Phi_0 I_{c0}}{2\pi}$

$$\mathcal{U} = \frac{\Phi_0 I_{c0}}{2\pi} \{(1 - \cos \delta) - (i + i_n) \delta\} \equiv E_J \{(1 - \cos \delta) - (i + i_n) \delta\} . \quad (2.47)$$

Analog zur klassischen Mechanik wird es als gekipptes Waschbrettpotential bezeichnet, dessen Amplitude durch die Josephson-Kopplungsenergie $E_J \equiv \frac{\Phi_0 I_{c0}}{2\pi}$ und Verkippung durch den Biasstrom I gegeben ist. Die Potentialhöhe $\Delta \mathcal{U}_J$ ist gegeben durch

$$\Delta \mathcal{U}_J = 2E_J \left[\sqrt{1 - \left(\frac{i + i_n}{i_c}\right)^2} - \frac{i + i_n}{i_c} \arccos \frac{i + i_n}{i_c} \right] . \quad (2.48)$$

Im Analogsystem des Waschbrettpotentials wird die Dynamik des RCSJ-JJ durch die Bewegung eines „Phasens“-Teilchens entlang der „Orts“-Koordinate δ betrachtet. Hierbei ist die „Masse des Teilchens“ \propto zur Kapazität C , die „Reibung“ ist $\propto \frac{1}{R}$ und der „horizontale Geschwindigkeitsanteil“ ist durch $\dot{\delta} = \frac{2\pi}{\Phi_0} U$ gegeben. Der Biasstrom wirkt wie eine externe Kraft auf das Teilchen und verkippt das cos-förmige Potential, wie in Abb. 2.8 [a] dargestellt ist.

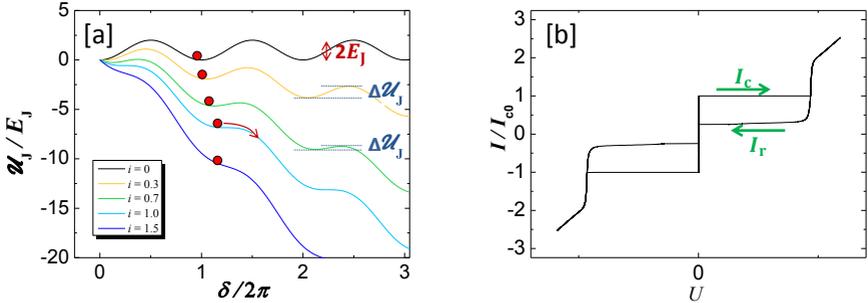


Abbildung 2.8: [a] Waschbrettpotential des JJ im RCSJ-Modell mit Josephson-Kopplungsenergie E_J , normiertem Biasstrom i und Phasenteilchen (Kugeln) sowie der Potentialhöhe $\Delta\mathcal{U}$. [b] Hysteretische IV -Kennlinie am Beispiel eines Josephson-Injector-Kontaktes (ohne Injektorstrom) mit kritischem Strom I_{c0} und Rücksprungstrom I_r .

Beim Erreichen des kritischen Stromes ($i = 1$) beginnt das „Phasenteilchen“ sich in Richtung der „ δ -Koordinate“ zu bewegen und am Kontakt fällt eine Spannung ab. Beim Zurückfahren des Stromes bleibt im Falle eines stark gedämpften Kontaktes das Teilchen (wegen der großen „Reibung“) in dem lokalen Minimum, das sich bei $I = I_{c0}$ ausbildet, sofort liegen und der Kontakt springt in den spannungslosen Zustand (keine Hysterese in der $I(V)$ -Kennlinie). Im Falle einer großen „Masse“ $\propto C$ und kleinen „Reibung“ $\propto \frac{1}{R}$ kann das Phasenteilchen erst bei einem kleineren Strom, dem Rücksprungstrom I_r , liegen bleiben (Hysterese in der $I(V)$ -Kennlinie).

Bei endlichen Temperaturen ($T > 0$) beschreibt der **Rauschparameter** $\Gamma = \frac{k_B T}{E_J} = \frac{I_n}{I_{c0}}$ die Empfindlichkeit von I_{c0} gegenüber thermischen Fluktuationen, welche in Gl. (2.42) bzw. Gl. (2.44) als thermischer Rauschstrom $I_n = \frac{2\pi k_B T}{\Phi_0}$ eingeht. Der Rauschstrom wirkt als fluktuierende Verkipfung auf das Potential. Somit verursacht das thermische Rauschen ein früheres Ent-

kommen aus der Potentialmulde. Die Bewegung des Phasenteilchens beginnt früher und der Kontakt hat auch für $I_c \leq I_{c0}$ einen kleinen Widerstand wegen des Spannungsabfalls $\delta \propto U$. Damit die IV -Kennlinie nicht rauschverrundet ist, sollte Γ möglichst klein sein ($\Gamma < 0, 2$) [100].

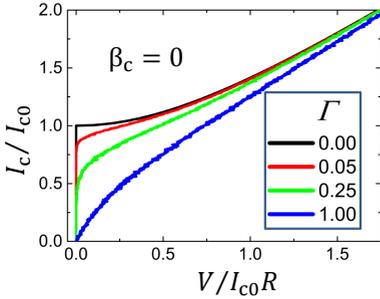


Abbildung 2.9: Numerische Simulationen des Einflusses des Rauschparameters Γ auf die IV -Kennlinie für $\beta_c = 0$. Abgeändert aus [101].

Die in Abb. 2.9 dargestellten Simulationen der $I(V)$ -Kennlinie eines nicht gedämpften JJ ($\beta_c = 0$) zeigen, dass für $\Gamma < 0.2$ widerstandsfreier Transport stattfindet und sich die Kennlinie für $\Gamma \rightarrow 0$ an $v \equiv \frac{V}{I_{c0}R} = \sqrt{i^2 - 1}$ annähert.

2.2.2 Makroskopisches Quantentunneln und thermischer Escape

Abhängig von der Temperatur gibt es verschiedene über I_n hinausgehende Modelle, um die Wahrscheinlichkeit bzw. Rate des Verlassens eines Potentialminimums für $I < I_c$ zu bestimmen [102]. Neben thermischer Fluktuationen [103–110] kann sich das Phasenteilchen für $i < 1$ auch aufgrund von quantenmechanischen Tunnelns [111–117] entlang der δ -Achse im Bild des Waschbrett-potentials bewegen. Der Einfluss des makroskopischen quantenmechanischen Tunnel-Escapes, der temperaturunabhängig ist, hat besonders bei sehr tiefen Temperaturen einen dominierenden Einfluss. Seine Escape-Rate Λ^{qm} ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Potentialmulde pro Zeiteinheit überwunden wird. Sie kann in WKB-Näherung mit [118]

$$\Lambda^{qm} = A_{qm} \cdot e^{-B_{qm}}$$

angegeben werden. In A_{qm} geht eine dimensionslose Konstante, welche die Einheit der Ordnung widerspiegelt und von der Form des Potentials abhängig ist, sowie die Frequenz der „Versuche die Potentialmulde zu überwinden“, ein. In das WKB-Integral B_{qm} geht ebenfalls die Form des Potentials und die „Masse

der Teilchen“ ein. Für das Potential des verkippten Waschbrettpotentials eines JJ ist [118, 119]

$$A_{\text{qm}} = \sqrt{60} \omega_p \sqrt{\frac{B_{\text{qm}}}{2\pi}} \cdot [1 + \mathcal{O}(\alpha_{\text{qm}})] \quad \text{und} \\ B_{\text{qm}} = \frac{36}{5} \frac{u_0}{\hbar \omega_p} \cdot [1 + 1.74\alpha_{\text{qm}} + \mathcal{O}(\alpha_{\text{qm}}^2)] \quad .$$

Der Dämpfungskoeffizient ist hierbei $\alpha_{\text{qm}} = \frac{1}{2RC\omega_p} = \frac{1}{2Q}$ und hängt vom Gütefaktor $Q = RC\omega_p$ ab. Eine ausführliche Betrachtung von „quantendissipativen Systemen“ wurde von U. Weiß behandelt [119].

In Abb. 2.10 ist neben dem quantenmechanischen Tunnel-Escape auch der klassische Fall des thermisch aktivierten Escapes schematisch dargestellt. Der Anteil der beiden Escape-Prozesse an der Gesamt-Escape-Rate hängt von dem angelegten Biasstrom ab, der das Potential „verkippt“. Im Fall, dass sich das Teilchen in einem metastabilen Zustand ($\hbar\omega_p(i) \ll k_B T \ll u_0$) befindet, ergibt sich für die zu überwindende Energiebarriere [104, 120]

$$u_0(i) = 2E_J \left(\sqrt{(1-i^2)} - i \cdot \arccos i \right) \\ \approx \frac{4}{3} \sqrt{2} E_J \sqrt{(1-i)^3} \quad \text{für } (1-i) \ll 1 \quad (2.49)$$

und für die biasstromabhängige Plasmfrequenz

$$\omega_p(i) = \omega_{p0} \cdot (1-i^2)^{1/4} \quad . \quad (2.50)$$

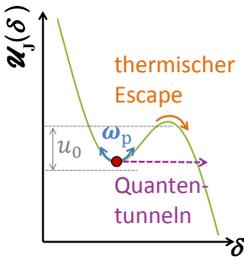


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des verkippten Josephsonpotentials. Ein sich in einer Potentialmulde befindendes Phasenteilchen oszilliert mit der Plasmfrequenz ω_p und kann aus ihr durch makroskopisches Quantentunneln oder thermisch aktiviert entkommen.

Bei steigender Temperatur basiert der Escape-Mechanismus zunehmend auf der thermischen Aktivierung. Die Crossover-Temperatur ist die Temperatur, bei der $\Lambda_{\text{qm}} = \Lambda_{\text{th}}$ ist.

Unter der Annahme, dass das Phasenteilchen sich nur in eine Richtung bewegt

und sich immer im thermodynamischen Gleichgewicht befindet, kann die thermische Escape-Rate im Rahmen der klassischen Kramerschen Theorie [121] unter Berücksichtigung eines von der Dämpfung abhängigen Parameters $\alpha_{\text{th}} \lesssim 1$ mit [103, 122]

$$\Lambda^{\text{th}} = \alpha_{\text{th}} \Lambda^{\text{TST}} = \alpha_{\text{th}} \frac{\omega_{\text{p}}}{2\pi} \cdot e^{-\frac{u_0}{k_{\text{B}}T}} \quad (2.51)$$

angegeben werden. Im Falle von JJ mit starker Dämpfung und kleinen kritischen Strömen muss Gl. (2.51) durch ein generalisiertes Arrhenius-Gesetz $\Lambda^{\text{th}} = A_{\text{th}} e^{-B_{\text{th}}}$ erweitert werden, wobei die Temperatur und die Dissipation direkt in den Exponenten B_{th} eingehen [123]. A_{th} und B_{th} enthalten hierbei den Diffusionskoeffizient und ein effektives Potential .

2.2.3 Kurze Josephsonkontakte im externen Magnetfeld

Die bisherige Beschreibung der JJ geht davon aus, dass sich die eichinvariante Phasendifferenz δ aus Gl. (2.36) entlang des JJ nicht verändert und somit der Josephsonstrom entsprechend Gl. (2.38) homogen über die Barriere fließt. Dies ist für punktförmige Josephsonkontakte gültig.

Im Falle räumlich ausgedehnter JJ der Länge L ist $\delta(\vec{r})$ im Allgemeinen vom Ort \vec{r} abhängig. Ein parallel zur Barriere angelegtes Magnetfeld \vec{H} hat wegen des in Gl. (2.36) eingehenden Vektorpotentials \vec{A} einen Einfluss auf die Ortsabhängigkeit von δ . Im Folgenden werden JJ betrachtet, deren Ausdehnung wesentlich kleiner als die Josephson-Eindringtiefe

$$\lambda_{\text{J}} = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi \mu_0 d_{\text{eff}} j_{\text{c}0}}} \quad (2.52)$$

ist, wobei $j_{\text{c}0}$ die kritische Stromdichte im Nullfeld ist [124, 125]. Die effektive Dicke d_{eff} kann durch

$$d_{\text{eff}} = t + \lambda_{\text{L}1} \coth\left(\frac{d_1}{\lambda_{\text{L}1}}\right) + \lambda_{\text{L}2} \coth\left(\frac{d_2}{\lambda_{\text{L}2}}\right) \quad (2.53)$$

angegeben werden [124, 125], wobei „Pippard’sche nichtlokale Effekte“ vernachlässigt werden und t die Dicke der Barriere ist. Im Bereich der Barriere durchdringt ein externes Magnetfeld auf der effektiven magnetischen Eindringtiefe t_{eff}

$$t_{\text{eff}} = t + \lambda_{\text{L}1} \tanh\left(\frac{d_1}{2\lambda_{\text{L}1}}\right) + \lambda_{\text{L}1} \tanh\left(\frac{d_2}{2\lambda_{\text{L}2}}\right) \quad (2.54)$$

den JJ [53]. Ist die Dicke $d_{1/2}$ der Supraleiter S_1 und S_2 deutlich größer als ihre Londonsche Eindringtiefe $\lambda_{L1/2}$, so ist $d_{\text{eff}} \approx t_{\text{eff}} \approx \lambda_{L1} + \lambda_{L2} + t$.

Im Folgenden soll ein kurzer JJ der Länge L betrachtet werden, dessen Barriere analog zu Abb. 2.11 in der xy -Ebene liegt, und die Dicke der supraleitenden Elektroden sei $> \lambda_L$. Ein äußeres in der Ebene des Kontaktes angelegtes Magnetfeld H (in y -Richtung) erzeugt im JJ einen magnetischen Fluss von

$$d\Phi_J = B t_{\text{eff}} \cdot dx \quad \text{mit } B = \mu_0 H \quad (2.55)$$

innerhalb des in Abb. 2.11 gestrichelt eingezeichneten geschlossenen Integrationsweges. Für den Zusammenhang zwischen δ und \vec{B} muss (entsprechend der Herleitung der Fluxoidquantisierung) der Phasengradient $\vec{\nabla}\varphi = m_s \frac{\vec{j}_s}{n_s \hbar q_s} + \frac{q_s}{\hbar} \vec{A}$ entlang geschlossenen Integrationsweges integriert werden.

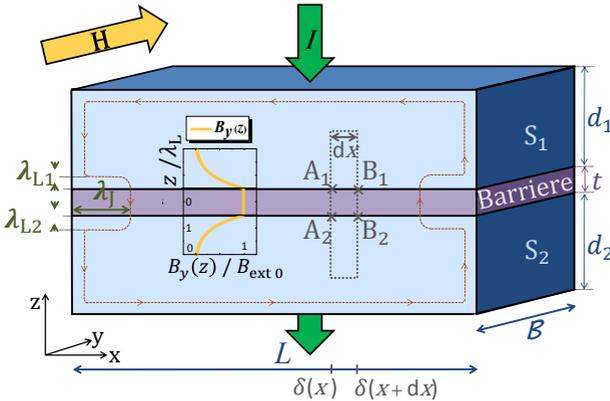


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung eines ausgehenden JJ mit Kontaktlänge L , Kontaktbreite B und Barriendicke t sowie den beiden supraleitenden Elektroden S_1 und S_2 der Dicken d_1 und d_2 in einem externen Magnetfeld $\vec{H} = H_y \cdot \hat{e}_y$. Über ihn fließt ein Strom I .

Des Weiteren sind die Londonschen Eindringtiefen λ_{L1} und λ_{L2} der beiden Supraleiter sowie die Josephson-Eindringtiefe λ_J und der Integrationspfad dargestellt. Der eingefügte Graph zeigt die Stärke der magnetischen Flussdichte in y -Richtung an $\vec{B} = \mu_0 \vec{H} = B_y = B_{\text{ext},0} e^{-\frac{z}{\lambda_L}}$, welche entlang der z -Richtung auf der Längenskala $\lambda_{L1} = \lambda_{L2} = \lambda_L$ abfällt.

Für das Teilstück $B_1 \rightarrow A_1$ des Weges im oberen Supraleiter S_1 ergibt sich

$$\varphi(A_1) - \varphi(B_1) = \int_{B_1}^{A_1} \vec{\nabla}\varphi d\vec{s} = \frac{2\pi}{\Phi_0} \mu_0 \lambda_L^2 \int_{B_1}^{A_1} \vec{j}_s d\vec{s} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{B_1}^{A_1} \vec{A} d\vec{s}.$$

Analog ergibt sich der Ausdruck für das Teilstück $A_2 \rightarrow B_2$ im unteren Supraleiter S_2 . Addition der Gleichungen von den beiden Teilstücken sowie von $\frac{2\pi}{\Phi_0} \left(\int_{B_2}^{B_1} \vec{A} d\vec{s} + \int_{A_2}^{A_1} \vec{A} d\vec{s} \right) = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left(\int_{B_2}^{B_1} \vec{A} d\vec{s} + \int_{A_2}^{A_1} \vec{A} d\vec{s} \right)$ ergibt

$$\begin{aligned}
 & \delta(x + dx) - \delta(x) \\
 &= \left(\varphi(B_2) - \varphi(B_1) - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{B_1}^{B_2} \vec{A} d\vec{s} \right) - \left(\varphi(A_2) - \varphi(A_1) - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_{A_1}^{A_2} \vec{A} d\vec{s} \right) \\
 &= \frac{2\pi}{\Phi_0} \oint \vec{A} d\vec{s} + \frac{2\pi}{\Phi_0} \mu_0 \lambda_L^2 \left(\int_{B_1}^{A_1} \vec{j}_s d\vec{s} + \int_{A_2}^{B_2} \vec{j}_s d\vec{s} \right) \\
 &= \frac{2\pi}{\Phi_0} B t_{\text{eff}} \cdot dx \ ,
 \end{aligned} \tag{2.56}$$

wobei in das erste Gleichheitszeichen Gl. (2.36) und in das letzte Gleichheitszeichen Gl. (2.55), der Stokesche Satz sowie die Annahme, dass die supraleitende Stromdichte \vec{j}_s der Abschirmströme bei ausreichender Dicke der supraleitenden Elektroden verschwindet³, eingeht.

In einem homogenen externen Magnetfeld steigt entsprechend Gl. (2.56) $\frac{d\delta}{dx} = \frac{2\pi}{\Phi_0} B t_{\text{eff}}$ die Phasendifferenz

$$\delta(x) = \delta(0) + \frac{2\pi}{\Phi_0} B t_{\text{eff}} \cdot x \tag{2.57}$$

entlang des Kontaktes linear an. Mit Gl. (2.38) ergibt sich eine von tunnelnden Cooper-Paaren getragene oszillierende Suprastromdichte

$$j_s(x) = j_{s0} \cdot \sin \left(\delta(0) + \frac{2\pi}{\Phi_0} B t_{\text{eff}} \cdot x \right) \ , \tag{2.58}$$

deren Wellenlänge abhängig vom magnetischen Fluss $\Phi_J = B t_{\text{eff}} L$, welcher den Kontakt durchdringt, ist. Die Amplitude dieser sin-förmigen Stromdichtenverteilung j_{s0} ist durch die maximale kritische Stromdichte j_{c0} limitiert. j_{s0} und der Anfangswert der Phasendifferenz $\delta(0) \equiv \delta(x=0)$ stellen sich bei

³Aufgrund der \vec{B} -Feldverdrängung in z-Richtung $B = B_{\text{ext},0} e^{-\frac{z}{\lambda_L}}$ fallen auch die Abschirmströme eines Feldes $\vec{B} = B_y$ wegen $\text{rot} \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_s$ exponentiell ab:

$$\vec{j}_s = \frac{1}{\mu_0 \lambda_L} B_{\text{ext},0} e^{-\frac{z}{\lambda_L}} (-) \hat{e}_x.$$

einem vorgegebenen Biasstrom I_s so ein, dass die Gesamtenergie minimal wird, und hängen somit von Inhomogenitäten des Kontaktes ab.

Die Abhängigkeit der supraleitenden Stromdichtenverteilung $j_s(x)$ eines kurzen JJ mit homogener Barriere von einem externen Magnetfeld ist in Abb. 2.12 dargestellt.

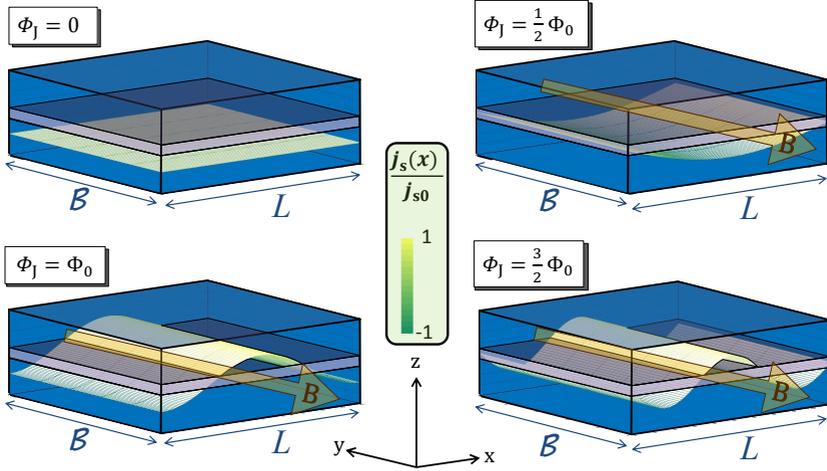


Abbildung 2.12: Einfluss verschiedener externer Magnetfelder in y -Richtung $\vec{H} = H_y$ ($\Phi_J = \mu_0 H t_{\text{eff}} L$) auf die Stromdichteverteilung in einem kurzen JJ.

Integration von Gl. (2.58) über die gesamte Kontaktfläche ergibt den vom extern angelegten Magnetfeld abhängigen Suprastrom $I_s(H = \frac{B}{\mu_0})$

$$\begin{aligned}
 I_s(H) &= \int_0^L dx \int_0^B dy j_{s0} \sin \left(\delta(0) + \frac{2\pi}{\Phi_0} B t_{\text{eff}} \cdot x \right) \\
 &\leq \int_0^L dx \int_0^B dy j_{c0} \sin \left(\delta(0) + \frac{2\pi}{\Phi_0} B t_{\text{eff}} \cdot x \right) = I_c(H),
 \end{aligned} \tag{2.59}$$

welcher durch den maximalen Suprastrom $I_c(H)$, der über den Kontakt fließen kann, beschränkt ist. Die Integrationsgrenzen sind entsprechend Abb. 2.12 durch die Länge L und Breite B des Kontaktes gegeben. Der maximale

Suprastrom ergibt das sogenannte Fraunhofermuster⁴

$$I_c(\Phi_J) = I_{c0} \left| \frac{\sin \frac{\pi \Phi_J}{\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi_J}{\Phi_0}} \right| = I_{c0} \left| \operatorname{sinc} \frac{\pi \Phi_J}{\Phi_0} \right| \quad \text{mit } \Phi_J = \mu_0 H t_{\text{eff}} L . \quad (2.60)$$

Die als homogen angenommene Stromdichte j_{c0} wurde vor die Integrale geschrieben und ergibt $I_{c0} = j_{c0} L \mathcal{B}$, welcher der maximale kritische Strom in Abwesenheit eines externen Magnetfeldes I_{c0} ist.

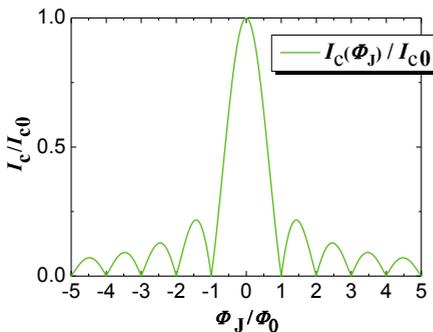


Abbildung 2.13: Entsprechend Gl. (2.60) ist die Abhängigkeit des maximalen Josephsonstromes I_c von einem externen Magnetfeld, das den JJ mit dem magnetischen Fluss $\Phi_J = \mu_0 H t_{\text{eff}} L$ durchdringt, dargestellt.

Das RCSJ-Modell und das Fraunhofermuster der $I_c(H)$ -Abhängigkeit sind nur für kurze Kontakte JJ gültig. Die Länge L dieser Kontakte ist maximal so groß wie ihre Josephson-Eindringtiefe λ_J , also $L \lesssim \lambda_J$. In diesem Fall sind Eigenfeldeffekte aufgrund von magnetischen Feldern, die von Josephson- und Abschirmströmen erzeugt werden, vernachlässigbar.

2.2.4 Lange Josephsonkontakte

Mit zunehmender Kontaktlänge, die auf λ_L normiert werden kann $l \equiv \frac{L}{\lambda_L}$, des JJ, können Eigenfeldeffekte, verursacht durch Ströme im Kontakt, nicht mehr vernachlässigt werden. Für lange JJ $L \gtrsim 4\lambda_J$, deren Breite $b \equiv \frac{\mathcal{B}}{\lambda_J} \ll 1$ ist, kann das RCSJ-Modell durch eine Parallelschaltung aus mehreren kurzen Kontakten erweitert werden. Weil die auf λ_J normierte Breite $b \ll 1$ ist, kann der JJ als eindimensional (mit Ausdehnung entlang der x -Richtung) betrachtet werden. Entsprechend Abb. 2.14 sind sie durch den parallel zur

⁴Namensgebung aufgrund der Form, welche der Intensitätsverteilung bei der optischen Beugung am Einzelspalt entspricht.

Barriere fließenden Strom, der sich aus einem resistiven Oberflächenstrom I_R und einem Induktionsstrom I_L (mit der Induktivität L) zusammensetzt, miteinander gekoppelt.

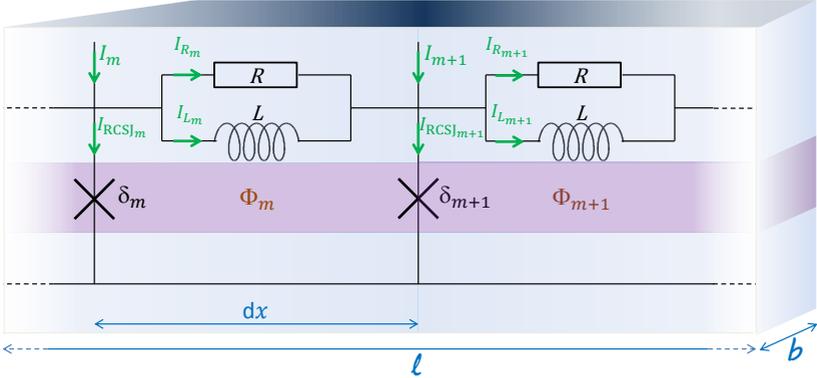


Abbildung 2.14: Ersatzschaltbild eines langen JJ: Dargestellt ist die m -te und $(m+1)$ -te Masche. Die beiden punktförmigen JJ (RCSJ-Kontakte) sind resistiv und induktiv über die Ströme I_{R_m} und I_{L_m} gekoppelt. Der quantisierte magnetische Fluss Φ_m innerhalb der Masche m setzt sich aus dem externen magnetischen Fluss $\Phi_{\text{ext}} = B t_{\text{eff}} dx = \mu_0 H t_{\text{eff}} dx$ und dem aus der Induktivität einer Masche $L dx = \frac{\mu_0 t_{\text{eff}}}{b}$ resultierenden entgegen gerichteten Eigenfeld $\Phi_{\text{eigen}} = -L dx I_{L_m}$ zusammen. Φ_m ist entsprechend der Flussquantisierung quantisiert.

Ausgehend von einer Phasendifferenz von

$$\begin{aligned} \delta(x+dx) - \delta(x) &= \frac{2\pi}{\Phi_0} [\Phi_{\text{ext}}(x) + \Phi_{\text{eigen}}(x)] \\ &= \frac{2\pi}{\Phi_0} [\mu_0 H t_{\text{eff}} dx - L dx I_{L_m}] \end{aligned} \quad (2.61)$$

und den Kirchhoffschen Regeln, kann aus dem Ersatzschaltbild eines langen JJ die Differentialgleichung abgeleitet werden, die die Ortsabhängigkeit (x -Abhängigkeit) der Josephsonphase beschreibt:

$$j_{c0} \lambda_J^2 \left(t_{\text{eff}} \mu_0 \frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} \right) = j(x) - j_{\text{RCSJ}} - \frac{1}{b} \frac{\partial I_R}{\partial x}. \quad (2.62)$$

Hierbei geht die effektive Dicke d_{eff} des Kontakts in Form von λ_J (vgl. Gl. (2.52)) ein. Die Stromdichte des Biasstroms ist $j = \frac{I_{\text{dx}}}{b} \frac{dx}{dx}$ und die des Stromes über den Kontakt ist $j_{\text{RCSJ}} = \frac{I_{\text{RCSJ}}}{b} \frac{dx}{dx}$; wobei I_{dx} der Strom ist, der an der Stelle x im Intervall $[x, x+dx]$ (über die normierte Kontaktbreite b als homogen betrachtet) auf den Kontakt fließt; entsprechend ist I_{RCSJ} der Josephsonstrom im Intervall dx an der betrachteten Stelle (und wird ebenfalls als homogen über die Kontaktbreite b betrachtet).

Mit dem spezifischen Oberflächenwiderstand ρ_{spez} gilt für den resistiven Oberflächenstrom $\frac{\partial I_R}{\partial x} = -\frac{b}{\rho_{\text{spez}}} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}$. Mit der Normierung der Ortskoordinate x auf λ_J , der Zeit t auf die inverse Plasmafrequenz $\frac{1}{\omega_{p0}}$ und des Feldes $h = \frac{2H(x)}{H_{c1}}$ auf das kritische Feld $H_{c1} = \frac{\Phi_0}{\pi \mu_0 t_{\text{eff}} \lambda_J}$ kann aus Gl. (2.62) mit Gl. (2.46) und den Josephsongleichungen die dimensionslose Sinus-Gordon-Gleichung, die die ortsabhängige Phasendifferenz $\delta(x)$ beschreibt, abgeleitet werden [126–129]

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} - \sin \delta = \alpha \frac{\partial \delta}{\partial t} - i + \frac{\partial h}{\partial x} - \beta \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2}, \quad (2.63)$$

wobei i die auf die kritische Stromdichte j_{c0} normierte Stromdichte ist. In die Plasmafrequenz $\omega_{p0} \equiv \sqrt{\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{j_{c0}}{C_{\text{spez}}}}$ geht die kritische Stromdichte j_{c0} und spezifische Kapazität C_{spez} ein. Die Dämpfung aufgrund des Quasiteilchenwiderstands ist $\alpha = \frac{1}{\sqrt{\beta_c}}$ (vgl.: Gl. (2.43)) und die des meist vernachlässigbaren Quasiteilchenwiderstands ist $\beta = \frac{1}{C_{\text{spez}} \omega_{p0} \rho_{\text{spez}} \lambda_J^2}$.

Plasmawellen

Wellenförmige Anregungen der Sinus-Gordon-Gleichung entsprechend

$$\delta(x, t) = A e^{i(kx - \omega t)} + \arcsin i \quad (2.64)$$

ergeben für kleine Amplituden und unter vernachlässigbarer Dämpfung die Dispersionsrelation

$$\omega^2(k) = \omega_{p0} \sqrt{1 - i} + c_{\text{sw}}^2 k^2 = \omega_p(i) + c_{\text{sw}}^2 k^2 \quad (2.65)$$

mit der Swihart-Geschwindigkeit $c_{\text{sw}} = \omega_{p0} \lambda_J$, die typischerweise einige Prozent der Vakuumlichtgeschwindigkeit beträgt [130]. Es handelt sich um elektromagnetische Wellen, die (bei ausreichender Frequenz) entlang des

Kontaktes mit c_{sw} propagieren können [53]. Für $i=0$ ergibt sich für $\omega < \omega_{\text{p}0}$ eine exponentielle Dämpfung der Welle.

Fluxon

Für die ungestörte Sinus-Gordon-Gleichung ($i=0$) gibt es mit den Randbedingungen eines unendlich langen Kontaktes

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \delta(x) = 2\pi n, \text{ mit } n \in \mathbb{Z} \quad \text{und} \quad \lim_{x \rightarrow \pm\infty} \frac{d\delta}{dx} = 0 \quad (2.66)$$

die analytische solitonische Lösung [131]

$$\delta(x, t) = 4 \cdot \arctan \left(e^{\pm \frac{x-ut-x_0}{\sqrt{1-u^2}}} \right). \quad (2.67)$$

Es handelt sich um Supraström-Vortices, deren Zentrum sich an der Stelle x_0 befindet. Je nach Vorzeichen stellt ein Josephson-Vortex in einem JJ ein Fluxon oder Antifluxon dar, das sich mit der auf c_{sw} normierten Geschwindigkeit $0 \ll u \ll 1$ bewegen kann und sich zum Zeitpunkt $t=0$ im Punkt x_0 befindet.

Setzt sich der Vortex in x -Richtung in Bewegung, so wird er entsprechend der Lorentz-Kontraktion (aus der speziellen Relativitätstheorie) $\frac{1}{\sqrt{1-u^2}}$ schmaler. Ein sich bewegendes Vortex ergibt eine zeitliche Änderung der Phasendifferenz $\delta(x, t)$, die einen Spannungsimpuls⁵ ergibt.

Der den Vortex bildende supraleitende geschlossene Ringstrom fließt dabei über die Barriere, wie in Abb. 2.15 schematisch dargestellt ist, und besitzt einen magnetischen Fluss von einem Flussquant Φ_0 . Von $\delta(x \rightarrow -\infty)$ nach $\delta(x \rightarrow +\infty)$ ändert sich die Phasendifferenz entsprechend Gl. (2.67) um $+2\pi$ (im Falle des Fluxons) bzw. -2π (im Falle des Antifluxons).

Fluxonen haben wegen ihres solitonischen Charakters viele teilchenartige Eigenschaften wie Masse und Impuls [53, 132], weshalb nahe von c_{sw} relativistische Effekte berücksichtigt werden müssen [133]. Trifft der Vortex auf die Kante des JJ, kann er ihn an dessen Enden verlassen. Bei genügend großer Geschwindigkeit kann ein Fluxon als Antifluxon (bzw. Antifluxon als Fluxon) an der Kante des Kontaktes reflektiert werden.

⁵Das Zeitintegral über diesen Spannungsimpuls, der mit wachsender Vortexgeschwindigkeit schärfer wird, ist Φ_0 .

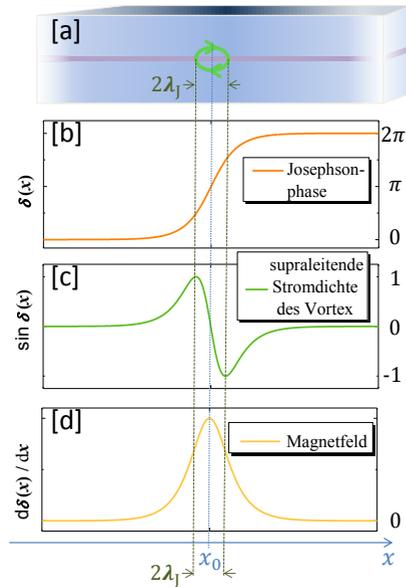


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung eines Fluxons an der Stelle x_0 in einem langen JJ. In [a] ist grün sein supraleitender Ringstrom dargestellt. Entlang der x -Richtung ist das Phasenprofil [b] und (entsprechend der ersten Josephson-Gl.) die normierte supraleitende Stromdichte [c] des Fluxons dargestellt. Seine magnetische Flussdichte ist proportional zum Phasengradient [d] und ergibt Φ_0 , wenn es entlang der x -Koordinate integriert wird. Der größte Teil des Vortex ist hierbei auf einen Bereich von $\approx 2\lambda_J$ um x_0 begrenzt.

Fällt keine Spannung über den JJ ab, so verliert die Sinus-Gordon-Gleichung entsprechend der zweiten Josephson-Gl. (2.40) ihre Zeitabhängigkeit. Die Lösungen dieses stationären Falls sind ortsfeste Vortices, die ab einem kritischen Feld von

$$\mu_0 H_c = \frac{2\Phi_0}{\pi^2 \lambda_J t_{\text{eff}}} \quad (2.68)$$

in den JJ eindringen können [134, 135]. Während Abrikosov-Vortices einen normalleitenden Kern haben und über ein externes Magnetfeld einen Typ II Supraleiter quantisiert durchdringen, haben Josephson-Vortices einen Phasenkern. Durch die Änderung der Phase entlang des JJ kann das Feld diesen durchdringen.

Ein Josephson-Vortex kann als metastabiler Zustand im Kontakt gepinnt sein. Fließt ein Biasstrom über den JJ, wirkt auf den magnetischen Fluss tragenden Vortex die Lorentzkraft. Wird die Pinningkraft überwunden, kann der Josephson-Vortex maximal bis zur Swihart-Geschwindigkeit beschleunigt werden. Dabei stellt sich eine Gleichgewichtsgeschwindigkeit ein, bei der die beschleunigende Lorentzkraft und bremsende Reibungskraft gleich groß sind. Mit der Propagation eines Josephson-Vortex ist eine zeitliche Änderung der

Phase verbunden, die entsprechend der zweiten Josephson-Gl. (2.40) mit einem Spannungsabfall über den Kontakt verbunden ist.

2.2.5 Energie eines Josephsonkontaktes

Die Energie eines JJ ist durch

$$E_{\text{JJ}} = E_{\text{S}} + E_{\text{B}} \quad (2.69)$$

gegeben, wobei E_{S} der Anteil der Energie ist, der sich in den supraleitenden Elektroden befindet und sich aus der Energie des magnetischen Feldes und der kinetischen Energie der supraleitenden Ladungsträger zusammensetzt [136]

$$E_{\text{S}} = \frac{1}{2\mu_0} \int_{V_{\text{S}}} (B^2 + \mu_0 \Lambda j_{\text{s}}^2) dV \quad (2.70)$$

Das Integral erstreckt sich hierbei über das supraleitende Volumen des JJ und $\Lambda \equiv \mu_0 \lambda_{\text{L}}^2$ ⁶. Innerhalb der Barriere ergibt sich mit der Josephson-Kopplungsenergie E_{J} der Energiebeitrag, der sich innerhalb der Tunnelbarriere befindet [136]

$$E_{\text{B}} = \frac{1}{2\mu_0} \int_{V_{\text{B}}} B^2 dV + \int_{A_{\text{B}}} \frac{\Phi_0 j_{\text{c}0}}{2\pi} (1 - \cos \delta) dx dy \quad (2.71)$$

wobei über das Volumen $V_{\text{B}} = t \cdot A_{\text{B}}$ und Fläche A_{B} des JJ integriert wird. Für den Fall, dass die supraleitenden Elektroden deutlich dicker als λ_{L} sind, ist der erste Term in Gl. (2.70) dominant und der zweite kann vernachlässigt werden, sodass mit $\frac{\partial \delta}{\partial x} = \frac{2\pi}{\Phi_0} B t_{\text{eff}}$ [136]

$$\begin{aligned} E_{\text{JJ}} &= \frac{1}{2\mu_0} \int_{V_{\text{S}}+V_{\text{B}}} B^2 dV + \int_{A_{\text{B}}} \frac{\Phi_0 j_{\text{c}0}}{2\pi} (1 - \cos \delta) dx dy \\ &= \frac{\Phi_0 j_{\text{c}0} \mathcal{B}}{2\pi} \int \left[\frac{\lambda_{\text{J}}^2}{2} \left(\frac{\partial \delta}{\partial x} \right)^2 + (1 - \cos \delta) \right] dx \end{aligned} \quad (2.72)$$

ist. Für die solitonische Lösung eines Fluxons ergibt sich hieraus mit Gl. 2.67 die Energie eines stationären Josephson-Vortex [136]

$$E_{\text{JV}} = \frac{4\Phi_0 j_{\text{c}0} \mathcal{B} \lambda_{\text{J}}}{\pi} \quad (2.73)$$

⁶Im Rahmen der Londontheorie wird $\Lambda \equiv \mu_0 \lambda_{\text{L}}^2 \equiv \frac{m_{\text{s}}}{q_{\text{s}}^2 n_{\text{s}}}$ definiert. Aus den Londongleichungen kann Gl. (2.70) abgeleitet werden.

2.3 Unkonventionelle Josephsonkontakte

Entsprechend Gl. (2.38) wurden in der bisherigen Betrachtung gewöhnliche sog. 0-JJ betrachtet, bei welchen die Phasendifferenz im Grundzustand $\delta = 0$ ist. Ihre Phasendifferenz kann sich lediglich zeitlich bzw. räumlich durch eine abfallende Spannung bzw. ein externes Magnetfeld ändern.

Bereits 1977 sagten N. L. Bulaevskii *et al.* voraus, dass JJ, deren Tunnelbarrieren magnetische Verunreinigungen enthalten, einen negativen kritischen Strom haben können [137]. Die erste Josephsongleichung für derartige Kontakte ist durch

$$j_s = -j_{c0} \sin \delta = j_{c0} \sin(\delta + \pi) \quad (2.74)$$

gegeben und der negative kritische Strom dieser sog. π -JJ ist auf einen Phasenshift von $\Delta\delta = \pi$ in der Phasendifferenz des Grundzustandes zurückzuführen [137–140].

In diesem Grundzustand stellt ein π -JJ eine sich niemals entladende „Phasenbatterie“ dar, welche (analog zur Bereitstellung einer konstanten Spannung bei einer normalen Batterie) eine konstante Phase von π bereitstellt. Implementiert in einen supraleitenden Ring, kann ein π -JJ einen spontanen Suprastrom in dem Ring generieren, wobei keine Energie dissipiert wird und sich die Phasenbatterie nicht entlädt [141]. Dabei fließt der Strom abhängig von der Phasenverschiebung (π oder $-\pi$) im oder gegen den Uhrzeigersinn. Der zirkulierende Suprastrom induziert im Ring einen magnetischen Fluss von $\frac{\Phi_0}{2}$ oder $-\frac{\Phi_0}{2}$ und erzeugt somit einen fraktionalen Vortex, der „Semifluxon“ genannt wird. Phasenbatterien können in unterschiedlichen klassischen und quantenmechanischen Schaltkreisen eingesetzt werden [142–145]. Sie haben den Vorteil, dass sie eingesetzt werden können, um ein quantenmechanisches System von der Umgebung abzukoppeln um die Kohärenz zu erhöhen.

2.3.1 Ferromagnetische Zwischenschicht (SFS)

An der Grenzfläche eines Supraleiters und eines Normalleiters fällt die Cooper-Paar-Dichte im Supraleiter auf der Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} zur Grenzfläche hin ab. Seitens des Normalleiters wird wegen des Proximityeffekts eine endliche Cooper-Paar-Dichte induziert, die im Bereich der Kohärenzlänge im Normalleiter ξ_N abfällt. Zudem kann es abhängig von der Durchlässigkeit der Kontaktfläche auch zu einem Sprung in der Wellenfunktion kommen.

An der Grenzfläche zu einem Ferromagneten wirkt die durch das magnetische

Austauschfeld H_{ex} beschreibbare Austauschwechselwirkung auf die beiden antiparallelen Spins der Cooper-Paare, welche wegen des Proximityeffekts auch im Ferromagneten existieren. Das Elektron eines Cooper-Paares, dessen Spin antiparallel bzw. parallel zum Austauschfeld orientiert ist, erfährt eine Erhöhung bzw. Erniedrigung seiner potentiellen Energie um die Austauschenergie $E_{\text{ex}} = \pm \mu_B \mu_0 H_{\text{ex}}$. Wegen der Energieerhaltung führt diese Energieänderung beim Übergang in den Ferromagneten zu einer Erniedrigung bzw. Erhöhung der kinetischen Energie des Elektrons mit parallelem bzw. antiparallelem Spin eines Cooper-Paares.

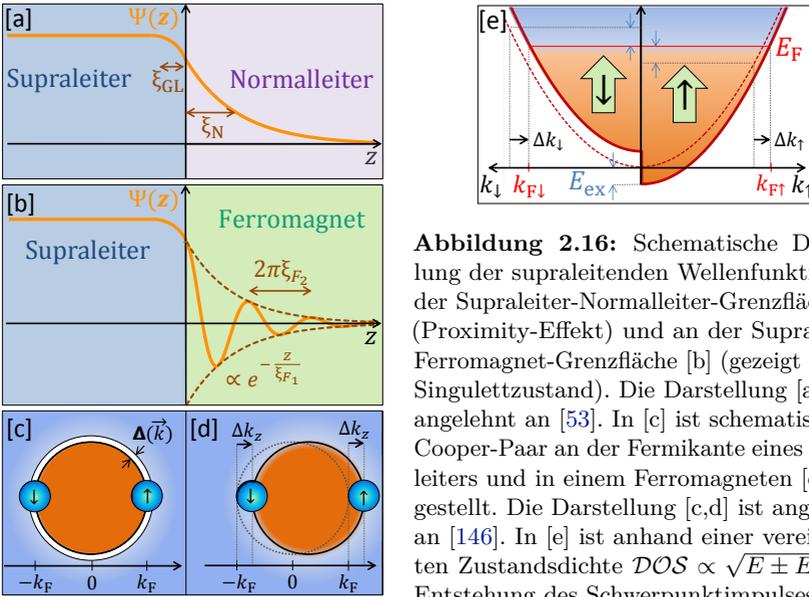


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung der supraleitenden Wellenfunktion an der Supraleiter-Normalleiter-Grenzfläche [a] (Proximity-Effekt) und an der Supraleiter-Ferromagnet-Grenzfläche [b] (gezeigt ist der Singulettzustand). Die Darstellung [a,b] ist angelehnt an [53]. In [c] ist schematisch ein Cooper-Paar an der Fermikante eines Supraleiters und in einem Ferromagneten [d] dargestellt. Die Darstellung [c,d] ist angelehnt an [146]. In [e] ist anhand einer vereinfachten Zustandsdichte $DOS \propto \sqrt{E \pm E_{\text{ex}}}$ die Entstehung des Schwerpunktimpulses eines

Cooper-Paares im Austauschfeld eines Ferromagneten schematisch dargestellt [53].

Die Majoritätsspins erfahren eine Erhöhung und die Minoritätsspins eine Erniedrigung ihres Impulses. Folglich bekommt ein Cooper-Paar einen Schwerpunktimпульs von $\pm Q$ [53]. An der Grenzfläche zu einem Ferromagneten bewirkt die durch das magnetische Austauschfeld beschreibbare Austauschwechselwirkung eine exponentiell abfallende Oszillation des supraleitenden Ordnungsparameters mit dem Faktor $e^{\pm iQz}$ innerhalb der an den Supraleiter angrenzenden ferromagnetischen Schicht. Unter Berücksichtigung der ferromagnetischen Antisymmetrie der Spinwellenfunktion eines Singulettzu-

standes ergibt sich der FFLO-Zustand, der eine Mischung eines Singulett- und Triplettzustands im Ferromagneten ist [147, 148]. Hierbei oszilliert der Ordnungsparameter $\Psi(z)$ innerhalb der ferromagnetischen Grenzschicht. Mit der komplexen Kohärenzlänge $\xi_F = \xi_{F_1} + i\xi_{F_2}$, welche die auf Streuung basierte Dämpfung durch ξ_{F_1} und die Oszillation der Paarwellenfunktion durch ξ_{F_2} beschreibt, gilt [53]

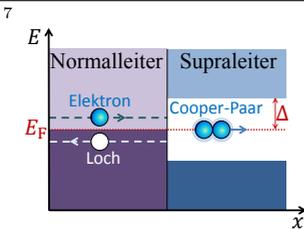
$$\Psi(z) \propto e^{-\frac{z}{\xi_{F_1}}} e^{-i\frac{z}{\xi_{F_2}}} . \quad (2.75)$$

In einem SFS-JJ entscheidet daher die Dicke der ferromagnetischen Schicht zwischen den beiden Supraleitern, ob es sich um einen 0- oder π -Kontakt handelt. Weil $\xi_{F_2}(T)$ genauso wie $\xi_{F_1}(T)$ temperaturabhängig ist, kann bei passender ferromagnetischer Schichtdicke durch Temperaturänderung zwischen 0 und π gewechselt werden.

2.3.2 Kontrollierbare SNS-Josephsonkontakte

In einem gewöhnlichen SNS-JJ, bei welchem die Barriere ein Normalleiter (N) ist, bilden sich gebundene Andreev-Zustände aus, wenn die elastische mittlere-freie-Weglänge größer als die der normalen Streuung ist [149].

In der Regel bilden sich **gebundene Andreev-Zustände** zwischen zwei Supraleitern, die über eine dünne normalleitende Barriere entsprechend dem Josephson-Effekt gekoppelt sind, aus. Sie sind Ergebnis von Andreev-Reflexionen⁷ an den beiden Supraleiter-Normalleiter-Grenzflächen. Wie in Abb. 2.17 schematisch dargestellt ist, entsteht für ein Elektron, das sich im normalleitenden Bereich mit $E < 0$ befindet, eine geschlossene Trajektorie durch Andreev-Reflexionen [74]. Zwischen den beiden Supraleitern des JJ gibt es einen Phasenunterschied. Bei einem vollständigen Umlauf erfährt ein solches Quasiteilchen einen Phasenunterschied von $2\pi n$ (mit $n \in \mathbb{Z}$). Die Überlagerung der Wellenfunktionen des einlaufenden und des Andreev-reflektierten Quasiteilchens ergibt eine stehende Welle [74]. Somit entsteht bei



Andreev-Reflexionen sind spezielle Streuprozesse an einem räumlich variierenden Paarpotential. Kennzeichen der Andreev-Reflexion ist, dass ein elektronartiges in ein lochartiges Quasiteilchen umgewandelt wird, wobei das Loch die Trajektorie des einfallenden Elektrons zurückverfolgt. Diese Retro-Reflexion eines Elektrons mit $E < 0$, das nicht in den Supraleiter eindringen kann, als Loch ergibt aus Gründen der Ladungserhaltung im Supraleiter ein Cooper-Paar [74].

der Energie E ein gebundener Zustand, mit dessen Hilfe Cooper-Paare (neben dem Tunneln) indirekt die normalleitende Barriere überwinden können [74]. Insbesondere kommt es für $E = E_F$ in einem SNS-Kontakt genau dann zur Bildung eines gebundenen Andreev-Zustandes, wenn die Phasendifferenz der beiden Supraleiter ein ungeradzahliges Vielfaches von π beträgt [74].

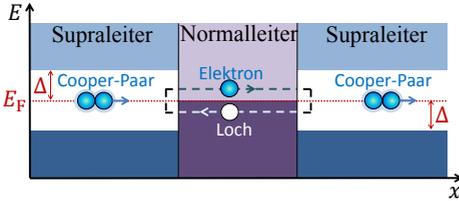


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung der Bildung von gebundenen Andreev-Zuständen in einem SNS-JJ. Die Darstellung ist angelehnt an [74].

Insbesondere ist die Bildung gebundener Zustände an der Fermikante (Zero-Energie-Zustände) von der Dicke der normalleitenden Schicht unabhängig, weshalb sich diese Überlegungen auf Oberflächen von Supraleitern mit anisotropem Ordnungsparameter übertragen lassen [74]. Abbildung.:2.18 zeigt schematisch die Bildung von gebundenen Andreev-Zuständen an der Kante eines d -Wellensupraleiters. Zudem kann der Grenzfall betrachtet werden, bei dem die Dicke des Normalleiters $d_N \rightarrow 0$ geht [74]. An der Grenzschicht des Normalleiters zum Vakuum werden die Quasiteilchen normal reflektiert.

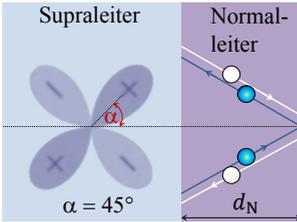


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung der Bildung gebundener Andreev-Zustände an der Oberfläche von d -Wellensupraleitern. Die Darstellung ist angelehnt an [74].

In symmetrischen kurzen JJ kann die Stromdichte als Summe geschrieben werden, wobei in die einzelnen Summanden die Andreev-Zustände eingehen [150]

$$j_{\text{ABS}}(\delta) = \frac{k_F}{\Phi_0 t} \sum_n \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos\vartheta f(\epsilon_n(\delta, \vartheta)) \frac{\partial \epsilon_n(\delta, \vartheta)}{\partial \delta} d\vartheta. \quad (2.76)$$

Für die über den Kontakt fließende Stromdichte j_{ABS} , die von den gebundenen Andreev-Zuständen getragen wird, ist, neben der Phasendifferenz der

beiden Supraleiter δ , dem Impuls eines Elektrons an der Fermienergie $\frac{k_F}{\hbar}$, der Barrierendicke (zwischen den CuO_2 -Ebenen) t und der Fermiverteilung $f(\epsilon)$, die Energien $\epsilon_n(\delta, \vartheta)$ der einzelnen Andreev-Zustände von entscheidender Bedeutung [150]. Dabei hängt das Andreev-Energielevel eines injizierten Elektrons $\epsilon_n(\delta, \vartheta)$ auch von dem Einfallswinkel dieses Elektrons bezüglich der Grenzschicht-Normalen ϑ ab; für einen gegebenen Winkel ϑ gibt es zwei Andreev-Zustände $\pm\epsilon(\delta, \vartheta)$ [150].

Bei einer vorgegebenen Phasendifferenz der beiden Supraleiter ist die Dispersionsrelation der gebundenen Andreev-Zustände derart, dass sie in subsequenter Folge einen Suprastrom in positive oder negative Richtung tragen. Daher beruht im Allgemeinen der gesamte Netto-Suprastrom zwischen den beiden Supraleitern nicht nur auf der Phasendifferenz δ sondern auch auf der Besetzung der gebundenen Andreev-Zustände. Der positive und negative Anteil der suprastromtragenden Zustandsdichte repräsentiert einen energieabhängigen Beitrag zu dem Suprastrom in die positive und negative Richtung. Somit ist die Richtung des gesamten Suprastromes abhängig von dem relativen Anteil der Besetzung dieser Zustände [149].

J.J.A. Baselmans *et al.* konnten durch Ausnutzen einer stufenförmigen Zustandsdichte innerhalb der normalleitenden Barriere Einfluss auf die Suprastromrichtung nehmen [149]. Durch Anlegen einer Kontrollspannung V_{control} an zwei große Ladungsreservoire kann sich bei ausreichend dünner normalleitende Verbindung zwischen ihnen die Fermiverteilung (abhängig vom Ort) stufenförmig ausbilden [149]. Entsprechend Abb. 2.19 ist diese normalleitende Verbindung als normalleitende Barriere in den SNS-JJ integriert.

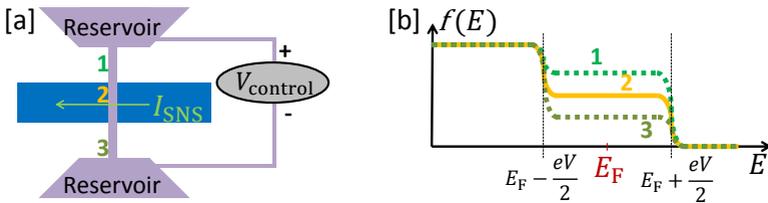


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung eines SNS-JJ [a], bei dem durch Anlegen einer Spannung V_{control} die Zustandsdichte [b] stufenförmig beeinflusst werden kann. Die schematischen ortsabhängigen stufenförmigen Verteilungsfunktionen entsprechen den Positionen 1,2 und 3 innerhalb der normalleitenden Barriere. Die Darstellung ist angelehnt an [149].

Diese von der angelegten Spannung V_{control} abhängigen Änderung der Fermi-Verteilung resultiert in einer Umverteilung der Besetzung der stromtragenden Zustandsdichte. Ab einer ausreichenden Spannung V_{control} kann auf diese Weise ein negativer kritischer Strom I_c realisiert werden, was einem π -JJ entspricht [149].

2.3.3 Ausnutzen der d -Wellensymmetrie

Wie in Kap. 2.1.5 diskutiert, besitzt die d -Wellensymmetrie von unkonventionellen Supraleitern einen \vec{k} -abhängigen intrinsischen Vorzeichenwechsel. Dieser kann in intrinsischen wie auch in extrinsischen d -Welleneffekten in Kombination mit geeigneten Probengeometrien genutzt werden, um π -Kontakte zu realisieren.

Korngrenzenkontakte

In Korngrenzenkontakten wird hierfür die unterschiedliche Ausrichtung der d -Welle einzelner Domänen, die an der Korngrenze aufeinandertreffen, ausgenutzt [30]. So kann beispielsweise auf ein (001) SrTiO_3 -Substrat (103) orientiertes $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{7-x}$ (YBCO) aufgewachsen werden [30]. Eine dünne CeO_2 -Zwischenschicht ergibt hingegen eine (001)-Orientierung des darauf aufgebrachtten YBCO [30]. Wie in Abb. 2.20 dargestellt ist, ergeben sich zwei 45° Rotationen der unterschiedlich orientierten YBCO-Ebenen zueinander: die eine um die c -Achse, die andere um die b -Achse. Damit verbunden ist die gewünschte 45° Verdrehung des d -wellenförmigen Ordnungsparameters der beiden supraleitenden YBCO-Elektroden [30].

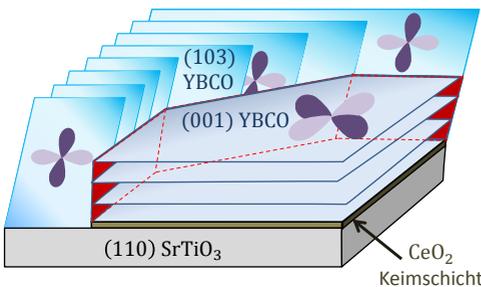


Abbildung 2.20: Schematische Darstellung der Geometrie eines $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{7-x}$ -Korngrenzen-JJ, basierend auf der unterschiedlichen Orientierung der YBCO-Ebene. In rot sind drei mögliche Grenzflächen eingezeichnet. Die Darstellung ist angelehnt an [30].

Bei der Probenherstellung sind dabei alle möglichen “in-plane“-Orientierungen der Korngrenzen-Grenzflächen möglich. Über diese Grenzflächen sind die beiden supraleitenden YBCO-Elektroden schwach gekoppelt; somit befindet sich an diesen Grenzflächen ein JJ. Je nach relativer Ausrichtung der d -Wellen der beiden Ordnungsparameter und der damit einhergehenden Phasendifferenz lassen sich mit Korngrenzenkontakten gewöhnliche 0-, π -JJ oder φ -JJ realisieren, weshalb Korngrenzenkontakte in Kap. 2.3.5 nochmals genauer betrachtet werden.

„nano-constriction-type“-Josephsonkontakte

Im Falle der „nano-constriction-type“-JJ sagten A. Gumann und N. Schopohl theoretisch voraus, dass im Fall von d -Wellensupraleiter nicht nur ein π -JJ sondern die gänzliche Bandbreite der intrinsischen Phasendifferenz $0 \leq \varphi \leq \pi$ realisiert werden kann [41]. Hierbei wird ein supraleitender Film entsprechend Abb. 2.21 eingengt, weshalb diese Mikrofilm-Konfiguration zu den „weelink“-JJ gehört. Die beiden supraleitenden Bereiche sind hierbei nicht (wie bisher diskutiert) durch eine Tunnelbarriere schwach miteinander gekoppelt, sondern über eine Engstelle der Breite w . Dabei muss $w \lesssim \xi_0$ sein.

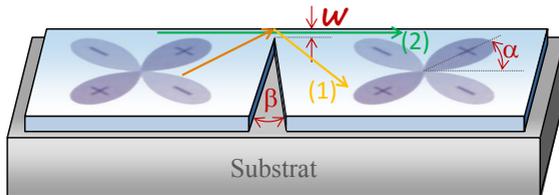


Abbildung 2.21: Schematische Darstellung der Geometrie eines Mikrobrücken-JJ, die auf einem c -achsenorientierten Dünnsfilm eines d -Wellensupraleiters beruht. α gibt den Winkel der d -Wellenorientierung relativ zur Filmkante an. Die streifenförmige Brücke ist keilförmig (mit dem Öffnungswinkel β) eingeschnitten, sodass die beiden supraleitenden Seiten nur noch über die Einengung der Breite w gekoppelt sind. Zudem ist eine über den Kontakt verlaufende Trajektorie eines Quasiteilchens, das an der Kante reflektiert wird (1) bzw. ohne Reflexion über den Kontakt verläuft (2), eingezeichnet. Die Darstellung ist angelehnt an [41].

Mit kleiner werdender Weite w wird der Anteil der Quasiteilchen, die sich über den Kontakt bewegen und dabei nicht reflektiert werden (2), kleiner. Der Anteil derer, die dabei an der Kante reflektiert werden (1), wird hingegen

größer. Ist die d -Wellenorientierung beispielsweise $\alpha = \frac{\pi}{4}$, erfahren alle Reflexionstrajektorien einen Vorzeichenwechsel im Paarungspotential. Dies führt zu der Bildung von „zero energy Andreev-bound-states“ [41]. A. Gumann und N. Schopohl zeigten theoretisch, dass mit der in Abb. 2.21 dargestellten Konfiguration eines d -Wellensupraleiters abhängig von der Weite w und der reduzierten Temperatur $t = \frac{T}{T_c}$ jede Phasendifferenz $0 < \varphi < \pi$ realisiert werden kann [41].

2.3.4 φ_0 -Josephsonkontakte

Im Allgemeinen kann die 2π -periodische Stromphasenbeziehung eines JJ eine Phasenverschiebung aufweisen, die sich von 0 oder π unterscheidet. Diese Kontakte werden allgemein als φ_0 -JJ bezeichnet. Ihre Strom-Phasenbeziehung und Energie sind analog zu Gl. (2.38 und 2.47) durch

$$j_s = j_{c0} \sin(\delta + \varphi_0) \quad \text{bzw.} \quad I_s = I_{c0} \sin(\delta + \varphi_0) \quad (2.77)$$

und

$$\mathcal{U} = E_J \{1 - \cos(\delta + \varphi_0)\} \quad (2.78)$$

gegeben. Anders als die 0-JJ erfüllen sie allerdings weder die Zeitumkehrsymmetrie $I_s(-\delta) = -I_s(\delta)$ noch die Eigenschaft, dass für $\delta = n\pi$ ($n \in \mathbb{Z}$) kein Suprastrom fließt.

Genauso wie die als Phasenbatterien verwendbaren π -JJ kann auch allgemein der φ_0 -Grundzustand eines solchen Kontaktes, der in einen supraleitenden Ring integriert ist, in diesem einen zirkulierenden Suprastrom generieren, auch wenn kein Biasstrom angelegt und kein magnetischer Fluss diesen Ring durchsetzt.

In Abb. 2.22 ist die Energie $\mathcal{U}(\delta)$ und der normierte Suprastrom dargestellt. Addiert sich zu der Phasendifferenz δ noch eine Phase φ_0 , so verschiebt sich das Energieminimum weg von der Stelle $\delta = 0$, was einen Suprastrom ($i = \frac{I_c}{I_{c0}} \neq 0$) im Grundzustand ergibt.

Das Brechen der Zeitumkehrsymmetrie⁸ allein reicht nicht aus, damit $I_s(\delta = 0) \neq 0$ ist, wie JJ, die auf Einzel-Domänen-Ferromagneten basieren, deren

⁸ $I_s(-\delta) = -I_s(\delta)$ eines 0-JJ heißt im Umkehrschluss, dass $I_s(\delta = 0) = 0$ ist. Ursache hierfür ist, dass es für jeden Prozess, der zum Stromfluss in die eine Richtung beiträgt, auch einen entgegengesetzten zeit-umgekehrten Prozess gibt (bei welchem Spin-Up und Spin-Down-Elektronen umgedreht sind), sodass sich die beiden Ströme aufheben ($I_s(\delta = 0) = 0$).

Zeitumkehrsymmetrie gebrochen ist, aber dennoch $I_s(\delta = 0) = 0$ ist, zeigen [37]. Zusätzlich muss auch die Chiral-Symmetrie⁹ gebrochen werden, damit $I_s(\delta = 0) \neq 0$ werden kann [37]. Die Chiral-Symmetrie allein reicht allerdings auch nicht aus, wie das Beispiel der π -JJ ($I_s(\delta = 0) = 0$) zeigt.

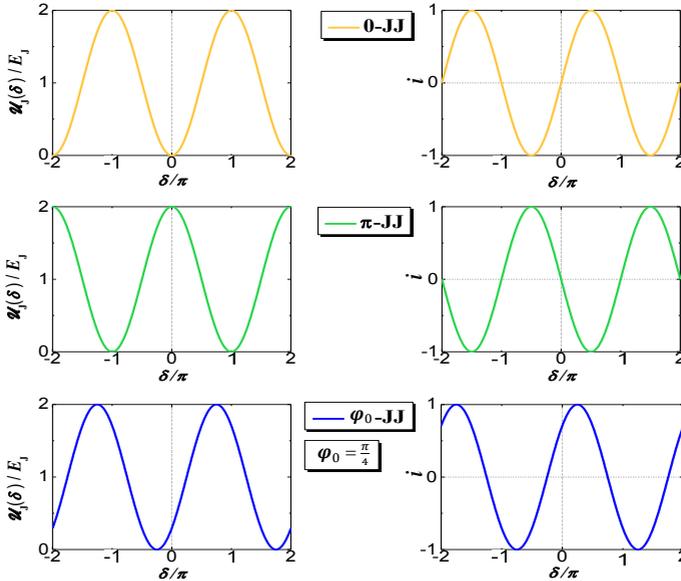


Abbildung 2.22: Abhängigkeit der Energie \mathcal{U} und des normierten Josephsonstromes $i = \frac{I_c}{I_{c0}}$ von der Phasendifferenz δ für einen 0-, π - und φ_0 -JJ mit $\varphi_0 = \frac{\pi}{4}$.

Das gleichzeitige Brechen der Zeitumkehrsymmetrie und der Chiral-Symmetrie ist D.B. Szombati bei der Realisierung eines φ_0 -JJ mittels eines Quantendots auf einem Nano-Draht gelungen [37]. Dabei wurde der Nachweis der durch elektrostatisches Gating beeinflussbaren Phasendifferenz mittels der Einbettung des φ_0 -JJ als einer der beiden JJ eines dc-SQUIDS erbracht. Das für $I_s(\delta = 0) \neq 0$ notwendige Brechen der Zeitumkehr- und Chiral-Symmetrie wurde durch eine Kombination eines externen Magnetfeldes und der Spin-

⁹bezeichnet die Symmetrie zwischen den beiden Tunnelrichtungen. Der Tunnelkoeffizient, der das Elektronen-Tunneln in die eine Richtung beschreibt, ist gleich dessen in die andere Richtung. Die beiden Tunnelprozesse heben sich gegenseitig auf, sodass $I_s(\delta = 0) = 0$ ist.

Orbit-Kopplung erzielt, bei welcher die Zeemannaufspaltung die Zeitumkehrsymmetrie bricht. Während die Chiral-Symmetrie im Falle des Tunnelns via eines Quantendot-Energielevels, wie es z.B. beim Single-Elektron-Tunneln ausgenutzt wird ¹⁰, nicht gebrochen wird, kann sie hingegen gebrochen werden, wenn das Elektron, während es über den Quantendot tunnelt, das Quantendot-Orbital ändert [37]. Herrührend von der Spin-Orbit-Kopplung ergibt sich bei diesem Prozess des „Orbital-Mixings“ ein Phasenfaktor, der von der Tunnelrichtung abhängt [37]. Somit ist die Chiral-Symmetrie gebrochen, weil sich die (sich unterscheidenden) Prozesse des in die Eine- und in die Andere-Richtung Tunneln nicht gegenseitig aufheben. Mittels eines Quantendot-JJ kann durch Kombination eines Magnetfeldes und der Spin-Orbit-Kopplung die Zeitumkehrsymmetrie gleichzeitig mit der Chiral-Symmetrie gebrochen werden, um einen φ_0 -JJ mit einstellbarer Phase $0 < \varphi_0 < \pi$ zu realisieren [37].

Die Umsetzung von φ_0 -JJ gestaltet sich noch recht aufwendig und kompliziert. Die Realisierung von φ -JJ hingegen ist durch unterschiedlichste Ansätze mit gängigen Verfahrenstechniken möglich.

2.3.5 φ -Josephsonkontakte

Ein φ -JJ besteht aus der Kombination eines 0- und eines π -JJ, die intrinsisch in dem φ -JJ zu gleichen oder unterschiedlichen Anteilen aneinander grenzen. In der Strom-Phasen-Beziehung der φ -JJ

$$j_s(\delta) = j_{c1} \sin(\delta) + j_{c2} \sin(2\delta) \quad (2.79)$$

erscheint, anders als bei der ersten Josephson-Gl. (2.38) der 0- bzw. π -JJ, nun neben dem ersten auch der zweite harmonische Term aus Gl. (2.37). Er hat seinen Ursprung darin, dass er (als nächster der mit höher werdender Ordnung -mehr und mehr- vernachlässigbar werdenden Terme aus Gl. (2.37)) in diesem Fall Bedeutung erlangt, weil j_{c1} am 0- π -Übergang verschwindet. Diese Kontakte besitzen einen doppelt entarteten Grundzustand bei $\delta = \pm\varphi$ (mit $0 < \varphi < \pi$). Ihr Doppelmuldenpotential muss wiederum 2π -periodisch sein. Es entsteht, wenn für die beiden Stromdichten j_{c1} und j_{c2} gilt, dass

¹⁰Dabei wird die Coulombblockade mittels einer Gatespannung, die so eingestellt wird, dass sich ein einzelnes Quantendot-Energielevel (das so klein ist, dass es nur mit einem einzelnen Elektron besetzt werden kann) zwischen den chemischen Potentialen von Source und Drain befindet ($\mu_{\text{Source}} > \mu_{\text{Dot}} > \mu_{\text{Drain}}$), überwunden.

$j_{c2} < 0$ und $2j_{c2} < -|j_{c1}|$ ist [151]. Das Doppelmuldenpotential [151]

$$\mathcal{U} = \text{sng}(j_{c1}) E_J \left\{ 1 - \cos(\delta) + \frac{j_{c2}}{2j_{c1}} [1 - \cos(2\delta)] \right\} \quad \text{mit } E_J = \frac{\Phi_0 I_{c1}}{2\pi} \quad (2.80)$$

eines φ -JJ ergibt im Grundzustand eine Phasendifferenz [151]

$$\delta = \pm\varphi = \pm \arccos \left(-\frac{j_{c1}}{2j_{c2}} \right). \quad (2.81)$$

Somit kann ein φ -JJ als Phasenbatterie mit beliebig wählbarer Phase genutzt werden. Weil allerdings nicht gleichzeitig die Zeitumkehr- und Chiral-Symmetrie gebrochen sind, ist jedoch $I_s(\delta=0)=0$.

Somit stellt der φ -JJ eine Verallgemeinerung eines π -Kontaktes (ebenso eines 0-Kontaktes) dar, unterscheidet sich aber von einem φ_0 -JJ.

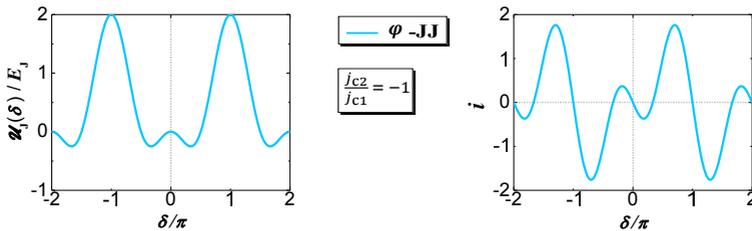


Abbildung 2.23: Abhängigkeit der Energie \mathcal{U} und des normierten Josephsonstromes $i = \frac{j_c}{j_{c1}}$ eines φ -JJ von der Phasendifferenz δ . Dabei ist das Verhältnis der beiden Stromdichten durch $\frac{j_{c2}}{j_{c1}} = -1$ gegeben.

φ -JJ besitzen einige interessante Eigenschaften. Sie können „Fraktionale Vortices“, die nicht quantisiert sind, enthalten, wie Mints *et al.* [152] 1998 vorhergesagt und 2002 in Korngrenzen in $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{7-x}$ nachgewiesen hat [153]. Sie können auch eine magnetisch durchstimmbare Strom-Phasen-Beziehung [154], eine chaotische Dynamik der Phase [155, 156] oder aufgesplittete Vortices [153] aufweisen.

Neben der Verwendung als Phasenbatterie finden φ -JJ Anwendung z.B. im Bereich der memoryrestiven Bauelemente, weil durch Anlegen eines Magnetfeldes ein „Zustand geschrieben“¹¹ und durch Anlegen eines Biasstromes

¹¹Dabei beeinflusst ein angelegtes Magnetfeld den φ -JJ derart, dass sich je nach Magnetfeldrichtung eines der Minima stärker ausprägt, während das andere verschwindet.

(mittels eines read-out-Pulses) ausgelesen werden kann [157].

Eine weitere Anwendung dieser Kontakte findet sich in der Realisierung von Ratschen für das sich im Potential bewegende Phasenteilchen [156].

Realisierung von φ -Josephsonkontakten

Im Folgenden werden einige gängige Ansätze, um φ -JJ zu realisieren, vorgestellt.

(i) dId-Kontakte: Die d -Wellensymmetrie zweier unkonventioneller Supraleiter mit einer dünnen isolierenden Schicht (I) zwischen ihnen kann zur Realisierung von φ -JJ ausgenutzt werden, wie von Y.Tanaka theoretisch vorgeschlagen wurde [38, 39]. Wiederum bilden sich basierend auf Andreev-Reflexion zero-energy-Zustände im Bereich der Grenzschicht, die die beiden Supraleiter verbindet, aus. Für eine schwache Kopplung der Supraleiter reduziert sich das effektive Paarungspotential in einem semiklassischen Ansatz auf $\Delta(\gamma, \vec{r})$ und hängt somit vom Ort \vec{r} und der Bewegungsrichtung des Quasiteilchens γ ab [38, 39, 158]. Analog zu Abb. 2.24 erfährt ein von links injiziertes Quasiteilchen vier unterschiedliche Paarungspotentiale¹², die von seinem Einfallswinkel ϑ abhängen. Im Falle einer hohen Leitfähigkeit eines dId-JJ werden entsprechend Abb. 2.24 gebundene Energiezustände zwischen den sich gegenüberliegenden Paarungspotentialen aufgrund von Andreev-Reflexion gebildet.

Besitzt der Kontakt hingegen nur eine schwache Leitfähigkeit, bilden sich gebundene Energiezustände an der isolierten Oberfläche der halbbunendlichen Supraleiter. Diese können Energie-Null-Zustände werden¹³ [39]. Die Existenz von Energie-Null-Zuständen resultiert in einer Verschiebung der Freien Energie, sodass ihr Minimum nicht mehr bei $\varphi = 0$ liegt [39] und somit einen φ -JJ ergibt. Weil die einzelnen involvierten Parameter stark von der Temperatur abhängig sind, haben der maximale Josephsonstrom und besonders die Freie Energie dieser Kontakte eine anormale Temperaturabhängigkeit [39].

Durch die Aufhebung der doppelten Entartung des Grundzustandes ergibt sich nur ein einzelner Grundzustand, sodass die Phase dieses Grundzustandes je nach Magnetfeldrichtung nun eines der beiden Vorzeichen hat.

¹²Diese sind entsprechend Abb. 2.24 durch $\Delta_L(\vartheta+) = \Delta_d(T) \cos[2(\vartheta - \alpha)]$, $\Delta_L(\vartheta-) = \Delta_d(T) \cos[2(\vartheta + \alpha)]$, $\Delta_R(\vartheta+) = \Delta_d(T) \cos[2(\vartheta - \alpha)]$, $\Delta_R(\vartheta-) = \Delta_d(T) \cos[2(\vartheta + \alpha)]$ gegeben; wobei L und R für den linken und rechten Supraleiter steht und Δ_d entsprechend einem Δ_s eines s-Wellensupraleiters die BCS-Relation erfüllt. [38, 39]

¹³Energie-Null-Zustände bilden sich, wenn $\Delta_L(\vartheta+) \Delta_L(\vartheta-) < 0$ und $\Delta_R(\vartheta+) \Delta_R(\vartheta-) < 0$.

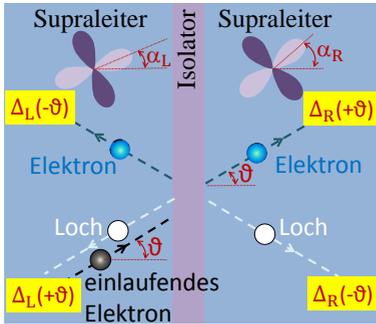


Abbildung 2.24: Schematische Darstellung der Reflexion und Transmission eines von links (unter dem Winkel ϑ) einlaufenden elektronenartigen Quasiteilchens. Die d -Wellensymmetrie der Ordnungsparameter von den beiden Supraleitern sind in dem dargestellten dId-JJ gegeneinander verdreht. Weiterhin sind die unterschiedlichen richtungsabhängigen Potentiale, die auf das Quasiteilchen wirken, dargestellt. Die Darstellung ist angelehnt an [38, 39].

Einen ausführlichen Überblick der beiden involvierten Prozesse (die intrinsische Phase des Paarungspotentials, das aus der Paarungssymmetrie des anisotropen Ordnungsparameters herrührt, und dem Ausbilden lokalisierter Zustände im Bereich des Isolators) wird von Y. Tanaka und S.Kashiwaya gegeben [38].

(ii) Korngrenzenkontakte: Der Josephsonstrom von Korngrenzenkontakten, basierend auf der d -Wellen-Symmetrie von Hochtemperatursupraleitern, kann oft mit der Sigrist-Rice-Formel beschrieben werden. Sie berücksichtigt nicht nur die „in-plane“-Verdrehung (Rotation um die c -Achse) der Ordnungsparameter der beiden monokristallinen Supraleiter-Wellenfunktionen bezüglich der gemeinsamen Korngrenze sondern auch die 45° „out-of-plane“-Verkipfung, die offensichtlich wird, wenn man z.B. in Abb. 2.20 die parallelen blauen Kupferoxid-Ebenen betrachtet. Die Sigrist-Rice-Formel [159]

$$I_c = I_{\max} (n_x^2 - n_y^2)_L (n_x^2 - n_y^2)_R \sin\delta \quad (2.82)$$

ist eine phänomenologische Näherung, in welche neben dem maximalen Josephsonstrom I_{\max} und der Phasendifferenz δ zwischen den beiden d -Wellensupraleitern auch die Projektionen n_x und n_y der Flächennormalenvektoren $\vec{n}_{L/R}$ auf die kristallographischen Achsen x und y eingehen. (L/R steht für die linke bzw. rechte supraleitende Elektrode.) In einem Korngrenzenkontakt entsprechend Abb. 2.25 ergibt sich die Sigrist-Rice-Formel zu [40]

$$I_c = I_{\max} \cos(2\alpha_L) \cos(2\alpha_R) . \quad (2.83)$$

Die Sigrist-Rice-Formel ist gültig für Quasiteilchen-Trajektorien, die annähernd senkrecht zur Barriere verlaufen.

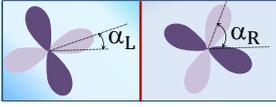


Abbildung 2.25: Schematische Darstellung der Aufsicht (parallel zur c -Achse) eines Korngrenzen-JJ. α_L und α_R sind die Winkel der Flächennormalen der rot dargestellten Grenzfläche und den kristallographischen

Achsen des linken und des rechten Supraleiters, die die Richtung des Ordnungsparameters definieren. Die Darstellung ist angelehnt an [40].

Eine weitere Eigenschaft, die d- von s-Wellen-Supraleitern unterscheidet, ist das Ausbilden von „mid-gap-states“ (MGS) [40]. Die Sigrist-Rice-Formel berücksichtigt keine MGS, bei denen es sich um gebundene Oberflächenzustände an der Fermienergie handelt. Sie resultieren aus der Andreev-Reflexion und dem richtungsabhängigen Vorzeichenwechsel des Ordnungsparameters eines d-Wellen-Supraleiters [40].

In symmetrischen verdrehten Bikristall-Korngrenzen treten „mid-gap-states“ auf, wenn Quasiteilchen einen Vorzeichenwechsel des Ordnungsparameters im Moment ihrer Reflexion (ähnlich zu dem in Abb. 2.24 dargestellten Fall eines dId-Kontaktes) erfahren. Beispielsweise ist dies im Falle eines 45° [001]symmetrisch verdrehten Kontaktes für Quasiteilcheneinfallswinkel $\frac{1}{8}\vartheta < |\vartheta| < \frac{3}{8}\vartheta$ der Fall; die übrigen Einfallswinkel verhalten sich hingegen in ähnlicher Weise wie im Falle eines s-Wellensupraleiters [40].

Gemäß der Phasendifferenz δ und der Durchlässigkeit der Barriere (Grenzschicht zwischen den beiden Bikristallen) $0 < D < 1$ splitten die Energien der MGS auf; dabei ist das niedrigere MGS-Energie-Level durch einen Shift von π im Grundzustand charakterisiert [40]. Für $\alpha_L = \alpha_R$ ergeben sich die beiden MGS mit Energien $E_{\text{MGS}\pm}$. Löfwander *et al.* führen aus, dass die beiden MGS-Energien einen Strom in unterschiedliche Richtungen $j_{\text{MGS}+} = -j_{\text{MGS}-}$ ¹⁴ tragen, weshalb mit dem Anstieg der Besetzung des oberen Levels bei großen Temperaturen der Strom, der von den MGS getragen wird, mit steigender Temperatur abnimmt [160]. Für den Fall $\alpha_L = \alpha_R$ ist [160]

$$\begin{aligned} j_{\text{MGS}} &= j_{\text{MGS}+} + j_{\text{MGS}-} \\ &= \frac{2ek_{\text{F}}}{2\pi\hbar} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{dE_+}{d\delta} n_{\text{F}}(E_+) + \frac{dE_-}{d\delta} n_{\text{F}}(E_-) \right) \cdot \cos\vartheta \, d\vartheta \\ &= -\frac{2ek_{\text{F}}}{2\pi\hbar} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{dE_+}{d\delta} \tanh\frac{E_+}{2k_{\text{B}}T} \cdot \cos\vartheta \, d\vartheta \quad . \end{aligned} \quad (2.84)$$

¹⁴Ausgehend von dem Strom, den ein Andreevzustand trägt $I_{\text{AS}} = \frac{2e}{\hbar} \frac{dE}{d\delta}$, ergibt sich durch Integration über alle Quasiteilchen-Trajektorien ϑ und Berücksichtigung ihrer Besetzungswahrscheinlichkeit $n(E_n)$ die Stromdichte $j_{\text{AS ges}} = \frac{2ek_{\text{F}}}{2\pi\hbar} \sum_n \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{dE_n}{d\delta} n_{\text{F}}(E_n) d\vartheta$.

Hieraus resultiert ein Beitrag I_{MGS} der MGS zu dem Gesamt-Josephsonstrom I_{total} . Im Grundzustand (also bei $k_B T \ll E_+$) ist I_{MGS} dem Beitrag des Stromes I_{cont} , der vom kontinuierlichen Spektrum getragen wird (und dessen Gleichgewichtsphasendifferenz mit $\delta=0$ der von s -Wellen-Supraleitern entspricht), entgegen gerichtet [40]. Mit der zunehmenden Besetzung der niedrigeren Zustände bei tiefen Temperaturen ist dieser Effekt stark temperaturabhängig. Zudem hat die Durchlässigkeit der Barriere D einen besonderen Einfluss. Für einen idealen Korngrenzenkontakt mit $\alpha_L = \alpha_R \equiv \alpha = 0$ gibt es keine MGS und der Josephsonstrom ist $\propto D$ [160]. Werden die Ordnungsparameter bei gleichbleibender Durchlässigkeit D , symmetrisch von $\alpha = 0$ zu $\alpha = \frac{\pi}{4}$ rotiert, treten im JJ MGS auf [160]. Verbunden mit dem resonanten Transport durch MGS, ändert sich bei dieser Rotation die Abhängigkeit des kritischen Stromes von $\propto D$ hin zu $\propto \sqrt{D}$ [160]. Ist $D \ll 1$, also die Durchlässigkeit der Barriere sehr gering, so kann die mit der Rotation verbundene Erhöhung des Stromes sehr groß sein („giant Josephson current“) [160].

(iii) „nano-constriction-type“-Josephsonkontakte: Wie in Kap. 2.3.3 ausgeführt, haben A. Gumann und N. Schopohl theoretisch gezeigt, dass es möglich ist, mittels eines „nano-constriction-type“-JJ, bei dem ein d -Wellen-Supraleiter entsprechend Abb. 2.21 eingeschnitten ist, einen Phasentübergang zwischen der 0- und einer π -Phase eines JJ zu realisieren. Dabei spielt die Weite w , über welche die beiden Supraleiter gekoppelt sind, und die reduzierte Temperatur $t = \frac{T}{T_{c0}}$ eine entscheidende Rolle. Das in Abb. 2.26 dargestellte Phasendiagramm veranschaulicht eines der zentralen Ergebnisse von A. Gumann und N. Schopohl [41]. Es zeigt, dass für ausreichend kleine Weiten w bei allen Temperaturen $0 < T < T_{c0}$ ein punktförmiger π -JJ vorliegt. Für hohe Temperaturen ($T \rightarrow T_{c0}$) verschwindet der φ -Zustand, während er bei tieferen Temperaturen abhängig von w auftritt.

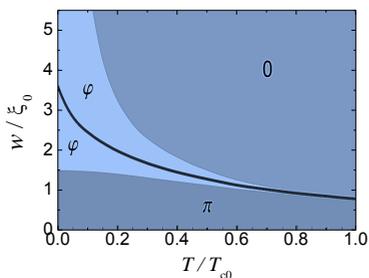


Abbildung 2.26: Phasendiagramm eines „nano-constriction-type“-JJ, wie er in Abb. 2.21 dargestellt ist (mit $\alpha = 45^\circ$). Es zeigt abhängig von der Weite w und der reduzierten Temperatur $\frac{T}{T_{c0}}$ den Zustand des Kontaktes. Oberhalb der dicken schwarzen Linie ist der kritische Strom des Kontaktes positiv, darunter ist er negativ. In abgeänderter Form sind die Ergebnisse von [41] dargestellt.

(iv) Lange Anordnungen aufeinanderfolgender 0- und π -Abschnitte:

Wie anhand der dId-, Korngrenzen- und „nano-constriction-type“-JJ ausgeführt, resultieren 0- und π -artige Stromanteile, die über den Kontakt entgegengesetzt fließen, in einen φ -JJ. Derartige Kontakte können z.B. durch ferromagnetische Barrieren mit (entsprechend Kap. 2.3.1 periodisch alternierender Dicke oder durch Ausnutzen der d-Wellensymmetrie eines Kuprat-supraleiters realisiert werden. A. Buzdin und A. E. Koshelev ist dies anhand von periodisch alternierenden 0- π -Kontakten auf Basis einer ferromagnetischen Zwischenschicht 2003 gelungen [161]. Sie konnten zeigen, dass abhängig von der Länge der Einzelkontakte sich eine homogene oder eine über den Kontakt modulierende Phase ergibt. Unterhalb einer kritischen Kontaktlänge entsteht (durch einen Phasenübergang zweiter Ordnung) der Phasen-modulierende Zustand, in dessen Gleichgewicht die Phasendifferenz entsprechend eines φ -JJ jeden Wert zwischen $-\pi$ und π annehmen kann [161]. Durch räumliche Mittelung der modulierenden Phase konnten sie eine *effektive* Stromphasenbeziehung ableiten, in der der zweite harmonische Term Bedeutung erlangt, sodass sich das φ -JJ-typisch Doppelmuldenpotential mit zweifach entartetem Grundzustand ausbildet. Mints *et al.* haben einen derartigen Kontakt anhand asymmetrischer 45° Korngrenzkontakte in $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{7-x}$ realisiert, wobei die Facetten der Korngrenze auf der Längenskala kleiner als die Josephson-Eindringtiefe war [153]. Durch SQUID-Mikroskopie konnten sie zudem nicht-quantisierte „zersplitterte“ Vortices in diesen Kontakten nachweisen [153].

(v) Asymmetrische dc-SQUIDs:

Bisher wurden ausschließlich Realisierungsmöglichkeiten von φ -JJ diskutiert, die auf intrinsischen Effekten eines Kontaktes basieren. E. Goldobin *et al.* konnten zeigen, dass dies auch mittels eines 0- π -Superconducting-Quantum-Interference-Devices (0- π -SQUID) mit asymmetrischer Induktivität und kritischem Strom der beiden JJ des SQUIDs umgesetzt werden kann [42]. In diesem vorgeschlagenen SQUID ist der eine Kontakt ein 0-JJ (der den Strom I_c^0 trägt), der andere π -JJ (der den Strom $|I_c^\pi| < I_c^0$ trägt). Ein 0- π -SQUID kann als Ganzes (als „black box mit zwei terminals“) als effektiver φ -JJ, dessen Strom-Phasenrelation und damit assoziiert die Josephsonenergie mittels eines Magnetfeldes eingestellt werden kann, eingesetzt werden [42]. Dabei gibt es eine erforderliche kritische Stromasymmetrie $\alpha_{\text{crit}} < I_c^\pi/I_c^0 < 1$, damit sich der entartete $\pm\varphi$ -Grundzustand, der von den Induktivitäten ($L^\pi + L^0$) der beiden SQUID-Zweige abhängt, ausbildet [42].

Zudem zeigten E. Goldobin *et al.*, dass durch Anlegen eines halbzahligen Flussquants ($\Phi = (n + \frac{1}{2})\Phi_0$; $n \in \mathbb{Z}$) an ein 0-0-SQUID mit $I_c^\pi/I_c^0 < |\alpha_{\text{crit}}|$ dieses zu einem φ_0 -JJ werden kann [42]. Ist $I_c^\pi/I_c^0 > |\alpha_{\text{crit}}|$, erhält man einen $(\varphi_0 \pm \varphi)$ -JJ [42].

(vi) Weitere Realisierungsmöglichkeiten Neben der vorangegangenen exemplarischen Darstellung verschiedener Möglichkeiten φ -JJ zu realisieren, seien an dieser Stelle noch weitere erwähnt:

Theoretisch wurde vorgeschlagen, dass ein SFS-JJ aufgebracht auf einen Normalleiter ebenfalls einen φ -JJ ergeben könnte [162]. Die darin enthaltene Kopplung der SNS- und SFS-Eigenschaften kann in der Strom-Phasen-Relation einen zweiten negativen harmonischen Term erzeugen; auf diese Weise sollte abhängig von der Dicke und Länge der N- und F-Schicht sowie der Temperatur ein φ -JJ realisiert werden können [162]. Ein weiterer Ansatz wird dadurch gemacht, dass die ferromagnetische Barriere eines SFS-Kontaktes zusätzlich durch eine isolierende (I) und dünne supraleitende (s) Schicht erweitert wird. Theoretisch zeigen diese SIsFS-Kontakte abhängig von der Dicke der s- und F-Schicht sowie der Austauschenergie und der Temperatur 0- oder π -Charakter [163].

Abbildung 2.27: [a] Schematische Darstellung eines planaren ferromagnetischen JJ mit transparentem Interface entsprechend [162]. [b] schematische Darstellung eines SIsFS-JJ entsprechend [163].



Weitere theoretische Überlegungen, um φ -Kontakte zu realisieren, basieren auf Fe-Pniktid-Supraleitern, deren Verständnis Gegenstand aktueller Forschung ist [164–168].

Im Folgenden werden noch die „asymmetrischen 0- π -Kontakte“ sowie „Josephsonkontakte mit Strominjektoren“ genauer betrachtet.

2.3.6 0- π -Josephsonkontakte

Wie bisher dargestellt, ist eines der Hauptmerkmale von φ -Kontakten, dass der erste harmonische Term in der Strom-Phasenrelation in manchen Bereichen des Kontaktes verschwindet, wie es an der intrinsischen Grenzschicht

zwischen dem 0-artigen und dem π -artigen Teil eines 0- π -JJ der Fall ist. Wegen der unterschiedlichen Phasendifferenzen zwischen dem 0- und dem π -Bereich $\Delta\delta = \pi$ im Bereich des Übergangs bildet sich spontan ein Kreisstrom aus. Dieser aus der Diskontinuität von δ herrührende sich spontan ausbildende supraleitende Kreisstrom ist ein Vortex, der einen magnetischen Fluss von $\Phi = \pm \frac{1}{2}\Phi_0$ trägt [138, 169, 170]; er wird daher als Semifluxon bezeichnet. Entsprechend der beiden Vorzeichen gibt es zwei entartete Zustände entgegengesetzter Polarität, die den zweifach entarteten Grundzustand des Systems bilden [53].

Die Existenz von Semifluxon, die anders als die in Kap. 2.2.4 beschriebenen Josephson-Vortices an ihren Entstehungsort (die δ -Diskontinuität) gebunden sind, ist ein direktes Ergebnis aus der sinus-Gordon-Gleichung für lange 0- π -Kontakte [53].

sinus-Gordon-Gleichung langer 0- π -Kontakte

Entsprechend Kap. 2.2.4 ergibt sich die sinus-Gordon-Gleichung langer 0- π -Kontakte, wenn man die Diskontinuität der Phase mit einbezieht [170]

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} - \sin \delta = \alpha \frac{\partial \delta}{\partial t} - i(x) + \frac{\partial h}{\partial x} - \beta \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} . \quad (2.85)$$

Hier geht die Diskontinuität an der Stelle $x=0$ in Form einer Stufenfunktion

$$\theta(x) = \pi H(x) , \quad (2.86)$$

die den Phasensprung beschreibt, ein. $H(x)$ ist die Heaviside-Funktion. Die Phase kann auch als Summe aus diesem Phasensprung $\theta(x)$ und magnetischen Anteil $\mu(x, t)$ beschrieben werden und ist eine kontinuierliche Variation entlang des Kontakts [170]

$$\delta(x, t) = \mu(x, t) + \theta(x) . \quad (2.87)$$

Damit ergibt sich Gl. (2.85)

$$\frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \mu}{\partial t^2} - \sin \mu \underbrace{\cos \theta}_{=\pm 1} = \alpha \frac{\partial \delta}{\partial t} - i(x) + \frac{\partial h}{\partial x} - \beta \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} . \quad (2.88)$$

In der Herleitung von E. Goldobin *et al.* der Gl. (2.85) und (2.88) wurden dabei die von einem resistiven Oberflächenstrom herrührenden (vgl. Abb. 2.14) Terme $\beta \theta_{txx}$ und $\beta \mu_{txx}$ vernachlässigt. Mit den Randbedingungen eines unendlich langen Kontaktes

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \mu(x) = 0 \quad , \quad \lim_{x \rightarrow -\infty} \mu(x) = \pi \quad , \quad \lim_{x \rightarrow \pm\infty} \frac{d\mu}{dx} = 0 \quad (2.89)$$

wird Gl. (2.88) gelöst von [169, 170]

$$\mu(x) = \pm \begin{cases} 4 \arctan[(\sqrt{2} - 1) e^x] & \text{für } x < 0 \\ \pi - 4 \arctan[(\sqrt{2} - 1) e^x] & \text{für } x > 0 . \end{cases} \quad (2.90)$$

$\mu(x)$ beschreibt das magnetische Phasenprofil eines Semifluxons bzw. Anti-Semifluxons, woraus sich deren Phasenprofil

$$\delta(x) = \mp \operatorname{sgn}(x) 4 \arctan[(\sqrt{2} - 1) e^{-|x|}] \quad (2.91)$$

ergibt. Durch Ableiten der magnetischen Phasen des (Anti)-Semifluxons $\mu(x)$ ergibt sich sein magnetisches Feld [170]

$$\frac{\partial \mu}{\partial x} = \pm \frac{2}{\cosh[|x| - \ln(\sqrt{2} - 1)]} . \quad (2.92)$$

Erneutes Ableiten ergibt entsprechend der ersten Josephson-Gleichung die normierte Suprastromverteilung des (Anti)-Semifluxons [170]

$$\sin(\mu) = \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} = \mp \operatorname{sgn}(x) 2 \frac{\sinh[|x| - \ln(\sqrt{2} - 1)]}{\cosh^2[|x| - \ln(\sqrt{2} - 1)]} . \quad (2.93)$$

Während das Semifluxon den magnetischen Fluss $\Phi = +\frac{1}{2}\Phi_0$ trägt, trägt ein Anti-Semifluxon den magnetischen Fluss $\Phi = -\frac{1}{2}\Phi_0$. Gemeinsam stellen sie den zweifach entarteten Grundzustand des symmetrischen 0- π -Kontaktes dar. Die das System beschreibende freie Energie ist

$$\mathcal{U} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \mu}{\partial x^2} + (1 - \cos \mu \cos \theta) dx . \quad (2.94)$$

Entsprechend Kap. 2.2.3 soll nun ein **symmetrischer 0- π -JJ im Magnetfeld** betrachtet werden.

Die Längen des 0- und π -Teils seien hierbei $l_0 = l_\pi = 2l \equiv l_{\text{ges}} \ll \lambda_J$, sodass ein externer magnetischer Fluss $\Phi_J = \mu_0 H t_{\text{eff}} l$ innerhalb des Kontaktes wiederum als konstant und gleich dem externen magnetischen Fluss angenommen werden kann. Die 0- π -Diskontinuität sei wiederum an der Stelle $x=0$. Die Josephsonphase ergibt sich zu

$$\delta(x) = \delta(0) + \begin{cases} \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi x + \pi & \text{für } -l_\pi \leq x \leq 0 \\ \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi x & \text{für } 0 \leq x \leq l_0 , \end{cases} \quad (2.95)$$

woraus sich mit der ersten Josephson-Gl. (2.38) und Integration über den Kontakt der kritische Strom in Abhängigkeit des Magnetfeldes

$$I_c(\Phi_J) = \left| \int_{-l_\pi}^{l_0} \int_0^b j_{c0} \sin\delta(x) \, dx dy \right| = I_{c0(0-JJ)} \left| \frac{\sin^2 \frac{\pi \Phi_J}{2\Phi_0}}{\frac{\pi \Phi_J}{2\Phi_0}} \right| \quad (2.96)$$

ergibt. Hierbei ist die kritische Stromdichte $j_{c0} \equiv j_{c0,0} = -j_{c0,\pi}$ in beiden Kontakthälften betragsmäßig gleich. $I_{c0(0-JJ)} \equiv I_{c0} = j_{c0} l_{\text{ges}} b$ ist der kritische Strom eines vergleichbaren 0-JJ in Abwesenheit eines externen Magnetfeldes.

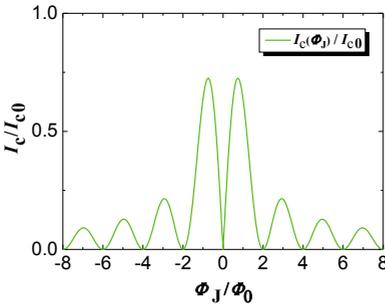


Abbildung 2.28: Abhängigkeit nach Gl. (2.96) des maximalen Josephsonstromes I_c eines symmetrischen 0- π -JJ von einem externen Magnetfeld, das den Kontakt mit dem magnetischen Fluss $\Phi_J = \mu_0 H t_{\text{eff}} l_{\text{ges}}$ durchdringt.

In kurzen 0- π -Kontakten kann sich an der Diskontinuität kein vollständiges Semifluxon ausbilden. Die spontane Magnetisierung, die aus dem Grundzustand des zweifach entarteten Doppelmuldenpotentials resultiert, kann im Fall des kurzen 0- π -JJ durch Zuhilfenahme von virtuellen Spiegelvortices berechnet werden [171]. An den ein Semifluxon enthaltenden Kontakt der Länge l_{ges} schließen sich Anti-Semifluxonen der gleichen Länge, gefolgt von einem erneuten Semifluxon, an. Es wird somit eine unendliche Kette aneinandergereihter Anti-Semifluxon- und Semifluxon-Kettenglieder mit Länge l_{ges} betrachtet. Fließt ein Biasstrom über den Kontakt kann durch Austausch eines virtuellen Fluxons ein Umklappprozess (der in der unendlich langen Kette einem Umordnungsprozess entspricht) stattfinden und so Energie dissipiert werden. Der tatsächliche kritische Strom des kurzen 0- π -Kontaktes kann daher deutlich kleiner als I_{c0} sein.

Fraktionale Flusswirbel in 0 - κ -Kontakten

Ausgehend von einer Diskontinuität an der Stelle $x=0$ in der allgemeinen Form einer Stufenfunktion

$$\theta(x) = -\kappa H(x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < 0, \\ -\kappa & \text{für } x > 0, \end{cases} \quad \text{mit } 0 < \kappa < \pi \quad (2.97)$$

ergeben sich als Lösung der sinus-Gordon-Gl. (2.85) im stationären Fall zwei fraktionale Flusswirbel, die den magnetischen Fluss $\frac{\kappa}{2\pi}\Phi_0$ bzw. $-\frac{2\pi-\kappa}{2\pi}\Phi_0$ tragen. Analog zur Betrachtung langer 0 - π -Kontakte kann mit den Randbedingungen

$$\lim_{x \rightarrow \infty} \mu(x) = 0 \quad , \quad \lim_{x \rightarrow -\infty} \mu(x) = \kappa \quad , \quad \lim_{x \rightarrow \pm\infty} \frac{d\mu}{dx} = 0 \quad (2.98)$$

und der Stetigkeit sowie Differenzierbarkeit von μ an der Stelle der Diskontinuität ($x=0$) der magnetische Anteil des Phasensprunges des κ -Vortex [172]

$$\mu_\kappa(x) = \begin{cases} 4 \arctan(e^{x-\chi_0}) & \text{für } x < 0 \\ \kappa - 4 \arctan(e^{-x-\chi_0}) & \text{für } x > 0 \end{cases} \quad , \quad \text{mit } \chi_0 = -\ln \tan \frac{\kappa}{8} > 0 \quad (2.99)$$

bzw. des komplementären $\kappa - 2\pi$ -Vortex [172]

$$\mu_{\kappa-2\pi}(x) = \begin{cases} -4 \arctan(e^{x-\chi_0}) & \text{für } x < 0 \\ \kappa - 2\pi + 4 \arctan(e^{-x-\chi_0}) & \text{für } x > 0 \end{cases} \quad (2.100)$$

$$\text{mit } \chi_0 = -\ln \tan \left| \frac{\kappa - 2\pi}{8} \right| > 0$$

berechnet werden. Anders als im Fall der Semifluxonen ($\kappa=\pi$) ist im allgemeinen Fall der fraktionalen Vortices ihr magnetischer Fluss betragsmäßig unterschiedlich und die Symmetrie gebrochen.

Wegen der zweifachen Entartung des Grundzustandes ist die bisherige Betrachtung eines 0 - π -Kontaktes unabhängig vom Vorzeichen des Phasensprungs in Gl. (2.97). Dies gilt allerdings nicht mehr, wenn zwischen dem 0 - und π -Teil eine Asymmetrie (z.B. durch unterschiedliche Längen l_0 und l_π) besteht.

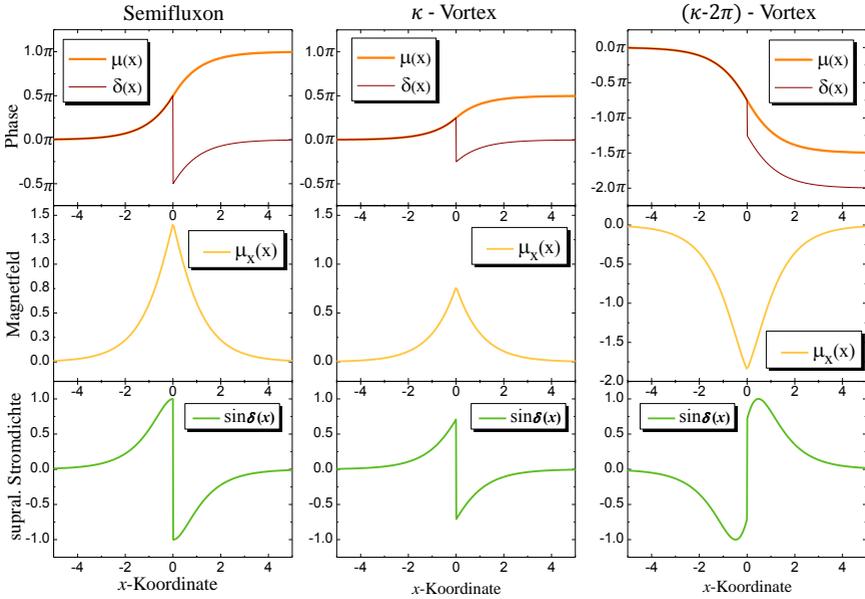


Abbildung 2.29: Ortsabhängigkeit der Phase $\delta(x)$ und $\mu(x)$, sowie des magnetischen Feldes $\frac{\partial\mu}{\partial x}$ und der normierten supraleitenden Stromdichte $\sin\delta(x)$ eines Semifluxons ($\kappa = \pi$) sowie eines fraktionalen κ -Vortex und $(\kappa - 2\pi)$ -Vortex mit $\kappa = \frac{\pi}{2}$.

Asymmetrische 0- π -Kontakte als φ -Josephsonkontakte

Im Folgenden werden kurze 0- π -Kontakte betrachtet, deren 0- und π -Teile entsprechend Abb. 2.30 die Längen $L_0 \ll \lambda_J$ und $L_\pi \ll \lambda_J$ haben.

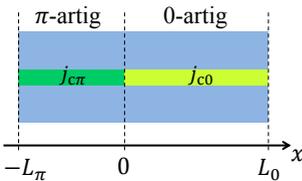


Abbildung 2.30: Schematische Darstellung eines 0- π -Kontaktes mit asymmetrischen Facettenlängen l_π und l_0 und unterschiedlichen Stromdichten $j_{c\pi} \neq j_{c0}$.

Die Stromdichte ist durch [44, 154]

$$j_c(x) = \begin{cases} -j_{c0}(x) & \text{für } -L_\pi \leq x \leq 0 \\ j_{c0}(x) & \text{für } 0 \leq x \leq L_0 \end{cases} \quad (2.101)$$

gegeben, wobei j_{c0} und $j_{c\pi} > 0$ sind. In einem gängigen Ansatz (vgl.: [152, 154]) wird Gl. (2.101) durch die über die Kontaktlänge $l = l_0 + |l_\pi|$ (wobei $l = \frac{L}{\lambda_J}$, $l_0 = \frac{L_0}{\lambda_J}$ und $l_\pi = \frac{L_\pi}{\lambda_J}$ ist) gemittelte Stromdichte

$$\langle j_c(x) \rangle = \frac{1}{l} \int_{-l_\pi}^{l_0} j_c dx = \frac{1}{l} (j_{c0} l_0 - j_{c\pi} l_\pi) = j_0 \frac{l_0 - l_\pi}{l_0 + l_\pi} \quad (2.102)$$

und durch die Funktion

$$g(x) = \begin{cases} g_\pi = \frac{-2l_0}{l_0 - l_\pi} & \text{für } x < 0 \\ g_0 = \frac{+2l_\pi}{l_0 - l_\pi} & \text{für } x > 0 \end{cases} \quad (2.103)$$

ausgedrückt, sodass

$$j_c(x) = \langle j_c(x) \rangle \cdot [1 + g(x)] \quad (2.104)$$

ist. Hierbei geht in das zweite Gleichheitszeichen von Gl. (2.102) die Annahme ein, dass die Stromdichten in den beiden Bereichen betragsmäßig gleich sind ($j_{c0} = -j_{c\pi}$). Zudem kann entsprechend theoretischer Überlegungen von Mints *et al.* und Buzdin *et. al.* (in dem betrachteten Fall von kurzen Fassetten) die Phase δ entlang des Kontaktes als Summe der konstanten räumlich gemittelten Phase

$$\psi = \langle \delta(x) \rangle \quad (2.105)$$

und $\zeta(x)\sin\psi$, die die Änderung der Phase um ihren Mittelwert ψ beschreibt, geschrieben werden, sodass

$$\delta(x) = \psi + \zeta(x)\sin\psi \quad (2.106)$$

ist [152, 154, 161]. Hierbei setzen sich sowohl $g(x)$ als auch $\zeta(x)$ aus einem gemittelten Anteil $\langle \delta(x) \zeta \rangle$ und einer Abweichung von diesem Mittelwert $\delta(x) \zeta(x) - \langle \delta(x) \zeta(x) \rangle$ zusammen [154].

Mit den Bedingungen, dass $\zeta_\pi(0) = \zeta_0(0)$ und $\zeta'_\pi(0) = \zeta'_0(0)$ sowie dass $\zeta'_\pi(-l_\pi)\sin\psi = h$ und $\zeta'_0(l_0)\sin\psi = h$ (vgl.: Kap. 2.2.4 $h = \frac{2H}{H_{c1}}$) sind, kann

durch Einsetzen von Gl. (2.106) in die statische sinus-Gordon-Gleichung die Stromdichte in Form der Strom-Phasen-Relation [154]

$$j(\psi) = \langle j_c \rangle \left(\sin\psi + \Gamma_h h \cos\psi + \frac{\Gamma_0}{2} \sin(2\psi) \right) \quad (2.107)$$

und die damit korrespondierende Josephsonenergie [154]

$$\mathcal{U}(\psi) = \langle j_c \rangle \left(1 - \cos\psi + \Gamma_h h \sin^2\psi + \frac{\Gamma_0}{2} \sin(2\psi) \right) \quad (2.108)$$

abgeleitet werden. Für den Fall $j_{c0} = -j_{c\pi}$ sind die Koeffizienten hierbei [154]

$$\Gamma_0 = -\frac{4}{3} \frac{l_0^2 l_\pi^2}{l_0^2 - l_\pi^2} \quad ; \quad \Gamma_h = \frac{l_0 l_\pi}{l_0 - l_\pi} \quad . \quad (2.109)$$

Die effektive Strom-Phasenbeziehung (Gl. (2.107)) hat einen negativen zweiten harmonischen Term. Weiterhin geht das magnetische Feld in einem weiteren Term $\Gamma_h h \cos\psi$ ein. Ohne externes Magnetfeld enthält Gl. (2.107) nur den ersten und zweiten sin-förmigen harmonischen Term, entspricht somit Gl. (2.79) und beschreibt somit einen φ -JJ, dessen Doppelmuldenpotential symmetrisch ist. Durch Anlegen eines externen Magnetfeldes wird diese Entartung allerdings aufgehoben, wie aus Abb. 2.31, die die effektive Strom-Phasenbeziehung $j(\psi)$ und die Josephsonenergie $\mathcal{U}(\psi)$ für unterschiedliche h zeigt, ersichtlich wird.

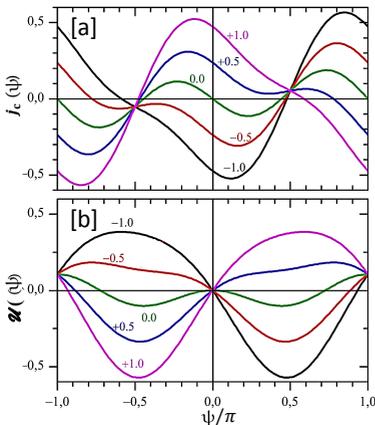


Abbildung 2.31: [a] Effektive Strom-Phasenrelation $j(\psi)$ und [b] Josephsonenergie $\mathcal{U}(\psi)$ eines $0\text{-}\pi$ -JJ mit Längen $l_0 = 1$ und $l_\pi = 0.9$ für verschiedene angegebene Magnetfelder $h = \frac{2H}{H_{c1}}$. Für $|h| > 0.5$ verschwindet das zweite Minimum vollständig. In abgeänderter Form sind die Ergebnisse von [154] dargestellt.

Im Falle, dass $j_{c0} \neq -j_{c\pi}$ ist, ist die Strom-Phasen-Relation $j(\psi)$ und die Josephsonenergie ebenfalls durch die Gl. (2.107) bzw. Gl. (2.108) gegeben; lediglich die Koeffizienten werden durch [44]

$$\Gamma_0 = -\frac{l_0^2 l_\pi^2}{3} \left(\frac{j_{c0} + j_{c\pi}}{j_{c0} l_0 - j_{c\pi} l_\pi} \right)^2, \quad \Gamma_h = \frac{l_0 l_\pi}{2} \frac{j_{c0} + j_{c\pi}}{j_{c0} l_0 - j_{c\pi} l_\pi} \quad (2.110)$$

verallgemeinert. A. Lipmann *et al.* geben in ihrer allgemeinen Betrachtung hierbei die Abhängigkeit $l_\pi(l_0)$ sowie $l_0(l_\pi)$ von j_{c0} , $j_{c\pi}$, φ und l_0 (bzw. l_π) in normierter Form an [44]. Abbildung 2.32 zeigt ihre Ergebnisse für den Fall $j_{c0} = -j_{c\pi}$; sie zeigt, dass nicht für jedes Längenverhältnis der φ -Zustand existiert.

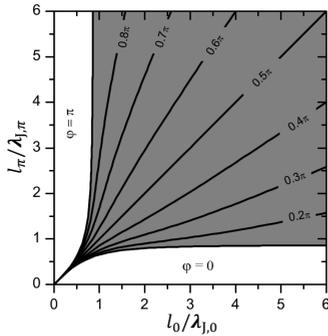


Abbildung 2.32: Phasendiagramm für $j_{c0} = -j_{c\pi}$. Die durchgezogenen Linien sind mit den angegebenen konstanten Werten von φ verbunden. Im grau hinterlegten Bereich ändert sich die Phase des Grundzustandes stetig zwischen 0 und π ; in diesem Bereich handelt es sich um einen φ -JJ, während in den weißen Bereichen ausschließlich ein 0- bzw. π -JJ existiert. Die Längen sind hierbei in Einheiten von der Josephson-Eindringtiefe der jeweiligen Seite angegeben. In abgeänderter Form sind die Ergebnisse von [44] dargestellt.

Wie Gl. (2.107) und Gl. (2.108) zeigen, sind sowohl die Strom-Phasenrelation als auch die Josephsonenergie mittels eines externen Magnetfeldes beeinflussbar. Durch Berechnung der Extremstellen der Strom-Phasenrelation (Gl. (2.107)) für unterschiedliche h erhält man die kritische Stromdichte $j_c(h)$. Für kleine h , bei denen das φ -JJ-charakterisierende Doppelmuldenpotential existiert (welches für $h=0$ symmetrisch ist und dessen Minima bei $\pm\varphi$ liegen), ergeben sich somit pro Potentialmulde abhängig von der Stromrichtung zwei kritische Ströme I_{c+} und I_{c-} (jeweils für einen positiven und einen negativen Biasstrom), die mit dem Escape aus der Potentialmulde verbunden sind. Somit gibt es für ein gegebenes h im allgemeinen vier kritische Ströme. Entsprechend Abb. 2.31, in der die maximale Steigung der Energie $\mathcal{U}(\psi)$ den Escape bestimmt, ist in Abb. 2.33 die kritische Stromdichte für drei Längenverhältnisse dargestellt. Dabei ist $j_{c0} = -j_{c\pi}$.

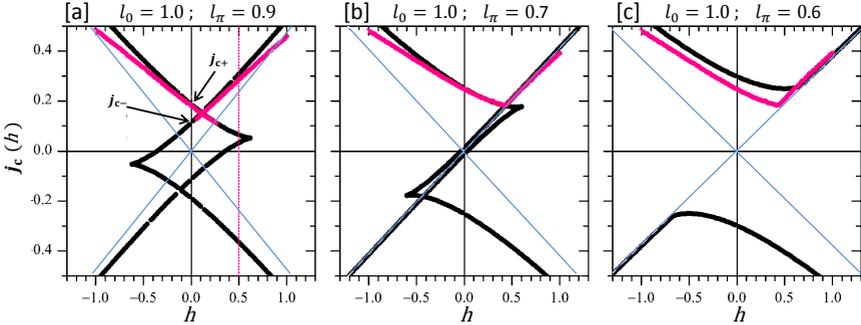


Abbildung 2.33: Kritischer Stromdichte $j_c(h)$ in Abhängigkeit von einem normierten Magnetfeld h für unterschiedliche Facettenlängen, die angegeben sind. Schwarze Linien sind analytisch berechnete Ergebnisse; in pink sind Simulationsergebnisse dargestellt. Die dünnen blauen Linien verdeutlichen das asymptotische Verhalten für große $|h|$. In abgeänderter Form sind die Ergebnisse von [154] dargestellt.

Die theoretischen in Abb. 2.33 dargestellten Ergebnisse von E. Goldobin *et al.* zeigen für den Fall [a] für $|h| < 0.6$ vier kritische Ströme, die mit den beiden lokalen Minima und Escape-Richtungen des Potentials verbunden sind.

Für $|h| > 0.6$ gibt es nur den Escape aus dem verbleibenden Minimum; somit gibt es entsprechend der beiden Stromrichtungen jeweils nur einen kritischen Strom. Mit ansteigender Asymmetrie zwischen l_0 und l_π verschiebt sich der Kontakt im Phasendiagramm aus dem φ -Bereich in den 0 -Bereich, sodass für alle h (entsprechend der beiden Biasstromrichtungen) nur noch zwei kritische Ströme existieren.

Anders als im Fall symmetrischer 0 - π -Kontakte, bei denen das Minimum bei $h = 0$ liegt, verschiebt sich das Minimum im asymmetrischen Fall entsprechend der Biasstromrichtung und Γ_0 -Abhängigkeit der Energie punktsymmetrisch zum Ursprung. Mit kleiner werdendem $|\Gamma_0|$ wird dabei die Verschiebung größer.

2.3.7 Injektorkontakte als 0 - κ -Kontakte

In Kap. 2.3.6 wurde die sinus-Gordon-Gleichung für 0 - π -Kontakte vorgestellt, in welche die 0 - π -Diskontinuität in Form des Terms θ_{xx} eingeht. In einen herkömmlichen 0 -Josephsonkontakt kann eine derartige Diskontinuität mittels einer zusätzlichen Biasstromdichte der Form $j_{inj} = \theta_{xx}(x) = -\pi \partial_x \delta(x) =$

$-\pi \frac{\delta(x)}{x}$ ¹⁵ zumindest theoretisch den Phasensprung, der mittels der Stufenfunktion $\theta(x) = \pi H(x)$ beschrieben wird, erzeugen [173–175]. Hierbei kann durch Anpassung des Stromprofils π auf κ , das mittels j_{inj} nun einstellbar ist, verallgemeinert werden.

Im Experiment und im Fall reeller Kontakte ist es allerdings nicht möglich ein derartiges Stromprofil entlang der x -Koordinate umzusetzen, bei welchem an einer infinitesimal schmalen Stelle ein unendlich großer Injektorstrom injiziert und im infinitesimalen Abstand daneben extrahiert wird. Derartige Kontakte werden mittels sog. Injektorkontakte, die aus einem konventionellem 0-JJ, sowie zusätzlichen Injektoren mit endlicher Breite ($w_{\text{inj}} \equiv \frac{W_{\text{inj}}}{\lambda_J}$) und endlichem Abstand zueinander ($w_d \equiv \frac{W_d}{\lambda_J}$), realisiert. Dabei injiziert der eine Injektor in die supraleitende Topelektrode des JJ den Injektorstrom, während der andere Injektor diesen wieder extrahiert. In Abb. 2.34 ist ein derartiger Injektorkontakt zusammen mit einem Bias- I_{Bias} und einem Injektorstrom I_{inj} sowie einem Spannungsabgriff schematisch dargestellt.

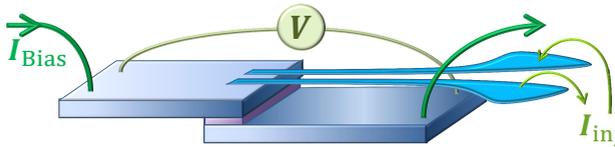


Abbildung 2.34: Schematische Darstellung eines Injektorkontakts mit Biasstrom I_{Bias} und Injektorstrom I_{inj} sowie dem Spannungsabgriff. Basierend auf einem 0-Kontakt, kann mittels der Injektoren ein lokaler Injektorstrom in den Kontakt eingespeist werden. Sein Stromprofil erzeugt eine Änderung der Phase entlang des Kontaktes von 0 zu κ im Bereich der Injektoren.

Der im Bereich des JJ in die supraleitende Topelektrode injizierte bzw. extrahierte Injektorstrom führt im Bereich der Injektoren zu einem Anstieg der Josephsonphase δ von 0 auf $\kappa \propto I_{\text{inj}}$. Damit dieser Anstieg hinreichend schnell geschieht, werden die geometrischen Abmessungen der Injektoren möglichst klein gewählt; insbesondere müssen $W_{\text{inj}} \ll \lambda_J$ und $W_d \ll \lambda_J$ sein.

¹⁵ δ ist die Deltafunktion, während δ weiterhin die Josephsonphase beschreibt.

Abhängigkeit der (0- κ)-Phasenstufe von der Stromdichteverteilung des Injektors

Entsprechend des Induktionsgesetzes erzeugt der Injektorstrom einen in der Injektorregion konzentrierten magnetischen Fluss Φ . Daraufhin bildet sich im JJ ein Vortex $-\Phi$ als Antwort auf diesen induzierten Fluss bzw. als Reaktion auf den mit dem Injektorstromprofil einhergehenden Phasengradienten. Die Ausdehnung des Vortex liegt dabei auf einer Längenskala von $\sim \lambda_J$.

Ausgehend von Gl. (2.85) kann unter Berücksichtigung eines eindimensionalen in x -Richtung verlaufenden Injektorstromprofils die sinus-Gordon-Gleichung eines Injektorkontaktes angegeben werden

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} - \sin \delta = \alpha \frac{\partial \delta}{\partial t} - i(x) + \underbrace{\frac{\partial h}{\partial x}}_{\approx -i_{\text{inj}}(x)}, \quad (2.111)$$

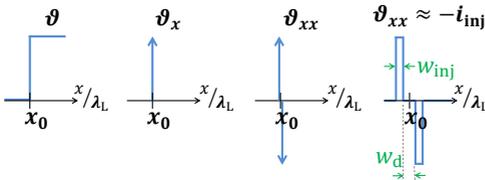
wobei i_{inj} die Injektorstromdichte, mit der man die Diskontinuität der Phase annähert¹⁶, ist. Die endlichen Ausdehnungen des Injektors, der sich an der Stelle $x_0 = \frac{x_0}{\lambda_J} > 0$ befindet, hat zur Folge, dass der vorherige stufenförmige Anstieg der Phase von 0 auf κ an der Stelle $x_0 = 0$ nun über ein schmales jedoch ausgedehntes x -Intervall stattfindet.

Ausgehend von einer 1-dim rechteckförmigen Injektorstromdichteverteilung

$$i_{\text{inj}}(x) = i_{\kappa \text{ inj}} \begin{cases} 0 & \text{für } x < x_{i1} \\ -1 & \text{für } x_{i1} < x < x_{i1*} \\ 0 & \text{für } x_{i1*} < x < x_{i2*} \\ 1 & \text{für } x_{i2*} < x < x_{i2} \\ 0 & \text{für } x > x_{i2} \end{cases}, \quad (2.112)$$

(wobei $i_{\kappa \text{ inj}}$ die Injektorstromdichte ist, die die Phase im Injektorbereich von 0 auf κ ansteigen lässt; $x_{i1*} - x_{i1} = x_{i2} - x_{i2*} = \frac{W_{\text{inj}}}{\lambda_J} \equiv w_{\text{inj}}$ und $x_{i2*} - x_{i1*} =$

16



Darstellung der Ortsabhängigkeit der Stufenfunktion $\theta(x)$ und ihrer ersten beiden Ableitungen $\theta_x(x)$ und $\theta_{xx}(x)$. Weiterhin ist das Injektorstromprofil $i_{\text{inj}}(x)$ dargestellt, mit dem in realen Kontakten $\theta_{xx}(x)$ angenähert wird.

$\frac{W_d}{\lambda_J} \equiv w_d$), wird der $i_{inj}(x)$ -Term als der dominante Beitrag der statischen sinus-Gordon-Gleichung

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} = \sin \delta - i(x) - i_{inj}(x) \quad (2.113)$$

angenommen, weil die Injektorstrukturen sehr klein sind. In diesem Fall vereinfacht sich die statische sinus-Gordon-Gleichung zu

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} = -i_{inj}(x) . \quad (2.114)$$

Durch Einsetzen von Gl. (2.112) in Gl. (2.114) und zweimaliger Integration ergibt sich das Phasenprofil $\delta(x)$ im Bereich der Injektoren

$$\delta(x) = \frac{i_{\kappa} \text{inj}}{2} \begin{cases} 0 & \text{für } x < x_{i1} \\ (x - x_{i1})^2 & \text{für } x_{i1} < x < x_{i1*} \\ (x_{i1*} - x_{i1})((x_{i1*} - x_{i1}) + 2(x - x_{i1*})) & \text{für } x_{i1*} < x < x_{i2*} \\ 2(x_{i1*} - x_{i1})((x_{i1*} - x_{i1}) + (x_{i2*} - x_{i1*})) \\ + (x - (x_{i1*} - x_{i1} + x_{i2*}))^2 & \text{für } x_{i2*} < x < x_{i2} \\ \kappa & \text{für } x > x_{i2} , \end{cases} \quad (2.115)$$

welches in Abb. 2.35 dargestellt ist.

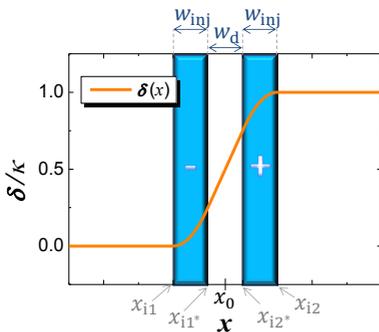


Abbildung 2.35: Eindimensionale Ortsabhängigkeit der Phase $\delta(x)$ eines JJ mit Injektor an der Stelle $x_0 = \frac{x_{i2} + x_{i1}}{2}$. Die Injektorpositionen sind in blau dargestellt; zudem gibt das angegebene Vorzeichen die Richtung der in diesen Bereichen als homogen angenommenen Injektorstromdichte $i_{\kappa} \text{inj}$ an. Weiterhin sind die x -Positionen der Intervalle von Gl. (2.112) und Gl. (2.115) angegeben.

In diesem Modell einer schmalen rechteckförmigen Injektorstromverteilung, die lokal das System dominiert, kann aus Gl. (2.115) an der Stelle der beiden

Injektoren die Injektorstromdichte

$$i_{\kappa \text{ inj}} = \frac{\kappa}{w_{\text{inj}}(w_{\text{inj}} + w_{\text{d}})}, \quad (2.116)$$

die den Anstieg der Phase von 0 auf κ verursacht, angegeben werden. Die Höhe der „ausgeschmierten“ ($0-\kappa$)-Phasenstufe lässt sich hierbei beliebig einstellen, weil $\kappa \propto i_{\kappa \text{ inj}} \propto I_{\text{inj}}$ ist. Im Allgemeinen kann sich dabei diese betrachtete „ausgeschmierte“ Stufe der Josephsonphasen-Diskontinuität zwischen δ_0 und $\delta_0 + \kappa$ vollziehen.

Abhängigkeit des kritischen Stromes von κ

Ausgehend von der ersten Josephsongleichung, kann durch Integration von $\sin \delta(x)$ über die Kontaktfläche

$$\langle i \rangle = \frac{1}{bl} \int dx \int_0^b dy \sin \delta(x) = \frac{1}{l} \int dx \sin \delta(x) \quad (2.117)$$

der kritische Strom

$$\langle i_c \rangle = \frac{I_c(\kappa, H)}{I_{c0}} \quad (2.118)$$

bestimmt werden. Hierbei sind $\langle i \rangle$ bzw. $\langle i_c \rangle$ die über den Kontakt gemittelten normierten Stromdichten i bzw. i_c .

Analog zu dem Vorgehen annularer Kontakte [176] kann für den Fall eines unendlich ausgedehnten $0-\kappa$ -Kontaktes bzw. für einen symmetrischen langen Kontakt ($l \gg 1$) das Fraunhofermuster [45]

$$\langle i_c(\kappa) \rangle = \left| \frac{\sin \frac{\kappa}{2}}{\frac{\kappa}{2}} \right| \quad \text{für } l \gg 1 \quad (2.119)$$

abgeleitet werden. Weil die Josephsonphase modulo 2π definiert ist, ist jedoch eine κ - und eine $(\kappa-2\pi)$ -Diskontinuität physikalisch äquivalent, weshalb $\langle i_c(\kappa) \rangle$ ebenfalls 2π -periodisch sein sollte [45]. In Abb. 2.36 sind drei dieser Fraunhofermuster, die um 0, 2π und 4π phasenverschoben sind, in den Grautönen dargestellt. An einer Stelle κ existieren somit mehrere unterschiedliche Lösungen. Durch Variation des Biasstromes bei festem κ oder durch Variation von κ bei konstantem Strom, kann das System von einer Lösung zu einer anderen Lösung springen, indem es einen Josephson-Vortex emittiert, der

den Kontakt an dessen Enden verlassen kann und somit das System nicht weiter beeinflusst [45]. Hierbei zerfällt der fraktionale an der Diskontinuität lokalisierte κ -Vortex in einen ebenfalls dort lokalisierten $(\kappa-2\pi)$ -Vortex und den beweglichen Josephson-Vortex.

Der türkis dargestellte oberste Verlauf von $i_c(\kappa)$ eines langen Kontaktes trennt dabei alle Zustände, bei denen keine Spannung über den JJ abfällt, von dem Zustand mit endlicher Spannung; der türkise Verlauf kann im Experiment gemessen werden, sodass die spitzen Minima mit einer Periodizität von $\kappa = (2n + 1)\pi$ (mit $n \in \mathbb{Z}$) auftreten [45].

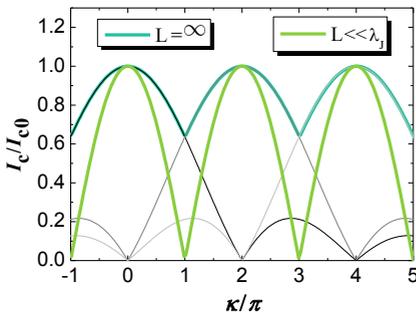


Abbildung 2.36: Abhängigkeit des normierten kritischen Stromes $\langle i_c(\kappa) \rangle = \frac{I}{I_{c0}}$ von der Josephsonphasen-Diskontinuität ($0-\kappa$ -Stufe). In den Graustufungen sind drei Fraunhofermuster entsprechend Gl. (2.119) dargestellt, die um $0, 2\pi$ und 4π phasenverschoben sind. Die damit verbundene $\langle i_c(\kappa) \rangle$ -Abhängigkeit eines Kontaktes der Länge $L = \infty$ ist in türkis dargestellt. Die $i_c(\kappa)$ -Abhängigkeit eines sehr kurzen Kontaktes mit $L \ll \lambda_J$ ist entsprechend Gl. (2.120) in grün dargestellt.

Im Fall eines kurzen Kontaktes mit $l \ll 1$, bei dem der δ_0 - und $(\delta_0 + \kappa)$ -Anteil gleichwertig ist, ergibt sich die über den Kontakt gemittelte und auf I_{c0} normierte $\langle i_c(\kappa) \rangle$ -Abhängigkeit [45]

$$\langle i_c(\kappa) \rangle = \left| \cos\left(\frac{\kappa}{2}\right) \right| \quad \text{für } l \ll 1, \quad (2.120)$$

die ebenfalls als grüne Linie in Abb. 2.36 dargestellt ist.

Die Maxima von $\langle i_c(\kappa) \rangle$ eines unendlich langen und eines kurzen $0-\kappa$ -JJ sind an der gleichen κ -Stelle, wie aus Abb. 2.36 ersichtlich ist. In einem Minimum hängt der Betrag von $\langle i_c(\kappa) \rangle$ von der Kontaktlänge ab; er variiert zwischen 0 (für $l \ll 1$) und $\frac{2}{\pi}$ (für $l = \infty$) [45].

Im Falle mittlerer Kontaktlängen liegt $\langle i_c(\kappa) \rangle$ zwischen den beiden in Abb. 2.36 farblich dargestellten Fällen, wobei die Minima weiterhin spitz sind und an den Stellen $\kappa = (2n + 1)\pi$ liegen [45].

2.3.8 Einfluss eines Abrikosov-Vortex auf einen Josephsonkontakt

Im Folgenden wird der Einfluss eines Abrikosov-Vortex auf einen JJ betrachtet. Zunächst wird der Fall diskutiert, bei dem der Abrikosov-Vortex unmittelbar an der Stelle des Kontaktes ist. Anschließend wird ein Abrikosov-Vortex betrachtet, der sich in einer der beiden supraleitenden Elektroden befindet und dabei einen gewissen Abstand zu dem Kontakt hat.

Interaktion eines Abrikosov- mit einem Josephson-Vortex

Die Anwesenheit eines Abrikosov-Vortex bei einem JJ führt zu einer Störung des Kontaktes und kann mittels eines zusätzlichen Terms f in der sinus-Gordon-Gleichung beschrieben werden [177–179]

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \delta}{\partial t^2} - \sin \delta = \alpha \frac{\partial \delta}{\partial t} - i - \beta \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \delta}{\partial x^2} - f . \quad (2.121)$$

L.G. Aslamazov und E.V. Gurovich haben hierbei den Fall betrachtet, bei dem der Abrikosov-Vortex sich in einer der beiden supraleitenden Elektroden befindet und senkrecht zur x -Richtung sowie parallel zur Barriere orientiert ist (vgl.: Abb. 2.38 [b]). Er verläuft somit parallel bzw. antiparallel zu einem möglichen Josephson-Vortex (vgl.: Abb. 2.38 [a, b]). Die Störung der sinus-Gordon-Gleichung (verursacht von einem Abrikosov-Vortex) hat die Ursache in Oberflächenströmen, die einen zusätzlichen Phasengradienten ergeben [178]. Dabei ist der supraleitende Strom, der den Abrikosov-Vortex bildet, auf eine Region $\Delta x \approx \lambda_L$ lokalisiert, die deutlich kleiner als die Längenskala λ_J , auf der sich die Phase $\delta(x)$ ändert, ist. Die Oberflächenströme können folglich mittels einer δ -Funktion moduliert werden, deren Ableitung die Störung der sinus-Gordon-Gleichung ergibt [178]

$$f = \eta \delta(x_A - x) \quad \text{mit } \eta = 2\pi e^{-\frac{\lambda_J}{\lambda_L} z_A} , \quad (2.122)$$

wobei x_A die Stelle entlang der x -Koordinate und z_A der Abstand zur Kontaktebene (Barriere) des Vortex ist (vgl. Abb. 2.38 [b]). Für die zeitliche Änderung des Ortes und der Geschwindigkeit der solitonischen Lösung von Gl. (2.121) sei an dieser Stelle auf [178] verwiesen.

Ist $\eta < 0$, wird das Soliton von dem Abrikosov-Vortex angezogen (δ^- -Soliton); für $\eta > 0$ wird es abgestoßen (δ^+ -Soliton). Dies entspricht der anti- bzw. parallelen Orientierung des Solitons zu dem Abrikosov-Vortex. Abhängig von der Anfangsgeschwindigkeit gibt es drei Arten der Solitonbewegung: die Reflektion

des δ^+ -Solitons weg von dem Abrikosov-Vortex für $\lim_{x \rightarrow |\infty|} u < \sqrt{\frac{\eta}{2}}$; die (gedämpfte) Oszillation eines δ^- -Solitons mit Geschwindigkeit $\lim_{x \rightarrow |\infty|} u = 0$; in allen anderen Fällen bewegt es sich einmalig am Abrikosov-Vortex vorbei [178].

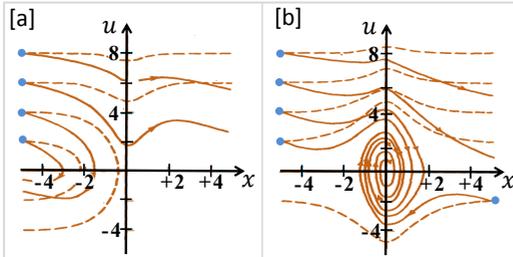


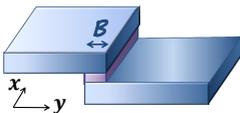
Abbildung 2.37: Trajektorie der Bewegung eines Anti-Fluxons [a], das von dem Abrikosov-Vortex an der Stelle $x=0$ abgestoßen wird, und eines Fluxons [b], das von ihm angezogen wird. Für die beiden Solitonen gilt hierbei $i=0$, $\alpha=0.05$, $\eta=0.4$ (durchgezogene Linien)

bzw. $i=0$, $\alpha=0$, $\eta=0.4$ (gestrichelte Linien). Die blauen Punkte geben jeweils den Startpunkt an. Abgeändert aus [178].

Im Falle der gedämpften Oszillation wird dabei das δ^- -Soliton (Fluxon) an die x -Position des Abrikosov-Vortex gepinnt. Für $i_c = \frac{\eta}{2\pi}$ ist die kritische Stromdichte erreicht und das Pinning ist nicht mehr möglich [178]. Auch δ^+ -Soliton (Anti-Fluxon) kann in Anwesenheit eines kleinen i_c weit entfernt von dem Abrikosov-Vortex gepinnt werden [178].

Neben der soeben betrachteten Ausrichtung des Abrikosov-Vortex-Kerns parallel zu der Orientierung eines möglichen Josephson-Vortex gibt es auch die Möglichkeit, bei der der Kern des Abrikosov-Vortex senkrecht zur Oberfläche einer der beiden Supraleiter verläuft. Abgeschirmt durch die andere supraleitende Elektrode, verläuft sein Magnetfeld innerhalb der Barriere radial, wie Abb. 2.38 [c] zeigt. Diese Konfiguration haben A. V. Ustinov und A. A. Golubov *et al.* betrachtet [179]. Weil die Energie mit der Vortexlänge ansteigt, gehen sie davon aus, dass diese Orientierung energetisch günstiger ist, als die, die L.G. Aslamazov und E.V. Gurovich diskutiert haben¹⁷.

17



Schematische Darstellung einer gängigen Realisierung eines JJ in Form eines „overlap“-Kontaktes, bei dem die supraleitende Top- und Bottom-Elektrode als Zuleitung genutzt werden. Sie sind somit in y -Richtung sehr ausgedehnt, sodass die Abrikosov-Vortexkonfiguration von Abb. 2.38 [b] energetisch sehr ungünstig ist.

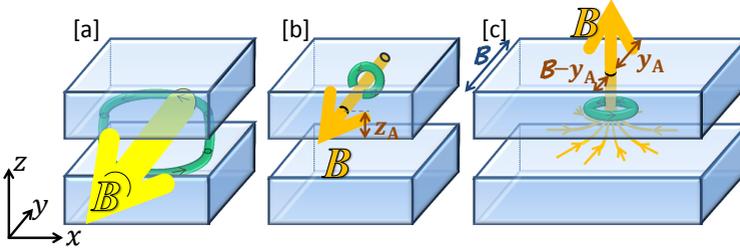


Abbildung 2.38: Schematische Darstellung eines x -Intervalls von einem JJ, in dem sich [a] ein Josephson-Vortex (dessen magnetische Flussdichte schematisch gelb dargestellt ist) und ein [b] bzw. [c] ein Abrikosov-Vortex (dessen magnetische Flussdichte schematisch orange dargestellt ist) befindet. Der Abrikosov-Vortex ist in [b] innerhalb der oberen supraleitenden Elektrode des Kontaktes parallel zur Oberfläche orientiert. In [c] durchdringt er die obere Elektrode senkrecht zu ihrer Oberfläche. Die supraleitenden Ströme des jeweiligen Vortex sind grün angedeutet; zudem sind die beiden Supraleiter semitransparent und die Barriere als „Lücke“ zwischen ihnen dargestellt.

Auch für die von A. V. Ustinov und A. A. Golubov betrachtete Abrikosov-Vortex-Orientierung, bei der der Vortex seinen magnetischen Fluss in der Barriere „verteilt“, kann die Störung der sinus-Gordon-Gleichung genauso wie im vorigen Fall einbezogen werden. Wiederum ist sie durch Gl. (2.121) gegeben, sodass auch in diesem Fall der Störungsterm durch [179]

$$f = \eta\delta(x - x_A) + \epsilon\delta(x - x_A)\sin\delta \cong \eta\delta(x - x_A) \quad (2.123)$$

gegeben ist, wobei der Term mit $\epsilon > 0$ vernachlässigbar ist, wenn $\xi_{GL} \ll \mathcal{B}$ [179].

An dieser Stelle sei angemerkt, dass in beiden Fällen der Abrikosov-Vortex-Ausrichtung (die in Abb. 2.38 [b] und [c] dargestellt sind) die Störung des JJ, beschrieben durch die sinus-Gordon-Gleichung, mathematisch der Störung durch einen Strom-Injektor (vgl. Kap. 2.3.7) entspricht.

Für den Fall, der in Abb. 2.38 [c] dargestellt ist, ist [179]

$$\eta \approx -\pi \sigma \left(1 - 2 \frac{y_A}{\mathcal{B}}\right), \quad (2.124)$$

wobei das Vorzeichen von $\sigma = \pm 1$ damit zusammenhängt, ob der Abrikosov-Vortex attraktiv oder abstoßend auf die solitonische Lösung (Josephson-Vortex) wirkt.

Die Wechselwirkungsenergie eines solchen „T-förmigen“ Abrikosov-Vortex mit einem Josephson-Vortex kann in zwei Teile aufgeteilt werden: die Wechselwirkung des Josephson-Vortex mit dem Anteil des Josephson-Vortex der Länge y_A und dem Anteil $\mathcal{B} - y_A$ (entsprechend dem oberen Teil und dem unteren Teil in Abb. 2.39). Je nachdem welcher Anteil überwiegt, ergibt sich dabei eine attraktive oder repulsive Wechselwirkung zwischen Abrikosov- und Josephson-Vortex.

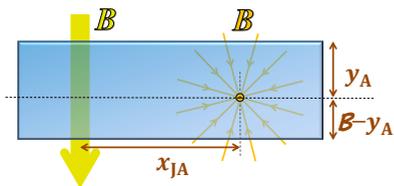


Abbildung 2.39: Schematische Darstellung der Aufsicht auf einen Josephson-Vortex (gelb) und einen „T-förmigen“ Abrikosov-Vortex (orange).

Die resultierende Kraft zwischen ihnen kann mit [179]

$$F_{JA}(x_{JA}) = \frac{\sigma \Phi_0^2}{(4\pi)^2 \lambda_L \lambda_J} \int_{-1}^1 \frac{dt}{t} \left[\cosh^{-1} \left(\frac{2 y_A t}{\lambda_J \sqrt{1-t^2}} + \frac{x_{JA}}{\lambda_J} \right) - \cosh^{-1} \left(\frac{2 (\mathcal{B} - y_A) t}{\lambda_J \sqrt{1-t^2}} + \frac{x_{JA}}{\lambda_J} \right) \right] \quad (2.125)$$

angegeben werden und ist in Abb. 2.40 dargestellt.

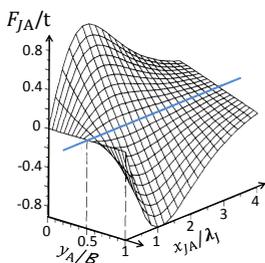


Abbildung 2.40: Attraktive bzw. repulsive Kraft zwischen einem Josephson-Vortex und einem Abrikosov-Vortex als Funktion von $\frac{y_A}{\mathcal{B}}$ und der Relativkoordinate $\frac{x_{JA}}{\lambda_J}$. Entlang der blauen Linie wirkt keine Kraft. Abgeändert aus [179].

Für $\mathcal{B} \ll x_{JA}$ kann Gl. 2.125 durch [177]

$$F_{JA}(x_{JA}) \approx \frac{\sigma \Phi_0^2}{(4\pi)^2 \lambda_L \lambda_J} \frac{\sinh \frac{x_{JA}}{\lambda_J}}{\cosh^2 \frac{x_{JA}}{\lambda_J}} (2x_A - \mathcal{B}) \quad (2.126)$$

genähert werden. Als Funktion von y_A ändert die Kraft zwischen einem „T-förmigen“ Abrikosov- und einem Josephson-Vortex ihr Vorzeichen, wenn der Abrikosov-Vortex seine Position über die Kontaktmitte ($y_A = \frac{B}{2}$), wo $F_{JA} = 0$ ist, verändert. Zudem ist $F_{JA} = 0$, wenn sich die beiden Vortices an der gleichen x -Position ($x_{JA} = 0$) befinden. Das Vorzeichen von $F_{JA} = 0$ ändert sich, wenn die Polarität eines Vortex sich ändert.

Beide Arten von Abrikosov-Vortices (Abb. 2.38 [b] und [c]) wirken auf einen Josephson-Vortex durch eine effektive Kopplung, deren Stärke durch η beschrieben wird. Die Störung der sinus-Gordon-Gleichung ist in beiden Fällen durch Gl. (2.121) gegeben, die mathematisch äquivalent zu dem Injektorstrom eines Injektor-JJ beschrieben werden kann. Weiterhin wirkt diese Störung auf einen Josephson-Vortex mit einem effektiven Potential [179]

$$\mathcal{W}(x - x_A) = \frac{2 \sigma \eta}{\cosh(x - x_A)} , \quad (2.127)$$

welches die im Rahmen von Abb. 2.37 diskutierten Bewegungen eines Josephson-Vortex ergibt.

Des Weiteren bilden zwei „T-förmige“ Abrikosov-Vortices, von denen sich der eine in der Top-Elektrode an der Stelle \vec{r}_{top} und der andere in der Bottom-Elektrode an der Stelle \vec{r}_{bot} befindet, entsprechend Abb. 2.41 einen „misaligned“-Abrikosov-Vortex [46, 180].

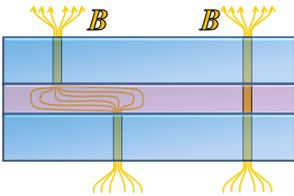


Abbildung 2.41: Schematische Darstellung der magnetischen Flussdichte eines „misaligned“- (links) und „aligned“-Abrikosov-Vortex (rechts).

Ein „aligned“-Abrikosov-Vortex, bei dem sich die beiden Vortices, die ihn bilden, an derselben Stelle befinden ($\vec{r}_{\text{top}} = \vec{r}_{\text{bot}}$), hat wegen seines geringen Durchmessers einen geringen Einfluss auf den JJ. Bei einem „misaligned“-Abrikosov-Vortex entspricht die magnetische Flussdichteverteilung innerhalb der Barriere der eines magnetischen Dipols mit Relativ-Vektor ($\vec{r}_{\text{top}} - \vec{r}_{\text{bot}}$), welcher lokal die Phasendifferenz und somit auch den kritischen Strom ändert

[46, 181].

Die Verteilung des magnetischen Flusses eines „T-förmigen“-Abrikosov-Vortex (der an der Stelle \vec{r}_0 in die Barriere dringt) innerhalb der Barriere entspricht der eines magnetischen Monopols und verteilt sich in ihr radial. Mit seinem Magnetfeld $\vec{H}_{\text{T-AV}}(\vec{r} - \vec{r}_0)$, das sich mittels Integration des Flusses in Zylinderkoordinaten ergibt¹⁸,

$$\vec{H}_{\text{T-AV}}(\vec{r} - \vec{r}_0) = \sigma \frac{\Phi_0}{2\pi t_{\text{eff}} \mu_0 |\vec{r} - \vec{r}_0|^2} (\vec{r} - \vec{r}_0) \quad (2.128)$$

berechnet sich der Phasengradient des Abrikosov-Vortex

$$\left(\begin{array}{c} \partial_x \\ \partial_y \end{array} \right) \delta_{\text{T-AV}} = \frac{2\pi t_{\text{eff}} \mu_0}{\Phi_0} \vec{H}_{\text{T-AV}} \times \hat{e}_z = \frac{\sigma}{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2} \left(\begin{array}{c} y-y_0 \\ -(x-x_0) \end{array} \right), \quad (2.129)$$

wobei \hat{e}_z der Einheitsvektor in z -Richtung ist und die Ortskoordinaten in Einheiten der Kontaktlänge L gegeben sind. Der Einfluss auf die Phase des sich an der Stelle (x_0, y_0) befindenden „T-förmiger“-Abrikosov-Vortex $\delta_{\text{T-AV}}$ ist damit durch

$$\delta_{\text{T-AV}}(x, y) = -\sigma \arctan \frac{y-y_0}{x-x_0} + \text{const.} \quad (2.130)$$

gegeben¹⁹. Ausgehend von Gl. (2.128) kann Gl. (2.130) entsprechend Abb. 2.42 auch durch [46]

$$\delta_{\text{T-AV}} = \sigma \arccos \left(\frac{r_{\text{T-AV}} - r \cos(\alpha - \alpha_{\text{T-AV}})}{\sqrt{r^2 + r_{\text{T-AV}}^2 - 2r r_{\text{T-AV}} \cos(\alpha - \alpha_{\text{T-AV}})}} \right) \quad (2.131)$$

dargestellt werden.

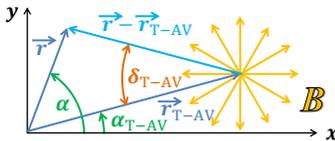


Abbildung 2.42: Konstruktion zur Berechnung der Josephsonphase eines „T-förmigen“-Abrikosov-Vortex, entsprechend Gl. (2.131).

¹⁸ $\Phi_0 = \int_0^{2\pi} \int_0^{t_{\text{eff}}} B_{\text{T-AV}}(r) r d\phi dz = 2\pi t_{\text{eff}} r \mu_0 H_{\text{T-AV}}(r)$

¹⁹ Die arctan-Funktion ist π -periodisch. Deshalb ist Gl. (2.130) nur im Halbraum gültig; im anderen Halbraum muss sich das Argument der Funktion um π verschieben.

Die Josephsonphase eines „misaligned“-Abrikosov-Vortex ergibt sich aus der Summe der Phasen der beiden „T-förmigen“-Abrikosov-Vortices, von denen sich der eine in der Bottom- und der andere in der Top-Elektrode befindet ($\delta_{T-AV, \text{bot}}$ und $\delta_{T-AV, \text{top}}$; mit unterschiedlichem σ) [46]

$$\delta_{M-AV} = \delta_{T-AV, \text{bot}} + \delta_{T-AV, \text{top}} \quad . \quad (2.132)$$

Einfluss eines Abrikosov-Vortex, der sich nicht an der Stelle des Josephsonkontaktes befindet

Anders als in der vorherigen Betrachtung, bei der sich der Kern des Abrikosov-Vortex an der Stelle des JJ befindet, soll im Folgenden der Einfluss eines Abrikosov-Vortex, der sich entsprechend Abb. 2.43 in einer der supraleitenden Zuleitungen nahe eines planaren JJ befindet, betrachtet werden.

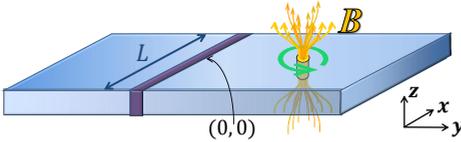


Abbildung 2.43: Schematische Darstellung eines planaren JJ mit einem Abrikosov-Vortex.

Ausgehend von einer Betrachtung des JJ innerhalb der komplexen Ebene, haben V. G. Kogan und R.G. Mints den Beitrag zu der Phasendifferenz eines Abrikosov-Vortex, der sich entsprechend Abb. 2.43 an der Stelle (x_0, y_0) befindet, für den Fall, dass $L \ll \Lambda_{\text{Pearl}}$ ist, berechnet [182, 183]. In der Notation, dass der Ursprung der xy -Ebene in der Mitte des Kontaktes liegt, ergibt sich die Phasendifferenz entlang des JJ ($y=0$)

$$\delta_{AV\text{-away}}(x) = -2 \arctan \frac{-\sin(\pi \frac{x}{L}) + \cosh(\pi \frac{y_0}{L}) \sin(\pi \frac{x_0}{L})}{\sinh(\pi \frac{y_0}{L}) \cos(\pi \frac{x_0}{L})} \quad . \quad (2.133)$$

In Abb. 2.44 ist $\delta_{AV\text{-away}}(x)$ für $x_0 = 0$ (Vortex befindet sich in der Mitte der Elektrode) sowie $x_0 = -0.2L$ und unterschiedliche y_0 (Abstand zum JJ) dargestellt.

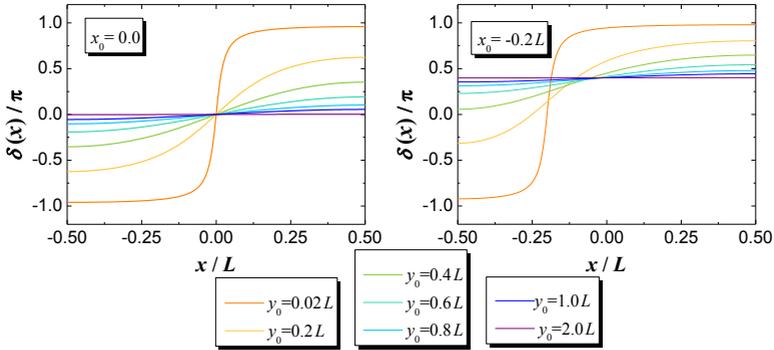


Abbildung 2.44: Beitrag eines Abrikosov-Vortexes, der sich an der Position x_0, y_0 befindet, zu der Josephsonphase entlang der Kontaktlänge entsprechend Gl. (2.133).

Im Grenzfall, dass der Abrikosov-Vortex sich an der Kante der Elektroden befindet, ergibt sich für alle y eine Phasendifferenz von $\delta_{\text{AV-away}}(x = -0.5L, y) = \pi$ bzw. $\delta_{\text{AV-away}}(x = 0.5L, y) = -\pi$.

Für den Fall dicker Elektroden ($d \gg \lambda_L$) haben S. Mironov *et al.* gezeigt, dass unter Vernachlässigung von Randeffekten sowie unter der Bedingung, dass $\lambda_L \ll L \lesssim \lambda_J$ und das magnetische Feld homogen über den Kontakt verteilt ist, die Ferrell-Prange-Gleichung [47]

$$\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \delta}{\partial x} = -H_{z0} (d - 2\lambda_L) \xrightarrow[\substack{\frac{\partial H_{z0}}{\partial x} = -\mu_0 j_y \\ j_y = j_{c0} \sin \delta}]{\substack{\partial H_{z0}}}{\partial x^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \delta \quad (2.134)$$

gilt. Mit der Randbedingung

$$\left. \frac{\partial \delta}{\partial x} \right|_{x=\pm \frac{L}{2}} = \frac{2\pi t_{\text{eff}}}{\Phi_0} H_z \left(\pm \frac{L}{2} \right), \quad (2.135)$$

wobei $H_z = H_0 + H_J$ (mit dem externen Feld H_0 und dem aus dem Josephsonstrom resultierenden Feld H_J) ist, ist Gl. 2.134 auch gültig, wenn supraleitende Abschirmströme berücksichtigt werden. H_{z0} ist das externe Feld innerhalb der Barriere an der Stelle $x = 0$.

Wird der Beitrag eines zusätzlichen Abrikosov-Vortex berücksichtigt, so ergibt sich mit dem Abrikosov-Vortex-Strom $j_{\text{AV},x}$ [47]

$$\frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{\partial \delta}{\partial x} = -H_{z0} t_{\text{eff}} + \mu_0 \lambda_L^2 j_{\text{AV},x}. \quad (2.136)$$

Unter der Annahme, dass innerhalb des x -Intervalls $\frac{L}{2} \gg \Delta x \gg \lambda_L$ der Vortex-Strom und sein magnetisches Feld vernachlässigbar klein sind, kann der vom Abrikosov-Vortex verursachte Phasensprung der Josephsonphase $\delta(x_0 + \Delta x) - \delta(x_0 - \Delta x) = \kappa$ an der Stelle x_0 mit [47]

$$\kappa(y_0) = \frac{2y_0}{\lambda_L} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\sqrt{1+t^2}} K_1 \left(\frac{y_0 \sqrt{1+t^2}}{\lambda_L} \right) dt \quad (2.137)$$

angegeben werden und ist damit nur von dem Abstand des Vortex zu der Barriere y_0 abhängig, wie Abb. 2.45 zeigt.

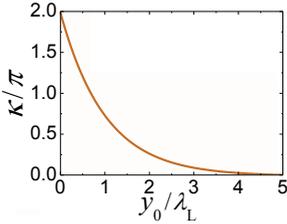


Abbildung 2.45: Abhängigkeit des κ -Sprungs der Josephsonphase von dem Abstand eines Abrikosov-Vortex von der Barriere y_0 . Abgeändert aus [47].

Anders als im zuvor betrachteten Fall dünner supraleitender Elektroden $L \ll \Lambda_{\text{Pearl}}$, bei denen sich ein $\kappa = \pi$ -Sprung bei $y_0 = 0.175L$ vollzieht, ergibt er sich bei dicken Elektroden bei $y_0 \approx 0.8\lambda_L$ [47].

Abhängig von der Art und Position des Abrikosov-Vortex führt seine Existenz zu einem zusätzlichen Beitrag δ_{AV} zu der Phase entlang des JJ. Sie wird ebenso wie der Beitrag eines homogenen externen Magnetfeldes zu δ_0 , das sich so einstellt, dass I_c maximal wird, addiert

$$\delta = \delta_0 + \delta_{\text{AV}} \xrightarrow{j_c = j_{c0} \sin \delta} \frac{I_c}{I_{c0}} = \langle \cos \delta_{\text{AV}} \rangle \sin \delta_0 + \langle \sin \delta_{\text{AV}} \rangle \cos \delta_0. \quad (2.138)$$

Durch Maximierung bezüglich δ_0 ergibt sich hieraus der kritische Strom

$$\frac{I_c}{I_{c0}} = \sqrt{\langle \sin^2 \delta_{\text{AV}} \rangle + \langle \cos^2 \delta_{\text{AV}} \rangle}, \quad (2.139)$$

wobei $\langle \dots \rangle$ die Mittelung über den Josephsonkontakt angibt.

Ist der κ -Sprung hinreichend scharf, so kann aus der Josephsonphase

$$\delta(x) = \begin{cases} \delta_0 - \frac{\kappa}{2} - \frac{h(x-x_0)}{L/2} & \text{für } x < x_0 \\ \delta_0 + \frac{\kappa}{2} - \frac{h(x-x_0)}{L/2} & \text{für } x > x_0 \end{cases}, \quad (2.140)$$

in die das externe homogene Magnetfeld H_0 in der Form $h = \pi L t_{\text{eff}} \frac{\mu_0 H_0}{\Phi_0}$ eingeht, der kritische Strom berechnet werden [47]

$$I_c(h, \kappa, x_0) = \frac{I_{c0}}{|\hbar|} \sqrt{1 - \cos\left(h \frac{x_0}{L/2}\right) \cos(h) + \cos(\kappa - h) \left(\cos\left(h \frac{x_0}{L/2}\right) \cos(h)\right)} . \quad (2.141)$$

Gleichung (2.141) erfüllt hierbei die Symmetrien

$$I_c(-h, \kappa, x_0) = I_c(h, -\kappa, x_0) \quad \text{und} \quad I_c(h, \kappa, -x_0) = I_c(h, \kappa, x_0) . \quad (2.142)$$

2.3.9 Bose-Einstein-Kondensation in inhomogenen niederdimensionalen komplexen Netzwerken

Ebenso wie die Supraleitung und Suprafluidität gehört die Bose-Einstein-Kondensation zu den makroskopischen Quantenphänomenen. Die makroskopische Besetzung des Grundzustandes durch nichtwechselwirkende bosonische Atome unterhalb einer kritischen Temperatur wurde ursprünglich von Einstein vorhergesagt und lässt sich ebenfalls durch eine makroskopische Wellenfunktion mit wohldefinierter Phase beschreiben. Hierbei muss das System eine derart niedrige Temperatur haben, dass die thermische deBroglie-Wellenlänge $\lambda_{\text{dB}} = \hbar \sqrt{\frac{2\pi}{m_{\text{Boson}} k_{\text{B}} T}}$ groß im Vergleich zu dem Abstand der Bosonen ist, wobei m_{Boson} die Masse eines Atoms ist.

1995 ist es Anderson *et al.* [184] sowie Davis *et al.* [185] gelungen, anhand eines ultrakalten Gases, bestehend aus ^{87}Rb - bzw. ^{23}Na -Atomen, Bose-Einstein-Kondensation experimentell nachzuweisen.

Neben der Untersuchung der Bose-Einstein-Kondensation anhand ultrakalter atomarer Gase zeigen theoretische Arbeiten von Burioni *et al.*, dass Bose-Einstein-Kondensation auch in komplexen Netzwerken in Gegenwart anormaler Bereiche im Zustandsspektrum in der Zustandsdichte auftreten kann [48, 49, 186]. Als Realisierungsmöglichkeit derartiger niederdimensionaler nicht-homogener Strukturen werden Anordnungen gekoppelter JJ vorgeschlagen [187].

Graphentheorie

Als Teilgebiet der Mathematik beschreibt ein Graph eine abstrakte Struktur, die eine Menge von Objekten („Knoten“) beschreibt, zwischen denen Verbindungen bestehen. Die Verbindungen zwischen Knoten werden als „Kanten“ bezeichnet und können gerichtet oder ungerichtet sein. Ein endlicher Graph $G = (\mathcal{V}, \mathcal{E})$ besteht somit aus einer endlichen Anzahl von Knoten \mathcal{V} und der Menge \mathcal{E} an Kanten, die jeweils an einen oder zwei Knoten konnotiert sind. Ein Graph wird als verbunden bezeichnet, wenn es für alle Punkte $i, j \in \mathcal{V}$ einen Pfad entlang der Kanten $\{(i, k)(k, h)\dots(n, m)(m, j)\}$ gibt, der sie verbindet.

Theoretischen Überlegungen von Burioni zufolge kann der Fall des bosonischen Modells von spezifischen diskreten Strukturen experimentell durch Josephson-Kontakt-Arrays (JJA) erzielt werden. Dabei wird der Transport supraleitender Ladungsträger zwischen supraleitenden Inseln, die über JJ miteinander gekoppelt sind, als Wahrscheinlichkeit des Bosonen-Hüpfens zwischen Knoten entlang von Kanten betrachtet [48, 187]. Ein derartiger verbundener Graph besitzt eine intrinsische Metrik, die durch den chemischen Abstand $r_{i,j}$, der als Anzahl der Kanten des kürzesten Weges zwischen Knoten i und j definiert ist, gegeben ist [48]. Dabei stellt die Van Hove Kugel $S_{o,r} \subset G$ mit Mittelpunkt o und Radius r einen Subgraphen von G dar, der alle $i \in G$, deren Abstand von $o \leq r$ ist und alle zugehörigen Kanten enthält. Die physikalischen Größen werden für gewöhnlich im Rahmen eines Modells, das auf endliche Kugeln beschränkt ist, abgeleitet; anschließend wird der thermodynamische Grenzübergang $r \rightarrow \infty$ gemacht, wobei dieser unabhängig von der Wahl des Kugelzentrums o ist, wenn der Graph polymetrisch (also die Zahl der in $S_{o,r}$ enthalten Knoten $N_{o,r} \propto r^p$) mit $r \rightarrow \infty$ wächst [48]. Weil dies für alle realistischen Netzwerke gilt, kann im Folgenden auf den Index o verzichtet werden. Der Graph wird durch die Adjazenzmatrix

$$A_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{für } (i, j) \in \mathcal{E} \\ 0 & \text{für } (i, j) \notin \mathcal{E} \end{cases} \quad (2.143)$$

beschrieben, wobei diese im Fall ungeordneter Strukturen generalisiert werden kann, indem die von der jeweiligen Kante abhängige Hüpfwahrscheinlichkeit

$$\mathbf{t}_{ij} = \mathbf{t}_{ji} \begin{cases} \neq 0 & \text{für } A_{ij} = 1 \\ = 0 & \text{für } A_{ij} = 0 \end{cases} \quad (2.144)$$

(mit $\text{spur}_{i,j} |\mathbf{t}_{i,j}| < \infty$) in die Adjazenzmatrix einbezogen wird [48].

Die Koordinationszahl $z = z_i = \sum_j A_{ij}$ ist die Zahl der nächsten Nachbarn von i . Die Verallgemeinerung des Laplaceoperators für den Graphen ergibt die Laplace-Matrix

$$L_{ij} = z_i \delta_{ij} - A_{ij} \quad , \quad (2.145)$$

deren Spektrum real, nicht-negativ und gebunden ist [48]. Als Ergebnis der Eigenvektorgleichung $\mathbf{Ax} = \nu \mathbf{x}$ mit den Eigenwerten ν_i beschreibt das Spektrum die Eigenschaften des Graphen.

Bose-Einstein-Kondensation in einem komplexen Netzwerk

Mittels der Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren c_i^\dagger und c_i am Knoten i ($[c_i, c_j^\dagger] = \delta_{ij}$) und der Hamilton-Matrix $h_{ij} = \tau_{ij} + \delta_{ij} V_i$, die neben der Hüpfwahrscheinlichkeit auch das Potential des i -ten Knoten enthält, kann der Hamiltonoperator des Graphen mit [48, 49]

$$H = \sum_{i,j \in V} h_{ij} c_i^\dagger c_j \quad (2.146)$$

angegeben werden, wobei sich der Hamiltonoperator einer endlichen Van Hove Kugel [48, 49]

$$H^{S_r} = \sum_{i,j \in S_r} h_{ij}^r c_i^\dagger c_j \quad \text{mit} \quad h_{ij}^r = \begin{cases} h_{ij} & \text{für } i, j \in S_r \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.147)$$

ergibt. Für jede endliche Kugel S_r mit Radius r ist [48, 49]

$$\sum_{j \in S_r} h_{ij}^r \psi(j) = E \psi(i) \quad (2.148)$$

die Eigenwertgleichung, und die normierte Zustandsdichte ist durch

$$\varrho^r(E) = \frac{1}{N^r} \sum_k \delta(E - E_k^r) \quad (2.149)$$

definiert, wobei E_k^r die N^r Eigenwerte von h_{ij}^r sind [48, 49]. Im thermodynamischen Grenzfall definieren Burioni *et al.* die spektrale Zustandsdichte $\varrho(E)$ des Eigenwerts h_{ij} , wenn

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \int |\varrho^r(E) - \varrho(E)| dE = 0 \quad (2.150)$$

gilt, woraus sie mit $E_m \equiv \text{Inf}(\text{Supp}(\varrho(E)))$ [49] das asymptotische Verhalten der Zustandsdichte bei niedrigen Energien mit

$$\varrho(E) \sim (E - E_m)^{\frac{\bar{d}}{2}-1} \quad \text{für } E \rightarrow E_m \quad (2.151)$$

angeben [48, 49]. Hierbei hängt \bar{d} von der Topologie des Graphen und dem externen Potential ab. Ist $h_{ij} = L_{ij}$ und wenn V_i (das das Potential des i -ten Knoten berücksichtigt) geeignete Regelmäßigkeitsbedingungen erfüllt, stimmt \bar{d} mit der spektralen Dimension überein, was insbesondere auch in Abwesenheit eines externen Feldes ($V_i = \text{const.}$) eintreten kann [48]. Ein *versteckter Bereich* im Energiespektrum ist ein Energieintervall $[E_1 - E_2]$, dessen Natur derart ist, dass $[E_1, E_2] \cap \text{Supp}(\varrho(E)) = \emptyset$ und $\lim_{r \rightarrow \infty} N_{[E_1, E_2]}^r > 0$ ist; dabei ist $N_{[E_1, E_2]}^r$ die Zahl der Eigenwerte von H_{ij}^r im Intervall $[E_1, E_2]$ [48, 49]. Aus einer Reihe von Zustandsdichten $\varrho^r(E)$ kann aus $E_0^r = \text{Inf}_k(E_k^r)$ und $E_0 = \lim_{r \rightarrow \infty} E_0^r$ das niedrigste Energieniveau definiert werden [48, 49]. Ist dabei $E_0 < E_m$, so ist $[E_0, E_m]$ ein *versteckter Bereich* im Energiespektrum [48, 49].

Aus dem thermodynamischen Großkanonischen Ensemble ergibt sich für ein bosonisches System die feste Füllung [48, 49]

$$\begin{aligned} f &= \frac{N}{N^r} = \lim_{r \rightarrow \infty} \int \frac{\varrho^r(E)}{e^{\frac{E-\mu}{k_B T}} - 1} dE = \lim_{r \rightarrow \infty} \int \frac{\varrho^r(E)}{z^{-1} e^{\frac{E}{k_B T}} - 1} dE \\ &= \lim_{r \rightarrow \infty} \left(\underbrace{\sum_{k=0}^{E_k \leq \epsilon} \frac{1}{z^{-1} e^{\frac{E}{k_B T}} - 1}}_{\equiv n_\epsilon^r} + \int \frac{\varrho^r(E)}{z^{-1} e^{\frac{E}{k_B T}} - 1} dE \right), \end{aligned} \quad (2.152)$$

wobei N die Zahl der Teilchen des Systems und $z = e^{\frac{\mu}{k_B T}}$ die Fugazität ist. Hierbei ist n_ϵ^r der Bruchteil an Bosonen, deren Energie kleiner als ϵ ist. Bose-Einstein-Kondensation tritt auf, wenn es für alle $\epsilon > 0$ eine kritische Temperatur T_{cBEC} gibt, sodass für alle $T < T_{\text{cBEC}}$ gilt, dass $n_\epsilon \equiv \lim_{r \rightarrow \infty} n_\epsilon^r > k > 0$ ist; d.h. $n_0 \equiv \lim_{\epsilon \rightarrow 0} n_\epsilon = k > 0$ [48, 49].

Für ein hinreichend kleines ϵ ergibt sich aus der Definition von n_ϵ^r , dass n_0 nur dann immer positiv ist, wenn $\lim_{r \rightarrow \infty} z(r) = 1$ und somit der Grundzustand unendlich entartet ist [48]. Mittels der Grenzübergänge $r \rightarrow \infty$ und anschließend $\epsilon \rightarrow 0$ kann aus Gl. (2.152)

$$f = n_0 + \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{E > \epsilon} \frac{\varrho(E)}{z^{-1} e^{\frac{E}{k_B T}} - 1} dE = n_0 + \int \frac{\varrho(E)}{z^{-1} e^{\frac{E}{k_B T}} - 1} dE \quad (2.153)$$

abgeleitet werden, wobei wiederum n_0 nur dann $\neq 0$ sein kann, wenn $z = 1$ ist [48]. Mittels des Grenzfalles

$$f_c(T) = \lim_{z \rightarrow 1} \int \frac{\varrho(E)}{z^{-1} e^{\frac{E}{k_B T}} - 1} dE \quad (2.154)$$

formulieren Burioni *et al.* eine allgemeingültige Bedingung für das Auftreten der Bose-Einstein-Kondensation (BEC) in Graphen [48]:

- Ist $0 = E_0 < E_m$, so gibt es einen niederenergetischen *versteckten Bereich* und die Bedingungs-Gl. (2.154) ist endlich; unterhalb einer endlichen Temperatur, für die

$$f_c(T) \leq \frac{1}{e^{\frac{E}{k_B T}} - 1} \int \varrho(E) dE = \frac{1}{e^{\frac{E'_0}{k_B T}} - 1} \quad (2.155)$$

gilt, tritt BEC auf [48].

- Ist $E_0 = E_m$ wird die Bedingungs-Gl. (2.154) durch \bar{d} bestimmt:
 - (i) für $\bar{d} > 2$ gibt es ebenfalls BEC, weil

$$f_c(T) \leq \int_0^{c_1} \frac{c_2 E^{\frac{\bar{d}}{2}-1}}{\frac{E}{k_B T}} dE + \int_{E > c_1} \frac{\varrho(E)}{e^{\frac{E_m}{k_B T}} - 1} dE < \infty \quad (2.156)$$

ist, wobei c_1 und c_2 geeignete Konstanten sind [48].

- (ii) für $\bar{d} \leq 2$ divergiert die Bedingungs-Gl. (2.154) und es tritt keine BEC auf [48].

Durch Topologie induzierte Bose-Einstein-Kondensation

An dieser Stelle werden die allgemeinen Situationen diskutiert, bei denen mittels einer geeigneten Topologie mögliche BEC theoretisch vorhergesagt wird.

Der einfachste Fall ergibt sich aus einer Diskretisierung der Schrödingergleichung für ein freies Teilchen auf dem Graphen. Der Hamiltonien ist durch $h_{ij} = \frac{\hbar}{2m_{part}} L_{ij}$ und der Laplace-Operator durch $L_{ij} = z_i \delta_{ij} - A_{ij}$ gegeben [49]. In diesem Fall ist $E_0 = E_m$ [49]; somit gibt es keine *versteckten* Energiezustände im niederenergetischen Bereich weshalb die BEC durch das Spektrum von L_{ij} bei niedrigen Eigenwerten bestimmt ist und \bar{d} mit der spektralen Dimension übereinstimmt [48, 49], welche für unterschiedliche Strukturen bekannt ist [188–190].

Für die Realisierung eines für die BEC geeigneten Graphen mittels JJ ist hingegen das Modell des reinen Hüpfens nichtwechselwirkender Bosonen auf dem Graphen von Bedeutung, in welchem der Hamiltonien durch $h_{ij} = -\mathfrak{t} A_{ij}$ gegeben ist [49]. In Gegenwart eines *versteckten* Spektrums, das die BEC ermöglicht, wird das Kondensat nicht durch ein **ausreichend kleines** Potential, das ortsabhängig sein kann, beeinflusst [49].

Auch in Geometrien, die nicht regelmäßig sind, kann ein geeignetes externes Potential eine Möglichkeit sein, das Energiespektrum so zu modifizieren, dass BEC möglich wird; der Hamiltonien ist dann durch $h_{ij} = -\mathfrak{t} A_{ij} + V_i \delta_{ij}$ gegeben [48].

Spektrum von auf einem sternförmigen Graphen hüpfenden Bosonen

Um BEC in inhomogenen niederdimensionalen komplexen Netzwerken zu realisieren, wurden verschiedene Graphengeometrien von Burioni *et al.* vorgeschlagen [48, 49, 186, 187]. An dieser Stelle wird die in dieser Arbeit untersuchte Graphengeometrie, ein sternförmiger Graph, diskutiert.

Ein sternförmiger Graph besteht aus p eindimensionalen Armen, die im Zentrum des Sterns, das sich an der Stelle $O = (0, v_{\text{arm}})$ befindet, miteinander verbunden sind. Der ganzzahlige Index $v_r = 0, \dots, R$ bezeichnet den Abstand vom Zentrum und der Index $v_{\text{arm}} = 0, \dots, p$ bezeichnet den jeweiligen Arm. Hieraus ergeben sich $N_{\text{Knoten}} = pR + 1$ Knoten. Dabei ist jeder Knoten mit genau zwei Nachbarn verbunden; das Zentrum mit der Koordinationszahl p stellt dabei eine Inhomogenität dar [191].

Die Adjazenzmatrix $A_{v_r, v_{\text{arm}}, v'_r, v'_{\text{arm}}}$, die = 1 ist, wenn $(v_r, v_{\text{arm}}, v'_r, v'_{\text{arm}})$ eine erlaubte Verbindung ist (ansonsten ist sie = 0), ist durch [191]

$$A_{v_r, v_{\text{arm}}, v'_r, v'_{\text{arm}}} = (\delta_{v'_r, v_r - 1} + \delta_{v'_r, v_r + 1})(1 - \delta_{v_r, 0}) \delta_{v_{\text{arm}}, v'_{\text{arm}}} + \delta_{v_r, 0} \delta_{v'_r, 1} \quad (2.157)$$

gegeben, wodurch mit dem Hamiltonoperator [191]

$$H = -\mathfrak{t} \sum_{v_r, v_{\text{arm}}, v'_r, v'_{\text{arm}}} A_{v_r, v_{\text{arm}}, v'_r, v'_{\text{arm}}} c_{v_r, v_{\text{arm}}}^\dagger c_{v'_r, v'_{\text{arm}}} \quad (2.158)$$

die Schrödinger-Gleichung [191]

$$-\mathfrak{t} \sum_{v'_r, v'_{\text{arm}}} A_{v_r, v_{\text{arm}}, v'_r, v'_{\text{arm}}} \psi_E(v'_r, v'_{\text{arm}}) = E \psi_E(v_r, v_{\text{arm}}) \quad (2.159)$$

ist [191]. Durch Lösen der Eigenwertgleichung (2.159) ergibt sich das Energiespektrum, das von N_S Zuständen gebildet wird und sich in drei Teile aufteilt: E_0 , σ_0 und E_+ .

σ_0 beschreibt delokalisierte Zustände mit Energien zwischen $-2\mathfrak{t}$ und $+2\mathfrak{t}$. Im thermodynamischen Limit $R \rightarrow \infty$ ist ihre normierte Zustandsdichte [191]

$$\rho(E) = \frac{1}{\pi \sqrt{4\mathfrak{t}^2 - E^2}} \quad (2.160)$$

gerade die eines Teilchens, das entlang einer linearen Kette hüpfte [191]. Weiterhin ergeben sich zwei gebundene Zustände $E_0 < -2\mathfrak{t}$ und $E_+ = |E_0| > 2\mathfrak{t}$, welche das *versteckte* Spektrum bilden, wobei [191]

$$E_0 = -\mathfrak{t} \frac{p}{\sqrt{p-1}} \quad (2.161)$$

die Grundzustandsenergie im thermodynamischen Grenzfall des sternförmigen Graphen ist. Somit existiert eine endliche Energielücken $\Delta_S = |E_0| - 2\mathfrak{t}$ zwischen dem Grundzustand und dem kontinuierlichen des Spektrum σ_0 [191]. Dabei ist Δ_S abhängig von p und verschwindet ($\Delta_S = 0$) für $p=2$ [191].

Die normierte Wellenfunktion des Grundzustandes ist dabei im Zentrum des Sternes lokalisiert und fällt mit $\chi = \frac{2}{\log(p-1)}$ entlang der Richtung der Arme entsprechend [191]

$$\psi_{E_0}(v_r, v_{\text{arm}}) = \sqrt{\frac{p-2}{2p-2}} e^{-\frac{v_r}{\chi}} \quad (2.162)$$

exponentiell ab, wie Abb. 2.46 schematisch zeigt.

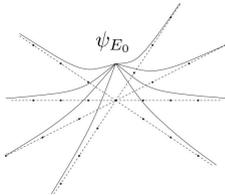


Abbildung 2.46: Sternförmiger Graph mit der Wellenfunktion des Grundzustandes. Abgeändert aus [48].

Mit der Anzahl der Arme steigt somit die Lokalisierung des Grundzustandes. Abbildung 2.47 zeigt die radiale Abhängigkeit der Wellenfunktion entsprechend Gl. (2.162) für einen sternförmigen Graphen mit unterschiedlicher Anzahl von Armen. Mit zunehmender Anzahl der Arme fällt dabei die Wellenfunktion schneller ab.

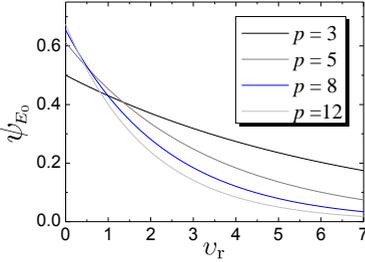


Abbildung 2.47: Normierte Wellenfunktion entsprechend Gl. (2.162) des Grundzustandes in Abhängigkeit von der Entfernung zum Zentrum des sternförmigen Graphen für unterschiedliche Werte von p .

Thermodynamik von Bosonen auf einem sternförmigen Graphen

Entsprechend Gl. (2.152) und Gl. (2.153) ist die Gesamtzahl der Bosonen, die auf dem sternförmigen Graphen hüpfen, durch

$$N_T = N_{E_0} + N_{E_+} + \int_{E \in \sigma_0} \frac{N_S \varrho(E)}{z^{-1} e^{\frac{E-E_0}{k_B T}} - 1} dE \quad (2.163)$$

gegeben, wobei $N_{E_0}(p, R, T)$ und $N_{E_+}(p, R, T)$ die Zahl der Bosonen ist, die die *versteckten* Zustände E_0 (Grundzustand) und E_+ (angeregter Zustand) besetzen [191]. Der letzte Term in Gl. (2.163) beschreibt die nicht lokalisierten Zustände. Die temperaturabhängige Besetzung der Zustände ist durch [191]

$$\begin{aligned} n_{E_0} &= \frac{N_{E_0}}{N_S} = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{1}{N_S} \frac{1}{z^{-1} - 1} \\ n_{\sigma_0} &= \int_{E \in \sigma_0} \frac{\varrho(E)}{z^{-1} e^{\frac{E-E_0}{k_B T}} - 1} dE \\ n_{E_+} &= \frac{N_{E_+}}{N_S} = \lim_{R \rightarrow \infty} \frac{1}{N_S} \frac{1}{z^{-1} e^{\frac{-2E_0}{k_B T}} - 1} \leq \frac{1}{e^{\frac{-2E_0}{k_B T}} - 1} = 0 \end{aligned} \quad (2.164)$$

gegeben, weshalb bei kleiner Temperatur der angeregte Zustand E_+ nicht makroskopisch besetzt ist und er somit keine Rolle für die thermodynamische Beschreibung des Systems spielt [191].

Der letzte Term in Gl. (2.163) beschreibt die Zahl der Bosonen, die sich in den delokalisierten Zuständen befinden. Diese entsprechen denen in einer Kette. Die Existenz eines *versteckten* Spektrums ändert das Verhalten von diesem letzten Term in Gl. (2.163), weil es dieses darauf reduziert, nicht-wechselwirkende Bosonen auf einer linearen Kette mit einer Störstelle zu

beschreiben [191]. Für $z \rightarrow 1$ konvergiert das Integral sogar bei endlichen Temperaturen, weshalb diese Topologie BEC im Zentrum des sternförmigen Graphen ermöglicht [191].

Kritische Temperatur der BEC auf einem sternförmigen Graphen

Da bei der kritischen Temperatur der BEC die Besetzung $n_{E_0}(T_{\text{cBEC}}) = 0$ ist, kann T_{cBEC} als Funktion von f und \mathfrak{t} aus Gl. (2.163), in welcher ϱ durch Gl. (2.160) gegeben ist, bestimmt werden

$$f = \int_{-2\mathfrak{t}}^{+2\mathfrak{t}} \frac{1}{\pi \sqrt{4\mathfrak{t}^2 - E^2}} \frac{1}{e^{\frac{E-E_0}{k_{\text{B}}T}} - 1} dE . \quad (2.165)$$

Für $f \ll 1$ kann numerisch die kritische Temperatur aus Gl. (2.165) berechnet werden [191]

$$k_{\text{B}} T_{\text{cBEC}} \cong E_{\text{J}} \sqrt{\left(\frac{E_0}{2\mathfrak{t}}\right)^2 - 1} , \quad (2.166)$$

wobei die Josephsonenergie $E_{\text{J}} \approx 2\mathfrak{t}f$ ist. Dieses Ergebnis gilt für jeden Graphen mit $E_0 < -2\mathfrak{t}$ und einer normierten Zustandsdichte, die der einer linearen Kette entspricht. Neben sternförmigen Graphen trifft dies auch auf kammförmige Graphen ($E_0 = -2\sqrt{2}\mathfrak{t}$) zu, die u.a. ausführlich von Burioni *et al.* diskutiert werden [48, 49, 186, 187]. In einem Graphen, dessen Form eine lineare Kette ist, gibt es keine BEC, weil $E_0 = -2\mathfrak{t}$ ist.

Mit der Grundzustandsenergie aus Gl. (2.161) ist die kritische Temperatur eines sternförmigen Graphen durch [191]

$$k_{\text{B}} T_{\text{cBEC}} \approx \frac{p-2}{2\sqrt{p-1}} E_{\text{J}} \quad (2.167)$$

gegeben. Hieraus kann die Zahl der Teilchen in den delokalisierten Zuständen

$$N_{\sigma_0} = \lim_{R \rightarrow \infty} N_{\text{S}} \int_{-2\mathfrak{t}}^{+2\mathfrak{t}} \frac{\varrho(E)}{e^{\frac{E-E_0}{k_{\text{B}}T}} - 1} dE \approx N_{\text{T}} \frac{T}{T_{\text{cBEC}}} \quad (2.168)$$

abgeleitet werden [191] und die Besetzung des Grundzustandes ist durch

$$N_{E_0} \approx N_{\text{T}} \left(1 - \frac{T}{T_{\text{cBEC}}}\right) \quad (2.169)$$

gegeben [191].

Verteilung der Bosonen auf einem sternförmigen Graphen

Die Zahl der Bosonen in einem Knoten (v_r, v_{arm}) eines sternförmigen Graphen ist durch [191]

$$N_B(v_r, T) = \lim_{R \rightarrow \infty} \left(N_{E_0}(v_r, T) |\psi_{E_0}(v_r)|^2 + N_S \int_{-2t}^{+2t} \frac{\varrho(E)}{e^{\frac{E-E_0}{k_B T}} - 1} |\psi_E(v_r)|^2 dE \right) \quad (2.170)$$

gegeben, wobei $\psi_{E_0}(v_r)$ die Wellenfunktion des Grundzustandes eines einzelnen Teilchens und $\psi_E(v_r)$ die Wellenfunktion des delokalisierten Zustandes mit Energie E ist. Ist $T < T_{\text{cBEC}}$, so ergibt sich mit Gl. (2.169) [191]

$$N_B(v_r, T) \approx \lim_{R \rightarrow \infty} \left(\left(1 - \frac{T}{T_{\text{cBEC}}} \right) \frac{p-2}{2p-2} e^{-v_r \log(p-1)} + \frac{1}{pR+1} \frac{T}{T_{\text{cBEC}}} \right). \quad (2.171)$$

Der erste Term beschreibt die erhöhte Besetzung der Knoten nahe des Zentrums des Graphen und zeigt einen exponentiellen Abfall zum Rand hin, sodass für $v_r \gg 1$ der zweite nur von der Temperatur abhängende Term die Besetzung dominiert. In ausreichender Entfernung vom Zentrum ist [191]

$$N_B(v_r, T) \approx f \frac{T}{T_{\text{cBEC}}} \equiv f t_{\text{BEC}} \quad (2.172)$$

ortsunabhängig, wobei $t_{\text{BEC}} \equiv \frac{T}{T_{\text{cBEC}}}$ die reduzierte Temperatur ist.

Experimentelle Realisierung der BEC mittels Josephsonkontakte

Die Realisierung eines sternförmigen Graphen kann durch drei senkrecht zueinander verlaufende gegenläufige Laserpaare, die das kubische Potential $V = V_0[\sin^2(kx) + \sin^2(ky) + \sin^2(kz)]$ erzeugen, realisiert werden; daraus werden mittels Überlagerung dreier (senkrecht zueinander ausgerichteter) gaußförmiger Laser sechs Arme²⁰ des Sterngraphen erzeugt [191].

Ein weiterer Vorschlag, BEC in einem sternförmigen Graphen zu erzielen, basiert auf einem supraleitenden Netzwerk von JJ in Form des Graphen [191]. Wird die IV -Charakteristik entlang eines Armes des Graphen gemessen, so fällt im supraleitenden Zustand solange keine Spannung ab, bis der niedrigste

²⁰Die Orientierung der Arme entspricht den Achsen des kartesischen Koordinatensystems.

kritische Josephsonstrom aller JJ entlang des Armes erreicht ist. Im Falle gleich designter Kontakte ergibt sich das Verhältnis der kritischen Ströme eines Kontaktes an der Stelle v_r zu [191]

$$\frac{I_c^B(v_r, t_{\text{BEC}})}{I_c^A(v_r)} \approx \sqrt{N_B(v_r + 1, t_{\text{BEC}}) \cdot N_B(v_r, t_{\text{BEC}})} , \quad (2.173)$$

wobei I_c^B bzw. I_c^A der kritische Strom für $T < T_{c\text{BEC}}$ bzw. $T > T_{c\text{BEC}}$ ist und N_B durch Gl. (2.172) gegeben ist²¹. Weit entfernt vom Zentrum ist [191]

$$\frac{I_c^B(v_r, t_{\text{BEC}})}{I_c^A(v_r)} \approx t_{\text{BEC}} , \quad (2.174)$$

weshalb BEC in einem sternförmigen Josephsonkontaktnetzwerk (JJA) einen starken Rückgang des kritischen Stromes für einen zentrumsfernen JJ vorhersagt [191]. Bei sukzessivem Erhöhen des Biasstromes sollten daher die JJ eines sternförmigen Graphen nacheinander in radialer Folge (von außen nach innen) in den resistiven Zustand übergehen [191]. Beim Erhöhen des Stromes fällt an dem Kontakt mit dem niedrigsten kritischen Strom als erstes eine Spannung ab. Bei weiterer Erhöhung des Biasstromes fallen nacheinander Spannungen beim Überschreiten des kritischen Stromes des entsprechenden JJ an dem jeweiligen JJ ab.

Entsprechend Gl. (2.167) ist $T_{c\text{BEC}}$ eines sternförmigen JJA durch E_J bestimmt. Messungen von Strom-Spannungs-Kennlinien, die Aufschluss darüber geben, über wie viele Kontakte bei einem gegebenen Biasstrom eine Spannung abfällt, verkippfen wegen des Biasstromes das Waschbrettpotential der JJ. Für eine mögliche Beobachtung von BEC in einem supraleitenden Netzwerk wird daher von Ottaviani *et al.* vorgeschlagen, dass im Falle eines Biasstromes in Gl. (2.166) bzw. Gl. (2.167) E_J durch $\Delta\mathcal{U}_J$ aus Gl. (2.48) ersetzt werden muss [192].

²¹Die kritischen Ströme I_c^B und I_c^A hängen dabei nicht von v_{arm} ab.

3 Grundlagen zu tetragonalen Domänen und ferroeleastischen Zwillingsgrenzen in SrTiO_3 , sowie zum 2-dimensionalen Elektronensystem an der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Grenzschicht

In diesem Kapitel werden die physikalischen Grundlagen von SrTiO_3 (STO) und des zweidimensionalen Elektronengases (2DEG)¹, das sich, wenn sich eine einige Einheitszellen (u.c.) dicke LaAlO_3 -Schicht (LAO) auf dem STO epitaktisch befindet, an der Grenzschicht LAO/STO ausbilden kann, vorgestellt.

Die Untersuchung neuartiger Effekte in niederdimensionalen Strukturen, wie sie in massiven „Bulk“-Kristallen beispielsweise an Grenzschichten von magnetischen Domänen, Korngrenzen oder sog. Twin-Walls („Zwillingsgrenzen“) aber auch in Dünnschichten und Heterostrukturen an der Grenzschicht ferromagnetischer, ferroelektrischer, ferroelastischer oder supraleitender Materialien vorkommen, sind Gegenstand aktueller Forschung. Besonderes Interesse kommt dabei der Manipulation und Kontrolle der Grenzschichten auf der Nanometer-Skala zu. Weil Übergangsmetalloxide eine starke elektronische Korrelation aufweisen, besitzen sie eine große Vielfalt physikalischer Eigenschaften [10, 11], die sich insbesondere in einer Reihe verschiedener Ordnungszuständen wie Ferroelektrizität, Ferro-, Anti- und Ferri-Magnetismus in gemischtvalenten Manganaten oder der Hochtemperatur-Supraleitung in Kupraten äußern. Wegen der strukturellen Ähnlichkeit können viele dieser Oxide in einkristallinen Heterostrukturen epitaktisch kombiniert werden [23], was die Kombination verschiedener Ordnungszustände ermöglicht. Dies eröffnet weiträumige Möglichkeiten im Bereich der Grundlagenforschung besonders im Bereich der Physik und Chemie, weil neue Zustände der Materialien erzeugt werden können. Hiervon ausgehend, können neuartige maßgeschneiderte Systeme entwickelt werden, die Anwendung in neuen elektronischen,

¹ Das sich an der Grenzschicht von SrTiO_3 und LaAlO_3 ausbildende zweidimensionale Elektronensystem (2DES) wurde in Analogie zur Halbleiterphysik lange Zeit als zweidimensionales Elektronengas (2DEG) bezeichnet.

magnetischen und optischen Bauelementen finden.

Als historische Beispiele können der Anisotrope-, Riesen-, Kolossale- und Tunnel-Magnetwiderstand aufgeführt werden [193–195], die in der Vergangenheit eine breite Anwendung im Bereich der Speichertechnik und elektronischen Bauteilen, Spin-Feldeffekt- oder Spinventil-Transistoren [196, 197] fanden. Komplexe, oxidische Heterostrukturen, die kontrolliert manipulierbar sind, können z.B. in Multiferroika gezielt genutzt werden, um die Kopplung zwischen Magnetismus und elektrischer Polarisierbarkeit zu verstärken [198, 199]. Heterostrukturen aus komplexen Oxiden können deutlich veränderte Eigenschaften gegenüber ihren „Bulk“-Ausgangsmaterialien haben. So bildet sich zwischen den beiden Halbleitern ZnO und $\text{Mg}_x\text{Zn}_{1-x}$ [200] ein 2DEG ebenso wie an der LAO/STO-Grenzfläche der beiden Oxide [201–203], welches in dieser Arbeit maßgeblich notwendig für die durchgeführten LTSEM-Abbildungen der LAO/STO-Proben ist. Neben derartig maßgeschneiderten „extrinsischen“ Grenzflächen zwischen den unterschiedlichen Materialien in Heterostrukturen sind „intrinsische“ Grenzflächen, die wie z.B. Korngrenzen oder Zwillingsgrenzen struktureller Art sind, innerhalb dieser Materialien Gegenstand aktueller Forschung. Domänenwände können auch durch Ausbildung unterschiedlicher Domänen in ferroelektrischen und ferromagnetischen Systemen entstehen. In jüngster Zeit hat sich, motiviert durch die fortschreitende Miniaturisierung solcher Systeme und der physikalischen Grenzen bei der Implementierung immer kleinerer Domänen als Informationsspeicher, das neue Forschungsfeld des „Domain Boundary Engineerings“ [204] und der „Domain Wall Nanoelectronics“ [28] entwickelt. Grundlage dieser Systeme ist die Tatsache, dass die Domänenwände die physikalischen Eigenschaften des gesamten makroskopischen Systems dominieren können. In diesen Fällen werden nicht wie in der Vergangenheit die Domänen selbst, sondern die Domänenwände, deren Dicke sich im Nanometerbereich befindet, als kleinste Speichereinheiten genutzt. Die in dieser Arbeit untersuchten LAO/STO-Proben weisen hierbei sowohl „intrinsische“ als auch „extrinsische“ Grenzflächen auf, weshalb in diesem Kapitel deren physikalische Grundlagen vorgestellt werden.

3.1 Perovskit-Oxide

Die Gruppe der komplexen Oxide mit Perovskit-Struktur „perovskite oxides“ umfasst eine Vielzahl unterschiedlicher Oxide, die durch die stöchiometrische Formel ABO_3 beschrieben werden, wobei für gewöhnlich „A“ durch ein Erdalkalimetall wie Strontium (Sr) oder ein Seltene Erden Element wie

Lantan (La) und „B“ durch ein Übergangsmetall wie Titan (Ti) oder Eisen (Fe) besetzt sind. „O“ steht hierbei für den Sauerstoff. Die Klasse dieser Oxide ist nach dem Mineral Perovskit (CaTiO_3) benannt. Neben typischen anorganischen Kristallstrukturen wie SrTiO_3 , LaAlO_3 oder NdGaO_3 können Perovskit-Strukturen auch teilweise aus organischen Komponenten bestehen, wie der Halbleiter $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$, wobei „X“ ein Halogen ist [205]. Trotz der ähnlichen Kristallstruktur („Perovskit-Struktur“), die dieser Gruppe ihren Namen gibt und in Abb. 3.1 schematisch dargestellt ist, können diese Oxide abhängig von den verwendeten Elementen „A“ und „B“ sehr unterschiedliche physikalische Eigenschaften aufweisen.



Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Perovskit-Gitterstruktur mit den „A“-Kationen in den Ecken und dem Sauerstoff-Oktäeder, der das „B“-Kation umgibt, im Zentrum.

Ursache hiervon ist, dass die in Abb. 3.1 dargestellte zentrums-symmetrische Perovskit-Gitterstruktur nur innerhalb eines beschränkten Ionenradius-Intervalls vorliegt. Abhängig von der Größe der Kationen „A“ und „B“, verändert sich diese Gitterstruktur etwas und vollzieht unterschiedliche Arten der Gitterverzerrung, die die Symmetrie erniedrigen. Um ausschließlich, basierend auf der Formel ABO_3 und der entsprechenden Ionenradien (r_A , r_B und r_O), die Stabilität der Perovskit-Struktur vorherzusagen, wird häufig der Goldschmidt-Toleranzfaktor $t_{\text{GT}} = \frac{r_A - r_O}{\sqrt{2}(r_B + r_O)}$ verwendet [206], der für viele Perovskit-Oxide das Maß der Verzerrung der kubischen Struktur, welche in zusätzliche Perovskit- und Nicht-Perovskit-Strukturen resultiert, ist. Im Allgemeinen und insbesondere, wenn die Sauerstoff-Positionen durch schwere Halogenide besetzt sind, muss t_{GT} durch einen genaueren „Neuen“-Toleranzfaktor ersetzt werden [206].

Aus den unterschiedlichen Verhältnissen der Ionenradien (r_A , r_B und r_O) ergeben sich sehr unterschiedliche Eigenschaften und eine Vielfalt von Instabilitäten, die struktureller oder elektronischer Natur sein können und komplexe Phasenübergänge ermöglichen. In BaTiO_3 sind z.B. die Ti^{+4} -Ionen derart klein ($t_{\text{GT}} > 1$), sodass sie die Zentral-Position verlassen und intrinsische elektrische Dipole generieren, die zusammen mit benachbarten Einheitszellen eine fotoelektrische Ordnung ausbilden können [207]. Aufgrund der kleinen Ca-Ionen können in CaTiO_3 ($t_{\text{GT}} < 1$) hingegen benachbarte Sauerstoff-Oktäeder in unterschiedliche Richtungen rotieren, woraus sich

eine antiferro-Ordnung ergibt, weil durch die Rotation sich die Winkel der „B“-O-„B“-Verbindungen ändern, woraus sich weitreichende Änderungen der magnetischen und elektrischen Eigenschaften ergeben [207]. In RNiO_3 (wobei „R“ ein Seltenes Erden Element ist) geht hierbei die Änderung dieses Bindungswinkel Ni–O–Ni mit einem Metall-Isolatorübergang einher, während in Manganaten die Winkel Mn–O–Mn einen großen Einfluss auf den magnetischen Superaustausch haben [207]. In CaMnO_3 spalten die fünf entarteten $3d^4$ Orbitale der Mn^{3+} -Ionen im Kristallfeld in drei t_{2g} - und zwei e_g -Orbitale auf und alle vier Elektronen sind mit parallelem Spin in diese Orbitale eingebaut, sodass sich ein high-spin-Zustand ergibt. Eine Gitterverzerrung ergibt hieraus die Jahn-Teller-Verzerrung, woraus der Kristall durch die Aufspaltung der e_g -Energieniveaus einen Energiegewinn erfährt. Ein Mn^{4+} -Ion verfügt hingegen über kein e_g -Elektron, weshalb es auch kein Jahn-Teller-Ion ist. Der Superaustausch zwischen den magnetischen Momenten ergibt in Manganaten, deren Mn-Ionen dieselbe Wertigkeit aufweisen, eine antiferromagnetische Ordnung (CaMnO_3 , LaMnO_3). Im Fall gemischter Valenzen ist der Grundzustand ferromagnetisch und aufgrund des Doppelaustausches gibt es die metallische Phase. Zudem weisen Perovskit-Oxide einen Phasenübergang in die supraleitende Phase auf und eröffneten somit in der Vergangenheit das weite Feld der Hochtemperatursupraleitung.

Die Vielzahl der elektronischen Eigenschaften der Familie Perovskit-Oxide hat ihren Ursprung in einer Vielfalt von Instabilitäten, sodass kleine Änderungen des Systems dieses sehr leicht in eine andere Phase überführen. Die Phasendiagramme zeigen hierbei eine Vielzahl unterschiedlicher Phasen. Dies zeigt, dass die unterschiedlichen Zustände des Systems nur geringe Unterschiede in ihrer Energie aufweisen können, sodass diese Systeme „Schwierigkeiten haben können“, ihren Grundzustand zu finden, weshalb sie sehr gut zur Anwendung von Sensoren geeignet sind, weil geringe externe Änderungen sehr leicht einen Phasenübergang mit sich führen.

3.2 Strontiumtitanat

Eine bedeutende Rolle kommt dabei dem Perovskit-Oxid Strontiumtitanat SrTiO_3 zu, das häufig Anwendung als Substrat findet, auf welches andere Materialien (in der Regel epitaktisch) aufgewachsen werden. SrTiO_3 (STO) selbst besitzt aber ebenfalls eine Vielzahl physikalisch interessanter Eigenschaften; besonders, wenn einige Einheitszellen LaAlO_3 (LAO) epitaktisch aufgebracht werden.

3.2.1 Strukturelle Eigenschaften und Übergänge von SrTiO_3

Bei Raumtemperatur befindet sich STO in der idealen kubischen Gitterstruktur entsprechend Abb. 3.1. Unter Druck oder Verspannung kann die Kristallstruktur derart deformiert werden, dass die Ionen des STO sich entsprechend der ferroelektrischen Ordnung verschieben oder sich eine antiferro-Rotationsverzerrung ergibt [3]. Diese relative Verschiebung der Kationen zu den Anionen im STO sind schematisch in Abb. 3.2 dargestellt.

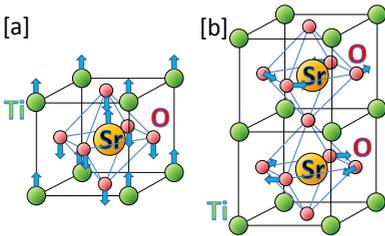


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Perovskit-Gitterstruktur von STO, wobei eine den blauen Pfeilen entsprechende Ionenverschiebung zu der ferroelektrischen Ordnung [a] bzw. antiferro-Rotationsverzerrung [b] führt.

Während häufig Perovskite mit Goldschmidt-Toleranzfaktor $t_{\text{GT}} > 1$ ferroelektrisch ordnen und Perovskite mit $t_{\text{GT}} < 1$ häufig eine antiferro-Rotationsverzerrung aufweisen, hat STO einen Toleranzfaktor von $t_{\text{GT}} \cong 1.00$, weshalb es im STO-Phasendiagramm beide Übergänge gibt [3].

Das bei Raumtemperatur kubische Kristallgitter vollzieht beim Abkühlen bei $T \approx 105\text{K}$ einen ferroelastischen Phasenübergang hin zu einer tetragonalen Kristallstruktur [3, 208, 209]. Dabei rotieren entsprechend Abb. 3.3 im Temperaturbereich $T = 100 - 110\text{K}$ die Sauerstoff-Oktaeder, wobei die Rotationsrichtung benachbarter Oktaeder entgegengesetzt ist, sodass sich eine antiferro-Rotationsverzerrung ergibt [3].

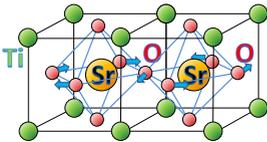


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der STO-Gitterstruktur beim tetragonalen Phasenübergang aufgrund der gegenläufigen antiferroelektrischen Rotation der Sauerstoff-Oktaeder, die durch die Pfeile angedeutet ist.

Mit der Rotation der Sauerstoff-Oktaeder beim Phasenübergang geht eine Reduzierung der Symmetrie der Kristallstruktur vom Kubischen zum Tetragonalen einher. Unterhalb dieses Temperaturbereiches der antiferro-Rotationsverzerrung entstehen ferroelastische Domänen, welche beim Erwärmen über den antiferroelektrischen Temperaturbereich wieder verschwinden

[3, 209]. Nach Erwärmen über diesen Temperaturbereich und erneutes Abkühlen bilden sich im Allgemeinen andere ferroelastische Domänen aus [3, 209]. Beim Übergang von der kubischen in die tetragonale Phase bilden sich dabei tetragonale Domänen, deren lange Achse entlang der Richtungen [001], [010] oder [100] orientiert ist [210–212]. Der kubisch-zu-tetragonale Phasenübergang kann auch durch hohen Druck und Verspannung [213–216], sowie durch Defekte [217] und Dotierung [218] beeinflusst werden [3]. Einhergehend mit der Reduzierung der Symmetrie beim Phasenübergang können sich Zwillingsdomänen („twin domains“) [209, 211], die voneinander durch Zwillingsgrenzen („twin walls“) getrennt sind, bilden [219]. Die Zwillingsgrenzen zwischen tetragonalen ferroelastischen Domänen können polar sein, wobei sich wegen Nullpunkt-Fluktuationen kein makroskopischer ferroelektrischer Zustand im STO ausbildet. Stattdessen wird ein Quanten-Paraelektrikum bei $T \approx 37$ K gebildet [220, 221]. Um Versetzungen zu minimieren, müssen die Schnittflächen (Zwillingsgrenzen) der tetragonalen Domänen mit unterschiedlicher Orientierung entlang ihrer kurzen Achsen verlaufen (a -Achse), sodass sich Zwillingsgrenzen im wohldefinierten Winkel zueinander bilden [222].

3.2.2 Ferro-, para- und quanten-paraelektrische Eigenschaften von SrTiO_3

Bereits bei Raumtemperatur hat STO eine große Dielektrizitätskonstante von $\epsilon_r \approx 300$, die mit sinkender Temperatur abhängig von der Verspannung, dem Feld und der Probenqualität bis auf $\epsilon_r \approx 30000$ ansteigen kann und bei $T \approx 4$ K sättigt [3]. Oberhalb der Übergangstemperatur $T \approx 105$ K ist „bulk“-STO ein Paraelektrikum, dessen Oberfläche sich zu einer ferroelektrischen Monolage umordnen kann, wenn es SrO-terminiert ist, während die Oberfläche von TiO_2 -terminiertem STO sich wie das „bulk“-STO verhält [3, 223]. Bickel *et al.* beobachteten, dass die Oberflächenschicht (sowohl SrO- als auch TiO_2 -terminiert) signifikante Verzerrungen bei $T = 120$ K aufweisen, wobei Sauerstoffionen von der Oberfläche weggezogen werden [224]. Tatsächlich wird die Frage der STO-Struktur in der polaren ferroelektrischen Phase noch immer debattiert [3]. Bussmann-Holder *et al.* schlagen vor, dass es in der ferroelektrischen Phase keine langreichweitige Ordnung gibt und stattdessen eine Koexistenz aus geordneten und nicht-geordneten Mikro-Domänen besteht [3, 225].

In der tetragonalen Phase kann sich im STO ein dichtes Netzwerk an Zwillingsdomänen bilden. Bei $T \approx 37$ K vollzieht sich ein weiterer Übergang, bei

dem ϵ_r zu divergieren beginnt, sich aber kein makroskopischer ferroelektrischer Zustand aufgrund von Nullpunkt-Fluktuationen ausbildet und sich der quanten-paraelektrische Zustand ergibt [220, 226]. In diesem Zustand fluktuiert das System zwischen entarteten Konfigurationen mit niedriger Symmetrie, weshalb sich die makroskopische ferroelektrische Phase nicht ausbilden kann. Mittels Ultraschallspektroskopie [227] und piezoelektrischer Spektroskopie [27] konnte nachgewiesen werden, dass die Polarisierbarkeit unter $T \approx 80$ K merklich und unter $T \approx 40$ K besonders stark ansteigt, woraus die Schlussfolgerung gezogen wird, dass die Polarität nur von der Nanometerskala und nicht von der homogenen „bulk“-Polarität abhängt [226]. Entsprechend der Domänen- und Domänenwand-Strukturen in der ferroelastischen Phase, die in STO sehr ausgeprägt sind, geht die Polarisation der Probe von den Domänenwänden aus [226].

Mittels eines elektrischen Feldes, das größer als $\approx 2 \cdot 10^5 \frac{\text{V}}{\text{m}}$ ist, kann bei $T \approx 20$ K entgegen der Quantenfluktuationen das System ferroelektrisch werden, sodass eine remanente Polarisation des STO verbleibt [3, 228]. Mit dem elektrischen Feld wird gleichzeitig ϵ_r erheblich kleiner [3, 228, 229]. Neben dem elektrischen Feld gibt es zudem noch eine Vielzahl weiterer Parameter, die das Übergangsverhalten zwischen der para- und der ferroelektrischen Phase beeinflussen. Hierzu gehören Druck und Verspannungen, Kationensubstitution (bei der Sr-Ionen durch andere Kationen wie Ca, Pb, Ba substituiert werden), Isotopensubstitution (bei der ^{16}O vereinzelt durch ^{18}O ersetzt werden) oder Defekte und Defektzentren [3].

3.2.3 Transport- und elektronische Eigenschaften des SrTiO_3

STO ist ein Bandisolator mit einer indirekten Bandlücke von 3.25 eV und einer direkten von 3.75 eV [3]. Dabei wird das Valenzband primär durch $2p$ -Sauerstofforbitale und das Leitungsband durch die $3d$ -Titanorbitale gebildet, wie Hartree-Fock und Density-functional-theory (DFT)-Berechnungen zeigen [230]. Entsprechend einem Perovskit-Oxid spalten in der kubischen Phase die $3d$ -Orbitale in t_{2g} und e_g auf [231], wobei DFT-Rechnungen zeigen, dass im Minimum des Leitungsbandes, dem Gamma-Punkt, die d_{xy} , d_{yz} und d_{xz} Orbitale des t_{2g} entartet sind [3, 230]. Dabei ist die direkte Bandlücke mit dem (Gamma-Punkt \rightarrow Gamma-Punkt)-Übergang und die indirekte Bandlücke mit dem (R-Punkt \rightarrow Gamma-Punkt)-Übergang verbunden [3, 232]. Verbunden mit der gegenläufigen Rotation der Sauerstoff-Oktaeder, verdoppelt sich beim kubisch-tetragonalen Phasenübergang die Einheitszelle. Die Faltung

mit der ersten Brillouin-Zone kartiert daher den Gamma-Punkt und R-Punkt des kubischen Gitters in den Gamma-Punkt der tetragonalen Phase [3]. Die tetragonalen Domänen sind elektrisch nichtleitend. Die Domänenwände hingegen zeigen modifizierte elektrische Eigenschaften [222, 233] und zeigen neben den ferroelektrischen Eigenschaften auch elektrische Leitfähigkeit [1, 27, 227, 234, 235].

Bei tiefen Temperaturen ($T \approx (200 - 400) \text{ mK}$) beobachteten Schooley *et al.* 1964, dass sauerstoffreduziertes STO supraleitend [236] wird. STO war damit der erste Vertreter unter den komplexen Oxiden, bei dem Supraleitung beobachtet wurde [3]. Ebenso wie die Kuprat- [237], schwere-Fermionen- [238] und eisenbasierte-Supraleiter [239] hat STO eine nicht-monotone Abhängigkeit der kritischen Temperatur von der Ladungsträgerdichte [3]. Ebenso wie in diesen anderen Systemen gibt es auch im Fall des STO bislang viele offene Fragen bezüglich des Ursprungs und des Paarungsmechanismus, der zur Supraleitung führt [3].

3.2.4 Räumliche Anordnung der Zwillingsgrenzen in SrTiO_3

In der tetragonalen Phase gibt es Zwillingsdomänen („twins“) mit einer Orientierung der langen Achse der tetragonalen Einheitszelle entlang den Richtungen $[100]$, $[010]$ und $[001]$ der kubischen Einheitszelle. Diese können entsprechend Abb. 3.4² [a] mit X , Y und Z bezeichnet werden und bilden einen polykristallinen Kristall [b].

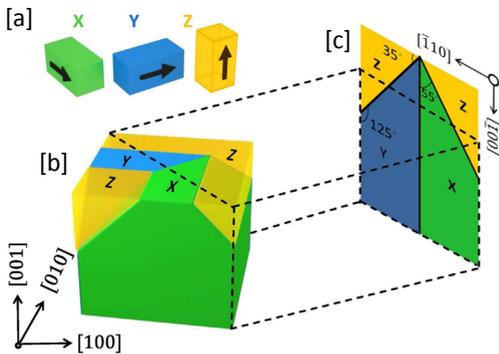


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der möglichen Zwillingsdomänen mit Orientierung der langen Achse entsprechend der kubischen Einheitszelle $X[100]$, $Y[010]$ und $Z[001]$. Diese bilden den STO-Kristall mit unterschiedlich orientierten Domänen, die von Zwillingsgrenzen getrennt werden, wie im kubischen Koordinatensystem [b] dargestellt. In [c] ist der Querschnitt der (110) -Ebene dargestellt. Übernommen aus [1].

²Abbildung 3.4 wurde von H.J. Harsan Ma erstellt und in [1] veröffentlicht.

Der Verlauf der Zwillingsgrenzen, die die Zwillingsdomänen voneinander trennen, kann mit den Fliesenregeln („tiling rules“) [222] berechnet werden. Auch wenn die Domänen-Achsen (entsprechend [a]) immer senkrecht zueinander orientiert sind, können Zwillingsgrenzen auch andere Winkel zueinander bilden, wie der in Abb. 3.4 [c] dargestellte Querschnitt der (110)-Ebene zeigt. Im Fall der (110)-Ebene können Zwillingsgrenzen Winkel von 0° , 55° und 125° mit der [001]-Achse oder 35° , 90° und 145° mit der $[\bar{1}10]$ -Achse bilden. In der (001)-Ebene können sich Winkel von 0° , 45° und 90° in Bezug zur [100]-Achse bilden.

3.3 $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur

Heterostrukturen, bestehend aus komplexen Oxiden, und deren Grenzflächen zeigen meist physikalische Effekte, die die entsprechenden „Bulk“-Materialien nicht aufweisen. Besonders Verspannungen, die mit dem kohärenten epitaktischen Aufwachsen einhergehen, ermöglichen ungewöhnliche stabile Grundzustände, die neue Phänomene aufgrund von (Fehl-)Anpassung der Bänder, Valenzen und/oder Interaktionslängen im Bereich der Grenzschicht ergeben [240–242]. Ein auf STO aufgewachsener Bandisolator wie LAO^3 kann (ebenso wie der aufgewachsene Mott-Isolator LTO^4) z.B. ein 2-dimensionales Elektronengas (2DEG) an der Grenzschicht zwischen den beiden Materialien ausbilden. 2DEGs an Grenzschichten komplexer Oxide sind ein interessanter Gegenstand aktueller Forschung, weil sie die Physik von 2DEGs, wie sie aus Halbleiter-„Quantum Well“-Systemen bekannt sind⁵, mit allgemeineren Eigenschaften der komplexen Oxide wie Magnetismus, Ferroelektrizität, Supraleitung, kolossalem Magnetwiderstand etc. verbinden können. Das 2DEG, das sich an der LAO/STO-Grenzschicht ausbilden kann, wurde erstmalig 2004 von Ohtomo *et al.* [243] beschrieben und wird heute häufig als 2-dimensionales Elektronensystem (2DES) bezeichnet.

³Die Bandlücke von LaAlO_3 (LAO) ist 5.6 eV.

⁴ $\text{Sr}^{2+}\text{Ti}^{4+}\text{O}_3^{2-}$ (STO) ist durch seine gefüllten O $2p$ -Zustände und leeren Ti d -Zustände ein Bandisolator mit einer Bandlücke von 3,2 eV. Die Elektronenstruktur von $\text{La}^{3+}\text{Ti}^{3+}\text{O}_3^{2-}$ (LTO), die ähnlich der von STO ist, ließe demnach erwarten, dass LTO ein d -Elektron pro Ti-Ion hat. Aufgrund starker Coulomb Wechselwirkung ist LTO jedoch ein Mott-Isolator [25].

⁵Beispiele hierfür sind: die mit der 2-dimensionalen Beweglichkeit verbundene Level-Quantisierung, die sehr hohe Beweglichkeit der Ladungsträger, der Quantentransport wie Quanten-Hall-Effekt und Shubnikov-De Haas Effekt, die „Field-effect-tunability“, etc..

3.3.1 Das 2DES in einer LAO/STO-Heterostruktur

An der Grenzschicht der LAO/STO-Heterostruktur kann sich ein 2-dimensionales Elektronensystem (2DES) ausbilden, das häufig als 2-dimensionales Elektronengas (2DEG) bezeichnet wird [1, 243, 244]¹. Der Mechanismus, der das 2DES der LAO/STO-Grenzschicht bildet, ist bislang nicht vollständig in einem Modell beschreibbar. Um den Charakter der Interaktion der Elektronen untereinander in diesem korrelierten System zu betonen, wird häufig auch von einer 2-dimensionalen Elektronenflüssigkeit (2DEL) gesprochen. So zeigen DFT-Rechnungen, in welche neben der „local-density approximation“ (LDA) die Hundsche Kopplung und Coulomb-Repulsion (U) eingehen, große Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen [245]. Der Einfluss des zweiten Summanden (LDA+ U), der in die Rechnung eingeht, ergibt eine Zustandsdichte \mathcal{DOS} , die auf die Bildung eines oberen Hubbard-Bandes zurückzuführen und ein Effekt des korrelierten Elektronensystems ist [245]. Deshalb handelt es sich bei dem 2DES um ein 2DEL, das von korrelierten Elektronen gebildet wird, die sich parallel zur Grenzschicht bewegen können [245]. In der dazu senkrechten Bewegung sind sie durch das Coulombpotential der Ti-Ionen der obersten TiO_2 -Schicht des STO eingeeengt [245], woraus sich die 2-dimensionalität der möglichen Ladungsträgerbewegung ergibt.

3.3.2 Voraussetzungen für das 2DES an der Grenzschicht

Damit sich an der LAO/STO-Grenzschicht ein 2DES ausbilden kann, muss das STO TiO_2 -terminiert und im Fall von epitaktisch aufgewachsenem LAO die Anzahl der LAO-Einheitszellen (u.c.) ≥ 4 sein [24, 243, 244]⁶. Sind es 3 LAO-Einheitszellen, so kann der Isolator-Metall-Übergang der Grenzschicht mittels eines elektrischen Feldes, das mit einer Gate-Spannung einhergeht, realisiert werden [244]. Zudem kann sich auch ein 2DES ausbilden, wenn das LAO amorph ist [246], wobei in diesem Fall Defektzuständen eine entscheidende Rolle bei der Bildung des 2DES zukommt [26].

Die Bildung des 2DES zeigt eine große Abhängigkeit von der Kristallstruktur, der zugrunde liegenden Chemie und den Wachstumsbedingungen. Die entscheidenden Variablen, auf die bei der Probenherstellung geachtet werden muss, sind die Orientierung, die Stöchiometrie und der Sauerstoffdruck sowie ein Ausheilen der Probe. Das Potential, das in c -Richtung das 2DES

⁶Dies gilt insbesondere für defektfreie Kristalle, die keine Donatorzustände aufweisen

einschränkt, erstreckt sich von der Grenzschicht in das STO. Mittels c -AFM⁷ konnten Basletic *et al.* zeigen, dass im Fall von nicht ausgeheilten LAO/STO-Heterostrukturen die Elektronen nur geringfügig in c -Richtung eingeeengt sind und sich das System beweglicher Elektronen mehrere hundert Nanometer in das STO erstreckt [247]. Wird die Probe nach dem Aufwachsen in einem Sauerstoff-Partialdruck ausgeheilt, so nimmt der Flächenwiderstand um zwei Größenordnungen zu und das 2DES ist an der Grenzschicht auf einer Länge von $\approx 7\text{nm}$ bei Raumtemperatur [247] ($\approx 12\text{nm}$ bei $T=8\text{K}$ [248]) eingeeengt. Die Existenz eines 2DES bei kryogenen Temperaturen stellt dabei keinen Widerspruch zu den dielektrischen Eigenschaften des STO (ϵ_r bis zu ≈ 30000 bei $T=10\text{K}$) dar, weil die Dielektrizitätskonstante ϵ_r nicht-linear ist [3]. Unter Berücksichtigung dieser nicht-Linearität zeigen selbstkonsistente „tight-binding“-Modellrechnungen, dass das 2DES stark eingeeengt sein kann, solange die Elektronendichte so groß ist, dass ϵ_r ausreichend reduziert wird [3, 249, 250]. Ursache des großen Anstieges von ϵ_r bei tiefen Temperaturen ist die ausfrierende optische Phononenmode, bei der entsprechend Abb. 3.2 [a] sich die Sr^{2+} - und Ti^{4+} -Ionen entgegen der O^{2-} -Oktaeder bewegen [3]. Weil diese Mode sensitiv zur lokalen elektrischen Feldstärke ist, wird ϵ_r durch das 2DES beeinflusst [3]. Umgekehrt beeinflusst ϵ_r das sich in das STO erstreckende einengende Potential [3].

3.3.3 Elektronische Bandstruktur

Im STO wird das Leitungsband durch die $\text{Ti } 3d$ -Orbitale ausgebildet, welche in e_g - und davon energetisch getrennte t_{2g} -Orbitale aufspalten. Innerhalb der LAO/STO-Heterostruktur spalten die t_{2g} -Orbitale wegen der Spin-Orbit-Kopplung und dem (das 2DES bildende) einengende Potential weiter auf, wobei die d_{xz} und d_{yz} -Orbitale gegenüber dem d_{xy} -Orbital erhöht sind [3]. Bei tiefen Temperaturen wird das einengende Potential durch das große ϵ_r geschwächt, wobei die Ursache die in Kap. 3.3.2 beschriebene optische Mode ist, die eine starke Gitter-Abschirmung elektrischer Felder ermöglicht [3]. Bei großen Feldern friert diese Mode aus und ϵ_r wird kleiner, weshalb der Grad der Einengung des Potentials sehr stark von dem elektrischen Feld und damit von der Ladungsdichte des 2DES abhängt [3].

Dubroka *et al.* beobachteten, dass sich das 2DES aus einem 2nm scharfen Elektronenkonzentrations-Peak an der Grenzschicht und einem ca. 11nm lan-

⁷conductive atomic force microscope

gen Schwanz geringerer Konzentration, der sich in das STO erstreckt, zusammensetzt [251]. Zudem konnten sie auf eine Flächenladungsträgerkonzentration von $\approx (5-9) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ und eine effektive Masse von $\approx 3.2 m_e$ schließen [251]. Dabei kann mittels selbstkonsistenter „tight-binding“-Modellrechnungen die hohe Elektronendichte im 2 nm schmalen c -Achsenintervall mit dem $\text{Ti}_{2g}d_{xy}$ -Band und 11 nm langen Schwanz geringerer Dichte mit den $\text{Ti}_{2g}d_{xz}$ und d_{yz} -Bändern assoziiert werden [3].

Des Weiteren kann die Gitterfehlانpassung des epitaktisch aufgewachsenen LAO auf dem STO, das zudem beim tetragonalen Übergang eine Deformation vollzieht, berücksichtigt werden. DFT-Rechnungen, die Gitterrelaxationen berücksichtigen, ergeben mögliche Hybridisierungen der t_{2g} -Orbitale an der Grenzfläche oder einen „pseudo-Jahn-Teller-Effekt“, welcher das d_{xy} -Orbital weiter von den anderen t_{2g} -Orbitalen trennt [3, 252, 253]. Zudem ergibt sich auch Hybridisierung, wenn die Spinbahnkopplung in die Rechnungen einbezogen werden. Dabei ermöglicht die gebrochene Inversionssymmetrie die Rashba-Spinbahnkopplung [3]. Weil das einengende Potential und Sauerstoff-Oktaederverzerrung die Aufspaltung der t_{2g} -Orbitale bestimmen, ist die Rashba-Spinbahn-Kopplung als Funktion des Impulses sehr von dem einengenden Potential abhängig [3, 254].

Mittels ARPES⁸ konnten aus direkten Messungen der Bandstruktur wegen der Anisotropie der Bänder jedem t_{2g} -Band eine leichte $m_l^* \sim (0.5-0.7)m_e$ und eine schwere $m_h^* \sim (9-20)m_e$ effektive Masse der Elektronen zugeordnet werden [255–258]. Ebenso wie die theoretischen Bandstrukturrechnungen werden allerdings auch ARPES-Messergebnisse kontrovers diskutiert. Besonderes Interesse kommt dabei einer großen Spinbahn-Kopplung zu, die eine Energieaufspaltung von $\sim 100 \text{ meV}$ zeigt [3, 259]. Dabei unterscheidet sich die erwartete Position des Minimums im k -Raum deutlich von der tatsächlichen, und die Entartung bei $k=0$ ist erhöht [3]. Während diese Ergebnisse nicht für die Rashba-Spinbahn-Kopplung erwartet werden, zeigen andere Messergebnisse an ähnlichen Proben nicht diese große Energieaufspaltung [3, 260]. Eine Erklärung dieser Diskrepanz wurde von Garcia-Castro *et al.* gegeben, wonach Sauerstoff-Leerstellen in der Oberflächenschicht für die große Energieaufspaltung verantwortlich sind [3, 261].

Weitere ARPES-Ergebnisse, die für das Potential von Polaronen charakteristisch sind, lassen auf eine Hybridisierung des d_{xy} und d_{yz} -Bandes im

⁸Angle-resolved photoemission spectroscopy

LAO/STO schließen [3]. Eine Zuordnung der Messergebnisse zu den unterschiedlichen Phononen-Moden, die temperaturabhängig sind, kann die Temperaturabhängigkeit der Elektronenmobilität erklären [3].

3.3.4 Bildung des 2DES an der LAO/STO-Grenzschicht

Es werden unterschiedliche Mechanismen diskutiert, denen die Bildung des 2DES an der LAO/STO-Grenzschicht zugrunde liegen kann.

Mechanismen, die auf Punktdefekten basieren

Eine primär in naher Vergangenheit diskutierte Möglichkeit ist die der Kationen-Vermischung im Bereich der Grenzschicht, die eine metallische $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{AlO}_3$ ausbildet [262]. Diese Vermischung der A-Kationen beider Seiten wirkt wie eine Dotierung der obersten STO-Schichten, weil Sr^{2+} durch La^{3+} ersetzt wird und dies eine Kompensation der zusätzlichen positiven Ladung erfordert, weshalb in den angrenzenden Schichten Ti^{4+} zu Ti^{3+} wird [3]. Auch wenn dieses Modell durch DFT-Rechnungen gestützt wird [262], so gibt es Faktoren, die diesen Mechanismus unwahrscheinlich erscheinen lassen, sodass es zunehmend weniger als Ursache des 2DES angesehen wird: So müssen La- und Sr-Kationen gegenseitig ihre Positionen tauschen. Bei dieser Mischung von La-Kationen in das STO müssen die Al-Ionen jedoch auf ihren Gitterplätzen verbleiben, denn wenn sowohl die A- als auch B-Kationen beider Seiten gemischt werden, verbleibt das System als Isolator [3]. Die Tatsache, dass „Legierungen“ aus LAO und STO Isolatoren sind, stellt somit ein erhebliches Problem für dieses Modell dar [3, 263].

Ein weiterer Mechanismus, der der Ausbildung des 2DES zugrunde liegen kann, sind Sauerstoff-Leerstellen. Sowohl in LAO wie auch in STO ergeben Leerstellen (fehlende O^{2-}) eine n -Dotierung, die „Bulk“-STO leitfähig werden lassen kann [3]. EELS⁹-Ergebnisse zeigen jedoch, dass es im „Bulk“-STO nicht genügend Sauerstoff-Leerstellen gibt, um die große Ladungsträgerdichte an der LAO/STO-Grenzschicht, die das 2DES bildet, zu erklären [3, 264]. Neben dem möglichen Beitrag von Sauerstoff-Leerstellen im STO gibt es zudem die Möglichkeit, dass Sauerstoff-Leerstellen der LAO-Schicht das System mit Elektronen dotieren. DFT- [254, 265] und tight-binding-Rechnungen [266]

⁹electron energy loss spectroscopy

zeigen, dass Sauerstoff-Leerstellen an der Oberfläche des LAO Zustände innerhalb der LAO-Bandlücke erzeugen, von welchen aus Elektronen zu dem STO-Leitungsband der Grenzschicht transferiert werden können [3].

Punktdefekte, die einen Beitrag zu der Bildung des 2DES leisten können, können allerdings nicht die Frage beantworten, weshalb es eine kritische Dicke von 4 LAO-Einheitszellen gibt, ab welcher sich das 2DES ausbildet. Zudem zeigen STEM¹⁰/EELS⁹-Ergebnisse von Cantoni *et al.* an Proben (mit 4–5 Einheitszellen (u.c.) LAO), bei denen die Kationen-Vermischung vernachlässigt werden kann, eine Ladungsträgerdichte von 0.5 Elektronen pro Flächeneinheitszelle, die an der Grenzschicht auf den ersten ~ 3 u.c. innerhalb des STO abfällt, wie auch remanente Polarisation des LAO-Films [264]. Aus der Richtung und Ortsabhängigkeit der Polarisation konnten sie schließen, dass die (wenn die Elektronen zur Grenzschicht migrieren) zurückbleibenden positiven Ladungen im LAO sich an der Oberfläche des LAO-Films befinden [264]. Die Ergebnisse von Cantoni *et al.* schließen zudem einen Donator-Effekt im STO als primären Ursprung der Grenzschichtleitfähigkeit aus und ergeben den experimentellen Beweis, dass das 2DES durch einen elektronischen Rekombinationsmechanismus gebildet wird [264].

Auf polarer Diskontinuität basierender Mechanismus

Der heute als wahrscheinliche Ursache des 2DES angesehene Mechanismus basiert auf einem mit der LAO-Schichtdicke wachsenden elektrischen Potential, das die sog. „polare Katastrophe“ mit sich bringt, sobald die kritische LAO-Dicke überschritten wird. Hieraus resultiert eine Umordnung einzelner Ladungsträger („elektronische Rekonstruktion“), die an der Grenzschicht auf der Seite des STO das 2DES bilden, indem sie die leeren Grenzschicht-Zustände des STO füllen. Dieser Mechanismus wurde 2006 von Natagawa *et al.* vorgestellt [24] und kann die 2DES-Bildung auch in hochreinen (nahezu defektfreien) Proben erklären.

Während die einzelnen Schichten des STO elektrisch neutral sind, sind sie im LAO entsprechend Abb. 3.5 [a] abwechselnd ($-e^-$) und ($+e^-$) geladen¹¹. Diese Ladungsdichte-Verteilung ρ entlang der c -Achse [b] ergibt entsprechend der Maxwell-Gl. $\text{div}(\epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}) = \rho$ das in [c] dargestellte elektrische Feld \vec{E} , woraus sich das elektrische Potential V_{el} [d] ergibt.

¹⁰scanning transmission electron microscope

¹¹ e^- ist die Ladung eines Elektrons ($1.60218 \cdot 10^{-19} \text{C}$)

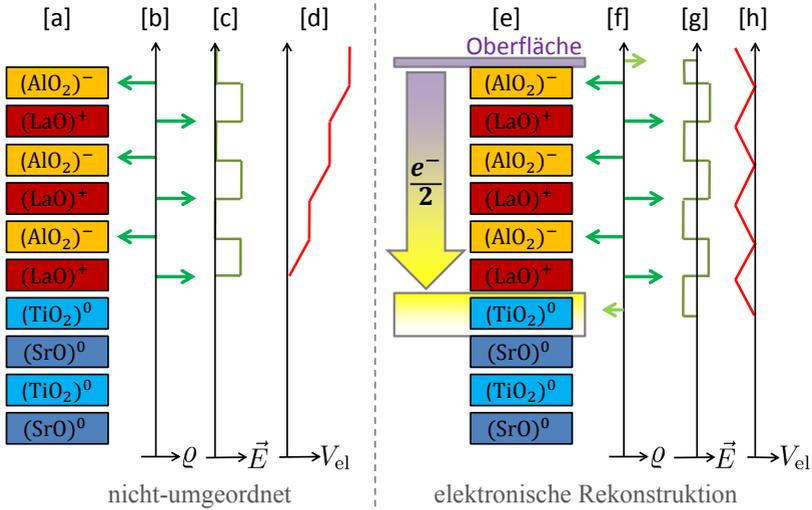


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der einzelnen Schichten des LAO/STO [a] mit der dazugehörigen Ladungsdichte-Verteilung [b], dem elektrischen Feld [c] und Potential [d] für den Fall, bei dem sich die Elektronen nicht umgeordnet haben, aus dem sich die polare Katastrophe ergibt. „Elektronische Rekonstruktion“ von $\frac{1}{2}$ Elektron pro Flächen-Einheit von der Oberfläche hin zur Grenzschicht [e] ergibt eine Ladungsdichte-Verteilung [f], aus der das elektrische Feld [g] und Potential [h] resultiert (angelehnt an die Darstellung [24]).

Dieses Potential [d] steigt mit wachsender Dicke des LAO an. Dieses Szenario des divergierenden V_{el} wird „polare Katastrophe“ genannt. Ab einer Schichtdicke von 4 u.c. ergibt sich daher eine Ladungsumverteilung, die das Divergieren von V_{el} verhindert. Dabei begeben sich 0.5 Elektronen pro Flächeneinheit von der Oberfläche an die LAO/STO-Grenzschicht [e], wo sie Grenzschicht-Zustände des STO-Leitungsbandes besetzen und so das 2DES ausbilden [24, 267, 268]. Diese Elektronenumverteilung resultiert in der Ladungsdichte-Verteilung, die das fehlende halbe Elektron (pro Flächeneinheit) an der Oberfläche sowie die zusätzliche Ladung von $-e^-$ (pro Flächeneinheit) an der Grenzschicht berücksichtigt. Aus dem sich hieraus ergebenden elektrischen Feld [g] lässt sich ableiten, dass das Potential [h] aufgrund der Ladungsumverteilung nicht mehr divergiert. Nach diesem Modell ergibt sich eine Flächenladungsdichte $3 \cdot 10^{14} \frac{e}{\text{cm}^2}$ [3], die mit experimentellen Ergebnissen übereinstimmt [264]. Zudem erklärt dieses Modell der „elektro-

nischen Rekonstruktion“ die remanente Polarisation der LAO-Schicht bei ≥ 4 u.c. LAO [264] und den stufenförmigen Leitfähigkeitsanstieg der Grenzschicht, welche für < 4 u.c. isolierend und für ≥ 4 u.c. (nahezu unabhängig von der u.c.-Anzahl) elektrisch leitend ist [244].

Zudem sagt dieses Modell die kritische Schichtdicke vorher, wenn LAO durch eine alternierende Schichtfolge von $((\text{La,Sr})\text{O}_3)_x$ und $((\text{Al,Ti})\text{O}_3)_{1-x}$ ersetzt wird, bei der sich für $x=0.5$ die Ladungsdichte pro Schicht und damit auch das elektrische Feld und der Gradient des Potentials (im nicht-umgeordneten Fall) halbiert [269]. Dabei ist die kritische Schichtdicke dieser „STO-verdünnten LAO-Schicht“, bestehend aus alternierende Schichten, die eine formale Ladung von $+0.5$ und -0.5 (pro Flächeneinheit) haben, in etwa doppelt so groß, wie im Fall von reinem LAO [269].

„X-ray“-photoemissionsspektroskopische Untersuchungen [270, 271] widersprechen jedoch dem (durch andere Experimente gestützten [264, 272–274]) Mechanismus der „elektronischen Rekonstruktion“ und lassen darauf schließen, dass es im LAO keine Bandverbiegung gibt. Vor dem Hintergrund der in Kap. 3.3.6 ausgeführten Photoleitfähigkeit von LAO/STO-Heterostrukturen stellt sich an dieser Stelle jedoch die Frage, inwieweit die elektronische Konfiguration der Probe unter dem „X-ray“-Einfluss aus dem thermodynamischen Gleichgewicht gebracht wird. Dennoch lassen diese Ergebnisse, ebenso wie die von Cen *et al.* (Kap. 3.3.7) [275], darauf schließen, dass extrinsische Effekte (Sauerstoff-Leerstellen und Kationen-Mischung) zumindest teilweise an der 2-dimensionalen Leitfähigkeit der LAO/STO-Grenzschicht beteiligt sind [276].

Bändermodell der Grenzschicht

Ausgehend von den beiden Bandisolatoren STO ($E_g = 3.25$ eV) und LAO ($E_g = 5.6$ eV) werden im Folgenden Bändermodelle (in c -Richtung) zu dem soeben diskutierten Mechanismus basierend auf polarer Diskontinuität schematisch vorgestellt. Es muss dabei beachtet werden, dass es sich bei der LAO/STO-Heterostruktur um ein stark korreliertes System handelt, weshalb Bandstrukturmodelle, wie sie vorwiegend in der Halbleiter-Physik verwendet werden, nur eingeschränkt Gültigkeit haben. Dennoch werden physikalische Beobachtungen, wie die polare Katastrophe, der Einfluss von Gitterfehlern und Oberflächenadsorbaten, die Photoleitfähigkeit oder die Bildung des 2DES bei amorphem LAO häufig mittels eines Bandmodells an der Grenzschicht erklärbar [266, 276–281].

Abbildung 3.6 [a] zeigt ein schematisches Banddiagramm, wie es für den Fall eines nicht-polaren Substrates mit kleinerer Bandlücke (STO) und einem sich darauf befindenden polaren Film (LAO) erwartet wird. Dabei steigen die Bänder/Bandkanten durch das große intrinsische Feld im LAO-Film an, wobei das Valenzband (VB) das Fermienergielevel E_F in [a] nicht erreicht und somit den Fall eines elektrischen Isolators mit < 4 LAO-u.c. darstellt. Aus der Steigung des Potentials, das als Gradient des großen elektrischen Feldes ansteigt, und der Energielücke $E_g = 5.6$ eV lässt sich ableiten, dass bei der LAO-Schichtdicke von ≈ 3.5 u.c. die VB-Kante E_F erreicht [268].

Für ≥ 4 u.c. überschreitet die VB-Kante E_F und die Elektronen dieser VB-Zustände mit Energie $> E_F$ begeben sich (im Szenario der „elektronischen Rekonstruktion“) an die LAO/STO-Grenzschicht. Hiermit verbunden ist auf Seite des LAO eine Verringerung des elektrischen Feldes und damit der Steigung der Bandkanten, sowie leere Zustände (in [b] grün schraffiert dargestellt) an der Oberfläche. Im STO gibt es eine Bandverbiegung, die die Kante des Leitungsbandes (LB) nahe der Grenzschicht unter E_F sinken lässt, sodass sich das 2DES ausbilden kann, das die Grenzschicht elektrisch leitfähig werden lässt. Dieses ist in [b] schematisch dargestellt.

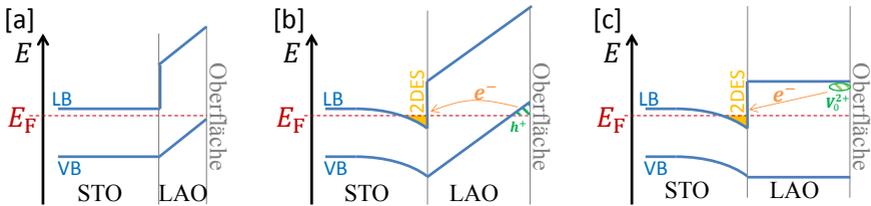


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung des Banddiagramms einer LAO/STO-Heterostruktur. In [a] reicht die Dicke des polaren LAO nicht aus, damit das Valenzband über das Fermienergielevel E_F steigt. In [b] ist das Umordnungs-Szenario der Elektronen („elektronische Rekonstruktion“) und in [c] der Einfluss von Sauerstoff-Leerstellen an der Oberfläche dargestellt. Die Darstellungen sind angelehnt an [266, 277].

Neben dem in [b] dargestellten Szenario der „elektronischen Rekonstruktion“ gibt es einen weiteren möglichen Mechanismus, der zur Bildung des 2DES führen kann. Ausgehend von der in [a] dargestellten Bandverbiegung werden Sauerstoff-Leerstellen an der Oberfläche des LAO berücksichtigt. Diese können durch Abscheidung von O_2 -Molekülen entstehen und bilden innerhalb

der Bandlücke Zustände nahe der Kante des Leitungsbandes (LB), welche zunächst von 2 Elektronen besetzt sind [266, 277, 278]. Im Potential des polaren LAO können diese Elektronen an die Grenzschicht fließen, sodass sich die in [c] dargestellte Situation einstellt [278]. Dieser Mechanismus ist bei Betrachtung des Sauerstoffverlustes allein energetisch ungünstig. Unter Berücksichtigung der Energie des Gesamtsystems, das primär den Elektronentransport aus diesen Zuständen an die Grenzschicht mit einschließt, zeigt sich, dass ab einer kritischen LAO-Dicke von 4 u.c. dieser Mechanismus (wegen der Polarisation des LAO) energetisch günstig wird [278]. Dieser „polarisationsinduzierte Defekt-Mechanismus“ kann die Bildung eines 2DES an der Grenzschicht erklären und lässt V_0^{2+} -Leerstellen an der Oberfläche zurück. Daher kann er sowohl die Leitfähigkeit als auch die magnetischen Eigenschaften erklären [278]. Bei einer Dichte von $\frac{1}{4}$ Leerstellen pro Flächeneinheit zelle ändert sich die negative Oberflächenladung von $1e^-$ auf $\frac{e^-}{2}$ und es wird $\frac{1}{2}$ Elektron an das Leitungsband des STO nahe der Grenzschicht abgegeben, woraus sich eine vollständige Kompensation des „built-in elektrischen Felds“ im LAO ergibt [275].

Der auf Oberflächen-Redox-Prozessen basierende „polarisationsinduzierte Defekt-Mechanismus“ unterscheidet sich von dem Mechanismus der „elektronischen Rekonstruktion“ dahingehend, dass die Donatorzustände sich nicht im VB des LAO sondern knapp unter der LB-Kante des LAO und somit oberhalb von E_F befinden, ohne dass (wie bei der „elektronischen Rekonstruktion“) die LAO-VB-Kante über die STO-LB-Kante gehoben werden muss. Somit braucht der Grundzustand des „polarisationsinduzierten Defekt-Mechanismus“ nicht das große Feld, das im anderen Fall für die Bandverbiegung im LAO verantwortlich ist und kann dieses sogar vollständig kompensieren.

Mit einer „elektronischen Rekonstruktion“ ergibt sich (neben der intrinsischen Polarisation des LAO aufgrund der Ionenverschiebung im elektrischen Feld P_E) die Existenz einer „built-in-Polarisation“ P_0 aufgrund der Elektronenordnung. Die Gesamt-Polarisation in c -Richtung ist in diesem Modell somit durch

$$P_c(c) = P_E + P_0 = \epsilon_0(1 + \chi_r)E_c(c) + P_0 \cong \epsilon_0\chi_r E_c(c) + P_0 \quad (3.1)$$

gegeben, wobei $\chi_r = \epsilon_r - 1$ die elektrische Suszeptibilität ist. Entsprechend der Maxwell-Gl. $\text{div}(\epsilon_r \epsilon_0 \vec{E}) = \rho$ lässt die Existenz von P_0 (entsprechend einfacher elektrostatischer Überlegungen) auf das Szenario der „elektronischen Rekonstruktion“ schließen. Polarisations-Messergebnisse von Cantoni

et al. [264] lassen ebenso wie „Atomic force microscopy“- [272], „scanning tunneling spectroscopy“- [273] und Photo-Strom-Messergebnisse [274], die P_0 und das einhergehende interne Feld nachweisen, auf den „elektronischen Rekonstruktion“-Mechanismus schließen.

Dieses mit der „elektronischen Rekonstruktion“ verbundene interne Feld zwischen Oberfläche und 2DES müsste aber eine Verschiebung und Verbreiterung des „core-level“-Spektrums ergeben, welche allerdings nicht in „X-ray“-Photoemissionsuntersuchungen nachgewiesen wurden [270, 271]. Diese Untersuchungen des Spektrums stützen dabei den „polarisationsinduzierten Defekt-Mechanismus“, bei dem die Bandkanten im LAO flach verlaufen.

3.3.5 Einfluss von Sauerstoff-Leerstellen

Das Szenario der „polaren Katastrophe“ und der damit verbundenen „elektronischen Rekonstruktion“ basiert auf epitaktisch auf das STO aufgewachsenem kristalinem LAO und kann als 2DES-Ausbildungsmechanismus gesehen werden, wenn es keine Gitterfehler in den beiden Oxiden gibt. Es kann nicht das Ausbilden von einem 2DES erklären, wenn das LAO amorph ist. Unabhängig von der Struktur des LAO (kristallin oder amorph) können Gitterfehler, die in der Regel Sauerstoffleerstellen im STO zugeordnet werden, zur Bildung des 2DES beitragen. Diese bilden innerhalb der STO-Bandlücke Zustände aus. Diese lokalisierten Zustände sind die dominierende Quelle der beweglichen Elektronen, die das 2DES bilden, wenn das LAO amorph ist [282]. In LAO/STO-Heterostrukturen, bei denen das LAO epitaktisch aufgebracht ist und die anschließend nicht ausgeheilt werden, tragen neben der „elektronischen Rekonstruktion“ auch diese Zustände zur Bildung des 2DES bei [282]. De Luca *et al.* konnten zeigen, dass sowohl für amorphes als auch kristallines LAO die Elektronen in einem Potential-Tal eingeeengt werden [281]. Hier bildet sich das 2DES aus, wobei die Tiefe des Potential-Tals der beiden unterschiedlichen Mechanismen fast gleich ist [281]. Hieraus lässt sich folgern, dass die elektronischen Eigenschaften des 2DES fast unabhängig vom Dotiermechanismus, der die 2DES-Elektronen bereitstellt, ist [281].

3.3.6 Photoleitfähigkeit der LAO/STO-Heterostruktur

Wird ein STO-Kristall mit Photonen bestrahlt, deren Energie kleiner als seine Bandlücke ist, so hat die Bestrahlung keinen Einfluss auf seine elektrischen Transporteigenschaften. Ist die Photonenenergie größer als die Bandlücke des STO, so gibt es an seiner Oberfläche Photonenanregung von Elektronen ins

Leitungsband. Ein Isolator-Metall-Übergang wird induziert, wenn die Elektronendichte 10^{12}cm^{-2} erreicht [279, 283]. Bei einer Rekombinationszeit von 2–3 ns muss daher der Photonenfluss ausreichend groß sein, um $\approx 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^2\text{s}}$ Ladungsträger zu erzeugen [279]. Mit Beendigung der Bestrahlung wird somit ein Abfall der Leitfähigkeit auf der ns-Skala erwartet.

Auch die LAO/STO-Heterostruktur, die aufgrund ihres 2DES elektrisch leitend ist, zeigt bei Photonenbestrahlung eine verbesserte Leitfähigkeit, die nach der Bestrahlung wieder geringer wird. Die Zeitkonstanten, auf denen sich diese photoinduzierten Leitfähigkeitsänderungen vollziehen, sind allerdings erheblich größer als die ns-Skala, wie Abb. 3.7 zeigt, die zeitabhängige Widerstandsmessergebnisse $R(t)$ und Fit-Ergebnisse von Liu *et al.* [284] darstellt.

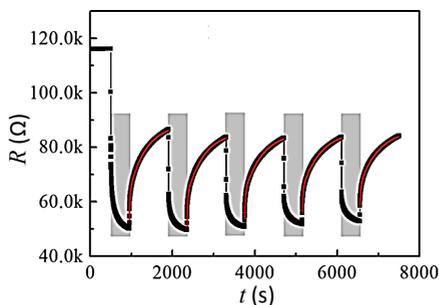


Abbildung 3.7: Zeitliche Änderung des elektrischen Widerstandes $R(t)$ einer LAO/STO-Heterostruktur. Während der Zeitperioden der grau hinterlegten Flächen wurde die Probe mit Photonen bestrahlt. Abgeändert aus [284]. Die rot dargestellten gefitteten Kurven werden in [284] diskutiert.

Häufig ist die Leitfähigkeit nach einer Photonenbestrahlung über derart lange Zeiten verbessert, sodass von einer fortbestehenden Photoleitfähigkeit („Persistent Photoconductivity“ [279]) gesprochen werden kann. Der Ursprung dieser Photoleitfähigkeit der Grenzschicht muss in einem enormen Anstieg (um den Faktor 10^9) der Lebenszeit der STO-Ladungsträger, welcher durch die Anwesenheit der polaren LAO-Schicht induziert wird, begründet sein [279].

Die über die Photonenbestrahlung hinaus fortbestehende Photoleitfähigkeit wurde dahingehend interpretiert, dass im realen Raum Elektron-Loch-Paare durch ein starkes „built-in elektrisches Feld“ getrennt werden [279, 285–287]. Diese räumliche Trennung erschwert den Rekombinationsprozess und ergibt die teilweise sehr langen Lebenszeiten der durch die Photonen angeregten Zustände [279]. Ausgehend von der Ladungsneutralität des Gesamtsystems, leitet Gennaro *et al.* ein Modell ab, bei dem der Grundzustand von Elektron-Loch-Paaren besetzt ist, von denen die beweglichen Elektronen das entlang der c -Achse eingeeingte Potential auf der STO-Seite an der Grenzschicht

besetzen (und so die Ladungsträgerdichte des 2DES erhöhen), während die Löcher an spezifischen Stellen (Potentialmulden) gefangen sind und nicht zur Leitfähigkeit beitragen [279]. Im Modell der „elektronischen Rekonstruktion“ wird angenommen, dass sich derartige Donator-Zustände an der Oberfläche der polaren LAO-Schicht oder im Fall von Sauerstoff-Leerstellen (oder Kationen-Vermischung) im STO befinden [279]. Das in Abb. 3.8 dargestellte Bändermodell von Gennaro *et al.* berücksichtigt dabei die Bandverbiegung nach dem Modell der „elektronischen Rekonstruktion“, sowie die Anwesenheit lokalisierter Zustände nahe der Grenzschicht, die im Fall von Punktdefekten erwartet werden [279].

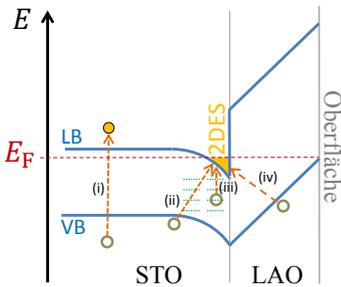


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des Bändermodells des LAO/STO-Grenzgebietes, bei der sich die Bänder entsprechend des „elektronischen Rekonstruktion“-Mechanismus verbiegen und sich mögliche lokalisierte Zustände (grün dargestellt), wie sie im Fall von Sauerstoff-Leerstellen oder Kationen-Vermischung innerhalb der Bandlücke erwartet werden, nahe der Grenzschicht befinden. Die Darstellung ist angelehnt an [279] und die Anregungsmechanismen (i)-(iv) werden im Text erläutert.

In diesem Modell können Gennaro *et al.* EELS¹²-Messergebnisse interpretieren, wonach es neben der direkten Anregung von Elektronen aus dem VB in das LB mit ultraviolettem Licht (i) weitere photoinduzierte Anregungen gibt (ii)-(iv), bei denen eine Trennung der Ladungsträger-Paare stattfindet: Die (ii)-Anregung wird durch die Bandverbiegung auf der STO-Seite, die das einengende Potential ergibt, ermöglicht. Diese Bandverbiegung gegenüber dem „Bulk“-STO kann mit einigen Zehntel eV abgeschätzt werden [267, 279] und könnte möglicherweise ausreichend sein, um Elektronen mit blauvioletten Photonen in das LB anzuregen [279]. Der (iii)-Mechanismus bezieht sich auf mögliche Punktdefekte, die lokalisierte „in-gap“-Zustände innerhalb der Bandlücke auf der STO-Seite bilden [279]. Der (iv)-Mechanismus wird im „elektronischen Rekonstruktion“-Szenario durch die polare LAO-Schicht ermöglicht, die die Bandkanten zur Oberfläche hin ansteigen lässt; ein Effekt, der möglicherweise durch die Anwesenheit von Oberflächenadsorbaten [280]

¹²energy loss spectroscopy

oder Defekt-Zustände innerhalb der LAO-Bandlücke, die als Donatoren wirken [277], vermindert wird [279]. Über die unterschiedlichen Mechanismen (i)-(iv), die abhängig von der Photonenenergie angeregt werden können, führt eine Photonenbestrahlung zu einer Erhöhung der Elektronendichte im 2DES. Entsprechend dem in Abb. 3.8 dargestellten Modell, können daher die großen Lebenszeiten der Photonenanregungen durch die räumliche Trennung der Elektronen (die durch das elektrische Feld an die Grenzschicht gezogen werden) und die Löcher (die entweder weg von der Grenzschicht gedrückt werden oder „getrappt“ in lokalisierten Zuständen sind) erklärt werden [279]. Mit den (iv)-Anregungen geht entsprechend dem Potential im LAO eine Trennung der Ladungen Elektronen und Löcher einher, die langlebig die Ladungs-Balance zwischen Grenzschicht und Oberfläche und so das „built-in elektrische Feld“ ändert, womit eine Abflachung der Bänder im LAO verbunden ist [279].

Grundsätzlich werden bei der Photonenanregung unterschiedlich lange Anregungszeiten beobachtet, die unterschiedlichen Elektronenquellen, aus denen sich die Anregung vollzieht, zugeordnet werden [26, 279, 284]. Dementsprechend zeigen sich Rekombinationszeiten nach der Bestrahlung, die wiederum unterschiedliche Zeitskalen aufweisen [26, 279, 284]. Dabei sind die Rekombinationszeiten größer als die Anregungszeiten, was als eine Trennung der angeregten korrespondierenden Ladungsträger interpretiert wird, wobei die Elektronen zur Leitfähigkeit des 2DES beitragen [26, 279, 284]. In der Interpretation, dass die Photoanregungen von unterschiedlichen Quellen ausgehen, werden häufig die Messergebnisse durch eine Summe zweier Exponentialfunktionen beschrieben [26, 279, 284], wobei sie auch durch eine gestreckte Kohlrausch-Exponentialfunktion beschreibbar sind [279]. In beiden mathematischen Beschreibungen spielt die Existenz von Sauerstoff-Leerstellen eine entscheidende Rolle, da sie als Donatoren oder „Trapping“-Zustände agieren können. Rastogi *et al.* beschreiben ihre Messergebnisse durch eine gestreckte Kohlrausch-Exponentialfunktion. Sie führen dabei „Trapping“-Zustände auf Sauerstofffehlstellen und $\text{Ti } 3d_{xy}$ -Zustände, die im unteren Leitungsband stark lokalisiert sind und aufgrund der Unschärferelation (wegen der schmalen Bandbreite) große Lebenszeiten haben, zurück [288]. Ladungsträger, die in diesen $\text{Ti } 3d_{xy}$ -Zuständen zeitweilig „getrappt“ sind, ergeben dabei einen langsamen Zerfall der Photoanregungen aus diesen Zuständen nach der Bestrahlung [288].

3.3.7 Feldinduzierter Isolator-Metall-Übergang

Durch Anlegen einer positiven Gatespannung zwischen der Unterseite des STO und der LAO/STO-Grenzschicht konnten Thiel *et al.* an Proben mit 3 u.c. LAO einen Isolator-Metall-Übergang induzieren, wobei das Vorzeichen dieses Feldeffektes in Übereinstimmung mit n -dotierten Elektronensystemen ist [244]. Nach Anlegen der Gatespannung bleibt das metallische Verhalten weitgehend fortbestehen [244]. Erst durch ein hinreichend großes Gegenfeld in Gegenrichtung wird der isolierende Zustand der LAO/STO-Heterostruktur mit 3 u.c. LAO wieder hergestellt [244]. Dies weist darauf hin, dass in LAO/STO-Heterostrukturen neben der polaren Diskontinuität innerhalb der LAO-Schicht auch Sauerstoff-Leerstellen innerhalb des STO an der Bildung des 2DES beteiligt sind [244, 275]. Dabei sind die Zeitskalen (mehrere Sekunden/Minuten) beim Ein- und Ausschalten der positiven Gatespannung wiederum sehr groß und temperaturabhängig, was darauf hinweist, dass die Bildung und Bewegung von Defektzuständen, wie Sauerstoff-Defekte, die Leitfähigkeit der Grenzschicht beeinflussen [244]. Thiel *et al.* interpretieren ihre Ergebnisse dahingehend, dass die Gate-Spannung (ebenso wie der geladene Source-Drain-Kanal) es ermöglicht, dass sich eine Fläche von positiv geladenen Defekten oder „Trapping“-Zuständen im STO ausbildet [244]. In diesem Modell stabilisiert das starke elektrische Feld, das sich zwischen dem 2DES und den positiven Defekten als Flächendipol ausbildet, das 2DES ebenso wie die Defektschicht [244].

Cen *et al.* untersuchten ebenfalls den feldinduzierten Isolator-Metall-Übergang bei einer Probe mit 3 u.c. LAO mittels eines leitfähigen AFM¹³, mit dem mittels der AFM-Spitze zwischen der LAO-Oberfläche und der LAO/STO-Grenzschicht eine Spannung angelegt werden kann [275]. Durch Anlegen einer positiven Spannung $V_{\text{tip}} \leq +3\text{ V}$ konnten sie den Isolator-Metall-Übergang in definierten Probenbereichen (Scanbereiche der Spitze) induzieren [275]. So konnte mit $V_{\text{tip}} = +3\text{ V}$ ein leitfähiger Nanodraht in die Grenzschicht „geschrieben“ werden, der mit $V_{\text{tip}} = -3\text{ V}$ anschließend „zerschnitten“ werden konnte [275]. Mit positiven Spannungen $V_{\text{tip}} = (+3\dots + 10)\text{ V}$ „geschriebene“ Nanodrähte sind dabei über $t > 24\text{ h}$ stabil [275].

Ausgehend von DFT-Rechnungen gehen Cen *et al.* davon aus, dass das energetisch ungünstige starke Feld innerhalb der LAO-Schicht (wie es für den Fall, dass es keine Leerstellen gibt, im LAO existiert) durch Induzieren von

¹³atomic force microscope

Sauerstoff-Leerstellen an der LAO-Oberfläche reduziert oder sogar vollständig kompensiert werden kann [275]. In diesem Modell, das schematisch anhand Abb. 3.6 [c] dargestellt ist, interpretieren sie ihre Ergebnisse dahingehend, dass durch eine positiv geladene AFM-Spitze (entsprechend der Trajektorie der Spitze auf der LAO-Oberfläche) Sauerstoff-Leerstellen im LAO erzeugt werden, die die lokale Leitfähigkeit induzieren [275]. Anschließend kann eine negativ geladene AFM-Spitze die zuvor induzierten metallischen Bereiche wieder in den isolierenden Zustand überführen, indem sie die Adsorption von Sauerstoff oder anderen Anionen erleichtert/ermöglicht [275]. Cen *et al.* räumen dabei ein, dass es in diesem Modell des Entfernens und Wiederherstellens des Sauerstoffs gewisse Hürden geben könnte, die jedoch durch die geladene Spitze überwunden werden könnten [275]. Ihre theoretischen DFT-Ergebnisse zeigen dabei (ohne die Kinetik des Sauerstoffs zu erklären), dass in diesem Modell der Metall-Isolator-Übergang vorhergesagt werden kann [275].

4 Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop

In dieser Arbeit wurden lokale elektrische Transporteigenschaften verschiedener Bauelemente bei tiefen Temperaturen untersucht. Neben Beobachtungen an supraleitenden Bauelementen wurden auch Rückschlüsse aus den Transporteigenschaften von LAO/STO-Grenzflächen auf die Kristallstruktur des STO gezogen. Hierfür wurde primär die bildgebende Verfahrenstechnik des Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopes (LTSEM) eingesetzt. In diesem Kapitel wird der experimentelle Aufbau eines LTSEMs in seiner Standardkonfiguration beschrieben. Spezielle Modifikationen dieses Messaufbaus, die für einzelne Messungen vorgenommen werden mussten, werden an den entsprechenden Stellen von Kap. 5 und Kap. 6 ausgeführt.

Bei einem LTSEM handelt es sich um ein Rasterelektronenmikroskop (SEM), bei welchem die Proben bei kryogenen Temperaturen untersucht werden können. Die Technik der Rasterelektronenmikroskopie wurde 1937 von Manfred von Ardenne erstmals entwickelt und ist bis heute ein wichtiges bildgebendes Verfahren in Bereichen wie der Biologie, der Medizin oder den Materialwissenschaften.

Bei einem SEM wird ein Elektronenstrahl, dessen Elektronen eine Energie von mehreren keV haben und der auf die Oberfläche der Probe fokussiert ist, über die Probenoberfläche gerastert. Gleichzeitig wird ein durch den Strahl erzeugtes Antwortsignal aufgenommen und der jeweiligen Strahlposition zugeordnet. Die Intensität des Signals wird dabei einem Grauwert zugeordnet, sodass sich ein Schwarz-Weiß-Bild aus einer zweidimensionalen Bild-Matrix ergibt, in dem die Helligkeit mit der Signalstärke korreliert ist. Abhängig von dem verwendeten Detektor kann das Signal beispielsweise aus der Intensität emittierter Sekundärelektronen (SE), Rückstreuelektronen (BSE) oder Augerelektronen bestehen [53]. Bei der energiedispersiven Röntgenspektroskopie werden Atome der Probe durch den Elektronenstrahl mit einer bestimmten Energie angeregt und senden dann für das jeweilige Element charakteristische Röntgenstrahlung aus. SE haben eine Energie von einigen eV und werden von einem Everhart-Thornley-Detektor erfasst. Wegen ihrer niedrigen Energie stammen sie aus einer nur wenige Nanometer dicken Oberflächenschicht und

bilden somit die Topografie der Probe ab [53]. SE aus größeren Tiefen erreichen nicht die Oberfläche und können nicht detektiert werden. Der Bereich, aus dem SE austreten und zur Bildgebung dienen, ist somit deutlich kleiner als der durch den Primärstrahl angeregte Bereich, weshalb die Auflösung eines SE-Bildes fast nur durch den erreichbaren Strahldurchmesser bestimmt ist. Bei den BSE handelt es sich um Primärelektronen, die zurückgestreut werden, weshalb die gemessene Intensität dieser energiereichen Elektronen von der Kernladungszahl des Materials abhängt. Schwere Elemente sorgen dabei für eine starke Rückstreuung, woraus sich ein Materialkontrast im BSE-Bild ergibt.

Am Physikalischen Institut der Universität Tübingen wurde vor ca. 40 Jahren damit begonnen, konventionelle SEMs mit selbst entwickelten Kryostaten zu koppeln, um die im SEM untersuchten Proben auf kryogene Temperaturen zu kühlen, woraus sich der Begriff LTSEM ableitet [289]. Zudem wurde die Möglichkeit für orts aufgelöste Probenuntersuchungen, die über die üblichen bildgebenden Verfahren hinausgehen, in Kombination mit der SEM-Abbildungstechnik etabliert [50]. Das LTSEM bietet neben der integralen Messung auch die Möglichkeit, lokale elektrische Transporteigenschaften auf mikroskopischer Ebene orts aufgelöst zu untersuchen [53].

Am Lehrstuhl für Experimentalphysik II der Universität Tübingen gibt es heute zwei LTSEM. Im Rahmen dieser Arbeit wurde, ausgehend von einem bereits existierenden neu aufgebauten (allerdings bis dato undichten) Helium-Kryostaten¹, dieser fertiggestellt und in das Setup des neueren LTSEM² adaptiert. In Analogie zur Nomenklatur vorheriger Arbeiten wird dieses neue System mit K3 bezeichnet. Ebenso wie das LTSEM-Vorgängermodell (K2) basiert dieses neue im Rahmen dieser Arbeit fertiggestellte K3-System auf der großen Probenkammer des *CamScan 4* Gerätes und dem SEM vom Typ *EO Scan Vega-XL-H*. Das SEM wird hierbei mittels der SEM-Software *Tescan* gesteuert, sodass Parameter wie Beschleunigungsspannung, Strahlzentrierung, Fokussierung, Einstellung der Abbildungsparameter, Bildaufnahme und Vakuumsteuerung durch einen Steuer-PC erfolgen.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Messungen wurden sowohl am LTSEM-

¹Der dieser Arbeit vorausgegangene Aufbau des undichten Helium-Kryostaten erfolgte unter der Leitung von S. Scharinger und ist nahezu baugleich zu dem in seiner Dissertation beschriebenen Kryostaten, der für das System K2 designt worden war [53].

², bei dem zuvor das System K2 eingesetzt wurde [53],

System K2 als auch an dem System K3 durchgeführt, nachdem dieses im Rahmen dieser Promotion fertiggestellt worden war. Hierfür wurde von mir der Kryostat des K3 vakuumdicht gemacht (sowie die Flüssiggastanks mittels Superisulationsfolien thermisch abgeschirmt), die Heliumzuleitungen optimiert, ein neuer Probenstisch designt, aufgebaut und adaptiert (Kap. 4.1.1), sowie die Verkabelung realisiert (Kap. 4.1.2). Die Entwicklung und technischen Zeichnungen des K3 wurde mit „Autodesk Inventor Professional 2011“ vorgenommen und mithilfe der Mechanik-Werkstatt des Pysikalischen Instituts, die die Fräs- und Schweißarbeiten durchgeführt hatte, umgesetzt. Dabei ist das K3- dem K2-System in vielerlei Hinsicht weit überlegen, wie in diesem Kap. 4.1.3 näher ausgeführt wird.

4.1 Aufbau der Heliumkryostaten

In Abb. 4.1 [a] ist schematisch ein Schnitt durch den Kryostaten des Systems K2 dargestellt, welcher nahezu baugleich zu dem des K3 ist. Der Kryostat ist dabei an die Tür des SEM montiert und ersetzt die Originaltür des SEM. Mittels des SEM-Vakuums wird dabei auch das Isoliervakuum innerhalb des Kryostaten erzeugt, das der thermischen Isolation der beiden Flüssiggastanks dient und in Abb. 4.1 [a] grau dargestellt ist. Es handelt sich um Badkryostaten, bei welchen der innere Heliumtank von einem Stickstofftank umgeben ist, an dessen unteren Ende ein durch flüssigen Stickstoff gekühltes Strahlungsschild montiert ist. Während der radiative Wärmeeintrag der Tanks des K2 durch elektronenpolierte Oberflächen minimiert ist, sind die Tanks des K3 im Rahmen dieser Arbeit durch Superisulationsfolien³ isoliert worden, die frei zwischen ihnen hängen. Das Helium aus dem Heliumtank wird über zwei flexible Wellschlauchverbindungen und zwei starre dünne Rohre zu einem Heliumtopf innerhalb der Probenkammer geleitet, auf deren Design in Kap. 4.1.1 eingegangen wird. Die Flüssiggastanks können dabei mittels Heber durch Durchgänge durch das Vakuum befüllt werden. Im unteren Teil der Kryostaten befinden sich Flansche, durch die mittels vakuumdichter Einbaubuchsen die Verkabelung erfolgt.

³FURIKOWA ALUMINIUM FOIL 500mm WIDE; ICEles44 - Aluminium Mylar 0.127mm Thick

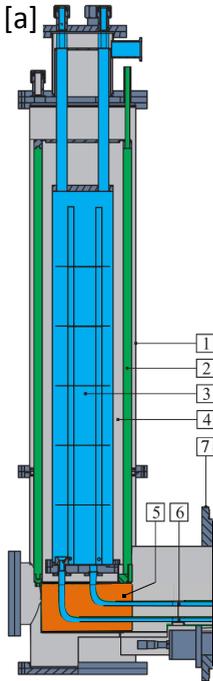


Abbildung 4.1: [a] Schematische Schnittdarstellung des Heliumkryostaten K2, modifiziert aus [53]: 1 Außenwand, 2 Flüssigstickstofftank, 3 Flüssigheliumtank, 4 Isolationsvakuum, 5 Stickstoffstrahlungsschild, 6 Wellschläuche und Rohre, 7 Tür. [b] geöffnete Probenkammer des LTSEM-K3. Im Zentrum befindet sich der neue designte Probestisch (ohne thermische Schilde), der an die Innenseite der Tür montiert ist.



4.1.1 Probenkammer

Übergang zur Probenkammer

Der Übergang zwischen dem Heliumtank und der Probenkammer wird mittels zweier Wellschläuche, die in feste Rohre übergehen, bevor sie in den Heliumtopf münden, realisiert. Während der Stickstoffstrahlungsschild des K2 sehr dünn und auf den Bereich unter dem Stickstofftank begrenzt war (vgl.: Abb. 4.1[a]), wurde im Rahmen dieser Arbeit der Stickstoffschild des K3 deutlich massiver designt und schirmt die Heliumleitungen nahtlos bis zur Tür ab. Er besteht vollständig aus vergoldetem Kupfer; zudem ist sowohl auf der Innen- als auch der Außenseite Superisulationsfolie angebracht, die den radiativen Wärmeeintrag verringert. Abbildung 4.2 zeigt den sich außerhalb der Probenkammer befindenden Teil des Stickstoffschildes. Die Verkabelung wird zunächst dadurch thermisch abgefangen, dass Cu-Kreissegmente [3], an die die elektrischen Leitungen mit Stycast angeklebt sind, an zwei massive

Cu-Ringe **1** und **2** angeschraubt werden. Dabei bildet der obere Cu-Ring **1** den thermischen Kontakt zum Stickstofftank.

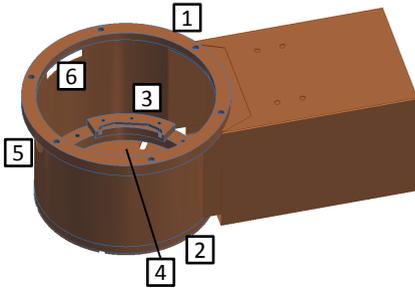


Abbildung 4.2: Stickstoffschild des K3 bis zur Tür, der die Heliumleitungen und von unten den Heliumtank vor Wärmeintrag schützt. An die Ringe **1** und **2** können Kreissegmente **3** angeschraubt werden, die die elektrischen Leitungen thermisch abfangen. Der Schildboden **4** enthält sechs kleine Öffnungen, um die Verkabelung zu den Einbaubuchsen des unteren Flansch zu führen. Es gibt zwei

weitere Durchgänge **5** und **6** zu dem hinteren und seitlichen Flansch der Außenwand. Erstellt mit „Autodesk Inventor Professional 2011“.

Mechanik für den x, y -Probentisch

Die Mechanik der x, y -Positionierung ist in Abb. 4.3 dargestellt. Ebenso wie in den Vorgängermodellen K1 und K2 (Teilabb. [b]) wird auch die x, y -Position des Probentisches des K3 (Teilabb. [a]) mittels zweier Mikrometer-Einbaumessschrauben, die in zwei mechanisch eindimensional-verstellbaren Durchführungen (Teilabb. [c]) integriert sind, vorgenommen. Ihre einstellbare Auslenkung wird über einen beidseitig verschweißten Wellbalg⁴ vakuumdicht in das Innere der Probenkammer des SEM übertragen. Mittels gleitender Stangen und zweier Umlenksystemen **3** und **4** kann somit die x, y -Position des Probentisches eingestellt werden. Wie Abb. 4.3 zeigt, unterscheidet sich die Mechanik des K3 [a] und des K2 [b]: Mit dem in [a] dargestellten neuen Design der Mechanik ist es mir im Fall des K3 gelungen, den Probenshift, der aufgrund thermischer Materialeigenschaften während Probenuntersuchungen bei kryogenen Temperaturen auftritt, erheblich gegenüber dem K2 zu reduzieren. Hierfür wurde das x -Umlenkensystem **3**, das im Fall des K2 mittels eines Zahnrades und zwei Zahnstangen realisiert worden war, bei dem K3 durch eine stabile Konstruktion aus einem Winkelstück, das um eine starre Achse rotiert, ersetzt. Auch das y -Umlenkensystem **4** des K3 besitzt eine verstärkte Achse und enthält zwei kreissegmentförmige Unterbauten, die ein „Wippen“

⁴HYDRA Balg DN 16 von der Firma Witzenmann

des beweglichen Teiles minimieren. Weiterhin konnte durch das neue Design auf das Winkelstück, das in die Kraftübertragungsstange in x -Richtung des K2 integriert ist (vgl. gestrichelte orange Linie in [b]), im Fall des K3 verzichtet werden, sodass diese Stange nun besser gleitet. In beiden Systemen überträgt die Mechanik die Positionen der Mikrometer-Einbaumessschrauben auf eine x, y -Stage [5], auf die der Probenstisch montiert ist. Somit kann von außen die Probe positioniert werden, ohne dass die Probenkammer hierfür geöffnet werden muss.

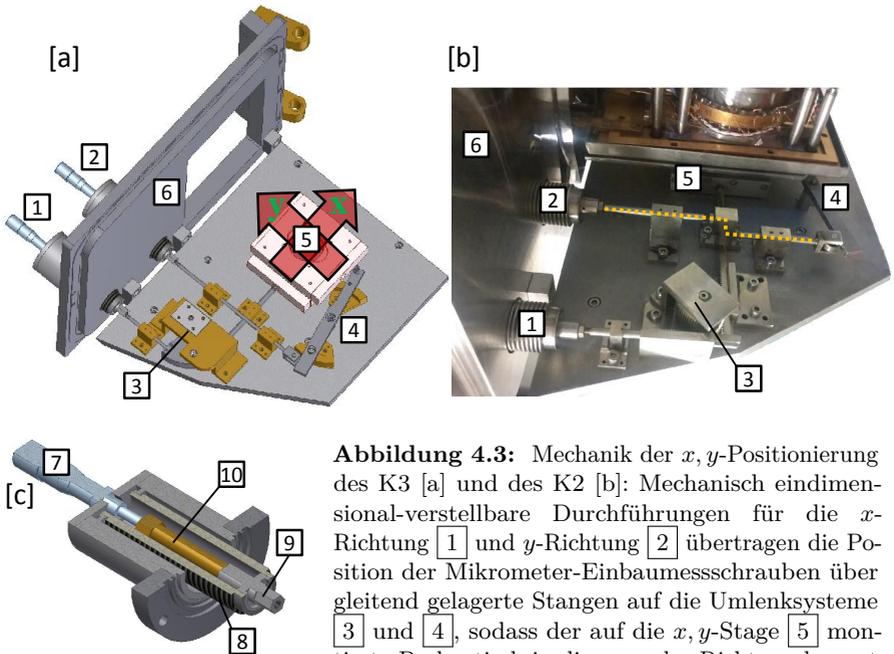


Abbildung 4.3: Mechanik der x, y -Positionierung des K3 [a] und des K2 [b]: Mechanisch eindimensional-verstellbare Durchführungen für die x -Richtung [1] und y -Richtung [2] übertragen die Position der Mikrometer-Einbaumessschrauben über gleitend gelagerte Stangen auf die Umlenksysteme [3] und [4], sodass der auf die x, y -Stage [5] montierte Probenstisch in die x - und y -Richtung bewegt

werden kann. Ein Halbschnitt einer der mechanisch eindimensional-verstellbaren Durchführungen, die vakuumdicht mit der Tür [6] verschraubt sind, ist in [c] dargestellt: Der Balg [8] ist am hinteren Ende mit dem Außengehäuse und am vorderen Ende mit einem Gewinde [9], in das die kraftübertragenden Stangen eingeschraubt sind, vakuumdicht verschweißt, sodass über ein Zwischenstück [10] die Position der Mikrometer-Einbaumessschrauben [7] in die Probenkammer übertragen wird. [a, c] sind mit „Autodesk Inventor Professional 2011“ erstellt.

Probentisch

Abbildung 4.4 zeigt einen Schnitt durch den Probentisch von K3, der bis außerhalb der SEM-Probenkammer mit einer 1mm dicken μ -Metallabschirmung⁵ [1] umgeben ist. Dabei wurden die verschiedenen Einzelteile derart designt, dass sie bündig überlappen, sodass im Inneren wegen der großen Permeabilität des Materials niederfrequente und statische magnetische Felder deutlich abgeschirmt werden.

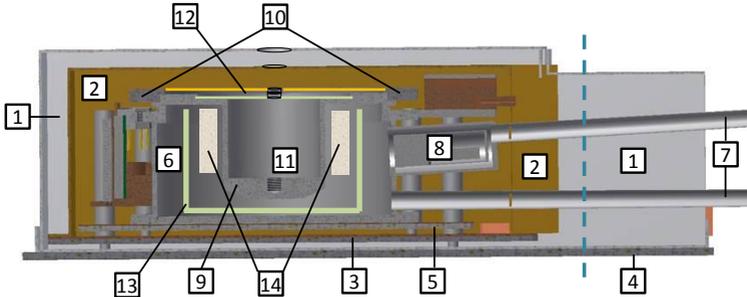


Abbildung 4.4: Schnittdarstellung des K3-Probentisches, wobei die gestrichelte Linie je nach Tischposition die mittlere Position der Tür symbolisiert: [1] μ -Metallabschirmung, [2] Stickstoff-Strahlungsschild mit [3] Stickstofftemperatur-Grundplatte, [4] Grundplatte, [5] Heliumtemperatur-Grundplatte, [6] Heliumtopf, [7] Heliumzuleitungen, [8] SQUID-Verstärker, [9] Aluminiumeinsatz, [10] Klemmring, [11] Gewinde für den Probenträger, [12] Lochblenden, [13] Bleiabschirmung, [14] Spulenpaar. Die übrigen Bauteile werden anhand von Abb. 4.6 beschrieben. Erstellt mit „Autodesk Inventor Professional 2011“.

Innerhalb der μ -Metallabschirmung befindet sich der aus vergoldetem Kupfer bestehende Stickstoffstrahlungsschild [2], der mittels vergoldeter Kupferlitzen über den Stickstoffstrahlungsschild aus Abb. 4.2 an den Stickstofftank thermisch angekoppelt ist. Die Stickstofftemperatur-Grundplatte [3] dieses Schildes ist nur über dünnwandige Edelstahlröhrchen mit der Edelstahl-Grundplatte [4] verbunden, welche wiederum über weitere dünnwandige Edelstahlröhrchen die Heliumtemperatur-Grundplatte [5] trägt, sodass der Wärmeeintrag möglichst klein gehalten wird. Die Heliumtemperatur-Grundplatte trägt den Heliumtopf [6], in den durch die Edelstahlrohre [7] (die über die Welschläuche an den Heliumtank gekoppelt sind) flüssiges Helium fließen

⁵SEKELS GmbH, Dieselstraße 6, DE-61239 Ober-Mörlen: VACOPERM 100

kann. Beim Übergang in den Heliumtopf ist das obere Rohr dicker designt, damit dort ein SQUID-Verstärker [8] eingebaut werden kann. Der Heliumtopf hat einen Einsatz aus Aluminium [9], der den Topf mittels einer Indiumdichtung und einem Klemmring [10] vakuumdicht abdichtet. In den Einsatz [9] kann ein geeigneter Probenträger mittels eines Gewindes [11] eingebaut werden. Auf dem Aluminiumeinsatz befinden sich zwei Lochblenden [12], von denen die Innere wahlweise aus Blei (verbessert im supraleitenden Zustand die magnetische Abschirmung) oder Kupfer besteht. In dem Probentopf befindet sich eine supraleitende Bleiabschirmung [13] ($T_c \approx 7.2\text{K}$) sowie ein Spulenpaar [14], um ein Magnetfeld senkrecht zur c-Achse der Probe anzulegen. Die annähernd 300 K warme *CamScan 4*-Kammerwand wie auch die Ablenklinse des SEMs führt zu einem nicht unerheblichen radiativen Wärmeeintrag auf die Probe, der durch den mehrstufigen Strahlungsschild abgeschirmt wird. Weiterhin wurden alle Teile des Probentisches, die aus Kupfer bestehen, aus OFHC⁶-Kupfer gefertigt und anschließend vergoldet. OFHC-Kupfer hat gegenüber Kupfer mit Sauerstoffverunreinigungen eine bessere thermische Leitfähigkeit und keine paramagnetischen Störungen aufgrund des Sauerstoffes.

Auf den Probenhalter, der in Abb. 4.5 dargestellt ist, ist eine Spule in Aussparung [1] aufgewickelt, um ein Magnetfeld in z-Richtung anzulegen (22.1mT/A)⁷, sowie ein Constantan-Heizdraht ($\approx 100\text{Ohm}$), der als Twisted-Pair auf den Probenhalter in Aussparung [2] aufgerollt und in einer Matrix aus thermisch leitendem Stycast verklebt ist. Direkt unter der Probe befindet sich eine Bohrung [3], in der sich ein LakeShore-Temperatursensor (CX-1030-AA) befindet. Der Probenhalter ist so dimensioniert, dass sich die Probe im Zentrum des Spulenpaars (vgl.: Abb. 4.4) befindet.

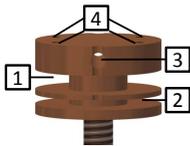


Abbildung 4.5: K3-Probenträger aus vergoldetem OFHC-Kupfer: In der Aussparung [1] ist eine Magnetspule und in [2] der Constantan-Heizdraht aufgewickelt. In der Bohrung [3] befindet sich ein LakeShore-Temperatursensor. Die Probe kann direkt auf ihn oder auf ein 1mm dünnes OFHC-

Kupferplättchen aufgeklebt werden, das mit ihm mittels der vier kleinen Gewinde [4] verschraubt wird. Erstellt mit „Autodesk Inventor Professional 2011“

⁶Oxygen-Free High Thermal Conductivity

⁷Dies wurde im Zentrum des Probenhalters gemessen mit: Bartington Instruments, fluxgate magnetometer MAG-01H.

Der Vorteil der in Abb. 4.4 beschriebenen Konfiguration ist, dass die Probe im Zentrum des Heliumtopfes gut vor magnetischen Störfeldern und thermischer Strahlung geschützt ist. Allerdings sitzt die Probe hierbei sehr tief, sodass der Arbeitsabstand des SEMs ≈ 72 mm beträgt und somit der Elektronenstrahl nicht gut fokussiert werden kann, sodass das Auflösungsvermögen (ebenso wie beim K2) schlechter als $1\mu\text{m}$ ist.

Daher wurde das K3 so designt, dass der Arbeitsabstand sehr einfach auf ≈ 7 mm verringert werden kann. Bei diesem Arbeitsabstand kann noch der BSE-Detektor, der, wenn er verwendet wird, in den Elektronenstrahl geschoben werden muss, eingesetzt werden. Wie ein Vergleich von Abb. 4.4 mit Abb. 4.6 zeigt, werden die Blenden [12] von Abb. 4.4 durch ein Bauteil ersetzt, auf das ein Helium-Strahlungsschild [13] entsprechend Abb. 4.6 aufgeschraubt werden kann, dessen Höhe mittels unterschiedlich dicker Ringe eingestellt werden kann.

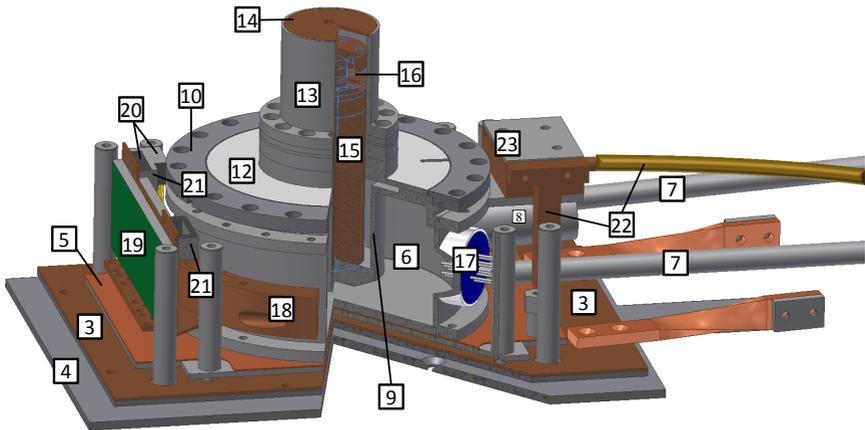


Abbildung 4.6: Achtel-Schnittdarstellung des K3-Probentisches: [3]-[10] vgl.: Bildlegende von Abb. 4.4. [12] Bauteil, auf das der höhenvariable He-Strahlungsschild [13] montiert wird. Die Blende [14] schließt den Strahlungsschild ab. Modulare Adapterstücke [15] ermöglichen einen sehr hohen Einbau des Probenträgers [16]. [17] zehnpolige elektrische Durchführung. Der halbkreisförmige seitliche Klemmring [18] trägt mittels einer Cu-Platte die Platinen mit den Filtern [19] und die Stecker [20] / Steckerhalterung [21]. [22] Abschirmung für Verkabelung, [23] Hohlleiteraufnahme. Erstellt mit „Autodesk Inventor Professional 2011“.

Eine Blende [14] mit 4 mm Durchmesser ist mit Leitsilber in eine Nut am oberen Ende von [13] eingeklebt. Durch modulare Adapterstücke [15] kann die Position des Probenträgers soweit nach oben verschoben werden, dass sich ein kleinstmöglicher Arbeitsabstand von ≈ 7 mm ergibt. Der dazugehörige Stickstoff-Strahlungsschild (nicht dargestellt) ist bis auf eine sehr viel größere Öffnung, auf die eine [13] und [14] ähnliche Konstruktion, welche den Helium-Strahlungsschild umgibt, aufgebaut ist, baugleich. Aus Kostengründen wurde allerdings auf eine zweite μ -Metallabschirmung für kleine Arbeitsabstände bislang verzichtet.

4.1.2 Verkabelung

Entsprechend Abb. 4.6 gibt es eine vakuumdichte zehn-polige elektrische Durchführung [17] in den Heliumtopf und eine von ihr ausgehende bis zur Buchse am unteren Flansch des Kryostaten reichende Schirmung (Bauteile [22] und [23]⁸), in welcher sich die Verkabelung des SQUID-Verstärkers befindet. Weiterhin dient [17] der Verkabelung des Spulenpaares im Inneren des Topfes. Bei dem K2 hingegen, wurden die Leitungen (zu den Spulen innerhalb des Topfes) in einem der Heliumrohre [7] über den anschließenden He-Wellschlauch und ein Fallrohr durch das Isolationsvakuum bis zum oberen Teil des K2-Kryostaten geführt. Das hat den Nachteil, dass Wartungsarbeiten (insbesondere das Erneuern von unterschiedlichen Indium- oder O-Ring-Dichtungen) sich beim K2 sehr aufwendig gestalten.

Der halbkreisförmige seitliche Cu-Klemmring [18] ist in gutem thermischen Kontakt an die Seitenwand des He-Topfes geschraubt. In ihm sind die Zuleitungen für die Probe in einer Matrix aus thermisch leitendem Stycast verklebt und werden somit thermisch auf Flüssig-He-Temperatur abgefangen. Über ein an ihn angeschraubtes 1 mm Cu-Blech dient er als Träger der beiden Platinen [19], die die Filter enthalten. Beginnend bei den Einbaubuchsen am unteren Flansch des Kryostaten werden zwei Kabelstränge, bestehend aus jeweils sechs Twisted-Pairs, zunächst entsprechend Abb. 4.2 [3] auf flüssig-N₂-Temperatur abgefangen und werden anschließend entlang (außerhalb) der in Abb. 4.6 dargestellten He-Rohre [7] zu dem Cu-Klemmring [18] geführt, wo sie auf flüssig-He-Temperatur gebracht werden. Einer dieser beiden 12-poligen

⁸An das Bauteil [23] können zudem weitere Kaltfinger angeschraubt werden. Zudem kann es zwei Hohlleiter, auf deren Adaption bislang wegen des thermischen Eintrags verzichtet wurde, thermisch abfangen.

Kabelstränge wird nun ohne Filter, der andere über die Filter⁹ [19] zu fest verbauten Steckern [20] (welche mittels Steckerhalterungen [21] befestigt sind) geführt. Die Probe, die über Bondpads kontaktiert ist, kann mittels dieser Stecker ebenso wie der Heizdraht, die z-Spule und der Temperatursensor (4-polig) (vgl. Abb. 4.5) oder weitere Bauteile mittels Steckverbinder angeschlossen werden. An dieser Stelle sei angemerkt, dass sich im unteren Flansch neben den beiden kontaktierten noch zwei weitere 12-polige Einbaubuchsen befinden, die sehr leicht genutzt werden können, um weitere Kabel zur Probe (in die Probenkammer) zu führen, die in gleicher Weise thermisch abgefangen werden können. Auf diese Verkabelung wurde bislang aus Gründen des Wärmeeintrags verzichtet. Weiterhin ist das K3 so designt, dass am hinteren und seitlichen Flansch des Kryostaten sehr große Einbaubuchsen angebracht werden können, um beispielsweise ein SQUID-Mikroskop in das Setup zu integrieren. Hierfür wurde der gesamte Proben Tisch des K3 größtmöglich designt und die thermische Abschirmung hierfür vorbereitet.

4.1.3 Vergleich der LTSEMs K2 und K3

Das neu aufgebaute LTSEM K3 ähnelt technisch seinem Vorgänger, dem K2. Es hat allerdings einige Verbesserungen und Vorteile, die an dieser Stelle ausgeführt werden.

Adaptionsmöglichkeiten und Wartung

Durch das zuvor beschriebene Design ist es sehr einfach, weitere Einbaubuchsen in die Flansche des Kryostaten des K3 einzubauen und thermisch sowohl auf Flüssig-N₂-, als auch Flüssig-He-Temperatur abzufangen. Entsprechend Abb. 4.2 können weitere Cu-Kreissegmente [3], die mittels einer Stycast-Matrix einen Kabelstrang thermisch abfangen, an den Stickstoffschild angeschraubt werden. Ebenso können an die Bauteile [18] und [23] von Abb. 4.6 sowohl direkt mittels einer Stycast-Matrix oder indirekt durch Anschrauben von Kaltfinger (an vorhandenen Gewinden) weitere Kabelstränge thermisch auf Flüssig-He-Temperatur abgefangen werden. Zudem gibt es nun 30 T-Filter, von denen derzeit 12 verkabelt sind. Die in den Steckern endende Verkabelung mit derzeit 12 gefilterten und 12 ungefilterten Kabelsträngen des K3 bestehend aus Twisted-Pairs, ist somit erweiterbar und durch die feste

⁹RC-Tiefpassfilter (T-Filter) mit $R=100$ Ohm, $C=120$ nF. Sie haben eine Abschneidefrequenz von 13.15 kHz. Für den Betrieb bei $T \approx 4.5$ K können 13 kHz angegeben werden.

Installation werden im Betrieb Kabelbrüche vermieden. Die lose Verkabelung des K2, wie sie Abb. 4.7 zu entnehmen ist, ergibt in der Praxis häufige Kabelbrüche. Weiter ist die Kanalbelegung¹⁰ des K3 völlig frei, während sie beim K2 in engen Grenzen determiniert ist.

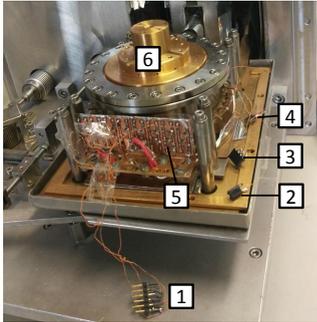


Abbildung 4.7: Probenstisch des K2: Die Verkabelung endet bei dem Stecker für die Probe [1], des Heizers [2], des Temperatursensors [3] und der z-Magnetfeldspule [4], in welche die jeweiligen Komponenten eingesteckt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Möglichkeit geschaffen, mittels eines neuen Einsatzes [6] den Arbeitsabstand auch beim K2 zugunsten einer besseren SEM-Auflösung zu reduzieren. Die Zuleitungen der Probe sind beim K2 alle gefiltert [5]. Mittels „Umlötens“ erhält man ungefilterte Zuleitungen.

Dadurch, dass sich beim K3 in den heliumführenden Rohren keine Verkabelung befindet, ist er deutlich wartungsfreundlicher als der K2.

Weiterhin ist der Probenträger des K3 derart designt, dass er kompatibel mit anderen Systemen wie z.B. dem Polarisationsmikroskop [290] ist. Es besteht die Möglichkeit, in das K3 ein SQUID-Mikroskop, wie es derzeit von Timo Ziegler im Rahmen seiner Dissertation aufgebaut wird, zu integrieren.

Druck und Temperatur

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, den Kryostaten des K3 derart zu optimieren, dass das Vakuum des K3 mit $(3-4) \cdot 10^{-7}$ mbar¹¹ nahezu dem $(2 \cdot 10^{-7}$ mbar)[291] mit originaler Tür des Herstellers entspricht. Das Vakuum des K2 ist mit $(6-10) \cdot 10^{-6}$ mbar¹¹ deutlich schlechter.

Anders als beim K2 wurde auf elektronenstrahlpolierte Oberflächen zur Verringerung des radiativen Wärmeeintrages beim K3¹² verzichtet. Obwohl der Probentopf des K3 deutlich größer ist, ist die flüssig He-Standzeit in beiden Systemen mit ≈ 4.5 h sehr ähnlich, was auf den sehr guten Druck (Isolationsvakuum) und einen verbesserten Stickstoffschild¹³ des K3 zurückzuführen ist.

¹⁰Verkabelung der Probe, des Heizers, des Temperatursensors und der z-Magnetfeldspule.

¹¹Die Werte gelten sowohl bei Raumtemperatur als auch mit den kryogenen Flüssigkeiten (nachdem sich der Druck nach ausreichender Zeit stabilisiert hat) und wurden gemessen mit: IONUVAC IM 210.

¹²Beim K3 ist lediglich Superisulationsfolie verbaut.

¹³Dies zeigt sich auch darin, dass die Standzeit des Stickstofftanks beim K2 ca. 8h und beim K3 ca. 2.5h beträgt. Die Befüllung mit flüssigem N₂ ist sehr viel einfacher als

Ein Nachteil des K2, der auch in zahlreichen vorangegangenen Diplom- und Dr.-Arbeiten nicht behoben werden konnte, ist, dass die Proben­temperatur (trotz PLD-Regelung) nicht konstant gehalten werden kann. Wie Abb. 4.8 [a] zeigt, betragen die periodisch auftretenden Temperaturschwankungen des K2 $\Delta T \approx 17\text{mK}$. Beim K3 ist es mir gelungen, diese Schwankungen zu beseitigen. In Abb. 4.8 [a] ist der Temperaturverlauf des K3 gezeigt, wobei die Temperatur mittels PLD-Regelung auf $T = 5.0000\text{K}$ eingestellt wurde. Die logarithmische Zeitachse verdeutlicht, dass die Temperaturschwankungen auf kurzen Zeitskalen sogar kleiner als das Auflösungsvermögen des Temperatur­controllers ($\Delta T = 0.1\text{mK}$) sind.

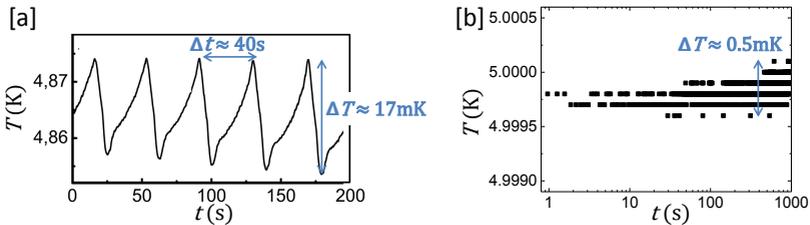


Abbildung 4.8: Zeitlicher Verlauf der Temperatur des Probenträgers im K2 [a] (abgeändert aus [53]) und im K3 [b]. Die Temp­eraturauf­lö­sung des Temp­eratur­con­trollers, mit dem jeweils die Temp­eratur gemessen wurde, beträgt $\Delta T = 0.1\text{mK}$.

Auflösung und Bildstabilität

Ein weiterer Nachteil des K2 ist, dass der Proben­tisch bei kryogenen Temp­eraturen während einer Bildauf­nahme seine Position ändert und es zu einem ungewollten Proben­shift kommt. Hieraus resultiert eine zufällige Verzerrung der LTSEM-Abbildung um mehrere Dutzend μm . Abbildung: 4.9 [a]¹⁴ zeigt eine typische BSE-Aufnahme¹⁵ einer rechtwinklig strukturierten Probe, die um ca. $25\mu\text{m}$ verzerrt ist. Derartige Verzerrungen durch Proben­shifts während der LTSEM-Aufnahme können auch erheblich größer sein, wie Abb. 5.1 zeigt. Zudem kommt es vor, dass sich ruckartig die Proben­position ändert.

mit flüssigem He, weshalb dies unproblematisch ist. Bei nahezu identischen N_2 -Tanks der beiden Systeme zeigt die deutlich unterschiedliche N_2 -Standzeit, dass beim K3 ein Großteil der eingebrachten Wärme effizient durch das Verdampfen von N_2 abgefangen wird.

¹⁴Das in Abb. 4.9 [a] dargestellte Oberflächenbild wurden in Zusammenarbeit mit S. Scharinger und H.J. Harsan Ma aufgenommen und bearbeitet und in [1] veröffentlicht.

¹⁵,die z.B. in Physical Review Letters veröffentlicht wurde [1],

Ursache dieser Bewegungen ist die thermische Ausdehnung der einzelnen Komponenten, wobei dem Positionierungsmechanismus besondere Bedeutung zuzukommen scheint. Die Verbesserungen, die beim K3 vorgenommen wurden, ergeben eine deutliche Verringerung dieser (besonders bei kryogenen Temperaturen auftretenden) Bewegung. Für die Dauer einer LTSEM-Abbildung können sie in den meisten Fällen mit $\ll 2\mu\text{m}$ ¹⁶ angegeben werden.

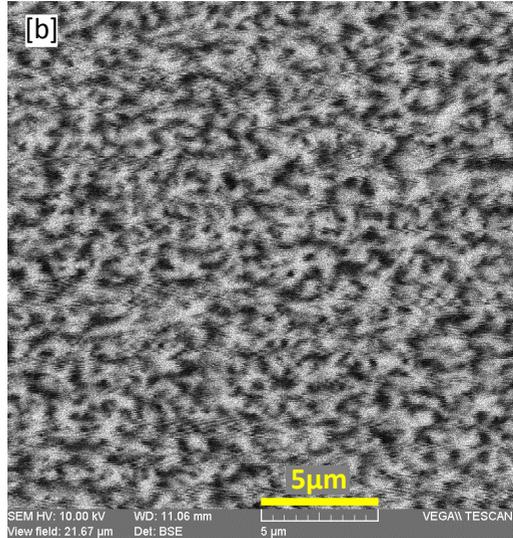
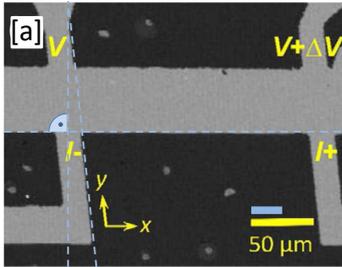
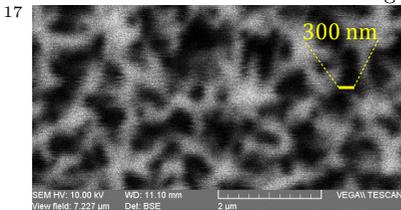


Abbildung 4.9: Aufgenommen bei $T = 5\text{ K}$:

[a] K2-BSE-Abbildung einer rechtwinklig strukturierten LAO/STO-Probe, die während der LTSEM-Abbildung ihre Position um $25\mu\text{m}$ verändert (abgeändert aus [1]).
 [b] K3-BSE-Abbildung von agglomerierten CNTs.

Die Möglichkeit eines sehr geringen Arbeitsabstandes zusammen mit der stabilen Position der Probe ermöglicht es mit dem K3, kleinere Strukturen mit einer Auflösung von $< 300\text{nm}$ ¹⁷ auch bei kryogenen Temperaturen abzubilden. Abbildung 4.9 [b] zeigt eine BSE-Aufnahme von Kohlenstoff-Nano-Röhrchen

¹⁶Nachdem sich das thermische Gleichgewicht eingestellt hat.



Das Auflösungsvermögen kann aus mehreren BSE-Bildern wie dem links dargestellten, das agglomerierte CNTs bei kryogenen Temperaturen zeigt, abgeschätzt werden.

(CNTs) bei $T=5\text{K}$, die während des Abkühlprozesses agglomerieren. Weitere temperaturabhängige BSE-Bilder dieser Probe sind in Anhang A.1 aufgeführt.

4.2 Messtechnik

Der Messaufbau des LTSEMs wurde im Rahmen dieser Arbeit den entsprechenden Probenuntersuchungen immer wieder angepasst und umgebaut. An dieser Stelle wird die Grundkonfiguration des LTSEMs vorgestellt. Die Modifikationen, die für unterschiedliche Probenuntersuchungen vorgenommen werden mussten, werden an entsprechender Stelle ausgeführt.

Der Messaufbau ist in Abb. 4.10 schematisch dargestellt. Das System kann als handelsübliches SEM betrieben werden, wobei die integrierte Steuer-elektronik [1] zunächst über einen Steuer-PC [2] mit der Software *Tescan* angesteuert wird. So kann die Elektronenstrahlerzeugung [3] eingestellt, die elektrostatische Ausblendung des Strahls [4] (de-)aktiviert, der Strahl über die Elektronenoptik [5] fokussiert und mit der Ablenkeinheit [6] über die Probe auf dem Probenhalter [7] gerastert werden. Mit den beiden Detektoren [8] kann ein SE- oder BSE-Bild aufgenommen werden, wobei die Vergrößerung mittels *Tescan* eingestellt wird.

Die Strahl-Ablenkung [6] und somit die Elektronenstrahlposition auf der Probe kann auch über ein externes Spannungssignal erfolgen. Dies geschieht durch eine Jäger-AdWinPro-Box [9], die über den Mess-PC [10] angesteuert wird. Diese verarbeitet auch ein mögliches Signal der Probe, sodass es der entsprechenden Strahlposition zugeordnet werden kann. Ein Spannungssignal der Probe kann zudem mit der Lock-In-Technik verstärkt werden. Für das Messen eines lokalen strahlinduzierten Spannungssignals lenkt der in den Lock-In-Verstärker (SR 830 DSP) [11] integrierte Frequenzgenerator [12] mittels eines in das SEM integrierten Verstärkers [13] den Elektronenstrahl mit einer einstellbaren Frequenz ($f_{\text{Strahl}} < 102\text{kHz}$) periodisch aus der elektronenoptischen Säule mittels der elektrostatischen Strahlausblendung [4] aus, sodass ein mit der Frequenz f_{Strahl} gepulster Elektronenstrahl auf die Probe trifft. Dieses Signal, das der Lock-In-Verstärker ausgibt, dient ihm als Referenz, mit dem das von der Probe kommende und mit f_{Strahl} sich periodisch ändernde Antwortsignal differentiell und phasensensitiv detektiert werden kann. Hierfür hat der Lock-In-Verstärker zwei Ausgänge¹⁸.

¹⁸Real- und Imaginärteil des phasensensitiv verstärkten Signals. Hierfür kann die Phase so eingestellt werden, dass der Imaginärteil des Signals minimal (bestenfalls ≈ 0) ist.

Somit können auch kleine induzierte Spannungsänderungen im Bereich einiger nV mit gutem Signal-Rausch-Verhältnis gemessen werden [53]. Mit dem *AdWinPro*-Bildaufnahmesystem [52, 53] erfolgt die Steuerung der Elektronenstrahlposition und die Zuordnung des Lock-In-Signals mit der auf *LabVIEW* basierenden Software *REMSOFT* [53, 292]. Je nach Stärke des Signals erfordert eine optimale Abbildung für jeden Bildpunkt eine typischerweise zwischen 15 k- und 60 k-fache Mittelung über das Lock-In-Signal. Zusätzlich wird das Ausgangssignal im Lock-In-Verstärker mit einer einstellbaren Zeitkonstanten von typischerweise 1ms integriert [53].

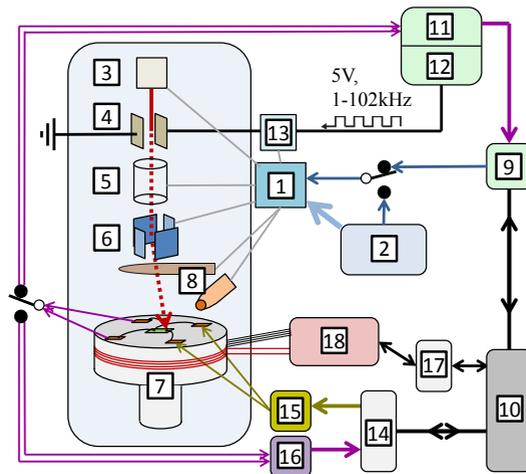


Abbildung 4.10: Schematische Darstellung des Messaufbaus und der Bildaufnahme: 1 integrierte Steuerelektronik, 2 Steuer-PC mit SEM-Software *Tescan*, 3 Elektronenstrahlerzeugung, 4 elektrostatische Strahl-Ausblendung (Beam-Blanker), 5 Elektronenoptik, 6 Ablenkeinheit, 7 Probenhalter, 8 BSE- und SE-Detektor, 9 AdWinPro-Box, 10 Mess-PC, 11 Lock-In-Verstärker, 12 Frequenzgenerator, 13 Verstärker, 14 DAC-Karte, 15 batteriebetriebene Stromquelle, 16 batteriebetriebener Vorverstärker, 17 GPIB-USB-Schnittstelle, 18 Temperaturcontroller.

Beide Signalanteile können über den jeweiligen Lock-In-Verstärker-Ausgang auf die Messkarte gegeben oder mittels des *AdWinPro*-Bildaufnahmesystems einem Bildpunkt zugeordnet werden.

Typischerweise wurden im Rahmen dieser Arbeit so LTSEM- δV -Bilder¹⁹ von unterschiedlichen Proben aufgenommen. Entsprechend Abb. 4.10 kann der Mess-PC [10] über eine DAC-Karte²⁰ [14] den Probenstrom, der von einer batteriebetriebenen Stromquelle²¹ [155] bereitgestellt wird, einstellen. Ebenso können so andere Ströme, wie ein Magnetspulenstrom geregelt werden. Mittels eines batteriebetriebenes Vorverstärkers²¹ [16] können zudem über die DAC-Karte²⁰ [14] mit dem Mess-PC und der Software *GoldExi* [293] Spannungen aufgenommen werden.

Über eine GPIB-USB-Schnittstelle²² [17] steuert der Mess-PC zudem den Temperaturcontroller²³ [18], der über eine PLD-Regelung die Probe auf eine einstellbare Temperatur regelt. Hierfür nutzt er einen im Probenhalter verbauten Konstantan-Heizdraht und einen LakeShore-Temperatursensor.

Bei der Nutzung eines SEM wird in der Regel zur Bildgebung die lokale Emission von SE oder BSE als lokales Antwortsignal auf den rasternden (auf die Probe fokussierten) Elektronenstrahl gemessen und dem entsprechenden Bildpunkt in einer Matrix zugeordnet. Für gewöhnlich findet dies bei Raumtemperatur statt. Im Fall des LTSEM kann die Probe mittels flüssigem Helium gekühlt werden und es wird, neben dem SE- bzw. BSE-Signal, die lokale Anregung am Bestrahlungsort (x, y) ausgenutzt, um ein globales Antwortsignal (aufgrund der lokalen Änderung) dem entsprechenden Bildpunkt zuzuordnen. Dies ist eine induzierte Änderung der über die Probe abfallenden Spannung $\delta V(x, y)$, die dem Bildpunkt (x, y) zugeordnet wird.

Mittels Vierpunkt-Messung wird dabei die Spannung²⁴ gemessen, während ein von einer Stromquelle²⁴ bereitgestellter Biasstrom I_{Bias} über die Probe fließt. Der Strahl induziert dabei einen zusätzlichen Strom $I_{\text{Strahl}} \lesssim 100 \text{ pA} \ll I_{\text{Bias}}$ ²⁵ und kann daher im Fall der untersuchten supraleitenden Bauelemente vernachlässigt werden.

¹⁹ δV bezeichnet die Änderung der über die Probe abfallenden Spannung durch Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl. Bei lokaler Probenbestrahlung wird dabei das δV -Signal, wie es durch Gl. (4.2) bzw. Gl. (4.3) definiert ist, einem Eintrag in der Bildmatrix zugeordnet. Kapitel 4.3 und 4.4 befassen sich eingehend mit dem δV -Signal in Folge lokaler Probenbestrahlung.

²⁰*National Instruments* (BNC-2110)

²¹rauscharmer Eigenbau Universität Tübingen

²²National Instruments (GPIB-USB-HS)

²³LakeShore, 340 Temperatur Controller

²⁴I. d. R. liegt eine Seite des Spannungsvorverstärkers und der Stromquelle auf Masse.

²⁵ I_{Strahl} ist um einige Größenordnungen kleiner als I_{Bias}

4.3 Signalentstehung

Die auf die Probe treffenden Elektronen, deren Energie $E_{\text{Strahl}} = 10\text{keV}$ beträgt, wechselwirken über eine Vielzahl von Streuprozessen mit dem Probenmaterial und geben so (innerhalb der Streubirne) ihre kinetische Energie an dieses ab. Ihre Reichweite \mathcal{R} in der Probe hängt von der Primärenergie (10keV ²⁶) und den Materialeigenschaften²⁷ der Probe ab. Mit der empirischen Beziehung [53]

$$\mathcal{R}(\mu\text{m}) \simeq 0.1 \frac{[E_{\text{Strahl}}(\text{keV})]^{1.43}}{\rho(\text{g cm}^{-3})} \quad (4.1)$$

ergeben sich typische Reichweiten von (300 – 1000) nm. Die Elektronen des Strahls werden über die Coulombwechselwirkung mit den Atomen auf einer Zeitskala von $t \leq 10^{-13}\text{s}$ abgebremst, wobei es zu hochenergetischen Anregungen im Bereich von einigen eV kommt, welche innerhalb von weniger als 10^{-10}s ²⁸ in den meV-Bereich relaxieren [53]. Somit gibt es sowohl Streuprozesse, die in der Größenordnung der Energielücke von STO als auch in der eines Supraleiters liegen. Es handelt sich primär um Elektron-Loch-Anregungen bzw. Phononen- und Quasiteilchenanregungen. Dabei ist die mit dem Relaxationsprozess verbundene Diffusionslänge der Quasiteilchen im Vergleich zu \mathcal{R} vernachlässigbar [53]. Schließlich wird die Energie in Wärme umgewandelt, die innerhalb der Probe vom Ort der Bestrahlung wegdiffundiert und schließlich in dem Substrat bzw. radiativ über die Probenoberfläche abfließt.

Bei supraleitenden Proben sind hierfür die Rekombination und Streuung von Quasiteilchen sowie das Aufbrechen von Cooper-Paaren durch Phononen und Phononenstreuung für den Wärmetransport verantwortlich. Dabei sind die Quasiteilchen-Rekombinationszeiten und Quasiteilchen-Streuratensowie die Rate der Phononen-Paarbrechung und Rate der Phononenstreuung an Quasiteilchen stark von den unterschiedlichen Anregungsenergien und der reduzierten Temperatur abhängig [294]. Die charakteristischen Zeiten liegen im Bereich von ($10^{-9} - 10^{-12}$)s [294].

Die Rekombinationszeiten eines dichten Elektron-Loch-Plasmas im Strontiumtitanat mit einer Bandlücke von 3.26 eV liegen in der Größenordnung von 10^{-8}s wie Lumineszenzmessungen²⁹ zeigen [295].

²⁶Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Beschleunigungsspannung von 10kV verwendet.

²⁷Stoppingpower des jeweiligen Streuprozesses

²⁸Elektron-Elektron- und Elektron-Phonon-Streuzeit

²⁹durchgeführt an 1mm dicken STO-Kristallen bei Raumtemperatur

Verglichen mit der in den Probenuntersuchungen verwendeten Frequenz der Strahlausblendung von $f_{\text{Strahl}} = 6.6 \text{ kHz}$ ³⁰, sind die Zeitkonstanten der unterschiedlichen Anregungen sehr klein, weshalb ein thermischer Gleichgewichtszustand während eines Elektronenstrahlpulses vorliegt. Daher wird in vorangegangenen Arbeiten der Elektronenstrahl als Quelle einer lokalen thermischen Störung betrachtet. In diesem Modell³¹ ist die räumliche Ausdehnung der thermischen Störung deutlich größer als der Durchmesser des Elektronenstrahls und bestimmt das Auflösungsvermögen der LTSEM-Abbildung [53]. Im Fall von LAO/STO-Proben, deren LAO-Schicht epitaktisch auf monokristallinem STO mittels PLD³² aufgebracht ist und 5 Einheitszellen beträgt, werden die Primärelektronen nahezu vollständig im STO abgebremst.

Die untersuchten supraleitenden Bauelemente sind hingegen mehrlagige Schichtstrukturen ($\text{Nb} - \text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Nb}$), deren Wärmetransport sowohl innerhalb der jeweiligen Schicht als auch zwischen den einzelnen Schichten stattfindet. Der Wärmetransport hängt von der thermischen Leitfähigkeit der einzelnen Schichten bzw. des Substrates sowie vom Wärmeübergangskoeffizienten zwischen ihnen ab.

Je nach Energieeintrag und Probe beträgt die das Auflösungsvermögen limitierende thermische Ausheillänge ($1-10 \mu\text{m}$). Der Elektronenstrahl erzeugt eine lokale Änderung der Probeneigenschaften wie z.B. des elektrischen Widerstandes $R(T)$, der maximalen Josephson-Stromdichte $j_c(T)$ oder der Londonschen Eindringtiefe $\lambda_L(T)$ [53]. Ein Biasstrom wird i.d.R. der Probe aufgeprägt, der zu einem gemessenen Spannungsabfall V_0 führt [53]. Wegen der strahlinduzierten lokalen Änderung der Probeneigenschaften ist diesem integral gemessenen Spannungsabfall eine kleine Änderung $\delta V(x_0, y_0)$ aufgeprägt, die von den lokalen Probeneigenschaften der jeweiligen Strahlposition (x_0, y_0) abhängt. Dabei liegt die Probenoberfläche in der (x, y) -Ebene. Im Fall eines gepulsten Elektronenstrahles, wie er bei der Lock-In-Messtechnik verwendet wird, wird in dieser Arbeit

$$\delta V_{\text{SL}}(x_0, y_0) = I_{\text{Bias}} \cdot (R_{\text{aus}} - R_{\text{an}}) \text{ bzw.} \quad (4.2)$$

$$\delta V_{\text{LAO/STO}}(x_0, y_0) = I_{\text{Bias}} \cdot (R_{\text{an}} - R_{\text{aus}}) \quad (4.3)$$

definiert, wobei R_{an} bzw. R_{aus} den integralen Widerstand bei Bestrahlung des Ortes (x_0, y_0) bzw. „aus“-geschaltetem (oder aus der optischen Säule

³⁰Lock-In-Verstärker maximal 102 kHz; SEM-Strahl-Ausblender maximal 800 kHz

³¹, das nicht auf die untersuchten LAO/STO-Proben übertragbar ist,

³²Pulsed Laser Deposition

„aus“-geblendetem) Elektronenstrahl ist³³. „SL“ bzw. „LAO/STO“ stehen für Signale von supraleitenden Proben bzw. LAO/STO-Heterostrukturen. In dieser Arbeit wird für die Untersuchungen der unterschiedlichen JJ-Proben bei dem LTSEM-Spannungssignal von Gl. (4.2) ausgegangen, weil in diesem Fall, entsprechend Gl. (4.10), eine positives δV auf einen positiven lokalen Josephsonstrom schließen lässt. Im Fall der LAO/STO-Proben wird zunächst von Gl. (4.3) ausgegangen, bevor das Lock-In-Signal δV einer physikalischen Größe und zwar der strahlinduzierten lokalen Leitfähigkeitsverbesserung des 2DES im Kap. 4.4 zugeordnet werden kann.

Je nach Messparameter und Messmethode können im Allgemeinen die räumlichen Variationen des elektrischen Widerstandes $R(T)$ oder Transporteigenschaften von Supraleitern wie die kritische Temperatur T_c , die Verteilung des kritischen Stromes oder des kritischen Josephsonstromes, Flussquanten [52, 53, 296] aber auch stabile Hotspots [297] untersucht werden. Zudem wurden auch Stromverteilungen in Halbleitern [298, 299] oder der elektrische Durchbruch am Isolator-Metall-Übergang von V_2O_3 untersucht [300].

4.3.1 Abbildung von lokalen Josephsonströmen

Die Signalentstehung der Abbildungstechnik von Josephsonströmen in JJ kann dadurch erklärt werden, dass eine Störung in Form einer lokalen Temperaturerhöhung am Ort der Bestrahlung (x_0, y_0) eine Verringerung/Unterdrückung der maximalen Josephson-Stromdichte $j_c(x_0, y_0, T)$ bewirkt³⁴. Mit der lokalen Temperatur im ungestörten Fall T_0 ist die Temperaturverteilung durch

$$T(x-x_0, y-y_0) = T_0 + \delta T(x-x_0, y-y_0) \quad (4.4)$$

gegeben, wobei die strahlinduzierte lokale Temperaturerhöhung häufig mit der Gauß-Verteilung angenähert werden kann

$$\delta T(x-x_0, y-y_0) = \Delta T \cdot e^{-\frac{(x-x_0)^2+(y-y_0)^2}{2\sigma^2}}, \quad (4.5)$$

³³Eine Änderung von $\delta V = V_{\text{an}} - V_{\text{aus}}$ hin zu $\delta V = V_{\text{aus}} - V_{\text{an}}$ kann durch eine Phasenänderung um π am Lock-In-Verstärker realisiert werden.

³⁴Verantwortlich hierfür kann sowohl eine strahlinduzierte lokale Änderung der kritischen Stromdichte als auch eine globale Änderung der Josephson-Phasendifferenz sein. Das nichtlokale Antwortsignal infolge einer Änderung der Josephson-Phasendifferenz resultiert aus den lokal vergrößerten magnetischen Eindringtiefen $\lambda_L(T)$ und $\lambda_J(T)$. In dieser Arbeit wurden kurze Kontakte untersucht, bei denen derartige nichtlokale Effekte nur nahe an den Minima der $I_c(H)$ - bzw. $I_c(I_{\text{inj}})$ -Abhängigkeit oder bei großen Störungen zu berücksichtigen sind.

wobei ΔT proportional zur Strahlleistung und σ die von den Wärmetransporteigenschaften abhängige charakteristische Breite der Temperaturerhöhung ist. Die strahlinduzierte Änderung des maximalen Josephsonstroms δI_c eines zweidimensionalen JJ kann (analog zu Abb. 2.11 mit Strom in z-Richtung) mit

$$\begin{aligned}
 \delta I_c &= I_{c, \text{ aus}} - I_{c, \text{ an}} \\
 &= \int_0^L dx \int_0^{\mathcal{B}} dy \left(j_{c, \text{ aus}}(x, y) - j_{c, \text{ an}}(x, y) \right) \\
 &= \int_0^L dx \int_0^{\mathcal{B}} dy \left(j_{c0}(x, y, T_0) \cdot \sin \delta(x, y, T_0) \right. \\
 &\quad \left. - j_{c0}(x, y, T_0 + \delta T) \cdot \sin \delta(x, y, T_0 + \delta T) \right)
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

angegeben werden. Unter der Annahme, dass sich in dem Temperaturintervall $[T_0, T_0 + \delta T]$ die Josephsonphase $\delta(x, y)$ nicht und die kritische Stromdichte j_{c0} linear mit T ändert, ergibt sich aus Gl. (4.6)

$$\delta I_c = \int_0^L dx \int_0^{\mathcal{B}} dy \left((-) \frac{\partial j_{c0}(x, y, T)}{\partial T} \Big|_{T_0} \cdot \delta T(x - x_0, y - y_0) \cdot \sin \delta(x, y) \right). \tag{4.7}$$

Für einen homogenen Kontakt kann zudem angenommen werden, dass $\frac{\partial j_{c0}(x, y, T)}{\partial T} \Big|_{T_0} \cdot \frac{1}{j_{c0}(x, y, T)} \cong \text{const.}$ konstant über den Kontakt ist [53], woraus

$$\begin{aligned}
 \delta I_c &\cong (-) \frac{\partial j_{c0}(T)}{\partial T} \frac{1}{j_{c0}(T)} \int_0^L dx \int_0^{\mathcal{B}} dy \left(j_{c0}(x, y) \sin \delta(x, y) \cdot \delta T(x - x_0, y - y_0) \right) \\
 &\propto j_c * \delta T
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

folgt, wobei $j_c * \delta T$ die Faltung der lokalen maximalen Suprastromdichte mit dem Temperaturprofil ist. Mit der Temperaturverteilung entsprechend Gl. (4.4) ist Gl. (4.8) allgemeingültig. In vorangegangenen Arbeiten wurde hierbei δT häufig durch eine Gaußverteilung angenommen [50, 51, 53]. Ist die räumliche Ausdehnung der thermischen Störung sehr viel kleiner als der abzubildende Probenausschnitt, so kann das Gauß-Profil (Gl. (4.5)) durch

die δ -Funktion³⁵ genähert werden, sodass

$$\delta I_c \approx (-) \frac{\partial j_{c0}(T)}{\partial T} \frac{1}{j_{c0}(T)} \Delta T \cdot (2\pi\sigma_{\text{char}}^2) \cdot j_{c0}(x_0, y_0) \sin \delta(x_0, y_0) \quad (4.9)$$

ist und somit δI_c proportional zur maximalen Josephsonstromdichte am Ort der Bestrahlung³⁶ ist. Dabei ist $2\pi\sigma_{\text{char}}^2$ die vom Elektronenstrahl erwärmten Fläche.

Durch Messung von δI_c als Antwort auf die lokale Bestrahlung³⁶ ist somit die Abbildung der orts aufgelösten maximalen Josephson-Stromdichte möglich. Kann δ als konstant angenommen werden, erhält man Informationen über die Homogenität des JJ, weil man Informationen über die Ortsabhängigkeit von j_{c0} erhält. In einem homogenen 0-Kontakt ist hingegen j_{c0} konstant und man kann von δI_c auf die Josephsonphase δ schließen: Ist $\delta I_c > 0$, so ist auch die lokale maximale Josephson-Stromdichte $j_{s, \text{max}}(x_0, y_0) = j_{c0} \sin \delta(x_0, y_0) > 0$ positiv, womit $0 < |\delta(x_0, y_0)| < \pi$ ist. Ist hingegen $\delta I_c < 0$ so ist an diesem Bestrahlungsort³⁶ auch $j_{s, \text{max}}(x_0, y_0) < 0$. Dieser Fall liegt z.B. vor, wenn ein externes Magnetfeld die Phase über den Kontakt derart variiert, dass $\sin \delta(x_0, y_0) < 0$ ist (vgl.: Abb. 2.12) oder wenn der π -Bereich eines 0 – π -Kontaktes bestrahlt³⁶ wird.

Bestimmung von $\delta I_c = I_{c, \text{aus}} - I_{c, \text{an}}$ durch Stromrampen

Bei dieser Methode, $\delta I_c(x_0, y_0)$ zu bestimmen, wird für jeden Bestrahlungsort³⁶ eine bei $I_{\text{Bias}} = 0$ beginnende Stromrampe über den Kontakt gefahren, um abwechselnd $I_{c, \text{aus}}$ und $I_{c, \text{an}}$ zu bestimmen. Hierfür wird ein Spannungskriterium definiert, das beim Erreichen von I_c überschritten wird. Die entsprechenden Stromwerte ($I_{c, \text{aus}}$ und $I_{c, \text{an}}$) werden an das Bildaufnahmesystem übergeben. Dieses Messverfahren ist wegen des Stromrampens sehr langsam und hat daher ein schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis, weil (in hinreichender Zeit) nicht über sehr viele Messergebnisse gemittelt werden kann. Während diese Messmethode sowohl für hysteretische als auch für nichthysteretische Kontakte geeignet ist, können nichthysteretische Kontakte auch mittels Lock-In-Abbildungstechnik untersucht werden.

³⁵Dies gilt nur äußerst bedingt für die in dieser Arbeit untersuchten Proben.

³⁶Unter dem Begriff ist an dieser Stelle ein Elektronenstrahl zu verstehen, der alternierend an- und ausgeschaltet wird, um das Signal $\delta I_c = I_{c, \text{aus}} - I_{c, \text{an}}$ zu erzeugen.

Lock-In-Abbildungstechnik für nichthysteretische Kontakte

Der Messaufbau wurde anhand von Abb. 4.10 beschrieben. Der Vorteil dieser Lock-In-Abbildungstechnik ist, dass mit großer Frequenz eine Spannungsantwort der Probe auf die Bestrahlung³⁶ mit dem Lock-In-Verstärker aufgenommen werden kann. Die Bestrahlung³⁶ der Probe mit dem Elektronenstrahl am Ort (x_0, y_0) ist eine mit der Frequenz f_{Strahl} gepulste strahlinduzierte Störung, die Einfluss auf die $I(V)$ -Kennlinie des Kontaktes hat, wie Abb. 4.11 zeigt. Fließt ein konstanter Biasstrom $I_{\text{Bias}} = \text{const.} \gtrsim I_{c, \text{aus}}$ über die Probe, so führt die Störung zu einer Erhöhung δV der über den Kontakt abfallenden Spannung V . Weil in einem kleinen Bereich knapp oberhalb von I_c die Proportionalität $\delta V \propto \delta I$ [301] gilt, kann aus dem Lock-In-verstärkbaren Signal der Bestrahlung³⁶ am Ort (x_0, y_0) auf die maximale Josephson-Stromdichte $j_{s, \text{max}}(x_0, y_0)$ geschlossen werden.

$$\delta V(x_0, y_0) \propto \delta I(x_0, y_0) \propto j_{s, \text{max}}(x_0, y_0) = j_{c0}(x_0, y_0) \cdot \sin \delta(x_0, y_0) \quad (4.10)$$

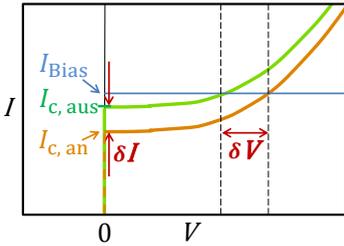


Abbildung 4.11: Schematische Darstellung einer nichthysteretischen $I(V)$ -Kennlinie ohne (grün) und mit (orange) Störung durch den Elektronenstrahl. Aufgrund der Störung verringert sich der kritische Strom I_c um δI . Fließt ein konstanter Biasstrom $I_{\text{Bias}} \gtrsim I_{c, \text{aus}}$ über die Probe, so resultiert aus der Störung eine Änderung der über die Probe abfallenden Spannung δV .

Für eine im RSJ-Modell beschreibbare Probe mit $\beta_c = 0$ kann mit dem Leitwert $\mathcal{G} = \frac{1}{R}$ des Kontaktes die Spannungsänderung [53]

$$\delta V = \frac{\delta \mathcal{G}}{\mathcal{G}^2} \sqrt{I_{\text{Bias}}^2 - I_{c, \text{aus}}^2} + \frac{I_{c, \text{aus}} \delta I_{c, \text{aus}}}{\mathcal{G} \sqrt{I_{\text{Bias}}^2 - I_{c, \text{aus}}^2}} \quad (4.11)$$

abgeleitet werden. Dabei ist die Änderung der Leitwerts $\delta \mathcal{G}$ durch

$$\delta \mathcal{G} = \frac{\partial g}{\partial T} \frac{1}{g} \Delta T \langle g(x_0, y_0) \rangle \approx \frac{\partial g}{\partial T} \frac{1}{g} \Delta T (2\pi\sigma_{\text{char}}^2) g(x_0, y_0) \quad (4.12)$$

gegeben [53], wobei $g(x, y)$ die lokale Leitfähigkeit ist. Soll von δV entsprechend Gl. (4.11) auf δI geschlossen werden, so ergibt der erste Summand in Gl. (4.11) einen Offset, der konstant ist, wenn $g(x, y)$ räumlich homogen ist [53]. Dabei ist dieser Offset des Signals nicht dominant, wenn sich I_{Bias} in einem kleinen Bereich knapp oberhalb von I_c befindet [53].

4.3.2 LTSEM-Signal von LAO/STO-Proben

Der Mechanismus, der zu einer elektronenstrahlinduzierten orts aufgelösten Änderung der Spannung, die über eine LAO/STO-Probe mit einem elektrisch leitenden 2DES abfällt und mit dem LTSEM beobachtet werden kann, führt, wurde im Rahmen dieser Arbeit untersucht. An dieser Stelle sei daher nur angemerkt, dass eine Signalentstehung infolge einer strahlinduzierten lokalen Erwärmung ΔT ausgeschlossen werden kann. Stattdessen gibt es Leitfähigkeitsveränderungen, die vom Ort der Bestrahlung abhängen, die auf Anregungen des Systems schließen lassen, die auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen rekombinieren und entsprechend ihrer Lebensdauer eine erhöhte Leitfähigkeit der Probe ergeben. Daher wird zunächst in Kap. 4.4 der Nachweis erbracht, dass das ortsabhängige LTSEM-Lock-In-Signal δV , wie es in verschiedenen Arbeiten [1, 302, 303] ausgeführt worden ist, mit einer strahlinduzierten Erhöhung der lokalen Leitfähigkeit zu identifizieren ist.

4.4 Abbildung von lokaler Leitfähigkeit in LAO/STO-Proben

An dieser Stelle wird zunächst nachgewiesen, dass das LTSEM-Signal nicht auf eine lokale elektronenstrahlinduzierte Temperaturerhöhung ΔT zurückzuführen ist, sondern das System durch den Strahl eine Verbesserung der Leitfähigkeit erfährt, was auf eine Dotierung mit Ladungsträgern schließen lässt. Dabei werden Messergebnisse von Probe LAO/STO#5a, die in Kap. 5 ausführlich vorgestellt wird, präsentiert, um ein Signalentstehungsmodell abzuleiten, das die Beobachtungen beschreiben kann.

4.4.1 Temperaturinduzierter Signalentstehungsmechanismus

Der Temperaturverlauf des elektrischen Widerstandes $R(T)$ von dem 2DES, das sich an der Grenzfläche einer LAO/STO-Heterostruktur ausbildet (vgl. Kap. 3), ist eine monoton steigende Funktion mit $\frac{dR}{dT} > 0$ und ist in Abb. 4.14, die Messergebnisse von Probe LAO/STO#5a zeigt, dargestellt. In dem Modell, dass die Spannungsänderung $\delta V_{\text{LAO/STO}}(x_0, y_0)$ auf eine elektronenstrahlinduzierte lokale Erwärmung der Probe zurückzuführen ist, wird daher erwartet, dass nach Gl. (4.3) $\delta V_{\text{LAO/STO}}(x_0, y_0) > 0$ ist. Bei einer Erwärmung

der Fläche $\Delta A \cong 2\pi\sigma_{\text{char}}^2$ um ΔT ist in diesem Signalentstehungsmodell

$$\delta V_{\text{LAO/STO}}(x_0, y_0) = I \cdot (R_{\text{an}} - R_{\text{aus}}) \approx I \frac{\Delta A}{A_{\text{ges}}} \cdot \frac{dR}{dT} \Delta T, \quad (4.13)$$

wobei A_{ges} die Gesamtfläche der Probe ist. Mit $\frac{d\mathcal{G}}{dT} = -\frac{1}{R^2} \frac{dR}{dT}$ ergibt sich

$$\delta V_{\text{LAO/STO}}(x_0, y_0) \approx -I \frac{\Delta A}{A_{\text{ges}}} R^2 \cdot \frac{d\mathcal{G}}{dT} \Delta T, \quad (4.14)$$

wobei \mathcal{G} der Leitwert ist.

Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchungen an LAO/STO-Proben zeigen jedoch, dass durch den Elektronenstrahl eine höhere lokale Leitfähigkeit induziert wird und widersprechen daher dem Modell der Spannungsänderung durch Temperaturerhöhung, wie es in Gl. (4.13) und (4.14) beschreibbar ist, wonach der Widerstand (und damit der Spannungsabfall über die Probe) strahlinduziert steigen müsste. Wie im Folgenden ausgeführt wird, ist jedoch das Gegenteil der Fall, weshalb der temperaturinduzierte Signalentstehungsmechanismus, wie er z.B. für einen metallischen ohmschen Widerstand zu erwarten ist, nicht die Messergebnisse beschreiben kann.

4.4.2 Strahlinduzierte Spannungsänderungen

Die Messungen wurden entsprechend dem Standard-LTSEM-Aufbau, wie er in Kap. 4.2 beschrieben ist, mit dem K2-System durchgeführt, wobei parallel zum Lock-In-Verstärker der Differential-Verstärker (Tektronix TM502A) integriert worden ist, sodass die Signale beider Verstärker simultan aufgenommen wurden. Dabei wurden entsprechend Abb. 4.12 und 4.13 Vierpunktmessungen durchgeführt.

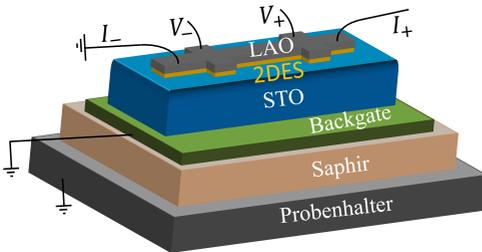


Abbildung 4.12: Schematische Darstellung der Vierpunktmessung. Die Bonddrähte verlaufen durch das LAO und 2DES bis in das STO, sodass sie das leitfähige 2DES, das sich seitens des STO ausbildet, kontaktieren. Zudem ist schematisch das Backgate dargestellt, an das eine Gatespannung angelegt werden kann.

Dabei stellen ausschließlich die hellen Bereiche des in Abb. 4.13 dargestellten LTSEM-Oberflächenbildes Bereiche dar, in denen 5 Einheitszellen LAO auf STO strukturiert worden sind, weshalb sich nur hier das leitende 2DES befindet. Eine weitergehende Probenbeschreibung ist in Kap. 5 ausgeführt; an dieser Stelle sollen zunächst im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Untersuchungen vorgestellt werden, die das LTSEM- δV -Signal einer physikalischen Größe zuordnen lassen, um anschließend ein Signalentstehungsmodell, das die Messergebnisse beschreiben kann, zu postulieren.

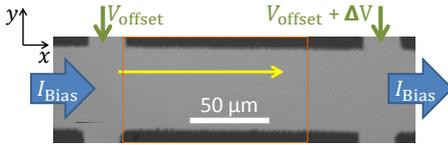


Abbildung 4.13: SEM-Oberflächenbild der Probe LAO/STO#5a mit eingezeichnetem Biasstrom I_{Bias} und Spannungsabgriff $\Delta V = V - V_{\text{offset}}$. Der Verlauf des Linescans, dessen Messergebnisse in Abb. 4.17 dargestellt sind, ist gelb dargestellt und der Bereich, in dem die Spannungsbilder von Abb. 4.18 aufgenommen wurden, ist orange umrahmt.

Abbildung 4.14 zeigt $R(T)$ -Messergebnisse von Messungen³⁷, die während des Abkühlens im LTSEM ohne Elektronenstrahl an Probe LAO/STO#5a durchgeführt wurden. Sie zeigt das typische Verhalten des 2DES, das an der LAO/STO-Grenzschicht (5 u.c. LAO) ausgebildet ist.

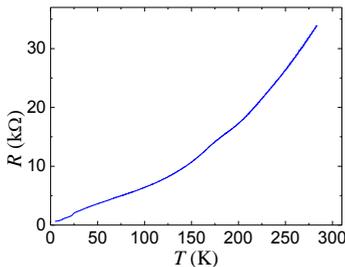


Abbildung 4.14: Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes $R(T)$ der Probe LAO/STO#5a.

Temperaturabhängige Spannungsänderungen

Der konvexe Verlauf des elektrischen Widerstandes $R(T)$ des 2DES von LAO/STO-Heterostrukturen lässt erwarten, dass bei einer strahlinduzierten Temperaturerhöhung ΔT die δV -Signale und ihr Kontrast in den LTSEM-Spannungsbildern mit steigender Temperatur größer werden, weil $\frac{\partial R}{\partial T}$ mit

³⁷,die mit dem/der batteriebetriebenen Vorverstärker/Stromquelle entsprechend Kap. 4.2 durchgeführt wurden,

steigender Temperatur steigt. Tatsächlich zeigen LTSEM- δV -Bilder ein entgegengesetztes Ergebnis:

In Abb. 4.15³⁸ ist eine Serie von LTSEM- δV -Bildern der Probe LAO/STO#1 dargestellt. Die Bilder wurden bei ansteigender Temperatur bei den angegebenen Temperaturen und einem Biasstrom von $I_{\text{Bias}} = 100$ mA aufgenommen.

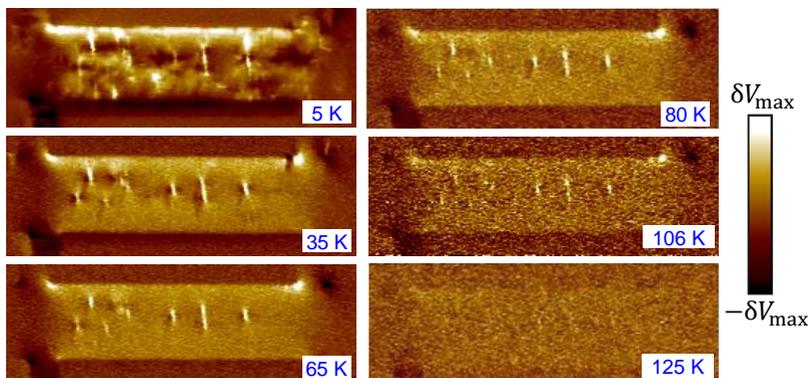


Abbildung 4.15: Serie von LTSEM Spannungsbildern (aufgenommen mit der Lock-In-Technik) einer LAO/STO-Probe (Probe Nr.1 entsprechend Tab.:5.1) mit STO-Orientierung (001). Bei ansteigender Temperatur wurden die Bilder bei den angegebenen Temperaturen und einem Biasstrom von $I_{\text{Bias}} = 100$ mA aufgenommen. Abgeändert aus [1]³⁸.

Sowohl der Kontrast als auch die Absolutwerte (an den jeweiligen Probenkoordinaten) der in Abb. 4.15 dargestellten LTSEM-Spannungsbilder nehmen mit zunehmender Temperatur ab. Die Maximalwerte dieser, wie auch weiterer nicht dargestellter, Spannungsbilder bei unterschiedlichen Temperaturen, sind in Abb. 4.16 dargestellt und zeigen anhand $\delta V_{\text{max}}(T)$ ebenfalls, dass die

³⁸Die in Abb. 4.15 dargestellten δV -Bilder wurden in Zusammenarbeit mit S. Scharinger, H.J. Harsan Ma aufgenommen und analysiert und in [1] veröffentlicht. Weiterer Beitrag zu der Publikation war der Nachweis, dass sich beim Temperaturzyklen über die Übergangstemperatur des kubisch-zu-tetragonalen ferroelastischen Phasenüberganges neue Domänen ausbilden, die durch andere Zwillingsgrenzen nachgewiesen wurden. Zudem wurden wesentliche Erkenntnisse zum LTSEM-Signalentstehungsmechanismus, der zentral für das Verständnis der LTSEM-Abbildungen in LAO/STO-Miktostrukturen ist, erlangt. Diese werden im Rahmen dieser Arbeit ausführlich ausgeführt. Zudem trug ich bei der Auswertung und Analyse der Daten und der Vorbereitung der Veröffentlichung [1] maßgeblich bei.

strahlinduzierten Spannungsänderungen mit steigender Temperatur abnehmen.

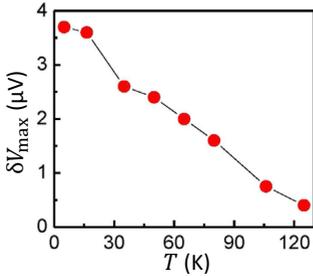


Abbildung 4.16: Maximale Intensität der LTSEM-Spannungssignale δV_{\max} von LTSEM- δV -Bildern, die z.T. in Abb. 4.15 dargestellt sind, in Abhängigkeit von der Temperatur. Abgeändert aus [1]³⁸.

Anhand der in Abb. 4.15 und 4.16 ausgeführten Temperaturabhängigkeit der LTSEM δV -Messergebnisse wird unter Berücksichtigung der konvexen $R(T)$ -Abhängigkeit des 2DES von LAO/STO-Heterostrukturen offensichtlich, dass die Signalentstehung bei den im LTSEM untersuchten LAO/STO-Proben nicht auf lokaler Temperaturerhöhung (entsprechend Kap. 4.4.1) basieren kann.

Im Folgenden werden daher zunächst Untersuchungen bezüglich des Vorzeichens der δV -Messergebnisse vorgestellt, bevor in Kap. 4.4.3 dargelegt wird, welche physikalische Bedeutung das strahlinduzierte δV -Signal hat und ein möglicher Signalentstehungsmechanismus in Kap. 4.4.4 postuliert wird. Hierfür wird zunächst die Bezeichnung der strahlinduzierten Spannungsänderung je nach Messtechnik unterschieden: Das δV -Signal des Lock-In-Verstärkers wird als ΔV_{ac} bezeichnet, weil es die periodischen Spannungsänderungen des gepulsten Elektronenstrahls beschreibt. Mit ΔV_{dc} wird das parallel dazu gemessene Signal des Differential-Verstärkers (Tektronix TM502A), der die hohe Pulsfrequenz nicht berücksichtigen kann und den Strahl als „kontinuierlich“ (dc) wahrnimmt, bezeichnet.

Spannungsänderungen ohne Biasstrom

Abbildung 4.17 zeigt einen LTSEM-Linescan³⁹ entlang des gelben Pfeiles, der in Abb. 4.13 eingezeichnet ist, wobei gleichzeitig Spannungsänderungen

³⁹Bei einem „Linescan“ handelt es sich um LTSEM-Signale, die, entsprechend der Strahlposition, nur in einer Richtung aufgenommen wurden.

mit dem Lock-In-Verstärker und dem Differential-Verstärker aufgenommen wurden.

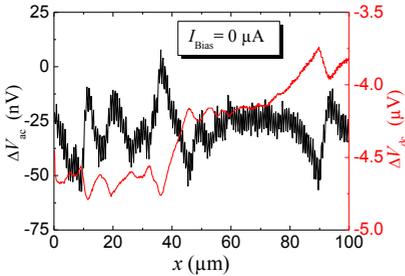


Abbildung 4.17: LTSEM-Linescan entlang der Probe LAO/STO#5a, bei dem simultan das Spannungssignal mit dem Lock-In-Verstärker ΔV_{ac} und einem Differential-Verstärker (Tektronix TM502A) $\Delta V_{dc} = V_{dc} - V_{offset}$ aufgenommen worden ist. Bei einem gepulsten Strahlstrom von 100 pA und 10 keV sowie $f_{Strahl} = 6.66$ kHz wurde der Elektronenstrahl bei $T = 5.4$ K und ohne Biasstrom über die Probe bewegt. Aufgrund der strahlinduzierten Anregungen, die gewisse Rekombinationszeiten haben und in dieser Arbeit in Kap. 5.5 ausgeführt werden, kann ein genauer Wert für V_{offset} nicht angegeben werden. Deshalb sind an dieser Stelle nur die relativen Änderungen von ΔV_{dc} von Interesse.

Ein Vergleich der vom Bestrahlungsort abhängigen Messergebnisse ΔV_{dc} (Messergebnis der Differential-Verstärker-Messung) und ΔV_{ac} (Messergebnis der Lock-In-Verstärker-Messung), die in Abb. 4.17 dargestellt sind, zeigt, dass in erster Näherung ohne Biasstrom sich die beiden Signale ΔV_{dc} und ΔV_{ac} gegenläufig verhalten. Dies lässt sich auch in LTSEM-Spannungsbildern beobachten, wie der Vergleich der beiden Teilabbildungen von Abb. 4.18 zeigt.

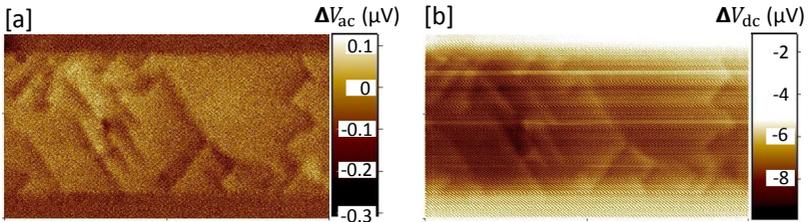


Abbildung 4.18: Simultan aufgenommene LTSEM-Spannungsbilder der Probe LAO/STO#5a bei $I_{Bias} = 0$: [a] ΔV_{ac} , aufgenommen mit dem Lock-In-Verstärker. [b] ΔV_{dc} , aufgenommen mit dem Differential-Verstärker. Durchgeführt bei $T = 5.6$ K und einem Strahlstrom von 100 pA und 10 keV.

Die in Abb. 4.18 dargestellten simultan aufgenommenen Spannungsbilder (des in Abb. 4.13 orange umrahmten Teilbereichs der Probe) zeigen, dass ein helles (bzw. dunkles) Lock-In-Messergebnis ΔV_{ac} mit einer tatsächlichen negativen (bzw. positiven) Spannungsänderung, die mit einem dunklen (bzw. hellen) ΔV_{dc} -Messergebnis des Differential-Verstärkers nachgewiesen wird, über die Probe zusammenhängt.

Helle Bereiche in Spannungsbildern, die mit dem Lock-In-Verstärker aufgenommen wurden, korrespondieren daher mit einem elektronenstrahlinduzierten geringeren Potentialabfall über die Probe. Die räumliche Auflösung von $\Delta V_{ac}(x, y)$ und $\Delta V_{dc}(x, y)$ ist bei $I_{Bias} = 0$ sowohl bei Linescan-Untersuchungen als auch in Spannungsbildern vergleichbar.

Die in Abb. 4.17 und Abb. 4.18 dargestellten Messergebnisse wurden ohne einen Biasstrom $I_{Bias} = 0$ durchgeführt, was zeigt, dass es neben dem resistiven Spannungsabfall im Fall eines Biasstromes $I_{Bias} \neq 0$ aufgrund von Leitfähigkeitsänderung (vgl. Abb. 4.15) auch eine kleine Potentialänderung für $I_{Bias} = 0$ gibt.

Diese gemessene Potentialänderung wird somit von dem Elektronenstrahl, der gepulst auf die Probe trifft, erzeugt.

Vor dem Hintergrund, dass STO einen großen Seebeckeffekt aufweist [304] und der Elektronenstrahl des LTSEM eine thermischen Temperaturverteilung an der Probenoberfläche erzeugt, wird an dieser Stelle ein möglicher Signalbeitrag durch Thermospannungen diskutiert, wie sie von P. K. Mühlshlegel anhand von Laser-Rastermikroskopieaufnahmen von YBCO-Dünnschichten beobachtet worden sind [305]. Verbunden mit der strahlinduzierten Temperaturverteilung kann sich ein elektrisches Feld

$$\vec{E} = \hat{S} \cdot \vec{\nabla}T \quad (4.15)$$

ausbilden. Ist der Seebecktensor \hat{S} wie im Fall eines perfekten in c -Richtung orientierten Kristalls, der in der ab -Ebene isotrop ist, nur durch die Diagonalelemente

$$\hat{S} = \begin{pmatrix} S_{ab} & 0 & 0 \\ 0 & S_{ab} & 0 \\ 0 & 0 & S_c \end{pmatrix} \quad (4.16)$$

gegeben, so erzeugt eine in xy -Richtung radialsymmetrische Temperaturverteilung kein mittleres elektrisches Feld und somit keinen messbaren Beitrag zum Spannungsabfall in dieser Ebene [305]. Inhomogenitäten, die eine nicht- xy -radialsymmetrische Temperaturverteilung nach sich ziehen, resultieren

hingegen ebenso wie Nebendiagonalelemente $\neq 0$ im Seebecktensor \hat{S} in einen in der xy -Ebene abgegriffenen Spannungsabfall aufgrund der Temperaturverteilung.

Bei den untersuchten LAO/STO-Heterostrukturen kann davon ausgegangen werden, dass die thermische Leitfähigkeit im Allgemeinen orts- und richtungsabhängig ist. Dies trifft besonders im Bereich der Probenkanten, an denen das 2DES endet, und im Bereich von STO-Zwillingsgrenzen, die an der Oberfläche enden, zu. Entsprechend Gl. (4.15) kann daher ein auf Thermospannungen basierender Signalbeitrag bei den orts aufgelösten ΔV -Untersuchungen möglich sein.

Zudem sind die Seebeckkoeffizienten, die in den Seebecktensor \hat{S} eingehen, stark von den Probeneigenschaften abhängig. Die temperaturabhängigen Seebeckkoeffizienten des 2DES unterscheiden sich dabei von dem des (Bulk-)STO und dessen Qualität⁴⁰ [304, 306–310], sodass \hat{S} im Allgemeinen Nichtdiagonalelemente enthält, die ebenfalls zu einer möglichen elektronenstrahlinduzierten Thermospannung beitragen.

Bei einem ΔV -Signal, das auf strahlinduzierter Thermospannung basiert, würden daher vor allem im Bereich der 2DES-Kanten besonders starke Messwerte erwartet werden. Diese wurden nicht beobachtet, wie Abb. 4.18 zeigt. Des Weiteren haben Batool *et al.* kürzlich gezeigt, dass der Seebeckkoeffizient von STO für $T < 100$ K mit sinkender Temperatur erheblich abnimmt [311], sodass bei niedrigen Temperaturen kleinere ΔV -Signale, die auf Thermospannungen zurückzuführen sind, erwartet werden. Die in Abb. 4.15 dargestellten V_{dc} -Bilder, die bei $I_{Bias} = 100$ mA aufgenommen wurden, zeigen eine hierzu gegenläufige Temperaturabhängigkeit und sind daher nicht durch Thermospannungen erklärbar.

Unter der Annahme, dass sich während der Bestrahlung bzw. Nicht-Bestrahlung mit $f_{Strahl} = 6.66$ kHz ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellt, sollte zudem das ΔV_{ac} - und ΔV_{dc} -Signal dieselbe Größenordnung haben und es müsste $|\Delta V_{ac}| \gtrsim |\Delta V_{dc}|$ sein. Diese Beobachtungen wurden ebenfalls nicht gemacht, weshalb ein Signalmechanismus, der primär auf strahlinduzierter Thermospannung basiert, unwahrscheinlich ist. Zudem kann ein auf Thermospannung basierendes Modell, das unabhängig von einem Biasstrom sein sollte, nicht die Biasstromabhängigkeit der ΔV_{ac} - und ΔV_{dc} -Signale erklären, die in erster Näherung mit dem Biasstrom linear ansteigen, wie in Anhang A.3 ausgeführt wird. Ein Abweichen von dieser linearen Abhängigkeit ist erst

⁴⁰Dotierung, Gitterfehlstellen, Sauerstoffleerstellen,...

für ΔV_{ac} -Signale bei sehr geringen Biasströmen ($I_{\text{Bias}} \lesssim 10 \mu\text{A}$) beobachtet worden (vgl.: Anhang A.3), weshalb im Biasstromfall Thermospannungen vernachlässigbar sind⁴¹. Die mit Zwillingsgrenzen identifizierbaren Strukturen weisen ohne Biasstrom im ΔV_{dc} -Signal einen Kontrast zwischen der einen und anderen Seite einer Zwillingsgrenze auf, wie Abb. 4.18 [a] zeigt. An einer Störstelle wie einer Zwillingsgrenze kann erwartet werden, dass sich die Thermospannung spiegelsymmetrisch dazu verhält, weshalb diese Beobachtung (neben dem anhand Abb. 4.25 vorgestellten Beitrag) durchaus durch Thermospannungen erklärt werden kann.

Die Absolutwerte von ΔV_{ac} und ΔV_{dc} unterscheiden sich um 1 bis 2 (bzw. 3 in weiteren Probenuntersuchungen mit Biasstrom) Größenordnungen. Der Lock-In-Verstärker misst strahlinduzierte Spannungsänderungen auf der Zeitskala von $\Delta t_{\text{Lock-In}} \lesssim 75 \mu\text{s}$, während der Differential-Verstärker Spannungsänderungen auf deutlich größeren Zeitskalen misst, sodass er den Einfluss der zeitlich gemittelten Strahlintensität an einem Bestrahlungsort detektiert. Würde das System während der elektrostatischen Strahlauslenkung ($f_{\text{Strahl}} = 6.66 \text{ kHz}$) hinreichend schnell vollständig in das thermodynamische Gleichgewicht relaxieren, müsste $|\Delta V_{ac}| \gtrsim |\Delta V_{dc}|$ sein. Tatsächlich ist $|\Delta V_{ac}| \ll |\Delta V_{dc}|$, woraus sich ableiten lässt, dass sich während der elektrostatischen Auslenkung kein vollständiges Gleichgewicht einstellt (vgl. Anhang A.3). Tatsächlich werden in dieser Arbeit strahlinduzierte Anregungen nachgewiesen, die auf sehr unterschiedlichen Zeitskalen relaxieren und das 2DES dotieren, wie in Kap. 5.5 ausgeführt wird. Dabei ist der Strahlstrom selbst mit 100 pA viel zu gering, um das 2DES derart mit Strahl-Elektronen zu dotieren, als dass derartige Spannungsänderungen, wie sie an den LAO/STO-Proben beobachtet wurden, erklärt werden könnten.

Spannungsänderungen mit Biasstrom

Dass die Dotierung des 2DES ausschließlich mit Strahlelektronen zu gering ist, um die beobachteten Spannungsänderungen zu erklären, zeigen elektronenstrahlinduzierte ΔV -Messergebnisse unter Einfluss eines Biasstromes⁴².

⁴¹Dies zeigt auch der Vergleich der Teilabbildungen von Abb. 5.10. Bei Umkehrung des Biasstromes ändert sich das Vorzeichen der δV -Signale. Dies lässt auf einen resistiven Ursprung des Potentialverlaufs über die Probe schließen.

⁴²Eine Abschätzung hierfür wird in Anhang A.2 gemacht, die aufzeigt, dass die Ergebnisse nicht ausschließlich mit Strahlelektronen, die in das 2DES fließen, erklärt werden können.

Abbildung 4.19 zeigt ΔV_{ac} - und ΔV_{dc} -Messergebnisse eines Linescans über die Probe in y -Richtung mit einem Biasstrom von $I_{Bias} = 100 \mu A$.

Anders als im vorangegangenen Fall ($I_{Bias} = 0$), bei dem von einer Spannungsänderung nur auf eine Potentialänderung zwischen den Spannungsabgriffen geschlossen werden kann, können bei $I_{Bias} \neq 0$ Rückschlüsse auf die Widerstandsänderung der Probe ($R \approx 1 k\Omega$) gezogen werden, wenn der strahlinduzierte Spannungsabfall untersucht wird, während ein Biasstrom I_{Bias} über die Probe fließt.

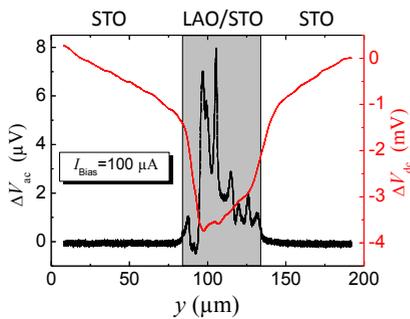


Abbildung 4.19: LTSEM-Linescan in y -Richtung über die Probe LAO/STO#5a, bei dem simultan das Spannungssignal mit dem Lock-In-Verstärker ΔV_{ac} und dem Differential-Verstärker $\Delta V_{dc} = V_{dc} - V_{offset}$ aufgenommen worden ist. Bei einem gepulsten Strahlstrom von 100 pA und 10 keV sowie $f_{Strahl} = 6.66 \text{ kHz}$ wurde der Elektronenstrahl bei $T = 5.4 \text{ K}$ über die Probe bewegt. Dabei ist die Probenposition grau hinterlegt dargestellt.

Der zu Beginn $75 \mu m$ vor der Außenkante der Probe LAO/STO#5a platzierte Elektronenstrahl erzeugt näherungsweise eine lineare Abnahme des ΔV_{dc} -Signals. Bei Erreichen des 2DES ergibt sich eine erhebliche strahlinduzierte Abnahme von ΔV_{dc} . Entfernt sich der Elektronenstrahl wieder von der Probe, so steigt ΔV_{dc} mit zunehmendem Abstand des Strahles an. Vor dem Hintergrund, dass bei dem verwendeten $I_{Bias} = 100 \mu A$ über die Probe eine Spannung von $V \approx 100 \text{ mV}$ abfällt, zeigt dieses Messergebnis eine beobachtete strahlinduzierte Verringerung des elektrischen Widerstandes des 2DES im $\%$ -Bereich. Die Ursache des Spannungsabfalls enthält zudem sehr langreichweitige Anteile, wie die $\Delta V_{dc}(y)$ -Ergebnisse außerhalb des 2DES zeigen.

Außerhalb des LAO/STO-Bereiches zeigen die mit dem Lock-In-Verstärker erzielten $\Delta V_{ac}(y)$ -Messergebnisse hingegen keine strahlinduzierte Spannungsänderung ΔV_{ac} im STO-Bereich an, wohl aber ein deutliches orts aufgelöstes $\Delta V_{ac}(y)$ im LAO/STO-Bereich. Ein Vergleich von $\Delta V_{ac}(y)$ und $\Delta V_{dc}(y)$ in den einzelnen untersuchten Teilbereichen lässt darauf schließen, dass es strahlinduzierte Änderungen der Spannung gibt, die sehr unterschiedlichen Zeitskalen unterliegen, wobei der Lock-In-Verstärker Änderungen auf großen Zeitskalen

($f_{\text{Strahl}} = 6.66 \text{ kHz}$) nicht detektieren kann, während der Differential-Verstärker hingegen langsamere kontinuierliche Spannungsänderungen misst. Während für $I_{\text{Bias}} = 0$ im LAO/STO-Bereich jedem ΔV_{ac} -Maximum ein ΔV_{dc} -Minimum (und umgekehrt) zugeordnet werden kann (vgl. Abb. 4.17) und somit die Ortsauflösung vergleichbar ist, so ist dies für $I_{\text{Bias}} \neq 0$ nicht der Fall.

Während das ΔV_{ac} -Ergebnis in Abb. 4.19 eine deutliche Ortsabhängigkeit und Ortsauflösung zeigt, können nur die beiden größten ΔV_{ac} -Maxima, die von einem tiefen Minimum getrennt sind, den entsprechenden sehr schwach ausgeprägten Strukturen im ΔV_{dc} -Messergebnis zugeordnet werden. Ab der Stelle des globalen Minimums des $\Delta V_{\text{dc}}(y)$ -Messergebnisses in Abb. 4.19 (das mit dem deutlich ausgeprägten ΔV_{ac} -Maximum zusammenfällt) zeigen beide Größen einen gegenläufigen Trend. In Anwesenheit eines Biasstromes ist die Ortsauflösung von ΔV_{dc} somit deutlich schlechter als die des ΔV_{ac} . Dies wird durch die Messergebnisse eines Weiteren Linescans, welcher analog zu den Messungen, deren Ergebnisse in Abb. 4.19 dargestellt sind, an einer anderen x -Position in y -Richtung durchgeführt worden ist, bestätigt. Diese $\Delta V_{\text{ac/dc}}$ -Messergebnisse sind in Abb. 4.20 dargestellt, wobei der in Abb. 4.19 dargestellte Fall analog diskutiert werden kann. Im LAO/STO-Bereich ist eine deutliche Zuordnung der beiden ΔV_{dc} -Minima zu den ΔV_{ac} -Maxima möglich.

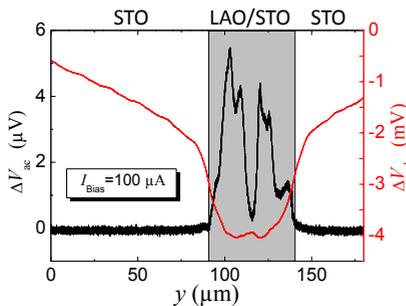


Abbildung 4.20: LTSEM-Linescan in y -Richtung über die Probe LAO/STO#5a, bei dem simultan das Spannungssignal mit dem Lock-In-Verstärker ΔV_{ac} und dem Differential-Verstärker $\Delta V_{\text{dc}} = V_{\text{dc}} - V_{\text{offset}}$ aufgenommen worden ist. Bei einem gepulsten Strahlstrom von 100 pA und 10 keV sowie $f_{\text{Strahl}} = 6.66 \text{ kHz}$ wurde der Elektronenstrahl bei $T = 5.4 \text{ K}$ über die Probe bewegt. Dabei ist die Probenposition grau hinterlegt dargestellt.

Zudem zeigen die Linescan- $\Delta V_{\text{ac/ac}}$ -Messergebnisse, die in Abb. 4.19 und 4.20 dargestellt sind, dass maximale strahlinduzierte Spannungsänderungen des ΔV_{dc} um 3 Größenordnungen größer als die ΔV_{ac} -Messergebnisse sind. Spannungsbilder, die ebenfalls bei $I_{\text{Bias}} = 100 \mu\text{A}$ aufgenommen wurden, bestätigen diesen Unterschied der Größenordnungen ebenfalls, wie Abb. 4.21 und Abb. 4.22 zu entnehmen ist.

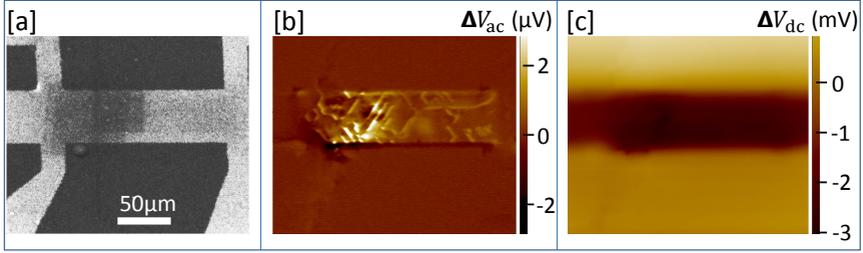


Abbildung 4.21: Simultan aufgenommene LTSEM-Bilder der Probe LAO/STO#5a bei $I_{\text{Bias}} = 100 \mu\text{A}$: [a] Oberflächenbild, [b] ΔV_{ac} -Bild, aufgenommen mit dem Lock-In-Verstärker, [c] ΔV_{dc} -Bild, aufgenommen mit dem Differential-Verstärker. Durchgeführt bei $T = 5.3 \text{ K}$ und einem Strahlstrom von 100 pA und 10 keV .

Mittels des Oberflächenbildes⁴³ [a] lassen sich Spannungsänderungen im ΔV_{ac} -[b] und ΔV_{dc} -Messergebnis [c] einem Ort auf der Probe zuordnen. Dabei zeigt sich (ebenso wie in den Linescans in y -Richtung), dass es außerhalb des LAO/STO-Bereiches kein ΔV_{ac} -Signal gibt. Während der Messung wurde der Elektronenstrahl zeilenweise von oben nach unten gerastert. Dem ΔV_{dc} -Messergebnis ist (im oberen Viertel von Abb. 4.21 [c]) zu entnehmen, dass sich, während sich der Strahl der Probe zeilenweise von oben nach unten nähert, ein kontinuierlicher Abfall von ΔV_{dc} vollzieht. Im Bereich des LAO/STO sinkt ΔV_{dc} analog zu den Linescan-Ergebnissen deutlich ab. Wiederum sind die ΔV_{dc} -Messergebnisse um 3 Größenordnungen größer als die ΔV_{ac} -Messergebnisse. Zudem ist eine deutliche Ortsauflösung von $\Delta V_{\text{ac}}(x, y)$ -Veränderungen auf der Probe zu erkennen [b], während ortsabhängige Änderungen (abgesehen von den Probenkanten in y -Richtung) von $\Delta V_{\text{dc}}(x, y)$ nur sehr schwach sind, wie Abb. 4.21 [c] zu entnehmen ist. Bei Bestrahlung des 2DES Bereiches ergibt sich ebenso wie bei den Linescan-Untersuchungen (Abb. 4.19 und 4.20) ein deutlich verringertes $\Delta V_{\text{dc}}(x, y)$ -Signal verglichen mit den Bereichen ohne LAO. Wird diese Differenz durch sehr starke Kontrastierung

⁴³Das BSE-Bild weist Probenveränderungen auf, die besonders deutlich in Form von dunkleren Bereichen im LAO zu erkennen sind und vorangegangenen LTSEM-Untersuchungen zugeordnet werden können. Die in Abb.4.21 [a] erkennbaren Veränderungen können auf Kohlenwasserstoffe zurückgeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden zudem mögliche strahlinduzierte Kristallschädigungen diskutiert, die sich aufladen und als Donatoren für das 2DES dienen können. Auf sie wird in Kap. 5.4.4 und Anhang A.4 und A.5 eingegangen.

vom $\Delta V_{dc}(x, y)$ -Bild „subtrahiert“, so können größere $\Delta V_{dc}(x, y)$ -Strukturen aufgelöst werden, wie Abb. 4.22 anhand einer weiteren Probenuntersuchung zeigt.

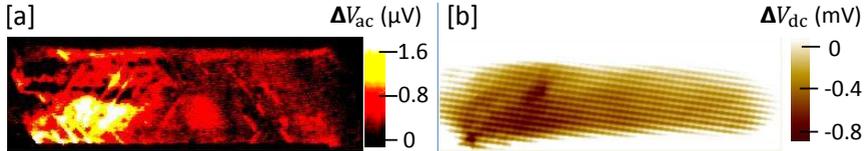


Abbildung 4.22: Kontrastiert dargestellte simultan aufgenommene LTSEM-Spannungsbilder der Probe LAO/STO#5a bei $I_{Bias} = 100 \mu A$: [a] ΔV_{ac} -Bild, aufgenommen mit dem Lock-In-Verstärker, [b] ΔV_{dc} -Bild, aufgenommen mit dem Differential-Verstärker. Durchgeführt bei $T = 5.4 K$ und einem Strahlstrom von $100 pA$ und $10 keV$.

Anhand der in Abb. 4.22 dargestellten $\Delta V_{ac/dc}(x, y)$ -Bilder zeigt sich, dass auch bei einem Biasstrom von $I_{Bias} = 100 \mu A$ große helle Strukturen in $\Delta V_{ac}(x, y)$ -Spannungsbildern [a] dunklen $\Delta V_{dc}(x, y)$ -Strukturen [b] zugeordnet werden können, wobei die $V_{dc}(x, y)$ -Auflösung deutlich schlechter ist.

4.4.3 Schlussfolgerung der ΔV_{dc} - und ΔV_{ac} -Untersuchungen

Auch wenn die Ortsauflösung von $\Delta V_{dc}(x, y)$ mit Biasstrom schlechter wird, während die von $\Delta V_{ac}(x, y)$ weitgehend unverändert bleibt (das Signal-Rauschverhältnis wird sogar deutlich besser), als ohne Biasstrom, so zeigen die simultan durchgeführte ortsaufgelöste $\Delta V_{ac}(x, y)$ - und $V_{dc}(x, y)$ -Untersuchungen ein gegenläufiges Verhalten der beiden Größen: positive Werte der einen können negativen der anderen Größe zugeordnet werden.

Das Lock-In-verstärkte ΔV_{ac} -Signal enthält einen Real- und Imaginärteil, weil das Signal phasenverschoben zu der elektrostatischen Strahlauslenkung sein kann. Für die Aufnahme der $\Delta V_{ac}(x, y)$ -Bilder wird die Phase so eingestellt, dass der Imaginärteil (bestenfalls) verschwindet, sodass der Realteil die gesamte strahlinduzierte Spannungsänderung $V_{ac}(x, y)$ widerspiegelt. Eine strahlinduzierte Spannungsänderung $\delta V_{LAO/STO}(x_0, y_0) = I \cdot (R_{an} - R_{aus})$ (Gl. 4.3), die mit dem Lock-In-Verstärker gemessen wird, invertiert ihr Vorzeichen, wenn die eingestellte Phase um π verschoben wird. Entsprechend den

Ergebnissen, die in [1] vorgestellt werden, wurde bei Lock-In-verstärkten Messungen in dieser Arbeit (an LAO/STO-Proben) die Phase so eingestellt, dass die Strukturen, die in [1] 2DES-Bereichen und Zwillingswänden der Probe zugeordnet werden, hell erscheinen. Diese Konvention wurde in dieser Arbeit beibehalten. Abweichungen davon werden an entsprechenden Stellen erläutert.

Der Vergleich der oben ausgeführten Messergebnisse $\Delta V_{\text{ac}}(x, y)$ mit $\Delta V_{\text{dc}}(x, y)$ zeigt, dass helle $\Delta V_{\text{ac}}(x, y)$ -Strukturen tatsächlich einer strahlinduzierten Spannungs- bzw. elektrischen Widerstandsabnahme zuzuordnen ist. Somit konnte in dieser Arbeit nachgewiesen werden, dass das Lock-In-verstärkte LTSEM-Signal $\Delta V_{\text{ac}}(x_0, y_0) \equiv \delta V_{\text{LAO/STO}}(x_0, y_0)$ der lokalen Leitfähigkeit zuzuordnen ist. Helle Bereiche der LTSEM- $\delta V_{\text{LAO/STO}}(x_0, y_0)$ -Bilder zeigen daher in dieser Arbeit, wie auch in [1, 302, 303], Bereiche großer elektrischer Leitfähigkeit. Weitergehend wird dies in Anhang A.3 ausgeführt. Im Zusammenhang mit LAO/STO-Proben ist $\delta V_{\text{LAO/STO}}$ mit δV zu identifizieren.

Die gesamte Probe, deren Leitfähigkeit primär durch das 2DES gegeben ist, erfährt dabei eine Erhöhung der Leitfähigkeit durch die Bestrahlung, wie der Vergleich der LAO/STO- mit den STO-Bereichen, auf denen sich kein LAO befindet, zeigt. Aus der erhöhten Leitfähigkeit kann geschlossen werden, dass infolge der Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl entweder die Beweglichkeit der 2DES-Elektronen zunimmt oder das 2DES mit Elektronen n-dotiert wird. Vor dem Hintergrund, dass die Strahlelektronen eine Vielzahl von Anregungen in der Probe nach sich ziehen können, kann der Fall der erhöhten Ladungsträgerbeweglichkeit ausgeschlossen werden, weil zu erwarten ist, dass ihre Streuwahrscheinlichkeit und ihre mittlere freie Weglänge vielmehr durch die Bestrahlung sinken müsste, als zu steigen. Dotierung des 2DES infolge von Anregungen durch die Strahlelektronen ist hingegen eine wahrscheinliche Erklärung, die die erhöhte Leitfähigkeit durch Bestrahlung erklären kann. Diese Erklärung kann auch das Fortbestehen der erhöhten Leitfähigkeit nach der Bestrahlung erklären (vgl. Kap. 5.5).

Bemerkenswert dabei ist, dass oberhalb der Übergangstemperatur in der kubischen Phase das δV -Signal im gesamten Probenbereich sehr schwach ist und der Bereich, in dem das 2DES existiert, kaum vom STO-Hintergrund zu unterscheiden ist, wie Abb. 4.15 (aufgenommen bei $T = 125$ K) zeigt.

4.4.4 Modell der LTSEM-Signalentstehung bei LAO/STO-Heterostrukturen

An dieser Stelle soll ein Modell postuliert werden, das die ortsabhängigen elektronenstrahlinduzierten Spannungsänderungen (sowohl ΔV_{ac} , als auch ΔV_{dc}) in LAO/STO-Heterostrukturen erklären kann. In Kap. 5.5 werden weitere Ergebnisse dieser Arbeit vorgestellt, die dieses Modell stärken. Diese Modellbetrachtung der zeitlichen Entwicklung und Dynamik der LAO/STO-Proben unter dem Strahleinfluss, die die Messergebnisse mikroskopisch beschreiben kann, ist aufgrund einer Vielzahl möglicher Prozesse weder einfach noch eindeutig. Dennoch spricht vieles dafür, dass der primäre Anteil der sich vollziehenden Physik durch das in dieser Arbeit entwickelte Modell beschreibbar ist, wie in Kap. 5.5 ausgeführt wird.

Die beobachteten strahlinduzierten Leitfähigkeitserhöhungen können nicht dadurch erklärt werden, dass ausschließlich die Strahlelektronen das 2DES dotieren wie in Anhang A.2 abgeschätzt wird. Der typischerweise verwendete Strahlstrom $I_{Strahl} = 100 \text{ pA}$ injiziert $\approx 624 \cdot 10^6$ Elektronen⁶, während die Zahl der Elektronen des 2DES auf der Probe mit $\approx 25 \cdot 10^5$ abgeschätzt werden kann. Verglichen mit der über die Probe gesamten abfallenden Spannung ($\approx 100 \text{ mV}$ bei $\approx 100 \text{ } \mu\text{A}$) sind die δV -Signale deutlich zu groß, als dass sie über die vom 2DES absorbierten Strahlelektronen allein erklärt werden können.

Die Strahlelektronen mit einer Energie von 10 keV können eine Vielzahl von Anregungen im STO, der LAO/STO-Grenzschicht oder im LAO induzieren. Dabei spielen phononische Anregungen zumindest bezüglich der Streuung mit Leitungselektronen des 2DES eine vernachlässigbare Rolle, weil eine strahlinduzierte Leitfähigkeitsverbesserung beobachtet wird. Auch wenn das Bändermodell⁴⁴ von LAO/STO-Heterostrukturen noch immer nicht gänzlich verstanden ist, so kann davon ausgegangen werden, dass es eine Vielzahl von Elektron-Loch-Paaranregungen gibt. Dabei müssen die Löcher nicht notwendigerweise fehlende Elektronen im Valenzband der beiden Bandisolatoren STO und LAO sein, sondern können auch durch punktförmige Gitterfehler wie z.B. Sauerstofffehlstellen im STO oder der LAO-Oberfläche gebildet werden. Derartige Lochzustände, die durch Gitterfehler gebildet werden, sind weitgehend lokalisiert, während die korrespondierenden Elektronen das 2DES n-dotieren können.

⁴⁴soweit dieses System stark korrelierter Elektronen in einem Bändermodell beschreibbar ist

Generation, Rekombination und Propagation von Ladungsträgern in einem homogenen Bandisolator/Halbleiter

Neben der Injektion von Elektronen durch den Strahlstrom I_{Strahl} wird durch die Generation von Elektronen und Löcher die Gleichgewichtsladungsträgerdichte n_0 bzw. p_0 jeweils um n^* bzw. p^* erhöht, sodass $n = n_0 + n^*$ bzw. $p = p_0 + p^*$ ist. Aus der Kontinuitätsgleichung kann mit der strahlinduzierten Generationsrate g_{Strahl} und einem Rekombinationskoeffizienten r_{rek} die zeitliche Änderung der Elektronendichte

$$\begin{aligned} \dot{n} &= \dot{n}^* = \frac{1}{e} \nabla j_n + g_{\text{Strahl}} - r_{\text{rek}} \cdot (np) \\ &= \frac{1}{e} \nabla j_n + g_{\text{Strahl}} - r_{\text{rek}} \cdot (n_0 p_0 + n_0 p^* + p_0 n^* + n^* p^*) \quad (4.17) \\ &\cong \frac{1}{e} \nabla j_n + g_{\text{Strahl}} - r_{\text{rek}} \cdot (n^* p^*) \end{aligned}$$

mit der Elektronenstromdichte j_n abgeschätzt werden. Dabei sind Terme mit der intrinsischen Ladungsträgerdichte von Bandisolatoren n_0 und p_0 besonders bei kryogenen Temperaturen vernachlässigbar. Der von den Elektronen getragene Strom ist dabei durch den Diffusionstensor \hat{D}_n sowie die Beweglichkeit der Elektronen $\hat{\mu}_n$ und das elektrische Feld \vec{E} gegeben

$$\vec{j}_n = n e \hat{\mu}_n \vec{E} + e \hat{D}_n \nabla n \quad (4.18)$$

und geht in Gl. (4.17) ein. Das elektrische Feld $\vec{E} = \vec{E}_{\text{Bias}} + \vec{E}_{\text{Strahl}} + \vec{E}_{\text{Built}}$ setzt sich dabei aus \vec{E}_{Bias} , das durch die Spannung, die den Biasstrom generiert, gebildet wird, und \vec{E}_{Strahl} , das entsprechend $\nabla(\epsilon_0 \hat{\epsilon}_r \vec{E}_{\text{Strahl}}) = \rho_{\text{Strahl}}$ gegeben ist (ρ_{Strahl} ist die durch den Strahl injizierte Ladungsdichte und $\hat{\epsilon}_r$ der Dielektrizitätstensor), sowie \vec{E}_{Built} , das sich aufgrund räumlich getrennter Elektron-Loch-Anregungen aufbaut, zusammen. Entsprechende Gleichungen ergeben sich für mögliche bewegliche Löcher.

Einfluss der injizierter Ladungsdichte ρ_{Strahl}

Auch wenn die Elektronenstrahlströme bei LTSEM-Untersuchungen möglichst klein gewählt werden, so muss an dieser Stelle berücksichtigt werden, dass die Strahlelektronen primär im STO innerhalb des ersten Mikrometers injiziert werden. Dabei ist STO zunächst einmal ein Bandisolator. Wird

die Streubirne kugelförmig mit Radius $\approx \mathcal{R}$ abgeschätzt, so kann das durch Ladungsimplantation über die Zeitdauer Δt erzeugte Feld entsprechend

$$\Delta \vec{E}_{\text{Strahl}} \approx \frac{I_{\text{Strahl}} \Delta t}{4\pi \epsilon_r \epsilon_0 \mathcal{R}^2} \hat{e}_r \quad (4.19)$$

abgeschätzt werden, wenn keine Elektronen abfließen können. Bei $I_{\text{Strahl}}=100$ pA und Streubirnenradius $\mathcal{R} \approx 500$ nm sowie einem maximalen $\epsilon_r \approx 30000$ ergibt sich ein elektrisches Feld am Rand der Streubirne (wo sich auch das 2DES befindet), das sich mit $\vec{E}_{\text{Strahl}} \approx 120 \frac{\text{V}}{\mu\text{m}\cdot\text{s}}$ aufbaut.

Bemerkung 4.1. *Diese Abschätzung⁴⁵ zeigt, dass sich innerhalb einiger Sekunden durch den Elektronenstrahl am Ort der Bestrahlung lokal ein Potential aufbauen könnte, das mit dem der „polaren Katastrophe“, die die Ursache des „elektronischen Rekonstruktions“-Mechanismus ist, vergleichbar ist und diesem entgegenwirkt⁴⁶.*

Würde man ein $\epsilon_r \approx 300$ zugrunde legen, erhöht sich $\Delta \vec{E}_{\text{Strahl}}$ gemäß Gl. 4.19 um den Faktor 100. In diesem Fall erreichen die Feldstärken am Rand der Streubirne bereits nach $\Delta t \approx 33.3 \mu\text{s}$ ⁴⁷ an der Grenzschicht Werte, die vergleichbar mit Untersuchungen von der Änderung der 2DES-Leitfähigkeit durch

⁴⁵Hierbei handelt es sich um eine Abschätzung, die ausschließlich die Injektion der Strahlelektronen pro Zeit in einem Isolator berücksichtigt. Eine genauere Abschätzung, die die Emission von Rückstreu- und Sekundärelektronen, sowie die Leitfähigkeit des STO und weitere Probenparameter berücksichtigt, kann an dieser Stelle nicht gemacht werden, weil die STO-Parameter (besonders die STO-Leitfähigkeit) nicht hinreichend abgeschätzt werden können. Abhängig von der Strahlenergie, der Sekundärelektronenemission und der STO-Leitfähigkeit sind auch positive Probenaufladungen möglich. Die Ergebnisse der strahlinduzierten 2DES-Leitfähigkeitsänderungen dieser Arbeit deuten allerdings darauf hin, dass sich das STO nicht positiv auflädt, weil dies eine strahlinduzierte Verschlechterung der 2DES-Leitfähigkeit (durch Ausbilden von Trapping-Zentren) erwarten ließe, was nicht beobachtet wurde.

⁴⁶Im Szenario der „polaren Katastrophe“ wird durch den Potentialanstieg (verursacht durch die Ladungsverteilung im LAO) die LAO-Valenzbandkante derart angehoben, dass sie das Niveau des STO-Leitungsbandes erreicht und Elektronen von der LAO-Oberfläche auf diese Weise das 2DES ausbilden, wenn die LAO-Schichtdicke ≥ 4 u.c. ist. Der Transfer dieser Elektronen gleicht dabei den Potentialanstieg aus. Eine hinreichend große negative Ladung im STO kann das Szenario des Potentialanstiegs der „polaren Katastrophe“ abwenden, weshalb sich kein 2DES entsprechend des „elektronischen Rekonstruktions“-Mechanismus ausbilden kann.

⁴⁷Die Bestrahlungsdauer während einer Periode der elektrostatischen Strahlauslenkung entsprechend der Lock-In-Verstärkertechnik beträgt $75 \mu\text{s}$

eine Backgate-Spannung von 200V sind [312]. Auch wenn die injizierten Elektronen über verschiedene Kanäle wie Backscatter-, Sekundärelektronen oder das 2DES bzw. leitfähige Bereiche des STO abfließen können, so zeigt sich an dieser Stelle, dass unter Einfluss des Elektronenstrahls möglicherweise mit erheblichen lokalen elektrischen Feldern zu rechnen ist, die sich im STO in unmittelbarer Nähe zum 2DES befinden.

Banddiagramm in c -Richtung

Die Absolutwerte des elektrischen Feldes, das durch den Elektronenstrahl lokal an der Grenzschicht erzeugt wird, können nicht angegeben werden, weil die zeitliche Entwicklung von ρ_{Strahl} (primär ab welcher injiziert Dichte ρ_{Strahl} sich das Gleichgewicht einstellt, bei dem der Strahlstrom dem abfließenden Strom⁴⁸ von ρ_{Strahl} entspricht) nicht hinreichend abgeschätzt werden kann. Dennoch soll in diesem Signalentstehungsmodell davon ausgegangen werden, dass es durch die im STO an der Grenzschicht injizierte Ladungsdichte ρ_{Strahl} entsprechend der Poissongleichung eine Verbiegung der Bänder infolge der Bestrahlung geben kann.

Möglicher Einfluss von Sauerstoffleerstellen: Bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben handelt es sich um beim Herstellungsprozess ausgeheilte Proben, die erwartungsgemäß eine geringe Dichte an Gitterfehlstellen, die meist Sauerstoffleerstellen sind, aufweisen sollten. In unmittelbarer Nähe zum 2DES sollten sich daher nur wenige Donatorzustände befinden, deren Elektronen zur Bildung des 2DES beitragen können, weshalb zunächst einmal der primäre Prozess, der das 2DES bildet, der (aus der „polaren Katastrophe“ resultierende) „elektronische Rekonstruktions“-Mechanismus sein dürfte. Der Einfluss des Elektronenstrahls, der in c -Richtung eindringt, agiert allerdings auf einer Längenskala, die erheblich größer als die mikroskopischen Mechanismen ist, die das 2DES bilden, welche auf der Längenskala von nm und von Einheitszellen agieren. Unter Strahleinfluss können daher auch geringe Donatorzustandsdichten im STO einen erheblichen Einfluss auf das 2DES haben. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen, wie sie in Kap. 5 vorgestellt werden, lassen dabei auf einen markanten Einfluss

⁴⁸Für das Abfließen gibt es mehrere mögliche Kanäle wie Elektronenemission (SE und BSE), Rekombination mit Löchern, Abfließen ins 2DES, Abfließen über leitfähige STO-Bereiche.

von STO-seitigen „In-Gap“-Zuständen, wie Sauerstoffleerstellen, bei LTSEM-Untersuchungen von LAO/STO-Proben schließen.

Die Zustände von Sauerstoffleerstellen innerhalb der STO-Bandlücke können neben Donatorzuständen insbesondere bei tiefen Temperaturen ($T < 100$ K), bei denen sie ausfrieren können, als „Trapping-Zustände“ agieren [282]. Elektronen, die aus Elektron-Loch-Anregungen aus dem VB in das LB resultieren, können im Fall der Photoleitfähigkeit sich aus tieferen STO-Schichten in Richtung Grenzschicht bewegen, wobei sie diese „Trapping-Zustände“ neutralisieren und so zur Leitfähigkeit beitragen [284]. In Übereinstimmung mit [266, 278, 312] ist der Ausgangspunkt dieses im Rahmen dieser Arbeit aufgestellten Modells zur LTSEM-Signalentstehung daher ebenfalls ein Defekt-unterstütztes Rekombinations-Szenario, wie es Abb. 4.23 [a] zeigt.

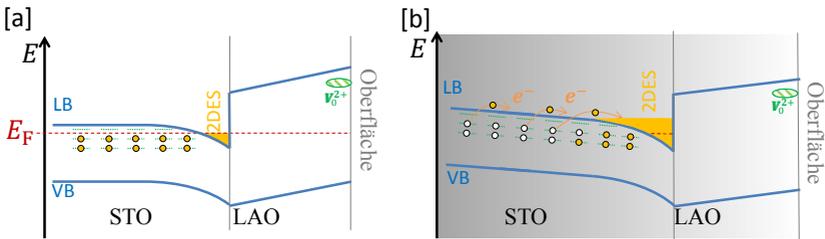


Abbildung 4.23: Schematische Darstellung des Bandmodells an der LAO/STO-Grenzschicht entsprechend eines Defekt-unterstützten Rekombinations-Szenarios [a]. In [b] wirkt auf den Bandkantenverlauf ein elektrisches Feld (injiziert durch den LTSEM-Elektronenstrahl) \vec{E}_{Strahl} , dessen Potential (grau angedeutet) die dargestellte Bandverbiegung ergibt. Im STO und an der LAO-Oberfläche sind Defektzustände (Sauerstoffleerstellen) dargestellt, die zur Bildung des 2DES beitragen können.

Das Defekt-unterstützte Rekombinations-Szenario, wie es in Abb. 4.23 [a] schematisch dargestellt ist, wird im Rahmen des aufgestellten Modells im Folgenden durch den Einfluss von im STO implantierten Strahlelektronen erweitert.

Im Fall der Bestrahlung kann das Potential der implantierten negativen Ladungsdichte ρ_{Strahl} die Bänder derart verkippen, dass die Bandkanten im STO in Richtung „Bulk“-STO angehoben und im LAO zur Oberfläche hin abgesenkt werden können, wie es schematisch Abb. 4.23 [b] zeigt. Primären Einfluss hat dabei die zur c -Achse parallele Komponente $E_{\text{Strahl} \parallel}$ von

\vec{E}_{Strahl} . Hierdurch können Elektronen aus Defektzuständen des STO, wie Sauerstoffleerstellen bei Anregung ins Leitungsband eine räumliche Trennung von diesen Defekten erfahren und das 2DES kann n-dotiert werden. Direkte Anregungen aus dem VB ins LB sind ebenfalls möglich und werden durch das Potential getrennt, sodass auch diese Elektronen zur strahlinduzierten Erhöhung der Ladungsträgerdichte des 2DES beitragen können. Während zwischen nicht-voneinander getrennten Elektron-Loch⁴⁹-Anregungen Ladungsneutralität herrscht, bildet sich zwischen den räumlich getrennten Elektron-Loch-Paaren eine Polarisation aus, die mit einem elektrischen Feld E_{Built} verbunden ist, das E_{Strahl} entgegenwirkt. Außerhalb des Systems getrennter Elektron-Loch⁴⁹-Paare ist $E_{\text{Built}} = 0$. Zudem ist eventuell eine (teilweise) Besetzung der LAO-Oberflächenzustände mit angeregten Elektronen möglich, die dem elektrischen Feld der implantierten Ladung entgegenwirkt.

In diesem Modell bildet sich zwischen den Elektron-Loch⁴⁹-Paaren, die durch E_{Strahl} (auch bei Anregung in tieferen STO-Schichten, wo es ohne Strahl entsprechend Abb. 4.23 [a] keine intrinsische Bandverbiegung gibt,) räumlich getrennt werden, eine Polarisation aus, die der ρ_{Strahl} -induzierten Bandverbiegung im STO, wie sie in Abb. 4.23 [b] dargestellt ist, entgegenwirkt. Im Gleichgewicht kann sich nach hinreichend langer Bestrahlung ein Zustand einstellen, bei dem sich die Steigung der Bandkanten nicht ändert. Nach diesem Modell wird erwartet, dass im Gleichgewicht $E_{\text{Strahl}} \approx -E_{\text{Built}}$ (ohne Biasstrom) ist und die Bandkanten horizontal in das STO verlaufen. Gibt es hingegen einen Biasstrom, so ist ein teilweises Abtransportieren der Elektronen der erzeugten Paare denkbar und $|E_{\text{Built}}| \lesssim |E_{\text{Strahl}}|$, weshalb erwartet wird, dass auch im Gleichgewicht die Bandkanten zum STO ansteigen. Der Prozess der n-Dotierung des 2DES kann daher von der Geschwindigkeit des Ab-/Auseinanderfließens der n-Dotierung (sowie der Löcher) senkrecht zur c -Achse sein. In beiden Fällen, $|E_{\text{Strahl}}| \approx |E_{\text{Built}}|$ bzw. $|E_{\text{Built}}| \lesssim |E_{\text{Strahl}}|$, ergibt sich eine erhöhte Ladungsträgerdichte des 2DES infolge der Bestrahlung und räumlicher Trennung der angeregten Paare⁵⁰.

⁴⁹In diesem Zusammenhang werden nicht besetzte lokalisierte Defektzustände ebenfalls als Loch bezeichnet.

⁵⁰Ein allmähliches Anheben des STO-Bandkantenverlaufes durch $\dot{\rho}_{\text{Strahl}} \neq 0$ (Abb. 4.23 [a] hin zu [b]) kann zu Beginn der Elektronenbestrahlung einen konvexen (vgl. z.B. Abb. 5.34) zeitlichen Verlauf der n-Dotierung und damit der Leitfähigkeit erklären, solange bis sich anschließend das Gleichgewicht, bei dem sich der Bandkantenverlauf nicht mehr durch $\dot{\rho}_{\text{Strahl}}$ ändert, einstellt.

Dem postulierten Modell zufolge baut sich nach der Beendigung der Implantation von Strahlelektronen mit dem Ab-/Auseinanderfließen von ρ_{Strahl} und/oder Rekombination mit Löchern / unbesetzte Sauerstoffleerstellen das elektrische Feld $E_{\text{Strahl} \parallel}$ ab. Allerdings besteht wegen der vorherigen Ladungstrennung entsprechend Abb. 4.23 [b] eine Polarisation im STO zwischen dem n-dotiertem 2DES und den unbesetzten Leerstellen im STO. Dieses, über die Bestrahlung hinaus existierende damit verbundene Feld E_{Built} , kann eine nach unten gerichtete Bandkantenverbiegung im STO entsprechend Abb. 4.24 ergeben. Der Übergang von Abb. 4.23 [b] zu Abb. 4.24 geht mit der Verringerung von $E_{\text{Strahl} \parallel}$ ⁵¹ einher.

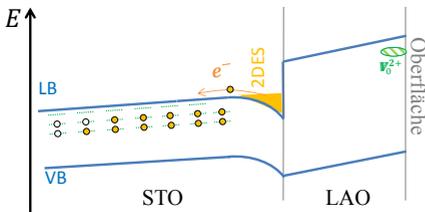


Abbildung 4.24: Schematische Darstellung des Bandmodells an der LAO/STO-Grenzschicht entsprechend eines Defektunterstützten Rekombinations-Szenarios, bei dem es eine Polarisation zwischen dem n-dotierten 2DES und unbesetzten Sauerstoffleerstellen im darunterliegenden STO gibt.

Mit der Verringerung von $E_{\text{Strahl} \parallel}$ nach Beendigung der Elektroneninjektion fließt ein Teil der zuvor erzeugten n-Dotierung des 2DES in das STO ab und besetzt die leeren Defektzustände nahe der Grenzschicht im STO. Die verbleibenden Elektronen der n-Dotierung sind somit räumlich weit von den korrespondierenden Lochzuständen im STO getrennt, sodass ihre Rekombination mit fortschreitender Zeit deutlich verlangsamt ablaufen kann.

Schlussfolgerung des Modells

Dieses Modell beschreibt eine mit der Bestrahlung der Probe einhergehende Erhöhung der Ladungsträgerdichte des 2DES, sowie die anschließende Rekombination. Dabei sind die Zeitskalen nicht nur abhängig von der räumlichen Trennung der Elektron-Loch-Paare, sondern auch von der zeitlichen Änderung von ρ_{Strahl} . Eine schnelle Verringerung von $E_{\text{Strahl} \parallel}$ während der elektrostatischen Auslenkung des gepulsten Elektronenstrahls⁵² lässt darauf schließen,

⁵¹Komponente von \vec{E}_{Strahl} , die parallel zur c-Achse ist.

⁵²Entsprechend der Lock-In-Verstärkertechnik, wird die Probe mit einem gepulsten Elektronenstrahl bestrahlt.

dass ρ_{Strahl} schnell ab-/auseinanderfließen und rekombinieren kann. In diesem Fall wird eine große positive Lock-In-verstärkte Spannungsänderung erwartet, weil entsprechend Kap. 4.4.3 δV die strahlinduzierte Leitfähigkeitsänderung des 2DES beschreibt. In diesem Modell kann daher δV direkt mit der Leitfähigkeit des STO zusammenhängen. Dabei kann ρ_{Strahl} primär in das 2DES oder entlang leitfähiger Kanäle/Bereiche in das STO zur Masse und/oder Rekombinationszentren abfließen. Demnach wird erwartet, dass eine gepulste Bestrahlung von leitfähigen Zwillingsgrenzen im STO ein besonders großes positives δV -Signal erzeugt, weil über diese ρ_{Strahl} schnell abfließen kann und somit eine große positive strahlinduzierte Leitfähigkeitsänderung des 2DES beobachtet werden sollte. Zudem gibt es nahe den Zwillingsgrenzen eine erhöhte Sauerstoffleerstellendichte [219, 226], die dem Modell zufolge ein starkes Signal ermöglicht.

In diesem Modell erstreckt sich die Zeitskala der Rekombination der n-Dotierung über einen großen Bereich⁵³. Dabei wird erwartet, dass sich die Rekombination mit unbesetzten Leerstellen nahe der LAO/STO-Grenzschicht sehr schnell vollziehen kann und auch (durch Tunneln) möglich ist, wenn die Bandkanten des STO horizontal oder sogar in Richtung „Bulk“-STO ansteigend verlaufen. Weiter voneinander entfernte Paare können über das Abfließen im LB des STO entsprechend Abb. 4.24 rekombinieren, wenn sich ρ_{Strahl} abbaut oder abgebaut hat. In dem Modell ist diese Rekombination (neben E_{Strahl}) von E_{Built} abhängig, das auf langen Zeitskalen sich mit der Rekombination einhergehend ebenfalls abbaut und entsprechend Abb.4.24 die STO-seitig nach unten gerichteten Bandkanten allmählich anhebt. Das Abfließen der Elektronen über das STO-LB hin zu den korrespondierenden Löchern wird demnach verlangsamt, weshalb lange Zeitskalen erwartet werden⁵⁴. Weil

⁵³Die Rekombinationszeiten eines dichten Elektron-Loch-Plasmas im Strontiumtitanat mit einer Bandlücke von 3.26 eV liegen in der Größenordnung von 10^{-8} s [295], weshalb Zeitskalen von 10^{-8} s als untere Schranke angegeben werden können. Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Leitfähigkeitsuntersuchungen (Kap. 5.5) zeigen, dass viele der Anregungen auch 24 h nach der Bestrahlung weiter fortbestehen.

⁵⁴ Die in Kap. 5.5 ausgeführten Ergebnisse lassen darauf schließen, dass verbunden mit dem sich auf der Zeitskala von ≈ 1 s abbauenden E_{Strahl} ein langsamer Rekombinationsprozess allmählich/verzögert einsetzt. Der langsame Prozess, der auch nach 24 h noch nicht abgeschlossen ist, zeigt Ähnlichkeiten zu photoinduzierter verbesserter 2DES-Leitfähigkeit, die durch STO-seitige „In-Gap“-Zustände wie Sauerstoffleerstellen erklärt werden, auf. Verbunden mit der Rekombination einer erhöhten strahlinduzierten 2DES-Elektronendichte mit diesen STO-seitigen Zuständen (Löcher), wird in dem Modell ein mit anhaltender Prozessdauer kleiner werdendes E_{Built} in Zusammenhang gebracht.

die Rekombinationsrate nach der Bestrahlung auf langen Zeitskalen deutlich verlangsamt ist, sagt dieses Modell nach der Bestrahlung eine verbesserte Leitfähigkeit des 2DES voraus, die in einem zweistufigen⁵⁴ Prozess (sehr) langsam abnimmt.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell basiert somit primär auf der Be- und Entvölkerung von „Trapping-Zuständen“ im STO. Es berücksichtigt keine möglichen Anregungen, die z.B. seitens des LAO herrühren, weshalb es keinen Anspruch auf Vollständigkeit hat. Das Modell kann allerdings sämtliche in dieser Arbeit an LAO/STO-Heterostrukturen erzielten Beobachtungen erklären und wird besonders von den in Kap. 5.4 und 5.5 vorgestellten Ergebnissen gestützt.

Ein derart dominanter starker Beitrag strahlinduzierter Bandverbiegung, dass ρ_{Strahl} Einfluss auf den natürlichen 2DES-Ausbildungsmechanismus hat (vgl. Bemerkung 4.1), kann weitestgehend ausgeschlossen werden, weil das Potential von ρ_{Strahl} dem „elektronischen Rekonstruktion“-Mechanismus entgegenwirkt und eine strahlinduzierte Verarmung des 2DES mit sich bringen würde. Gleiches gilt für die durch die strahlinduzierte Bandverbiegung begünstigte Besetzung möglicher Oberflächenzustände oder V_0^{2+} -Zustände im LAO. Diese LAO-seitigen Kanäle lassen im Fall einer großen strahlinduzierten Bandverbiegung eine Verschlechterung der Leitfähigkeit erwarten, die nicht beobachtet wurde. Neben dem vermuteten dominanten STO-seitigen Beitrag, wie er im Modell beschrieben ist, könnten diese LAO-seitigen Kanäle dennoch in schwächerer Form existieren und nach der Bestrahlung zu der fortbestehenden verbesserten Leitfähigkeit beitragen. In diesem Fall würden diese LAO-seitigen Zustände während der Bestrahlung mit Elektronen „aufgeladen“ werden und könnten anschließend diese an das 2DES abgeben.

Möglicher Beitrag leitfähiger Zwillingsgrenzen auf die 2DES-Dotierung

Nachdem soeben im Bandmodell gezeigt wurde, dass leitfähige Zwillingsgrenzen durch das verbesserte Abfließen von ρ_{Strahl} zu einem verbesserten und schnelleren Rekombinationsmechanismus führen können und sie damit aufgrund des Ausschaltbeitrages ein starkes δV -Signal erzeugen können, sollen an dieser Stelle qualitative Überlegungen vorgestellt werden, die eine mögliche n-Dotierung des 2DES über Zwillingsgrenzen beschreiben könnten.

Quantitativ kann dies allerdings nicht ausgeführt werden, weil zu große Unsicherheiten bezüglich ihrer Polarisation bestehen und unklar ist, in welchem Maße sie durch ihre Leitfähigkeit elektrische Felder abschirmen können.

Innerhalb des STO können die Elektronen der strahlinduzierten Elektron-Loch-Paare, entsprechend der elektrischen Feldverteilung, die in tieferen STO-Schichten, wo $E_{\text{BUILT}} \approx 0$ ist, in erster Näherung radialsymmetrisch angenommen wird, propagieren. Innerhalb leitfähiger Zwillingsgrenzen kann diese Bewegung in Richtung 2DES (wie auch anderer leitfähiger „Bulk“-STO-Bereiche) kanalisiert werden.

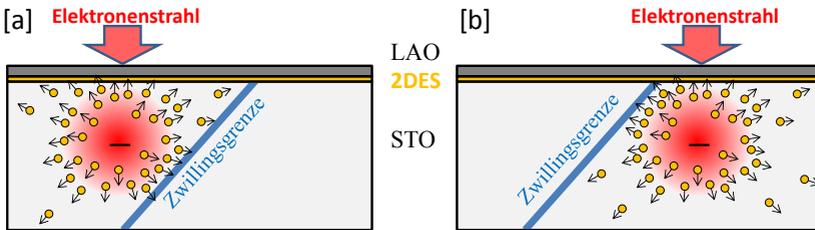


Abbildung 4.25: Schematische Darstellung der LAO/STO-Heterostruktur mit einer Zwillingsgrenze, die die Propagation von beweglichen Elektronen (gelb) angetrieben durch die vom Elektronenstrahl implantierte Ladung ρ_{Strahl} (rot) zeigt. Der Strahl befindet sich links[a] bzw. rechts [b] der schräg zum 2DES verlaufenden Zwillingsgrenze.

Unter der Annahme, dass durch die Leitfähigkeit Potentialdifferenzen innerhalb der Zwillingsgrenze ausgeglichen werden, basiert der Transport innerhalb der Zwillingsgrenze auf Diffusion, sofern es keine externe Potentialdifferenz gibt. Der Beitrag des n-Dotierens des 2DES wird daher sehr viel schwächer erwartet, als wenn an dem 2DES eine Spannung anliegt und somit der Transport in der Zwillingsgrenze durch die Potentialdifferenz zwischen 2DES und „Bulk“-STO gegeben ist.

Bei sehr schwachem/keinem Biasstrom wird zudem ein Kontrast erwartet, wenn die Zwillingsgrenze nicht parallel zur c -Achse orientiert ist⁵⁵. Ist der

⁵⁵Vor dem Hintergrund, dass der Seebeckkoeffizient von STO für $T < 100$ K mit sinkender Temperatur erheblich abnimmt [311] und daher nur sehr kleine strahlinduzierte Thermospannungen bei $T \approx 5$ K erwartet werden, wird an dieser Stelle ein weiterer möglicher Signalbeitrag vorgestellt, der bei schwachem/keinem Biasstrom den beob-

Strahl entsprechend Abb. 4.25 [a] links der Zwillingsgrenze, so wird in tieferen STO-Schichten die Mehrzahl der Elektronen in die Zwillingsgrenze implantiert. Befindet sich der Strahl hingegen rechts von ihr [b], so geschieht dies überwiegend nahe des 2DES. Somit ist der LTSEM-Signalbeitrag durch n-Dotierung des 2DES über die Zwillingsgrenze bei Strahlposition [a] schwächer als bei [b]. Dieser Mechanismus könnte erklären, weshalb in Spannungsbildern, die ohne Biasstrom aufgenommen wurden, die eine Seite von Zwillingsgrenzen heller als die andere Seite ist, wie Abb. 4.18 zeigt. Mit zunehmender positiver Spannung des 2DES, wie sie im Fall eines Biasstromes vorhanden ist, wird der Diffusionsbeitrag vernachlässigbar gegenüber dem Transport, hervorgerufen durch die Potentialdifferenz entlang der Zwillingsgrenze, sodass dieser Kontrast verschwinden kann.

Zu berücksichtigen ist, dass Zwillingsgrenzen neben einer hohen elektrischen Leitfähigkeit auch ferroelastische und ferroelektrische Eigenschaften zugesprochen werden. Abhängig von dem Grad und der Richtung der Polarisation einer Zwillingsgrenze können unter Berücksichtigung unterschiedlicher Ladungsverteilungen⁵⁶ sowie nicht hinreichend bekannter Zeitskalen an dieser Stelle keine Aussage über den Signalbeitrag gemacht werden, wenn Zwillingsgrenzen polar sind. Denkbar sind Potentialmulden (parallel zur Flächennormalen der Zwillingsgrenze), die den anhand Abb. 4.25 beschriebenen 2DES-Dotierungsbeitrag unterstützen, aber auch Bandverbiegungen, die das Implantieren der Elektronen in Zwillingsgrenzen verschlechtern/verhindern können. Zudem hat eine Polarisation mit *c*-Richtungs-Komponente einen erheblichen elektrostatischen Einfluss auf das 2DES.

achteten Kontrast (vgl. Abb. 4.18) zwischen den beiden Seiten einer Zwillingsgrenze erklären kann.

⁵⁶, wie Strahl, Elektron-Loch-Verteilungen, Abschirmung elektrischer Felder durch Leitfähigkeit der Zwillingsgrenze, Ladungsverteilung der Zwillingsgrenzen-Polarisation,

5 LTSEM an LAO/STO-Grenzflächen

In diesem Kapitel wird zunächst die Herstellungstechnik der von H. Ma zur Verfügung gestellten LAO/STO-Proben vorgestellt. Um diese zu untersuchen, wurde in dieser Arbeit das K2-System verwendet. Es wurde die in Kapitel 4.2 beschriebene Messtechnik verwendet, bei der mittels Vier-Punkt-Messung die Probe mit der Lock-In-Technik wie auch der batteriebetriebenen Stromquelle sowie Spannungsvorverstärker untersucht wurde.

Es werden Messdatenanalysen vorgestellt, die darauf schließen lassen, dass mittels LTSEM-Abbildungen Domänenwände des STO in der tetragonalen Phase abgebildet werden können. Anschließend werden weitere im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Messergebnisse präsentiert, die die Reorganisation der Domänen nach thermischen Zyklen über die Übergangstemperatur des STO-Phasenübergangs bei $T = 105\text{ K}$ belegen. Zudem wird anhand von Messergebnissen gezeigt, dass das in Kap. 4.4.4 postulierte Modell der LTSEM-Signalentstehung in LAO/STO-Heterostrukturen die experimentellen Ergebnisse beschreiben kann.

Herstellung der LAO/STO-Heterostrukturen

Die in dieser Arbeit untersuchten LAO/STO-Proben wurden an der National University of Singapore von H. Ma hergestellt [1, 302], in dem LAO Dünnschichten mit 5 bis 20 Einheitszellen auf STO Einkristall-Substrate aufgewachsen wurden. Diese hatten entweder (001)- oder (110)-Orientierung. Hierfür wurden die STO-(001)-Substrate 30 s mit HF behandelt und anschließend 1.5 h bei 950°C ausgeheilt, während die STO-(110)-Substrate 2.5 h bei 1050°C ausgeheilt und anschließend HF-behandelt wurden [1]. Bei Sauerstoff-Partialdrücken von $2 \cdot 10^{-4}$ bis $2 \cdot 10^{-3}$ Torr wurde bei der Substrattemperatur von 750°C das LAO mittels „pulsed laser deposition“ (PLD) epitaktisch aufgebracht [1]. Mittels Photolithographie wurden „Hall-Bar-förmige“ Mikrobrücken der Größe $165\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$ mit jeweils vier Spannungsabgriffen sowie ein Side-Gate strukturiert, wie Abb. 5.1 zeigt. Die Mikrobrücken sind im Fall der STO(001)-Substrate entlang der [100] und [010]-Richtung und im Fall der STO(110)-Substrate entlang der [001] und $[1\bar{1}0]$ -Richtung orientiert. Weitere Informationen können [1, 302] entnommen werden.

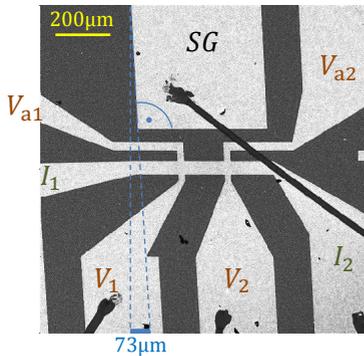


Abbildung 5.1: LTSEM-Oberflächenbild der Probe LAO/STO#5a und den Zuleitungen. Die Bondpads I_1 und I_2 für den Biasstrom und die kontaktierten Spannungsabgriffe V_1 und V_2 sowie zwei alternative Spannungsabgriffe V_{a1} , V_{a2} und ein Sidegate SG sind markiert. Während der Dauer der Aufnahme hat sich die Probe um $73 \mu\text{m}$ verschoben.

Anhand der Probe LAO/STO#5a zeigt das LTSEM-Oberflächenbild, das in Abb.:5.1 dargestellt ist, das Designs der untersuchten LAO/STO-Proben. Die hellen Strukturen zeigen LAO-Bereiche auf, sodass sich hier das elektrisch leitende 2DES befindet. In den dunklen Bereichen ist ausschließlich das STO-Substrat zu sehen. Die sich im Zentrum befindende Probe ist über Bondpads und 2DES-Zuleitungen kontaktiert, und es kann über ein Sidegate (SG) ein elektrisches Feld angelegt werden. Zudem befindet sich auf der Rückseite des STO-Substrates ein Backgate (BG).

Bei sämtlichen dargestellten LTSEM-Bildern ist dabei ein Probenshift zu berücksichtigen, der auf thermische Ausdehnungen des K2-Systems zurückzuführen ist und in diesem Fall von Abb.:5.1 $73 \mu\text{m}$ beträgt. Dieser kann nachträglich mittels Bildbearbeitung korrigiert werden, wie im Fall der in [1] dargestellten Spannungsbilder.

5.1 LTSEM- δV -Abbildungen von Domänenwänden

Mit dem LTSEM können unterhalb der Übergangstemperatur in der tetragonalen Phase des STO δV -Bilder aufgenommen werden, die strahlinduzierte Spannungsänderungen der Probe orts aufgelöst darstellen können. Dabei kann die verwendete Lock-In-Technik keine Aussage über das Vorzeichen der Spannungsänderung machen (vg.: Kap. 4.3 und 4.4)¹.

¹Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Lock-In-Verstärker derart eingestellt, dass das δV -Signal von Strukturen, die mit Zwillingsgrenzen im Bereich der Probe identifiziert werden können, positiv ist.

5.1.1 Identifizierung von δV -Signalen mit Zwillingsgrenzen

Abbildung 5.2 und 5.3² zeigen Lock-In-verstärkte LTSEM- δV -Abbildungen von Proben, bei denen das LAO auf (001)- bzw. (110)-orientiertes STO aufgebracht worden war. Die jeweilige LAO-Dicke ist Tab.:5.1 zu entnehmen. Die bei $T \approx 5$ K aufgenommenen Spannungsbilder zeigen linien-/streifenförmige Muster unter unterschiedlichen Winkeln relativ zu den langen Kanten der Proben, die entsprechend Abb. 5.1 strukturiert sind.

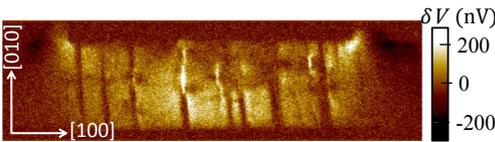


Abbildung 5.2: Lock-In-verstärkte LTSEM- δV -Abbildung der Probe Nr. 2 aus Tab. 5.1 (20 u.c. LAO auf (001)-orientiertem STO). Aufgenommen bei $T \approx 5$ K und $I_{\text{Bias}} = 25 \mu\text{A}$. Mit

Zwillingsgrenzen identifizierbare Strukturen sind unter den Winkeln 0° und 90° bezüglich der langen Achse der Probe zu beobachten und in Tab. 5.1 aufgeführt.

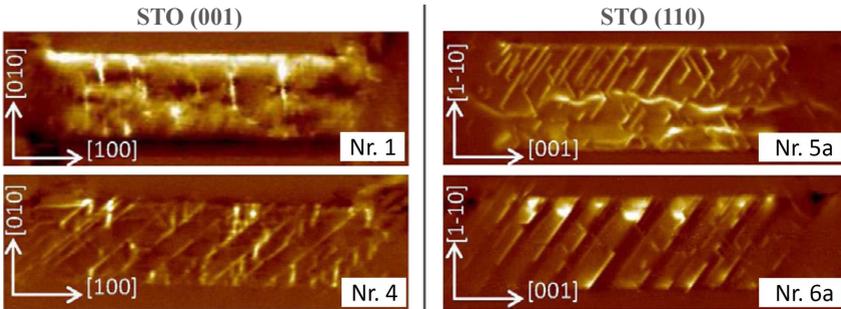


Abbildung 5.3: Lock-In-verstärkte LTSEM- δV -Abbildungen der Proben aus Tab. 5.1, aufgenommen bei $T \approx 5$ K und $I_{\text{Bias}} = 100 \mu\text{A}$. Mit Zwillingsgrenzen identifizierbare Strukturen sind unter verschiedenen Winkeln bezüglich der langen Achse der jeweiligen Probe zu beobachten und in Tab. 5.1 aufgeführt. Abgeändert aus [1].

Nach der Korrektur des thermischen Probenshifts stimmen die Winkel der linien-/streifenförmigen δV -Muster der jeweiligen Proben mit den möglichen Orientierungen von Zwillingsgrenzen mit der jeweiligen STO-Oberfläche, auf

²Die in Abb. 5.3 dargestellten δV -Bilder von Probe Nr.4 und Nr.6a wurden von S. Scharinger und H.J. Harsan Ma und die der Proben Nr.1 und Nr.5a in Zusammenarbeit mit S. Scharinger, H.J. Harsan Ma aufgenommen und analysiert und in [1] veröffentlicht.

STO (001)			
Probe.	LAO-Dicke/u.c.	Winkel der signalstarken Strukturen (deg)	
		erwartet	beobachtet
Nr. 1	5	0, 90, 45, 135	0, 90, 135
Nr. 2	20	0, 90, 45, 135	0, 90
Nr. 3	5	0, 90, 45, 135	0, 90, 135
Nr. 4	10	0, 90, 45, 135	0, 90, 45
STO (110)			
Probe.	LAO-Dicke/u.c.	Winkel der signalstarken Strukturen (deg)	
		erwartet	beobachtet
Nr. 5a	5	0, 55, 125	55, 125, 0
Nr. 5b	5	35, 90, 145	35, 90, 145
Nr. 6a	10	0, 55, 125	55, 125
Nr. 6b	10	35, 90, 145	35, 90, 145

Tabelle 5.1: Übersicht über die LAO/STO-Proben, deren δV -Spannungsbilder in [1] veröffentlicht wurden. Die jeweilige LAO-Dicke (in u.c.) und die Winkel (relativ zur langen Probenachse) der signalstarken δV -Ergebnisse sowie die erwarteten Orientierungen von Zwillingsgrenzen sind angegeben. Abgeändert aus [1]. Die rot dargestellte **0°** ist ein im Rahmen dieser Arbeit nach Veröffentlichung erzieltes Messergebnis (vgl.: Abb. 5.13 und 5.18).

der sich das LAO befindet, entsprechend der Theorie der räumlichen Anordnung von Zwillingsgrenzen im STO (Kap. 3.2.4), überein. Dabei zeigen mehrere untersuchte Proben diese Übereinstimmung der δV -Strukturen mit möglichen Winkeln von Zwillingsgrenzen mit der jeweiligen STO-Oberfläche, wie Tab.:5.1 zu entnehmen ist. Aufgrund dieser Übereinstimmungen haben H. Ma *et al.* darauf geschlossen, dass mittels LTSEM-Spannungsbildern Zwillingsgrenzen abgebildet werden können [1]. An dieser Stelle muss angemerkt werden, dass in vielen Spannungsbildern die Strukturen, die auf diese Weise mit Zwillingsgrenzen identifiziert werden, abrupt enden, wie unter anderem Abb. 5.3, 4.18, 4.21, 4.15 zeigen. Endende Domänenwände sind dabei nicht vereinbar mit unterschiedlichen Domänen in einem Festkörper, die von einer Wand getrennt werden. Domänenwände können nur enden, indem sie von einer anderen Domänenwand oder der Kristalloberfläche unterbrochen werden. Neben dem Verschwinden dieser Strukturen bei Erreichen der Übergangstemperatur (vgl. Abb. 4.15) ist das Ausbilden neuer Strukturen nach Temperaturzyklen über die Übergangstemperatur (vgl.: Kap. 5.2) jedoch ein starkes Indiz dafür, dass diese Strukturen im LTSEM-Spannungsbild tatsächlich mit Zwillingsgrenzen zu identifizieren sind. Der Nachweis hiervon wurde im Rahmen dieser Arbeit erbracht.

5.1.2 Einfluss von elektrischen Feldern

Das „domain-wall-engineering“ ist ein bedeutender Teilbereich aktueller Forschung, weshalb das Verhalten von Zwillingsgrenzen unter Einfluss elektrischer Felder untersucht worden ist. Entsprechend Abb. 5.1 befindet sich die Sidegate-Elektrode $165\ \mu\text{m}$ neben der Probe, sodass das kritische Feld der feldinduzierten Ferroelektrizität von $1.40\ \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ [221] bei einer Spannung von $\approx 23\ \text{V}$ erreicht wird. Bei einer STO-Substratdicke (die Backgate-Elektrode befindet sich auf der Unterseite des Substrats) von $500\ \mu\text{m}$ ergibt sich das kritische Feld bei $\approx 70\ \text{V}$ -Gatespannung.

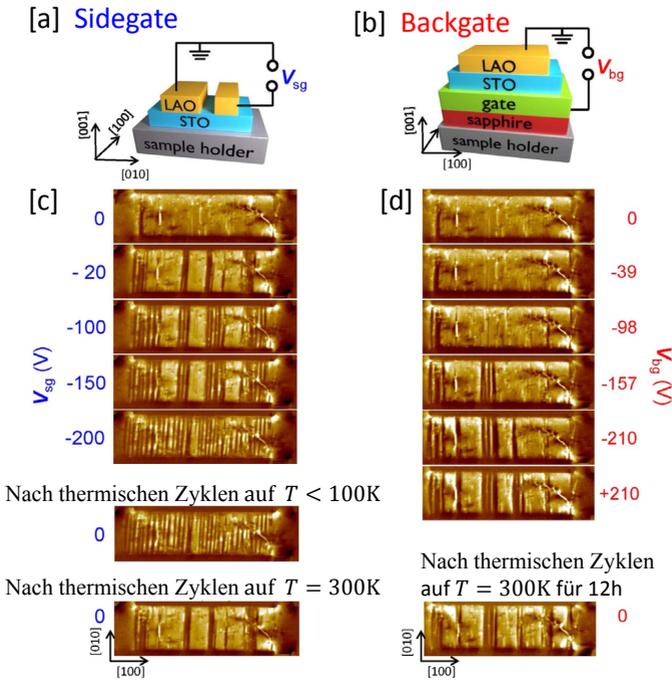


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung der Sidegate- [a] und der Backgate-Konfiguration [b], mit denen das Verhalten von Zwillingsgrenzen im externen elektrischen Feld untersucht wurden. Lock-In-verstärkte LTSEM- δV -Abbildungen der Probe LAO/STO#1 (entsprechend Tab.:5.1) aufgenommen bei $T \approx 5\ \text{K}$ und $I_{\text{Bias}} = 100\ \mu\text{A}$ bei unterschiedlichen Sidegate- [c] und Backgate- [d] Spannungen. Abgeändert aus [1]⁴.

Entsprechend Abb. 5.4 [a] bzw. [b] wurde mittels einer Keithley-Strom/Spannungsquelle³ bei $T \approx 5$ K eine Gate-Spannung an die Probe Nr.1 (entsprechend Tab.:5.1) angelegt und mit $I_{\text{Bias}} = 100 \mu\text{A}$ die zugehörigen δV -LTSEM-Bilder der Probe aufgenommen.

Sowohl beim Anlegen einer negativen Gatespannung an das Side- [a] als auch an das Backgate [b] entstehen streifenförmige Muster in den δV -Bildern [c] bzw. [d], deren Zahl mit ansteigender Gatespannung zunimmt, wie Abb. 5.4⁴ zeigt. Diese Muster durchziehen die gesamte Probe senkrecht zu ihrer langen Kante, wobei thermisches Zyklen auf Temperaturen unterhalb von $T < 100$ K keinen merklichen Einfluss auf die erzeugten Muster hat. Diese mittels Gate-Spannung erzeugbaren Muster wurden von H. Ma *et al.* als ferroelektrische Zwillingsgrenzen interpretiert, die abhängig von dem angelegten elektrischen Feld induziert werden, wie Abb. 5.5 zeigt.

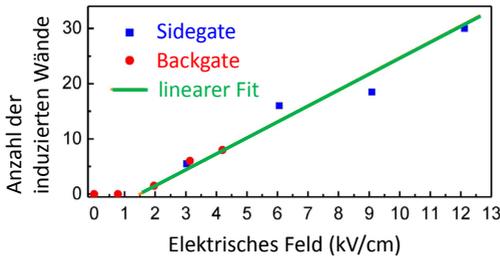


Abbildung 5.5: Zahl der feldinduzierten Zwillingsgrenzen in Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld. Für Felder größer als $\approx 1.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ gibt es entsprechend des eingezeichneten Fits einen linearen Zusammenhang. Abgeändert aus [1]⁴.

Dabei steigt die Zahl der feldinduzierten Zwillingsgrenzen oberhalb des kritischen Feldes linear an, wobei der Abszissen-Achsenabschnitt von $1.4 - 1.5 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ mit dem Einsetzen der feldinduzierten Ordnung im STO bei $T < 100$ K korrespondiert. Hieraus lässt sich ableiten, dass die durch ein elektrisches Feld induzierten Zwillingsgrenzen ferroelektrisch geordnet sind.

Während nicht-feldinduzierte Zwillingsgrenzen in der Regel ein starkes positives δV -Signal erzeugen (vgl. u.a.: Abb. 4.15 bzw. Abb. 5.4 [c] und [d] mit $V_{\text{Gate}} = 0$), weisen die in Abb. 5.4 [c] und [d] gezeigten δV -Bilder (die mit/nach $V_{\text{Gate}} \neq 0$ aufgenommen wurden) Bereiche auf der Probe, über die ein Biasstrom fließt, auf, die nicht vom STO-Hintergrund zu unterscheiden sind und in Zusammenhang mit der jeweiligen Gatespannung stehen.

³Keithley Serie 2400, Model 2400 Series SourceMeter; Keithley Instruments, 28775 Aurora Road, Cleveland, Ohio 44139, USA

⁴Die in Abb. 5.4 dargestellten δV -Bilder wurden in Zusammenarbeit mit S. Scharinger und H.J. Harsan Ma aufgenommen und analysiert und in [1] veröffentlicht.

Dies kann mit durch elektrische Polarisierung im Fall der durch Gatespannung erzeugten Wände/Domänen zusammenhängen. Jede der feldinduzierten Strukturen kann im LTSEM- δV -Bild nicht vom umgebenden Hintergrund außerhalb der Brücke unterschieden werden, weshalb es aussieht, als ob an diesen Stellen das 2DES aus einem gewissen Bereich verdrängt wird, wenn die Zwillingsgrenze ferroelektrisch ist und sich eine Schottky-ähnliche Barriere ausbildet. Während die hellen Linien in den LTSEM- δV -Bildern als Zwillingsgrenzen interpretiert werden, werden die dunklen Streifen in Abb. 5.4 als sich zwischen den Wänden befindende Domänen gedeutet [1]. Die Ergebnisse der LTSEM- δV -Bilder, die in Abb. 5.4 gezeigt sind, weisen darauf hin, dass die feldinduzierte Ferroelektrizität des STO ausschließlich in den Zwillingsgrenzen auftritt.

In dieser Interpretation zeigen die Zwillingsgrenzen selbst eine ferroelektrische Ordnung unter Einfluss eines elektrischen Feldes auf. Dennoch konnte keine ferroelektrische Hysterese-Schleife beobachtet werden, die sich bei einem Wechsel der Polarisierung in einer Änderung der Zwillingsgrenzen-Konfiguration zeigen müsste, wenn das elektrische Feld umgedreht wird. Die Ursache kann darin gesehen werden, dass die maximal angelegten elektrischen Felder mit $\approx 10 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$ kleiner als das Koerzitivfeld, ab welchem sich die Polarisierung der Zwillingsgrenzen ändert (Vorzeichen wechselt), sind.

Die Zwillingsgrenzen verschwinden nicht vollständig durch Erwärmen der Probe auf über 300 K und anschließendem Abkühlen auf $T \approx 5$ K, wie Abb. 5.4 [c] und [d] zeigen. Trotz dieses thermischen Zyklens in die kubische Phase scheint die Probe überraschenderweise ein memristives Verhalten zu zeigen, was das erneute Ausbilden des Zustandes der Zwillingsgrenzen betrifft. Dieser Memory-Effekt kann dadurch erklärt werden, dass sich während der Probenuntersuchungen in der tetragonalen Phase die leitfähigen Wände aufladen und beim Erwärmen diese Ladungen an der Position der Zwillingsgrenze gepinnt werden und sich beim erneuten Abkühlen unter 105 K noch immer an diesen Positionen befinden [1]. Dieser Effekt könnte mit Defekten verbunden sein, an denen sich beim erneuten Abkühlen zuerst bzw. bevorzugt Zwillingsgrenzen bilden. Nach dem Anlegen eines starken Feldes könnte zudem der Memory-Effekt durch das Fortbestehen eines zurückbleibenden elektrischen Feldes im STO erklärt werden [1].

Für gewöhnlich ordnen die Dipole einer Zwillingsgrenze anti-ferroelektrisch. Simulationen von Zykova-Timann *et al.* zeigen jedoch, dass die Dipole Vortex-Strukturen ausbilden können, die eine Richtungskomponente aufweisen, sodass

diese Vortexanregungen zu einer sehr lokalen ferroelektrischen Ordnung führen [234]. Dabei ändern die Dipole regelmäßig ihre Richtung innerhalb der Wand, wobei sich das Umschaltverhalten nicht entsprechend einer Ising-Wand, sondern einer Bloch-Wand entsprechend verhält [234]. In diesem Fall rotieren die Dipole aus der Zwillings-Ebene, sodass sie während der Rotation in einer Richtung senkrecht zur Wand orientiert sind und so umschaltbar werden [234]. Zykova-Timann *et al.* zeigten, dass sich polare Zwillingsgrenzen spontan ohne Beihilfe von Defekten oder externen Verspannungen ausbilden können [234]. Unter dem Einfluss elektrischer Felder und Verspannungen sind dabei die Zwillingsgrenzen sehr mobil [234].

Das einfache Ausbilden von Zwillingsgrenzen lässt darauf schließen, dass es energetisch sehr einfach und vorteilhaft ist, wenn sie sich unter Einwirkung von Einflüssen wie Defekten oder einem zurückbleibenden elektrischen Feld ausbilden. Somit könnten bereits kleine (in der kubischen Phase fortbestehende) Probenänderungen, die intrinsisch sein können oder von vorangegangenen Probenuntersuchungen (in der tetragonalen Phase) herrühren können, über den Prozess des Temperaturzyklens fortbestehen und einen Memory-Effekt erzeugen, wenn die Probe erneut in die tetragonale Phase überführt wird.

5.2 Ausbilden neuer Zwillingsgrenzen

Eine wesentliche Eigenschaft der tetragonalen Phase des STO ist, dass sie bei jedem Abkühlprozess von der kubischen in die tetragonale Phase neue Domänenstrukturen ausbildet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde hierfür der Nachweis erbracht, indem mehrere LTSEM- δV -Bilder von Probe LAO/STO#5a (5 u.c. LAO auf STO (110)) jeweils bei $T = 5.1$ K aufgenommen wurden, zwischen denen die Probe über die Übergangstemperatur erwärmt worden war. Zwischen der Aufnahme der in Abb. 5.6 dargestellten LTSEM- δV -Bilder wurde die Probe hierfür auf Raumtemperatur erwärmt.

Ein Vergleich der einzelnen Teilabbildungen von Abb. 5.6 [a] bis [e], die unter gleichen Bedingungen ($T = 5.1$ K und $I_{\text{Bias}} = 25 \mu\text{A}$) in chronologischer Reihenfolge aufgenommen und im gleichen δV -Bereich ausgewertet wurden, zeigt, dass sich die Strukturen teilweise durch das thermische Zyklen auf $T = 300$ K ändern. Dabei treten entsprechend der Vorhersage des Verlaufs von Zwillingsgrenzen jedes Mal neue Strukturen auf, was neben den Winkeln der Strukturen relativ zu der Probekante und zueinander (entsprechend Kap. 5.1.1) ein deutliches Zeichen dafür ist, dass die linienförmigen Signale eher auf Zwillingsgrenzen als auf Defektstrukturen, die sich durch thermisches Zyklen

nicht ändern sollten, zurückzuführen sind. Dennoch treten auch nach mehrfachem Zyklen wiederkehrende sehr ähnliche bzw. z.T. gleiche Strukturen auf, wie besonders an der überlagerten Darstellung [a]+[e] sichtbar wird. Diese können aber in den dazwischenliegenden Zyklen vollständig verschwunden sein, wie der Vergleich [a]+[e] mit [b] und [c]+[d] zeigt. Dies zeigt auch [b] und [d], während [c] Strukturen aufweist, die sich deutlich davon unterscheiden.

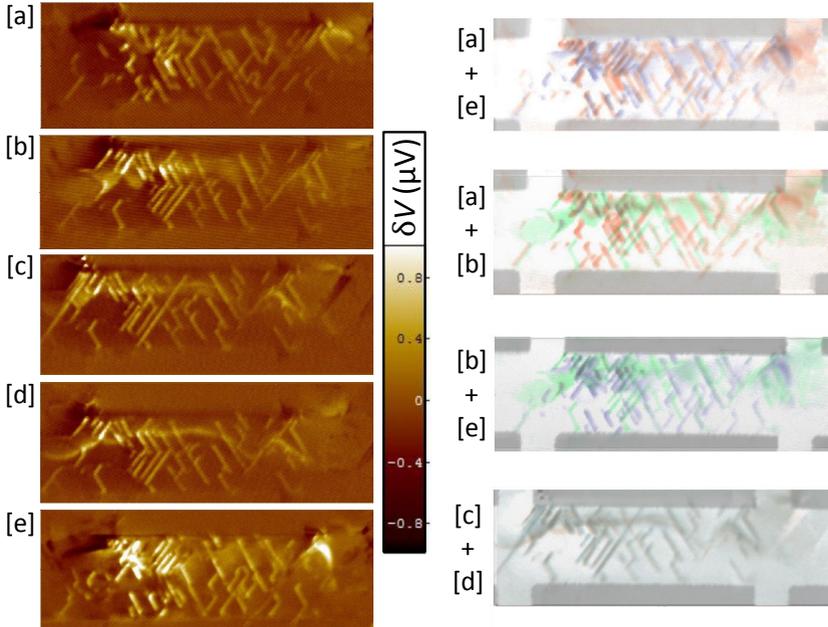


Abbildung 5.6: Lock-In-verstärkte LTSEM- δV -Bilder der Probe LAO/STO#5a, aufgenommen bei $T=5.1\text{ K}$ und $I_{\text{Bias}}=25\ \mu\text{A}$ mit einem Strahlstrom von $100\ \text{pA}$ und $10\ \text{keV}$. Zwischen den einzelnen Messungen [a] bis [e] wurde die Probe auf $T=300\ \text{K}$ erwärmt. Rechts sind jeweils zwei der δV -Bilder stark kontrastiert in unterschiedlichen Farbtönen dargestellt, die mit Hilfe der in Grautönen dargestellten Oberflächenbilder exakt übereinandergelegt wurden.

Um Änderungen in den Mustern der Zwillingsgrenzen zu erzeugen, muss die Probe LAO/STO#5a allerdings nicht notwendigerweise auf $T=300\ \text{K}$ erwärmt werden. Dies zeigen die in Abb. 5.7⁵ dargestellten LTSEM- δV -Bilder.

⁵Die in Abb. 5.7 dargestellten δV -Bilder wurden in Zusammenarbeit mit S. Scharinger, H.J. Harsan Ma aufgenommen und analysiert und in [1] veröffentlicht.

Zwischen der Aufnahme der beiden Spannungsbilder [a] und [b] wurde die Probe auf $T \gtrsim 130$ K erwärmt, sodass die Übergangstemperatur des kubisch zu tetragonalen Phasenübergangs überschritten wurde.

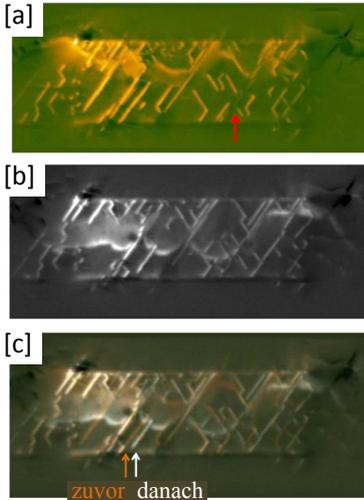


Abbildung 5.7: Lock-In-verstärkte LTSEM- δV -Bilder der Probe LAO/STO#5a, aufgenommen bei $T = 5.7$ K und $I_{\text{Bias}} = 100 \mu\text{A}$ mit einem Strahlstrom von 100 pA und 10 keV . Zwischen den beiden Teilabbildungen wurde die Probe auf $T \gtrsim 130$ K erwärmt. Der rote Pfeil in [a] kennzeichnet eine Zwillingsgrenze, bei der die Signalstärke entlang der Wand stark variiert. In [c] ist eine Überlagerung von [a] und [b] dargestellt, die deutlich zeigt, dass einige der Zwillingsgrenzen an unterschiedlichen Orten auftreten. Abgeändert aus Ergänzungsmaterial von [1].

Auch beim thermischen Zyklen auf $T \gtrsim 130$ K ändern sich die δV -Strukturen, die als Zwillingsgrenzen identifiziert werden, wie der Vergleich von [a] und [b] bzw. deren Überlagerung [c] in Abb. 5.7 zeigt.

In den meisten LTSEM- δV -Bildern finden sich Zwillingsgrenzen, bei denen sich die Signalstärke entlang der Wand stark ändert, wie exemplarisch in Abb. 5.7 [a] durch den Pfeil markiert ist. Dies hängt wahrscheinlich mit dem noch nicht vollständig geklärten strahlinduzierten LTSEM- δV -Signalmechanismus zusammen, wobei die Ursache darin gesehen werden kann, dass die Zwillingsgrenzen erwartungsgemäß elektrisch leitend sind, wobei die Leitfähigkeit über und/oder entlang der Wand variieren kann. Hieraus kann sich eine Stromdichteverteilung ergeben, die sehr inhomogen und komplex aber mit dem Zwillingsgrenzen-Muster assoziiert ist. Vergleichbare Beobachtungen wurden auch bei Raster-SQUID-Mikroskopie-Untersuchungen von Kalisky *et al.* gemacht [233]. Durch strahlinduzierte Änderungen der Leitfähigkeit kann die Elektronenstrahl-Bestrahlung signifikante Umverteilungen der Stromverteilung mit sich bringen.

Bemerkenswert ist, dass u.a. Abb. 5.6 und 5.7 Strukturen von Zwillingsgrenzen aufzeigen, die nahe des Probenrandes, allerdings außerhalb des LAO-/2DES-

Bereiches, über den die strahlinduzierte Spannungsänderung gemessen wird, existieren. Dies wird exemplarisch anhand Abb. 5.8 verdeutlicht, die eine Überlagerung einer kontrastreichen Darstellung der in Abb. 5.6 [a] präsentierten Ergebnisse mit dem dazugehörigen Oberflächenbild zeigt.

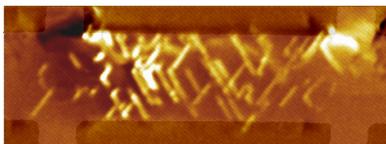


Abbildung 5.8: Kontrastiertere Darstellung von Abb. 5.6 [a] mit dem dazugehörigen simultan aufgenommenen Oberflächenbild überlagert. Sie weist δV -Signale außerhalb des 2DES-Bereiches nach.

Vor dem Hintergrund, dass große δV -Signale mit einer starken integral gemessenen Leitfähigkeitsverbesserung zu assoziieren sind, kann davon ausgegangen werden, dass sich in diesen Fällen (in denen der Strahl nicht auf den 2DES-Bereich trifft, aber ein Signalbeitrag auftritt) der Signalentstehungsmechanismus über den 2DES-Bereich hinaus vollzieht. Auf die Leitfähigkeit reiner STO-Bereiche, auf denen kein LAO aufgebracht ist, wird in Kap. 5.3 und 5.4 eingegangen. An dieser Stelle sollen die über das 2DES hinaus abbildbaren δV -Strukturen zeigen, dass die Eigenschaften des STO zur Signalentstehung beitragen können.

5.3 δV -Strukturen außerhalb des Zentralbereichs der Probe

Die bisher in dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse an LAO/STO-Heterostrukturen wurden in Vierpunktmessung durchgeführt, wobei die Messungen entsprechend Abb. 4.12 und Abb. 5.1 vollzogen worden waren. Demzufolge befindet sich im klassischen Sinne der „Zentralbereich der Probe“ zwischen den beiden Spannungsabgriffen, über die die strahlinduzierte Spannungsdifferenz δV gemessen wird, und zwar nur dort, wo das 2DES existiert (helle LAO-Bereiche in den Oberflächenbildern).

Neben den bereits in Kap. 4.4.2 anhand Abb. 4.19 und 4.20 vorgestellten Linescans in y -Richtung, die einen deutlichen Einfluss des Elektronenstrahls auch bei Bestrahlung außerhalb des 2DES auf die ΔV_{dc} -Messergebnisse zeigen, können auch mittels Lock-In-Technik Strukturen außerhalb des „Zentralbereichs der Probe“ in LTSEM- δV -Bildern nachgewiesen werden. Diese befinden sich einerseits an den Stellen der 2DES-Zuleitungen also in Bereichen, in denen sich LAO auf dem STO befindet, andererseits aber auch in Bereichen, in denen kein LAO und damit kein 2DES existiert.

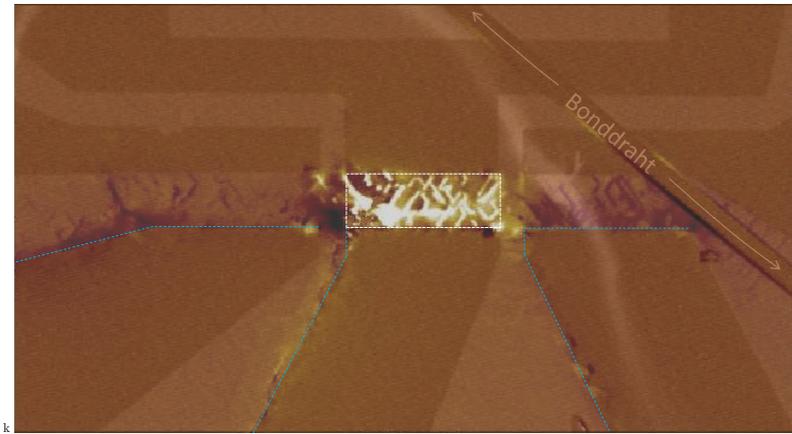


Abbildung 5.9: Überlagerung des Oberflächenbildes und des LTSEM- δV -Bildes der Probe LAO/STO#5a mit Zuleitungen, aufgenommen bei $T = 5.1\text{ K}$ und $I_{\text{Bias}} = 100\ \mu\text{A}$. Deutliche δV -Strukturen sind außerhalb des „Zentralbereichs der Probe“, der sich in dem Bereich des weißen gestrichelten Quadrates befindet, zu erkennen. Die blau gestrichelten Linien markieren die jeweilige rechte Außenkante der Spannungsabgriffe bzw. die Unterkante der Stromzuleitungen. Es wurde ein Probenstrahl mit Strahlstrom von $100\ \text{pA}$ und $10\ \text{keV}$ verwendet. Der Bonddraht kontaktiert das von der Probe isolierte Sidegate und ist mit keiner Spannungs- oder Stromquelle verbunden.

Abbildung 5.9 zeigt eine Überlagerung einer δV -Abbildung und dem dazugehörigen simultan aufgenommenen Oberflächenbild der Probe LAO/STO#5a, sodass die δV -Signale dem genauen Ort der Bestrahlung zugeordnet werden können. Neben signalstarken δV -Strukturen im Bereich des „Zentralbereichs der Probe“ zwischen den nach unten verlaufenden Spannungsabgriffen sind deutliche mit Zwillingsgrenzen identifizierbare δV -Strukturen auf beiden horizontal verlaufenden Stromzuleitungen zu erkennen. Zudem zeigen sich δV -Signale im Bereich der Spannungsabgriffe⁶ und außerhalb⁷ der LAO-Bereiche.

⁶, wie in Kap. 5.3.3 weiter ausgeführt wird,

⁷Besonders rechts neben den Zuleitungen der Spannungsabgriffe sowie ober- und unterhalb des „Zentralbereichs der Probe“, wie auch unterhalb der Stromzuleitungen, zeigen sich δV -Strukturen, die nahe der LAO-Bereiche aber dennoch neben ihnen sind.

Diese δV -Signale außerhalb des „Zentralbereichs der Probe“ können dabei nicht auf ein teilweises Abfließen des Biasstromes über die Spannungsabgriffe zurückgeführt werden, weil sie unabhängig davon sind, ob einer der beiden Abgriffe über den Lock-In-Verstärker⁸ geerdet ist oder nicht. Dies zeigt der Vergleich der beiden δV -Abbildungen, die in Abb. 5.10 [a] und [b] dargestellt sind. Dabei zeigen beide Teilabbildungen im Wesentlichen dieselben δV -Strukturen in gleicher Intensität unabhängig von der Erdung des Lock-In-Verstärkers.

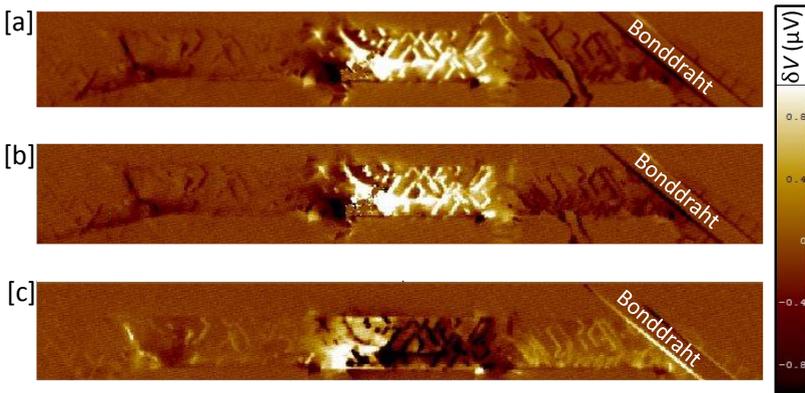


Abbildung 5.10: δV -Abbildungen der Probe LAO/STO#5a mit Zuleitungen, aufgenommen bei $T \approx 6$ K. In [a] ist der negative Spannungsabgriff über den Lock-In-Verstärker geerdet, in [b] hingegen nicht. In beiden Fällen ist $I_{\text{Bias}} = 100 \mu\text{A}$. In [c] beträgt $I_{\text{Bias}} = -100 \mu\text{A}$. Es wurde ein Probenstrahl mit Strahlstrom von 100 pA und 10 keV verwendet. Die eingestellte Phase des Lock-In-Verstärkers wurde bei der Aufnahme der einzelnen δV -Bilder beibehalten.

Ein Vergleich der Teilabbildung [c] mit [a] und [b] zeigt, dass das Vorzeichen der δV -Signale invertiert wird, wenn sich das Vorzeichen des Biasstromes ändert. Die Intensität der einzelnen Strukturen ist dabei vergleichbar. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass mit dem Vorzeichenwechsel des Stromes wegen des elektrischen Widerstandes auch der Potentialabfall entlang des elektrischen Leiters einen Vorzeichenwechsel erfährt⁹.

⁸Der negative Eingang des Lock-In-Verstärkers kann auf Masse gelegt werden.

⁹Dies zeigt, dass in dem betrachteten Biasstromfall mögliche Thermospannungen nur eine untergeordnete/vernachlässigbare Rolle spielen.

5.3.1 δV -Strukturen im Bereich der Probe und der Strom-Zuleitungen

Trifft der periodisch ausgeblendete Elektronenstrahl im „Zentralbereich der Probe“ auf, so ergibt sich das δV -Signal aus der Differenz der Spannung, die über die Probe abfällt, wenn der Strahl an bzw. ausgeblendet (V_{an} bzw. V_{aus}) ist

$$\delta V = V_{\text{an}} - V_{\text{aus}} . \quad (5.1)$$

Dass δV -Strukturen wie Zwillingsgrenzen, die im „Zentralbereich der Probe“ hell erscheinen, im Bereich der Strom-Zuleitungen dunkel erscheinen (vgl. Abb. 5.9), kann mittels der kirchhoffschen Maschenregel erklärt werden. Wie schematisch in Abb. 5.11 gezeigt, durchfließt der Biasstrom drei Widerstandsbereiche: die beiden Zuleitungen 1 und 2 und den „Zentralbereich der Probe“.

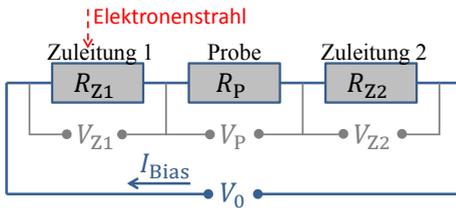


Abbildung 5.11: Modell des δV -Beitragtes bei Bestrahlung der Zuleitungen der Probe. Entsprechend der einzelnen Modell-Widerstände fällt an ihnen eine Spannung ab. Der Biasstrom I_{Bias} wird von der konstanten Spannung V_0 aufrechterhalten.

Entsprechend Abb. 5.11 fällt wegen des entsprechenden Widerstandes (R_{Z1} , R_P , R_{Z2}) eine Spannung an den Zuleitungen und dem „Zentralbereich der Probe“ (V_{Z1} , V_P , V_{Z2}) ab, wenn mittels einer Stromquelle, die die Spannung V_0 ausgibt, ein Biasstrom I_{Bias} über die Probe fließt. Dabei ist V_0 auf der Zeitskala, auf der der Elektronenstrahl periodisch ausgeblendet wird, konstant.

Trifft der gepulste Elektronenstrahl auf Zuleitung 1, so ergibt sich eine Änderung der Spannung V_{Z1} . Diese wird allerdings über eine Änderung von V_P beobachtet. Nach Subtraktion der beiden Gleichungen

$$\begin{aligned} \text{Strahl an:} & \quad V_0 - V_{Z1, \text{an}} - V_{Z2} = V_{P, \text{an}} \\ \text{Strahl aus:} & \quad V_0 - V_{Z1, \text{aus}} - V_{Z2} = V_{P, \text{aus}} \end{aligned}$$

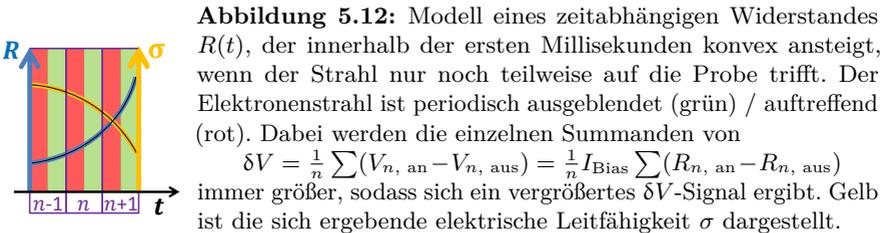
voneinander ergibt sich

$$\delta V \equiv V_{P, \text{an}} - V_{P, \text{aus}} = V_{Z1, \text{aus}} - V_{Z1, \text{an}} \equiv -\delta V_{Z1} . \quad (5.2)$$

Analog ergibt sich bei Bestrahlung der anderen Zuleitung $\delta V = -\delta V_{Z2}$. Bei Bestrahlung der Stromzuleitungen werden demnach positive strahlinduzierte Spannungsänderungen als δV -Signale mit negativem Vorzeichen beobachtet. Weil die Widerstände der Zuleitungen aufgrund ihrer Länge R_{Z1} und R_{Z2} deutlich größer als die der Probe R_P sind, sind die strahlinduzierten Widerstandsänderungen bei Bestrahlung der Zuleitungen betragsmäßig deutlich kleiner als bei Bestrahlung vergleichbarer Strukturen im Bereich des „Zentralbereichs der Probe“. Demnach vollziehen sich bei Bestrahlung von Probenstrukturen, die δV -Signale liefern, (insbesondere der Zwillingsgrenzen) im Bereich der Zuleitungen die selben Signalentstehungs-Mechanismen wie im Fall der Bestrahlung des „Zentralbereichs der Probe“.

5.3.2 Zeitweilige Unterbrechung des Elektronenstrahls

Soeben wurde gezeigt, dass Signalbeiträge bei Bestrahlung der Zuleitungen mit invertiertem Vorzeichen und erheblich schwächer ausfallen als wenn der „Zentralbereich der Probe“ bestrahlt wird. Vor diesem Hintergrund muss der ohnehin schon sehr große δV -Beitrag diskutiert werden, wenn der Strahl auf den Bonddraht des nicht kontaktierten Sidegates trifft (vgl.: Abb. 5.10). Bei der Bildaufnahme wurde zeilenweise von links nach rechts gerastert. Das (entsprechend Gl. (5.2) positiv zu wertende) δV -Signal ist sehr stark, wenn der Strahl die linke Außenkante des Bonddrahtes trifft. Dies kann so interpretiert werden, dass der Widerstand, sobald der Strahl nicht mehr vollständig auf die Probenzuleitung trifft, innerhalb eines kurzen Zeitintervalls¹⁰ immer schneller ansteigt ($R(t)$ ist konvex), wie Abb. 5.12 schematisch zeigt.



¹⁰Entsprechend der Rastergeschwindigkeit, kann das Zeitintervall, in welchem der Strahl den signalstarken Kantenbereich überschreitet, mit ≈ 20 ms abgeschätzt werden.

Ein kurzfristiger $R(t)$ - bzw. $U(t)$ -Verlauf, wie er an dieser Stelle entsprechend Abb. 5.12, die das starke Signal am Rand des Bonddrahtes erklärt, an dieser Stelle vorerst vorhergesagt wird, ist in Übereinstimmung mit den in Kap. 5.5.2 vorgestellten und diskutierten Messergebnissen, die Untersuchungen der Probe beim Strahl ausschalten zeigen (Inset Abb. 5.25).

Verlässt der Elektronenstrahl den Bonddraht und trifft wieder auf die Probenzuleitung, so ergibt sich an der rechten Außenkante des Drahtes ein negatives δV -Signal, dessen Intensität vergleichbar mit dem von Zwillingsgrenzen ist. Jetzt fällt $R(t)$ wieder, nachdem der Widerstand stark angewachsen konnte, während der Strahl nicht mehr auf die Probe traf.

5.3.3 δV -Strukturen im Bereich der Spannungsabgriffe

Wie Abb. 5.9 zeigt, gibt es deutliche, wenn auch schwache (verglichen mit den Strukturen auf der Probe) δV -Strukturen im Bereich der Spannungsabgriffe. Die nach oben verlaufenden nicht kontaktierten Spannungsabgriffe zeigen diese hingegen nicht. Diese Strukturen sind auf strahlinduzierte Potentialänderungen zurückzuführen. Inwiefern der Strahleinfluss hier allerdings zum Stromtransport beiträgt und somit eine resistive Potentialänderung aufgrund der Leitfähigkeitsänderung entlang der Probe hervorruft, ist jedoch fraglich: Zum einen müsste hierfür ein Potential existieren, das die in den Spannungsabgriffen erzeugten Ladungsträger hinreichend schnell zur Probe transportiert. Da die nach oben verlaufenden nicht kontaktierten Spannungsabgriffe diese Strukturen nicht zeigen, kann dieses hierfür nötige Potential nicht strahlinduziert sein, sondern müsste von unterschiedlichen Potentialen der Messelektronik herrühren. Das Erden einzelner Setup-Komponenten schließt diese Möglichkeit jedoch weitgehend aus. Zum anderen würden die Signale nicht primär entstehen, wenn der von links nach rechts rasternde Strahl das 2DES verlässt, sondern wenn er auf die linke Kante des jeweiligen Spannungsabgriffes trifft. Hier ist jedoch δV nicht vom Hintergrund zu unterscheiden. Eine kontrastreichere Darstellung der δV -Abbildung, wie sie Abb. 5.13 zeigt, lässt auf den nach unten gerichteten Spannungsabgriffen überaus schwache Strukturen erkennen, die den Winkeln relativ zur langen Probenkante entsprechend Zwillingsgrenzen zugeordnet werden können. Dabei zeigen sich auf dem rechten Spannungsabgriff mit Zwillingsgrenzen identifizierbare Strukturen, die parallel zur langen Probenkante verlaufen. An dieser Stelle wird somit der

Nachweis erbracht, dass die Probe LAO/STO#5a tatsächlich alle theoretisch vorhergesagten Zwillingsgrenzen, die in Tab.:5.13 aufgeführt sind, aufweist.

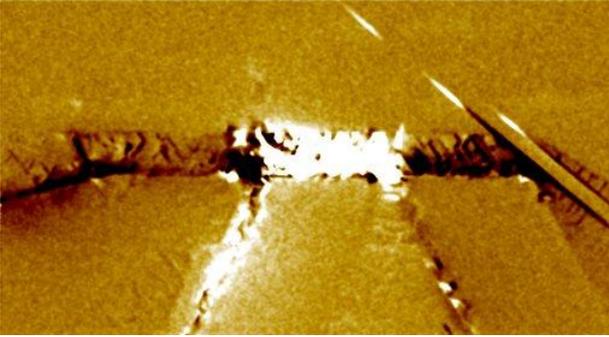


Abbildung 5.13: Kontrastreiche Darstellung der in Abb. 5.9 dargestellten δV -Abbildung, die Strukturen auf den Spannungsabgriffen erkennen lässt. Aufgenommen bei $T = 5.1 \text{ K}$ und $I_{\text{Bias}} = 100 \mu\text{A}$.

Die Signalstärke der sich auf den kontaktierten Spannungsabgriffen befindenden Zwillingsgrenzen stimmt mit $\delta V \approx 50 \text{ nV}$ mit dem δV -Signal von Zwillingsgrenzen auf der Probe überein, wenn $I_{\text{Bias}} = 0$ ist (vgl.: Abb. 4.18 [a]). Diese mit $\delta V \approx 50 \text{ nV}$ signalschwachen Zwillingsgrenzen können auf einen Signalbeitrag, der von Thermospannungen, welche als biasstromunabhängig erwartet werden, herrührt, hindeuten. Zudem können sie auch durch eine strahlinduzierte Potentialdifferenz entsprechend Abb. 4.25 (auch ohne Potentialdifferenz einer Stromquelle) erklärt werden und einen biasstromunabhängigen Beitrag liefern.

Diese, mit dem ($I_{\text{Bias}} = 0$)-Fall vergleichbaren δV -Signale sind ein Indiz dafür, dass entlang der Spannungsabgriffe tatsächlich kein Strom fließt und dass die strahlinduzierte n-Dotierung des 2DES im Bereich der Zuleitungen keinen wesentlichen Einfluss auf den Strom entlang der Probe hat, wohl aber eine Potentialänderung nach sich zieht. Demnach sind die signalstarken Kanten der Spannungsabgriffe wahrscheinlich als zeitabhängige strahlinduzierte Potential-Offsets zu werten, die nichts mit der Potentialdifferenz aufgrund des resistiven Stromtransportes zu tun haben.

Abbildung 5.13 ist zu entnehmen, dass die Signalbeiträge der Kante des linken Abgriffs überwiegend positiv, während die der Kante des rechten Abgriffs überwiegend negativ sind. Vor dem Hintergrund, dass es sich hierbei um nicht zum Transport beitragende strahlinduzierte Potential-Offsets handelt, handelt es sich bei den Kanten-Signalen beider Abgriffe um Potentialänderungen mit gleichem Vorzeichen, die allerdings mit unterschiedlichem Vorzeichen gemessen

werden, weil der eine Abgriff mit dem positiven der andere mit dem negativen Pol des Lock-In-Verstärkers verbunden ist. Die signalstarken rechten Kanten der Spannungsabgriffe können hingegen nicht durch Thermospannungen erklärt werden, weil in diesem Fall erwartet wird, dass auch die linken Kanten ein ebenso deutliches δV -Signal (eventuell mit anderem Vorzeichen) ergeben.

5.4 Abfließen des Elektronenstrahles

Nachdem strahlinduzierte Leitfähigkeitsverbesserungen und leitfähige Zwillingsgrenzen in Kap. 4.4.2 und Kap. 5.1-5.3 nachgewiesen wurden, soll in diesem Unterkapitel gezeigt werden, wie die Elektronen des Strahls abfließen oder elektrostatisch ausgeglichen werden können. Neben der Probe befindet sich ein Sidegate, das ebenso wie die Probe und deren Zuleitungen aus auf dem STO strukturiertem LAO besteht, sodass sich hier wiederum ein 2DES ausbildet. Da dieses 2DES mit keinen weiteren LAO-Strukturen verbunden ist, stellt es eine leitfähige 2DES-„Insel“, die nur mit dem darunterliegenden bzw. dem umgebenden STO verbunden ist, dar. Kontaktiert ist es über einen einzelnen Bonddraht. Neben strahlinduziertem δV kann der Lock-In-Verstärker auch zur δI -Messung verwendet werden. In diesem Unterkapitel werden Strommessergebnisse vorgestellt, bei denen der Strahlstrom über das 2DES und möglicherweise über das Backgate, also durch das STO abfließt oder durch Ladungen elektrostatisch ausgeglichen wird.

Es werden u.a. kontrastierte Abbildungen von Messergebnissen, auf die ein Glättungsfilter angewendet wurde, gezeigt. Diese lassen auf granulare STO-Strukturen schließen¹¹. Zudem muss berücksichtigt werden, dass eine Phasenverschiebung von $\pm\pi$ der am Lock-In-Verstärker eingestellten Phase die Vorzeichen der Messergebnisse invertiert, sodass positive Werte auch als Elektronenströme, die gegen die technische Stromrichtung fließen, interpretiert werden können. Zudem können die δI -Messergebnisse auch durch einen ladungsausgleichenden Strom von der Masse auf das Sidegate bzw. Backgate, der eine strahlinduzierte Aufladung der Oberfläche elektrostatisch kompensiert, erklärt werden. In dieser Interpretation propagiert der Strom in Form eines Verschiebestromes durch das STO.

¹¹Diese granulare Strukturen im STO-Substrat sind kein Ergebnis des Rauschens (in Kombination mit Glättungsfilter und Kontrast) von den Messergebnissen, sondern lassen sich strahlinduzierten Probenänderungen zuordnen, die sich auch in BSE-Bildern zeigen (vgl. Kap. 5.4.4).

5.4.1 δI -Messergebnisse zwischen Masse und Sidegate

Abbildung 5.14 zeigt die δI -Messergebnisse, bei denen der Elektronenstrahl über den dargestellten Bildausschnitt rastert. Dabei wurde die strahlinduzierte Änderung des Stromes gemessen, der vom Sidegate (SG) zur Masse bzw. in Gegenrichtung fließt.

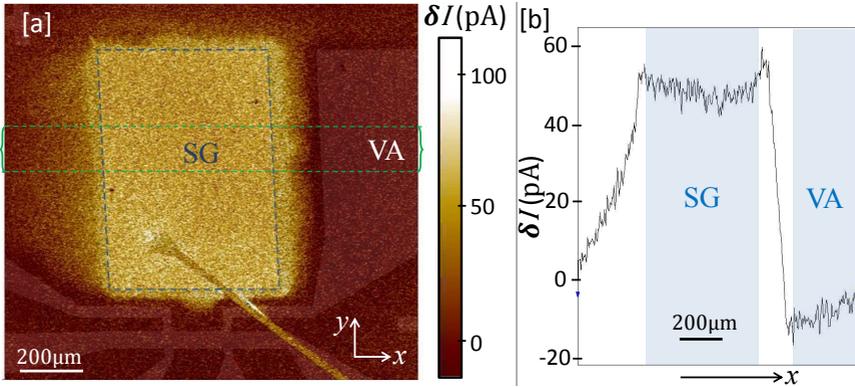


Abbildung 5.14: Ortsaufgelöste δI -Messergebnisse des über das Sidegate von Probe LAO/STO#5a zur Masse fließenden Strahlstromes bzw. eines ladungsausgleichenden Stromes; aufgenommen bei $T = 5.4$ K. Dem δI -Bild überlagert ist das gleichzeitig aufgenommene Oberflächenbild [a]. Der blau gestrichelte Bereich stellt die Position des Sidegates dar. Zwischen den grünen gestrichelten Linien wurden die Messergebnisse in y -Richtung gemittelt und sind in Abhängigkeit von der Koordinate x in [b] dargestellt. In [b] ist die Position des Sidegates (SG) und die der Zuleitung eines Spannungsabgriffs (VA) der Probe blau hinterlegt. Die Strahlparameter betragen $I_{\text{Strahl}} \approx 100$ pA und 10 keV.

Die in Abb. 5.14 [a] dargestellten δI -Messergebnisse zeigen einen deutlichen δI -Signalbeitrag bei Bestrahlung von dem 2DES des Sidegates oder naher STO-Bereiche, auf denen kein LAO strukturiert ist. In [b] sind Messergebnisse, die zwischen den gestrichelten grünen Linien (in [a]) in y -Richtung gemittelt wurden, in Abhängigkeit von der x -Position aufgetragen. Neben dem 2DES des SG gibt es ein weiteres 2DES, und zwar das der Probe und ihren Zuleitungen. Dieses ist ebenso wie das sich auf der STO-Rückseite befindende Backgate auf Massenniveau. Trifft der Strahl auf dieses zweite 2DES (das der Probe und deren LAO-strukturierten Zuleitungen), so sind die Messergebnisse (mit

$-15 \text{ pA} \lesssim \delta I \lesssim 0$) negativ, wie [b] deutlich im Bereich der Zuleitung zum Spannungsabgriff der Probe (VA) zeigt. Dies kann dadurch erklärt werden, dass hier der Strahlstrom über das zweite 2DES abfließt oder über die Erdung der Probe und ihrer Zuleitungen eine strahlinduzierte Ladung elektrostatisch ausgeglichen wird. Beide Fälle können als Offset interpretiert werden, der auf die Phase des Lock-In-Verstärkers zurückgeführt werden kann. Zudem fällt das Messergebnis zwischen SG und Bereichen dieses zweiten 2DES sehr stark ab, wie es unterhalb und rechts des SG der Fall ist.

Demnach ist den in Abb. 5.14 [a] und [b] dargestellten Messergebnissen zu entnehmen, dass $\approx 65 \text{ pA}$ ¹² des Elektronenstrahls über den Strom messenden Lock-In-Verstärker abfließen könnten, wenn der Strahl direkt auf das Sidegate trifft. Im Gegensatz hierzu steht die Interpretation, wonach der Strahl nahe der STO-Oberfläche absorbiert wird und diese implantierte Ladung durch einen Elektronenfluss von der Masse zum SG elektrostatisch ausgeglichen wird.

Nicht der gesamte Strahlstrom fließt über das 2DES des SG ab oder wird durch entsprechende von der Masse bereitgestellte Ladungen ausgeglichen. Deshalb muss ein Teil der Strahlelektronen über andere Kanäle (vgl. Kap. 5.4.2) abfließen oder elektrostatisch ausgeglichen werden. Die langreichweitigen δI -Signale in den STO-Bereichen könnten auf eine erhebliche Leitfähigkeit des STO oder dessen Oberfläche hindeuten, die vergleichbar mit der des 2DES ist. Dies steht im Widerspruch zu der Tatsache, dass STO ein Bandisolator ist, und zu sämtlichen in dieser Arbeit präsentierten LTSEM- δV -Bildern an LAO/STO-Heterostrukturen, bei denen sich die Signale im Wesentlichen auf 2DES-Bereiche beschränken.

Tatsächlich befinden sich viele der überdurchschnittlich großen Messwerte zwischen dem 2DES des SG und dem anderen geerdeten 2DES, wie Abb. 5.14 und die kontrastierte Darstellung in Abb. 5.15 [a] zeigen. Dies lässt möglicherweise ebenso wie der große Gradient zwischen den beiden 2DES-Bereichen auf einen Feldeffekt schließen. Verglichen mit dem Kontrast zwischen den SG-2DES- und Nicht-2DES-Bereichen bilden sich nur sehr schwache Strukturen in δI -Bildern aus, die nicht auf Domänenstrukturen schließen lassen und nur in kontrastierter Darstellung nach Anwendung eines Glättungsfilters zu erkennen sind (vgl. Abb. 5.15 und 5.16). Abbildung 5.15 [a] zeigt die in Abb. 5.14 [a] dargestellten Messergebnisse in kontrastierter Darstellung und nach der Anwendung eines Glättungsfilters.

¹²unter Einbeziehung des Offsets

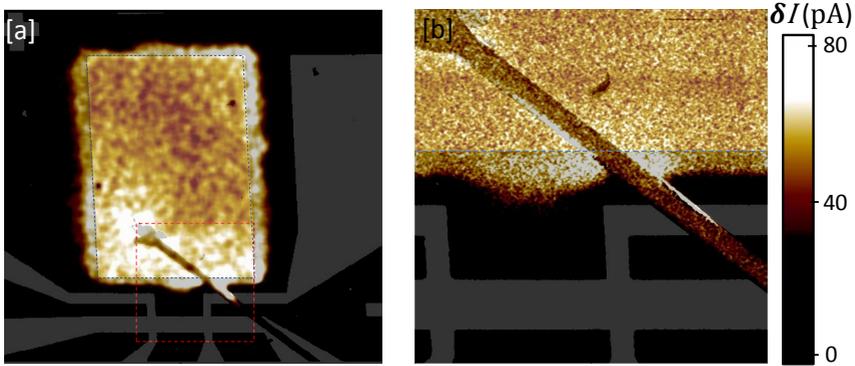


Abbildung 5.15: Kontrastreiche Darstellung orts aufgelöster δI -Messergebnisse (nach Anwendung eines Glättungsfilters) des über das Sidegate von Probe LAO/STO#5a zur Masse fließenden Stromes; aufgenommen bei $T = 5.4$ K. Den δI -Bildern sind die zugehörigen Oberflächenbilder überlagert. Die Strahlparameter betragen $I_{\text{Strahl}} \approx 100$ pA und 10 keV. Der blau gestrichelte Bereich in [a] stellt den Bereich des Sidegates dar, das sich in [b] oberhalb der gestrichelten Linie befindet. In [b] sind Messergebnisse einer weiteren δI -Bildaufnahme aus dem in [a] rot gestrichelten Bereich dargestellt.

Die kontrastierte Darstellung der δI -Messergebnisse in Abb. 5.15 lassen deutliche δI -Strukturen im Bereich wie auch nahe des Sidegate-2DES erkennen. Dabei sind Bereiche nahe (jedoch außerhalb des 2DES) teilweise besonders signalstark und könnten eine erhebliche Leitfähigkeit des STO nachweisen¹³. In der Interpretation des elektrostatischen Ladungsausgleiches deuten die Messergebnisse dieses Bereiches auf einen erheblichen Feldgradienten zwischen den beiden unterschiedlichen 2DES hin.

Abhängig vom angewandten Glättungsfiler sind unterschiedlich große δI -Strukturen zu erkennen, wie der Vergleich der Teilabbildungen zeigt. Dabei wurden in [a] ein Mean- und ein Gauß-Filter und in [b] nur ein sehr schwacher Gauß-Filter angewandt. Hieraus lassen sich unterschiedliche Längenskalen der erkennbaren δI -Strukturen ableiten. Die in den δI -Messergebnissen er-

¹³An dieser Stelle kann angemerkt werden, dass Ron *et al.* eindimensionale Leitfähigkeit an der Grenzschicht zwischen ein und drei Einheitszellen LAO auf STO nachgewiesen haben [313]. Sie zeigten, dass die leitenden Elektronen an der Grenzschicht zwischen den 2-dimensionalen nichtleitenden Grenzschichten in einem Potentialtal eingegengt sind und einen quasi 1-dimensionalen Kanal bilden, in dem der Transport ballistisch ist [313]. Dabei bildet sich der Kanal auf der Seite mit 3 u.c. aus [313].

kennbaren Strukturen lassen nicht auf eine Domänenstruktur, die ähnlich der der δV -Bilder ist, schließen. Sie zeigen vielmehr, dass es granulare Bereiche nahe und im Bereich des SG-2DES gibt, bei denen das Abfließen in und über das 2DES oder der mit der Absorption der Strahlelektronen im STO verbundene elektrostatischen Ausgleichstrom, verbessert oder verschlechtert ist.

Diese granularen Bereiche finden sich nicht nur in/nah dem 2DES des Sidegates (Abb. 5.15), sondern auch in reinen STO-Bereichen, wie auch im Bereich des geerdeten Proben-2DES, wobei hier der Mittelwert ≈ 0 pA ist, wie der Inset von Abb. 5.16 zeigt. Dies zeigt Abb. 5.16, die die in Abb. 5.15 [b] dargestellten Messergebnisse zeigt, allerdings mit einem Kontrast, der zugunsten geringerer Ströme verschoben ist.

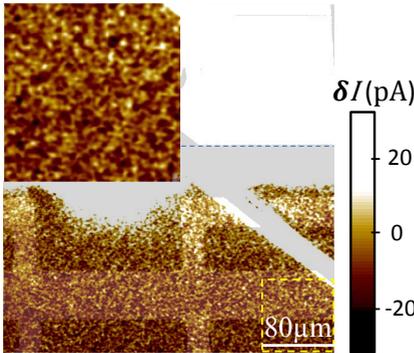


Abbildung 5.16: Kontrastreiche Darstellung orts aufgelöster δI -Messergebnisse (nach Anwendung eines Glättungsfilters) des über das Sidegate von Probe LAO/STO#5a zur Masse fließenden Stroms; aufgenommen bei $T = 5.4$ K. Den δI -Bildern sind die zugehörigen Oberflächenbilder überlagert. Die Strahlparameter betragen $I_{\text{Strahl}} \approx 100$ pA und 10 keV. Der Inset zeigt die δI -Messergebnisse des gelb gestrichelten Bereichs.

Auch neben dem Sidegate lassen sich δI -Strukturen erkennen, die unabhängig von den LAO-Bereichen der Probe und ihren Zuleitungen sind¹⁴. Im gesamten in Abb. 5.14 [a] dargestellten Bereich lassen sich durch Anpassung des Kontrasts vergleichbare δI -Strukturen finden, wie sie im Inset von Abb. 5.16 gezeigt sind. Ihr Kontrast beträgt $\approx \pm 15$ pA, wobei sich ihr Signalanteil auf den jeweiligen Mittelwert des gemessenen Stroms am Ort der Strukturen addiert.

Imaginäranteil des Signals Mit der Lock-In-Technik wird eine phasenverschobene strahlinduzierte δV - bzw. δI -Antwort der Probe auf den gepulsten Elektronenstrahl verstärkt. Relaxiert das System hinreichend schnell ins ther-

¹⁴Das hellere Erscheinungsbild in den LAO-Bereichen ist auf die Überlagerung der δI -Messergebnisse mit dem Oberflächenbild zurückzuführen.

modynamische Gleichgewicht, so kann die Phase derart eingestellt werden, dass der Imaginärteil des Antwortsignals Null ergibt und somit der Realteil die gesamte Information trägt. Dies war bei den δI -Messungen nicht möglich. Abbildung 5.17 [a] zeigt den Imaginärteil zu dem korrespondierenden Realteil des in Abb. 5.14 [a] dargestellten Messergebnisses.

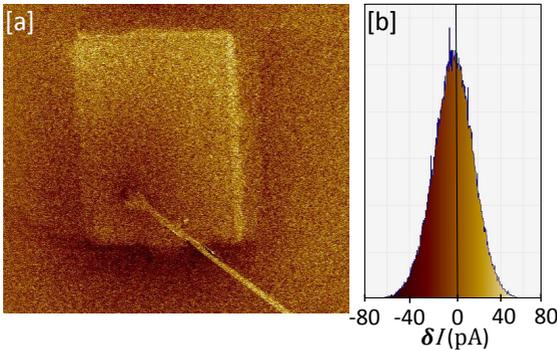


Abbildung 5.17: Zum in Abb. 5.14 [a] dargestellten Realteil korrespondierender Imaginärteil des δI -Messergebnisses [a]. In [b] ist ein aus den Messdaten von [a] erstelltes Histogramm dargestellt.

Dem aus den in Abb. 5.17 [a] dargestellten δI -Messergebnissen erstellten Histogramm [b] ist zu entnehmen, dass die Phase so eingestellt worden ist, dass der Imaginärteil durchschnittlich nahezu ≈ 0 ergibt. Die Messergebnisse weisen dabei mit ± 60 pA ein großes δI -Intervall auf. Die Teilabbildung [a] zeigt zudem den Einfluss des Sidegates sowie des zweiten 2DES (der Probe und ihren Zuleitungen). Auf eine zum Realteil analoge Diskussion der δI -Messergebnisse wird an dieser Stelle verzichtet.

Die breite Streuung der Ergebnisse um den Wert ≈ 0 deutet darauf hin, dass sich in dem System während der Bestrahlung bzw. Nicht-Bestrahlung mit $f_{\text{Strahl}} = 6.66$ kHz nicht (hinreichend schnell) ein thermodynamisches Gleichgewicht einstellen kann. Die Phase konnte nur so eingestellt werden, dass global-gemittelt aber nicht lokal der Imaginärteil verschwindet. Somit steckt ein erheblicher Signalanteil im Imaginärteil.

5.4.2 δI -Messergebnisse zwischen Masse und Backgate

Analog zu den in Kap. 5.4.1 vorgestellten Probenuntersuchungen, bei denen der zwischen dem Sidegate und der Masse fließende Strom vorgestellt wurde, werden nun anhand Abb. 5.18 δI -Messergebnisse des über das Backgate zur Masse fließenden Stroms vorgestellt. Dabei war das 2DES-System der Probe und deren Zuleitungen auf Massenniveau und das Sidegate nicht

kontaktiert. Das Backgate und das sich darauf im elektrischen Kontakt befindende STO-Substrat der Probe sind über ein Saphirplättchen von dem restlichen Messaufbau elektrisch isoliert. Während die Probenoberseite mit dem fokussierten Elektronenstrahl abgerastert wurde, wurde der über das Backgate zur Masse fließende Strom gemessen. Bei der δI -Bildaufnahme wurden reine STO-Bereiche, das nicht kontaktierte Sidegate (SG) und das mit der Masse verbundene 2DES der Probe und ihrer Zuleitungen mit dem Strahl abgerastert.

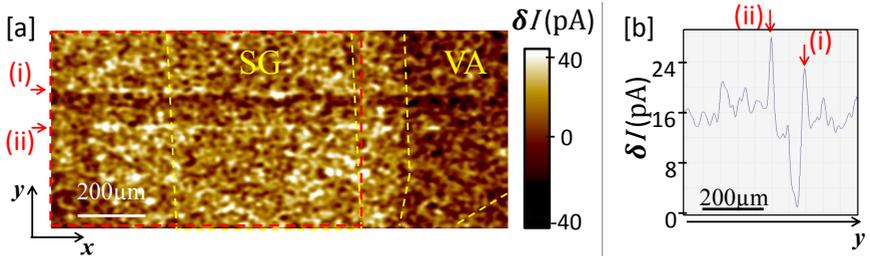


Abbildung 5.18: Ortsaufgelöste δI -Messergebnisse (nach Anwendung eines Glättungsfilters) des über das Backgate (BG) von Probe LAO/STO#5a zur Masse fließenden Stromes bzw. eines ladungsausgleichenden Stromes; aufgenommen bei $T=5.4\text{ K}$ [a]. Die gelben gestrichelten Linien markieren den Bereich des Sidegates (SG) (nicht kontaktiertes 2DES) und der Zuleitung des Proben-Spannungsabgriffes (VA) (geerdetes 2DES). Im rot gestrichelten Bereich wurden die Ergebnisse in x -Richtung gemittelt und sind in Abhängigkeit von der Koordinate y in [b] dargestellt. Die y -Positionen (i) und (ii) markieren mit Zwillingsgrenzen identifizierbare Strukturen entlang der x -Richtung (parallel zur langen Probenkante). Die Strahlparameter betragen $I_{\text{Strahl}} \approx 100\text{ pA}$ und 10 keV .

Abbildung 5.18 zeigt, dass der von oben auf die Probe treffende Elektronenstrahl durch das STO-Substrat zum Backgate eventuell teilweise abfließen könnte. Zudem können die δI -Messergebnisse auch durch einen ladungsausgleichenden Strom von der Masse auf das Backgate, der eine strahlinduzierte Aufladung der Oberfläche kompensiert, erklärt werden.

In [a] zeigen sich wiederum granulare δI -Strukturen und ein Kontrast zwischen dem Bereich des geerdeten 2DES der Probe und ihren Zuleitungen (VA) und den übrigen Bereichen. Dieser Kontrast kann wiederum einerseits derart interpretiert werden, dass der Elektronenstrahl (teilweise) durch das STO-Substrat fließen kann und dies nicht tut, wenn er auf das geerdete 2DES trifft. Andererseits können STO-Aufladungen der oberen STO-Schicht hier

durch das geerdete 2DES der Probe und ihrer Zuleitungen (VA) abgeschirmt werden. Das 2DES des nicht geerdeten Sidegates (SG) zeigt hingegen keinen erkennbaren Kontrast zu dem sich links neben dem SG befindenden reinen STO-Bereich in den δI -Messergebnissen. An den y -Positionen (i) und (ii) lassen sich in x -Richtung Strukturen erkennen, die der Orientierung nach mit Zwillingsgrenzen identifizierbar sind, die entlang der $[001]$ -Richtung parallel zur langen Probenkante verlaufen. Das in [b] dargestellte Ergebnis zeigt, dass die δI -Messergebnisse an den Stellen (i) und (ii) erhöht sind, wobei direkt daneben (zwischen (i) und (ii)) ein Abfall folgt, der im Fall von (i) besonders groß ausfällt.

Nachdem soeben gezeigt wurde, dass eventuell der Elektronenstrahlstrom durch das STO-Substrat fließen kann, wird anhand Abb. 5.19 die damit verbundene über das STO abfallende Potentialdifferenz vorgestellt. Hierfür wurde mit dem Lock-In-Verstärker die strahlinduzierte Änderung der Potentialdifferenz δV entsprechend Abb. 5.19 [b] zwischen 2DES der Probe und dem Backgate gemessen, wobei der Elektronenstrahl von oben die Probe abstrahlte.

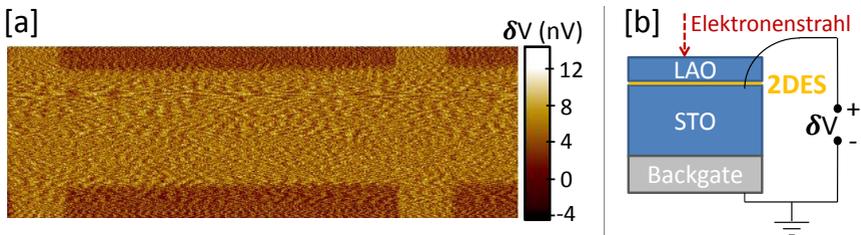


Abbildung 5.19: Ortsaufgelöste δV -Messergebnisse [a] der Potentialdifferenz zwischen 2DES der Probe LAO/STO#5a und dem Backgate entsprechend des schematisch dargestellten Messaufbaus [b]; aufgenommen bei $T = 5.1$ K. Die Strahlparameter betragen $I_{\text{Strahl}} \approx 100$ pA und 10 keV.

Die in Abb. 5.19 dargestellten Messergebnisse der strahlinduzierten Änderung der Potentialdifferenz zwischen 2DES und geerdetem Backgate zeigen in [a], dass die Änderung der Potentialdifferenz in LAO/STO- und reinen STO-Bereichen sich unterscheidet und jeweils ein recht homogenes δV -Signal liefert. Dabei verändert der Elektronenstrahl die zwischen 2DES und Backgate gemessene Potentialdifferenz in den LAO-Bereichen stärker als daneben.

5.4.3 Interpretation der Ergebnisse des abfließenden Strahls

Anhand Abb. 5.14 wird gezeigt, dass das STO-Substrat zumindest in oberflächennahen Schichten derart leitfähig sein könnte, dass der Elektronenstrahl mehr als hundert μm zum Sidegate fließen kann. In dieser Interpretation kann in der Nähe und im Bereich dieses kontaktierten 2DES ein großer Anteil des Elektronenstrahls über das 2DES zu dem strommessenden Lock-In-Verstärker abfließen. Ein zweites geerdetes 2DES agiert dabei als Senke, die Strahlelektronen absorbiert, wie ebenfalls die in Abb. 5.14 dargestellten Ergebnisse zeigen. Zudem weist Abb. 5.18 nach, dass der Elektronenstrahl durch das gesamte STO-Substrat fließen könnte unabhängig davon, ob er zunächst auf reine STO-Bereiche oder ein nicht geerdetes 2DES trifft. Die Interpretation, dass die obere STO-Schicht eine mit dem 2DES vergleichbare Leitfähigkeit aufweisen soll, erscheint vor dem Hintergrund, dass LTSEM- δV -Bilder im Wesentlichen (bis auf die an entsprechender Stelle ausgeführten Ausnahmen) auf 2DES-Bereiche beschränkt sind, als äußerst unwahrscheinlich.

Ein Feldeffekt, der durch die in die oberen STO-Schicht implantierte Ladungsdichte ρ_{Strahl} induziert wird, ist hingegen wahrscheinlich und kann sowohl die in Kap. 5.4.1 und 5.4.2 präsentierten δI - und δV -Ergebnisse erklären. Demnach baut sich während der Injektion der Strahlelektronen ein elektrisches Feld \vec{E}_{Strahl} , verursacht durch die im STO implantierte Ladungsdichte ρ_{Strahl} , auf. Mit dieser zeitlichen Änderung $\dot{\vec{E}}_{\text{Strahl}}$ ist ein Verschiebestrom verbunden, der als Ursache für einen (von der Masse kommenden) ladungsausgleichenden Strom, der beobachtet werden konnte, angesehen werden kann.

Die δI -Ergebnisse, besonders im Bereich des SG in Abb. 5.14, die im $< 100 \text{ pA}$ -Bereich liegen, lassen darauf schließen, dass die Strahlelektronen selbst einen vernachlässigbaren oder nur sehr schwachen „Dotier“-Anteil¹⁵ an der Signalentstehung von strahlinduzierten δV -Bildern unter Biasstromeinfluss und generell auf die beobachteten Leitfähigkeitsänderungen haben. Gleiches gilt auch für einen möglichen Ausgleichsstrom, der elektrostatisch die implantierte Ladung des Elektronenstrahls ρ_{Strahl} ausgleichen kann.

Sämtliche δV - und δI -Ergebnisse zeigen nach Anwenden eines Glättungsfilters granulare Strukturen, die unabhängig von der Existenz von aufgebrachtem LAO zu sein scheinen. Dies kann darauf hindeuten, dass es sich um Strukturen im STO handelt, die nicht/wenig von möglichem LAO beeinflusst

¹⁵Im Sinne, dass die injizierten Strahlelektronen sich in das 2DES begeben und die Ladungsträgerdichte erhöhen.

werden. In dieser Arbeit werden die granularen Strukturen so interpretiert, dass es sich hierbei nicht um missinterpretiertes Rauschen handelt, das in Kombination mit Glättungsfiltern diese Strukturen ergibt. Bei geringerem Arbeitsabstand bilden sich vergleichbare Strukturen aus, die in unbearbeiteten BSE-Oberflächenbildern deutlich zu erkennen sind. Im Rahmen dieser Arbeit werden diese Strukturen dahingehend interpretiert, dass sich infolge von Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl Defekte im STO-Substrat ausbilden und/oder aufgeladen werden können (wie in Anhang A.4 und A.5 ausgeführt wird). Des Weiteren könnten sie auch von Oberflächenadsorbaten herrühren, die strahlinduziert an der Probenoberfläche sich anlagern/anfrieren. Es wird angenommen, dass diese Strukturen die Strahlabsorption beeinflussen und so die schwachen granularen Strukturen (entsprechend der Defektverteilung) in den Transporteigenschaften erzeugen. Diese Vorstellung wird dadurch gestärkt, dass sich vergleichbare granulare Strukturen ebenfalls in den Oberflächenbildern zeigen, wenn ein Glättungsfilter angewendet wird. Diese granulare Strukturen, die in dieser Arbeit auf STO-seitige Punktdefekte (wie Sauerstoffleerstellen und Interstitials) zurückgeführt werden und Einfluss auf die strahlinduzierten Transporteigenschaften des 2DES haben, zeigen eine erhebliche Ähnlichkeit zu Untersuchungen von C.Xiao *et al.* wie Abb. a9 zeigt [314]. Wie in Anhang A.4 ausgeführt wird, beobachteten sie unter dem Einfluss eines SEM-Elektronenstrahls (< 10 keV) sowohl bei Raum- als auch bei flüssig-Stickstoff-Temperatur in Perovskit-Filmen ein strahlinduziertes Ausbilden von Gitterfehlern, wobei die erzeugten inhomogen verteilten Defektzustände sich in Kathodenlumineszenz-Messergebnissen widerspiegeln [314].

Wurde im Rahmen dieser Arbeit eine LAO/STO-Probe bzw. ein STO-Substrat mit kleinerem Arbeitsabstand, der die Möglichkeit einer besseren Strahlfokussierung eröffnet, untersucht, so zeigen sich besonders bei kryogenen Temperaturen deutliche Probenveränderungen anhand von BSE-Bildern, wie in Kap. 5.4.4 ausgeführt wird.

5.4.4 Strahlinduzierte Strukturen im STO-Substrat

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auch für das K2-System, mit dem die LAO-STO-Proben untersucht worden sind, ein Heliumtopfeinsatz entwickelt, damit der Arbeitsabstand auf $\lesssim 13$ mm reduziert werden kann¹⁶. Verbunden mit der

¹⁶Um bestmöglich thermisch und von elektromagnetischen Einflüssen abgeschirmt zu sein, befindet sich die Probe in der regulären Konfiguration (umgeben von thermischen Schilden) in einem Arbeitsabstand von ≈ 80 mm.

Reduzierung des Arbeitsabstandes ist eine Erhöhung der Auflösung, die auf eine verbesserte Strahlfokussierung zurückzuführen ist. Bei diesem Arbeitsabstand zeigen sich (ebenso wie im K3-System mit Arbeitsabstand $\lesssim 11$ mm) erhebliche strahlinduzierte Veränderungen im STO-Substrat in den BSE-Bildern bei kryogenen Temperaturen, die beispielsweise die in Abb. 4.9 [b] abgebildete Kohlenstoff-Nano-Röhren-Probe nicht zeigt¹⁷. Diese Veränderungen sind teilweise reversibel und treten bei größeren Arbeitsabständen nicht in dieser Ausprägung auf. In diesem Unterkapitel werden unbearbeitete BSE-Bilder der Probe LAO/STO#1¹⁸ vorgestellt, die bei einem Arbeitsabstand von $\lesssim 13$ mm aufgenommen wurden. Um kontinuierliche Veränderungen zu beobachten, wurde ein Strahlstrom von 6 pA gewählt.

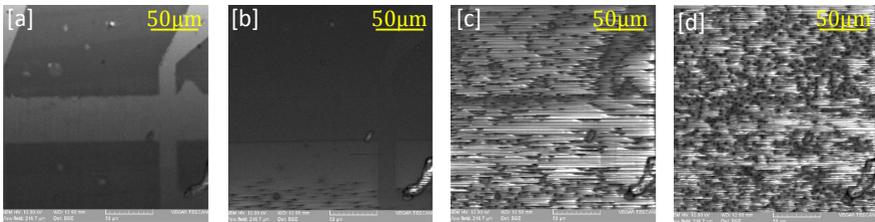


Abbildung 5.20: Bei $T \approx 6$ K nacheinander aufgenommene BSE-Oberflächenbilder der Probe LAO/STO#1 bei einem Arbeitsabstand von 13.0 mm. Dabei wurde zwischen den Teilabbildungen jeweils ein weiteres Bild (nicht dargestellt) aufgenommen.

Abbildung 5.20 zeigt eine Auswahl nacheinander bei $T \approx 6$ K aufgenommener BSE-Bilder. Das BSE-Bild, das aus dem von oben nach unten rasternden Elektronenstrahl erzeugt wird, wird zunächst mit jedem Scan-Vorgang dunkler ([a] und [b]), woraus auf eine geringere BSE-Emission geschlossen werden kann. Anschließend bildet sich wieder ein helleres Bild aus, das allerdings von sich bildenden dunklen Flecken durchsetzt ist (unterer Bereich von [b] und

¹⁷Dies zeigt, ebenso wie die in Abb. 5.21 dargestellten Ergebnisse, dass es sich tatsächlich um strahlinduzierte STO-Veränderungen und nicht um einen systematischen Fehler im Setup bei tiefen Temperaturen und kleinen Arbeitsabständen handeln kann. Ein derartiger denkbarer systematischer Fehler wäre, dass der sich im Abstand von ≈ 5 mm von der ≈ 5 K kalten Probe befindende BSE-Detektor derart radiativ gekühlt wird, dass der durch ihn verlaufende Elektronenstrahl diesen erheblich in seinen Detektionseigenschaften beeinflusst.

¹⁸entsprechend der Nomenklatur von Tab.:5.1

[c])¹⁹. Mit weiteren Scan-Vorgängen bilden sich mehr granulare/fleckenhafte Strukturen aus, sodass schließlich die Probengeometrie (nahezu) nicht mehr zu erkennen ist [d]. Diese Strukturen bilden sich besonders einfach bei $T < 20$ K aus und bleiben auch bei höheren Temperaturen $T \approx 60$ K teilweise (in veränderter Form) bestehen.

Weitere Untersuchungen zeigen, dass die Ausbildung dieser granularen Strukturen abhängig von der Strahlfokussierung und der Scangeschwindigkeit ist. Bei schneller Bildaufnahme bilden sich die Strukturen sehr langsam aus. Wird der Strahl stark defokussiert, so bilden sich keine oder nur sehr schwache Strukturen. Bei einer mäßigen Defokussierung (oder Erwärmen von erzeugten Strukturen) bilden sich andere eher schlierenhafte Strukturen aus. Abbildung 5.21 zeigt die Probenveränderungen nach zwei Messreihen. Bei der ersten wurden zunächst im Bereich des roten Quadrates Untersuchungen zur Scangeschwindigkeit bei starker Strahlfokussierung und bei der zweiten in den gelben Bereichen Fokussierungsuntersuchungen durchgeführt.

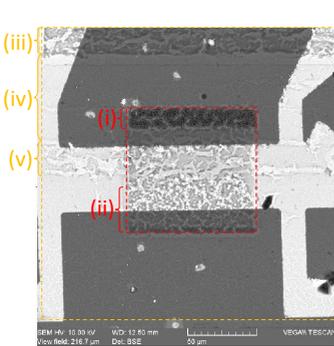
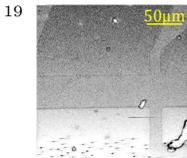


Abbildung 5.21: Bei $T \approx 6$ K erzeugte Strukturen der Probe LAO/STO#1, die bei $T \approx 60$ K fortbestehen. Im Bereich des roten Quadrats wurden zuvor bei $T \approx 6$ K und hoher Strahlfokussierung im Bereich (i) mittels langsamen Rastern (≈ 3 s pro Bildzeile) stark ausgeprägte und in (ii) durch schnelleres Rastern (≈ 0.5 s pro Bildzeile) schwächere und weniger dichte Strukturen analog zu Abb. 5.20 [d] erzeugt und anschließend 15 schnelle Bildaufnahmen (≈ 1 s pro Bildaufnahme hintereinander durchgeführt) aufgenommen. In den gelben Bereichen wurde zuvor bei $T \approx 6$ K mit unterschiedlicher Fokussierung sehr langsam gerastert.

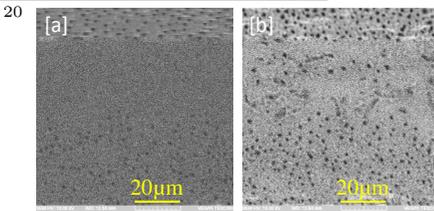
Das in Abb. 5.21 dargestellte BSE-Bild, das bei $T \approx 60$ K aufgenommen wurde, zeigt, dass bei $T \approx 6$ K strahlinduzierte Strukturen auch bei $T \approx 60$ K fortbestehen können, wobei sie sich beim Erwärmen teilweise verändern können.



Bei diesem Übergang erscheint der STO-Bereich sogar heller als der LAO/STO-Bereich wie in Abb. 5.20 in der unteren Hälfte von [b] (das links nochmals kontrastiert dargestellt ist) und der oberen Hälfte von [c] zu sehen ist.

Im roten Bereich wurde zuvor bei $T \approx 6$ K sehr langsam (≈ 3 s pro Bildzeile) mit optimaler Fokussierung gerastert, und sobald die granularen Strukturen entstanden, wurde die Scangeschwindigkeit (ab der Unterkante von (i)) erhöht (≈ 0.5 s pro Bildzeile). Bei den auf diese Aufnahme folgenden 15 schnellen (≈ 1 s pro Bildaufnahme) hintereinander durchgeführten Bildaufnahmen²⁰ bildeten sich neben andere Strukturen diese weiter aus²⁰. Sie bleiben auch bei $T \approx 60$ K in veränderteter Form fortbestehen, wie dem Bereich des roten Quadrates in Abb. 5.21 zu entnehmen ist. Im gelben Bereich von Abb. 5.21 wurde zuvor bei $T \approx 6$ K mit ≈ 3 s pro Bildzeile sowie mit leichter Defokussierung (iii), starker Defokussierung (iv) und mittlerer Defokussierung (v) gerastert²¹. Aus diesen und darüber hinausgehenden Untersuchungen kann geschlossen werden, dass sehr deutliche Veränderungen besonders bei niedrigen Scangeschwindigkeiten und starker Strahlfokussierung auftreten. Ist der Strahl weniger fokussiert oder rastert er sehr schnell, so ergeben sich bei tiefen Temperaturen schlierenhafte Strukturen im BSE-Bild. Dabei scheinen diese Strukturen unabhängig davon zu sein, ob es sich um LAO/STO- oder reine STO-Bereiche handelt. Mit steigenden Temperaturen können diese Strukturen sich abhängig von ihrer Ausprägung zurückbilden und umordnen.

Zudem erinnern die erzeugten strahlinduzierten STO-Veränderungen, die in den ortsaufgelösten Transporteigenschaften und BSE-Bildern zu erkennen sind, an Untersuchungen von Granatstrukturen, die von Danishevskaya *et al.* mittels „magnetic force Mikroskopie“ nachgewiesen wurden [315]. Die Gitterfehlpassung von Substrat und Granat-Film führt zu dem Auftreten von einer facettierten Kristallstruktur des Filmes, wobei sich Blöcke von $1 \mu\text{m} - 8 \mu\text{m}$ bilden [315]. Die Größe dieser Strukturen, wie sie in Abb. 5.22 [a] gezeigt sind, ist dabei von der Gitterfehlpassung abhängig und die Grenzen der Blöcke bestehen aus Versetzungsclustern [315]. Durch Entmagnetisierung durch ein alternierendes magnetisches Feld oder Erwärmen über die



Erste [a] und 15-ste [b] bei $T \approx 6$ K schnell aufgenommene BSE-Aufnahme im Bereich des in Abb. 5.21 rot dargestellten Quadrates. Die Probe wurde entsprechend Beschreibung im Text unmittelbar zuvor bei $T \approx 6$ K mittels hoher Strahlfokussierung und unterschiedlichen Rastergeschwindigkeiten vorbehandelt.

²⁰ Hierfür wurde der optimale Arbeitsabstand während der Bildaufnahme um 0.5 mm (iii), 5 mm (iv) und 2.5 mm (v) vergrößert.

Curie-Temperatur beobachteten Danishevskaya *et al.* die in Abb. 5.22 [b] dargestellten Domänenstrukturen [315].

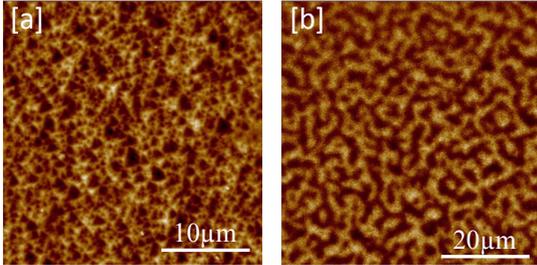


Abbildung 5.22: Mit einem „Scanning probe microscope“ aufgenommene Topologie von Strukturen eines Granat-Films. Anfängliche Morphologie [a] und nach Entmagnetisierung durch Erwärmen [b]. Abgeändert aus [315].

Die von Danishevskaya *et al.* beobachteten und in Abb. 5.22 [a] und [b] dargestellten Domänenstrukturen zeigen eine Ähnlichkeit zu den in dieser Arbeit beobachteten strahlinduzierten STO-Veränderungen auf und machen es daher plausibel, dass es sich auch im vorliegenden Fall um Gitterfehler im STO oder an dessen Oberfläche handeln könnte (wie auch der Vergleich von Abb. 5.22 mit den in Anhang A.5 dargestellten Oberflächenbildern zeigt). Hierfür spricht, dass Mohanta *et al.* gezeigt haben, dass das Agglomerieren von Sauerstofffehlstellen an der LAO/STO-Grenzschicht bei sehr tiefen Temperaturen möglich ist [316]. Die Frage der STO-Struktur in der ferroelektrischen Phase ist noch immer ein kontrovers diskutierter Teilbereich aktueller Forschung. So zeigten Bussmann-Holder und A.R. Bishop, dass die Existenz von polaren Mikro-Domänen in STO₁₈²², die unterhalb die Übergangstemperatur von 24 K in der ferroelektrischen Phase ausfrieren, möglich ist [3, 225]. In der ferroelektrischen Phase kann sich dabei aufgrund von verlagernden und Ordnungs-/Unordnungs-Eigenschaften ein unvollständiger und inhomogener ferroelektrischer Zustand ausbilden, der von Mikro-Domänen geprägt ist [225]. Es ist daher denkbar, dass sich bei LTSEM-Untersuchungen strahlinduziert Mikro-Domänen an der STO-Oberfläche ausbilden können, die einen Einfluss auf die lokalen physikalischen Eigenschaften haben. Besonders können ferroelektrische Mikro-Domänen einen Einfluss auf die Elektronenstrahlabsorption haben, was sich in den in Kap. 5.4.1 und 5.4.2 vorgestellten Untersuchungen, die ebenfalls auf granulare Mikro-Domänen hindeuten, widerspiegelt.

²²Sie untersuchten SrTi¹⁸O₃, wobei es sich hierbei um das Isotop O18 handelt. Das Ersetzen von ¹⁶O durch ¹⁸O induziert Ferroelektrizität an der Übergangstemperatur von 24 K [225].

Die Messergebnisse dieser Arbeit werden daher derart interpretiert, dass bei kryogenen Temperaturen der Elektronenstrahl Defekte im STO-Substrat auflädt und/oder entsprechend Anhang A.4 erzeugen kann, die für die granularen Strukturen in den BSE-Bildern, wie auch für die granularen Strukturen in den Transportuntersuchungen, verantwortlich sind, wie sie in Kap. 5.4.2 und 5.4.1 ausgeführt sind. Das Zurückführen dieser granularen Strukturen auf Defekte wird durch Beobachtungen von S. Gurbán *et al.*, die sie anhand elektronenstrahlinduzierter Punktdefekte mit unterschiedlichen Potentialtiefen in unterschiedlichen Perovskiten (auch bei kryogenen Temperaturen) gemacht haben, gestärkt [317]. Sie weisen eine Defektverteilung von Korn zu Korn und auch innerhalb der Körner nach [317]. Auf ihre Arbeit wird in Anhang A.4 genauer eingegangen.

Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse, lassen sich besonders gut im Rahmen von STO-seitige „In-Gap“-Zuständen interpretieren. Diese Deutung wird u.a. in erheblichem Maße von den strahlinduzierten Defekten, mit unterschiedlicher Potentialtiefe und Dichteverteilung, die C. Xiao *et al.* in unterschiedlichen Perovskiten nachwies [314], gestützt. Die in dieser Arbeit beobachteten Defekte und/oder ihre Aufladungen scheinen vermehrt zu agglomerieren, wenn ein stark fokussierter langsam rasternder Elektronenstrahl eingesetzt wird. Beim Erwärmen wurde zudem eine Umordnung sowie ein teilweises Verschwinden schwächer ausgeprägter Strukturen beobachtet. Mit ihrem Entstehen kann eine Verschlechterung der elektrischen Transporteigenschaften von LAO/STO-Heterostrukturen verbunden sein, wie Abb. 5.23 zeigt. Dies kann derart interpretiert werden, dass die erzeugten Defekte im STO und/oder ihre Aufladung Einfluss auf die Leitfähigkeit des 2DES haben.

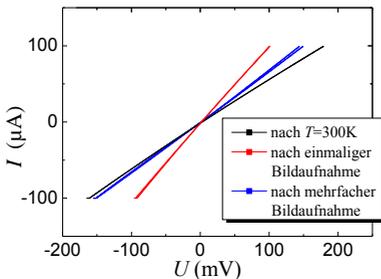


Abbildung 5.23: IV-Kennlinien der Probe LAO/STO#1 bei $T = 5\text{K}$, aufgenommen nach dem Abkühlen von Raumtemperatur über die gesamte Probe mit einem Arbeitsabstand von 13 mm und optimaler Fokussierung (rot) sowie nach 12 weiteren Bildaufnahmen (blau). Die Strahlparameter der dazwischen aufgenommenen 12 LTSEM-Bilder betragen 100 pA und 10 keV.

Durch die erste LTSEM-Abbildung erfährt die Probe zunächst eine deutliche Verbesserung der elektrischen Transporteigenschaften, wie der Vergleich der schwarzen und roten IV -Kennlinie in Abb. 5.23 zeigt. Diese über die LTSEM-Abbildung hinaus fortbestehende strahlinduzierte Erhöhung der Leitfähigkeit wird ausführlich in Kap. 5.5 behandelt und wird daher nicht weiter ausgeführt. Nach 12 LTSEM-Abbildungen (was einer Bestrahlung von 4 h entspricht) mit einem Arbeitsabstand von 13 mm und optimaler Fokussierung verschlechtern sich jedoch die elektrischen Transporteigenschaften wieder, wie die blaue IV -Kennlinie zeigt. Im Rahmen der Interpretation der granularen Strukturen als strahlinduzierte Defekte an der STO-Oberfläche kann dies mit einer verringerten Beweglichkeit der 2DES-Elektronen oder einer Verringerung ihrer Dichte zusammenhängen. Dabei könnten Defekte als Streuzentren oder Potentialmulden, die als Akzeptorzustände agieren, fungieren.

Vor dem Hintergrund, dass in dieser Arbeit der primäre Anteil der strahlinduzierten Leitfähigkeitsveränderungen der untersuchten LAO/STO-Proben als ein Einfluss von Sauerstoffleerstellen interpretiert wird, muss erwähnt werden, dass nicht-sauerstoff-angeheilte (wie auch amorphe) LAO/STO-Heterostrukturen ein Ausfrieren der Ladungsträger unterhalb von 100 K zeigen [282]. In derartigen Proben tragen die Sauerstoffleerstellen maßgeblich zu der Leitfähigkeit bei, wobei für $T < 78$ K mit sinkender Temperatur sowohl die Ladungsträgerdichte als auch deren Beweglichkeit abnimmt [282, 318]. Die Abnahme der Ladungsträgerdichte ist auf ein Ausfrieren der Ladungsträger zurückzuführen [318]. Eine geringe Dichte von Donatoren wie Sauerstoffleerstellen ergibt Donatorzustände unterhalb der Leitungsbandkante im STO [318]. Mit sinkender Temperatur besetzen die meisten der freien Elektronen diese Donatorzustände und werden auf diese Weise getrappt, sodass die Ladungsträgerdichte von 300 K zu 10 K um bis zu einer Größenordnung abnehmen und sogar $\frac{\partial R}{\partial T} < 0$ (für $T < 78$ K) werden kann [318]. Die in dieser Arbeit beobachtete generelle Verschlechterung der elektrischen Transporteigenschaften bei $T \approx 5$ K nach intensiver Bestrahlung, wie es der Vergleich der roten und blauen IV -Charakteristik in Abb. 5.23 zeigt, kann daher mit der strahlinduzierten Erzeugung von Defektzuständen, die als Trapping-Zentren agieren, erklärt werden. Bei tiefen Temperaturen können in diesen Zuständen ausgefrorene Elektronen zudem durch starke elektrische Felder erneut angeregt werden [318]. Bei den in dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen muss daher angemerkt werden, dass neben strahlinduzierten energetischen Anregungen auch erhebliche lokale elektrische Felder durch die Implantation von Strahlelektronen nahe des 2DES zu erwarten sind, wie die

Diskussion von Gl. (4.19) zeigt. Der Interpretation der Messergebnisse zufolge können strahlinduzierte Anregungen aus diesen Zuständen dabei das 2DES n-dotieren und so die Leitfähigkeitsverbesserung infolge der Bestrahlung, wie sie in Abb. 5.23 der rot (aber auch der blau) dargestellten IV -Charakteristik zu entnehmen ist, wenn sie mit der schwarz dargestellten verglichen wird, erklären.

5.5 Einfluss des Elektronenstrahles auf die Ladungsträgerdichte

Nachdem bereits in Kap. 4.4 gezeigt wurde, dass der Elektronenstrahl des LTSEMs die Leitfähigkeit der Probe erhöht, sollen nun weitergehende Untersuchungen von Probe LAO/STO#5a vorgestellt werden, die ein besseres Verständnis der strahlinduzierten Leitfähigkeitsänderungen und der Signalentstehung von LTSEM- δV -Abbildungen ergeben. Der Beitrag der δV -signalstarken Zwillingsgrenzen, der sich auf einer Zeitskala von $< 75 \mu\text{s}$ vollzieht, ist dabei genauso zu berücksichtigen wie langanhaltende Leitfähigkeitsverbesserungen, die sich im ΔV_{dc} -Messergebnis des Differential-Verstärkers (Tektronix TM502A) oder bei Signalen, die mittels des batteriebetriebenen Vorverstärkers gemessen werden, zeigen. Einen weiteren Einfluss hat zudem der Biasstrom.

In diesem Kapitel wird zudem die heikle Frage der mikroskopischen Beschreibung der strahlinduzierten Änderungen betrachtet. Die Modellbetrachtung der zeitlichen Entwicklung und Dynamik ist weder einfach noch eindeutig. Dennoch spricht vieles dafür, dass der primäre Anteil der sich vollziehenden Physik durch das in dieser Arbeit entwickelte Modell beschreibbar ist:

Die Messergebnisse werden dahingehend interpretiert, dass der Elektronenstrahl Elektron-„Loch“-Paare erzeugt. Die Löcher werden dabei primär als Punktdefekte (Sauerstoffleerstellen) interpretiert. Für sich selbst gesehen, erzeugen die Paare wegen ihrer Ladungsneutralität kein elektrisches Feld. Die durch den Strahl in das STO injizierten Strahlelektronen hingegen erzeugen ein elektrisches Feld E_{Strahl} , das die erzeugten Elektron-Loch-Paare räumlich trennen kann und dessen Existenz durch die Interpretation der Messergebnisse von Kap. 5.4 begründet werden kann. Elektronen im Leitungsband nahe der LAO/STO-Grenzschicht unterliegen zudem dem Potential, das die STO-Bandkante in Richtung 2DES abfallen lässt. Die Elektronen angeregter

Elektron-„Loch“-Paare können daher das 2DES n-dotieren und somit zu einer strahlinduzierten Leitfähigkeitserhöhung führen. Durch ihre räumliche Trennung kann sich zwischen den Elektron-„Loch“-Paaren ein elektrisches Feld E_{Built} ausbilden, das E_{Strahl} entgegenwirkt. Nach der Bestrahlung können die Elektron-„Loch“-Paare in dem Modell wieder rekombinieren. Diese Interpretation wird anhand der Übereinstimmung von Messdaten mit dem in dieser Arbeit entwickelten Modell begründet.

Die in diesem Unterkapitel vorgestellten Messergebnisse wurden entsprechend dem in Kap. 4.2 beschriebenen Messaufbau mit dem/der batteriebetriebenen Vorverstärker/Stromquelle an Probe LAO/STO#5a durchgeführt.

5.5.1 Zeit- und temperaturabhängige Änderung der IV -Kennlinie

Abbildung 5.24 [a] zeigt IV -Charakteristiken der Probe, die vor, während und nach der Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl (mit 100 pA; 10 keV) sowie nach thermischen Zyklen auf die angegebenen Temperaturen aufgenommen wurden.

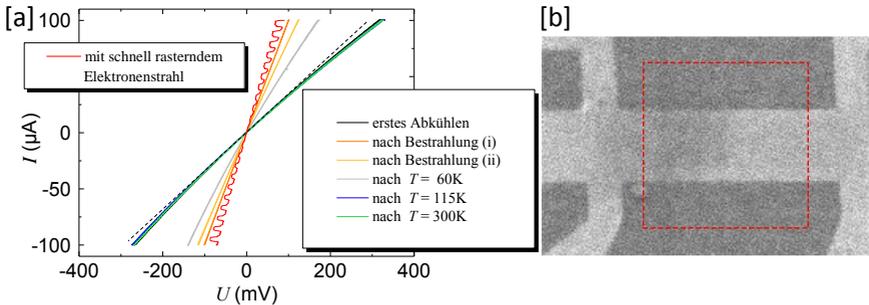


Abbildung 5.24: IV -Charakteristik [a] der Probe LAO/STO#5a bei $T \cong 6\text{K}$; gemessen nach dem ersten Abkühlen, nach der Bestrahlung (i) bzw. 2 min später (ii) sowie nach thermischen Zyklen (nach vorangegangener Bestrahlung) auf die angegebene Temperatur. Die gestrichelte Gerade zeigt die Abweichung von einer linearen $I(V)$ -Abhängigkeit auf. Während des Messens der rot dargestellten IV -Charakteristik wurde der Elektronenstrahl mehrfach über den Bildbereich, der dem roten gestrichelten Quadrat in [b] entspricht, (zeilenweise von oben nach unten) gerastert, wobei deutliche Leitfähigkeitsverbesserungen während der IV -Messung der Bestrahlung der Probe (2DES) zugeordnet werden können.

Die Messung, deren IV -Kennlinie schwarz dargestellt ist, wurde durchgeführt, nachdem die Probe im Rahmen dieser Arbeit erstmalig auf $T \cong 6$ K abgekühlt worden ist und noch keiner Elektronenstrahl-Exposition ausgesetzt worden war. Ein Vergleich mit der in Abb. 5.24 [a] gestrichelt eingezeichneten Geraden zeigt eine Abweichung von einer linearen Abhängigkeit auf. In dem Stromintervall $[\pm 100 \mu\text{A}]$, das in dieser Arbeit betrachtet wurde, kann daher der Flächenwiderstand des unbestrahlten 2DES mit $R_{\text{sheet}} = 855 (1 \pm 6.4\%) \Omega/\square$ angegeben werden, wobei er innerhalb des Stromintervalls stetig (im Rahmen der Fehlergrenzen) ansteigt.

Im Fall der rot dargestellten IV -Charakteristik wurde während der Messung der Elektronenstrahl²³ zügig über einen Bereich gerastert, der dem roten Quadrat aus Abb. 5.24 [b] entspricht. Der IV -Charakteristik ist zu entnehmen, dass infolge der zeitgleichen Bestrahlung eine grundsätzliche Verbesserung der Leitfähigkeit zu beobachten ist. Zudem weist sie periodische Änderungen auf, in denen die Leitfähigkeit größer und kleiner wird, was sich in dem „wellenförmigen“ IV -Verlauf widerspiegelt. Diese periodischen Leitfähigkeitsverbesserungen, die sich während der IV -Messung vollzogen, können dabei dem Überqueren des rasternden Strahls über die Probe zugeordnet werden. Unter Bestrahlung ergibt sich $R_{\text{sheet}} \approx 205 \Omega/\square$, sodass die Leitfähigkeit um das ca. 4.2-fache verbessert wird.

Wird zeitnah nach der Bestrahlung (i) eine IV -Kennlinie aufgenommen (orange in Abb. 5.24), so zeigt sich eine weitgehend lineare $I(V)$ -Abhängigkeit, aus der sich eine (gegenüber dem Zustand vor der Bestrahlung) erhöhte Leitfähigkeit des 2DES ableiten lässt. Die Messung der gelb dargestellten IV -Charakteristik wurde 2 min nach der Bestrahlung (ii) aufgenommen und lässt auf einen zeitlichen Zerfall der strahlinduzierten verbesserten Leitfähigkeit schließen.

Wird die zuvor bestrahlte Probe auf $T = 115$ K bzw. $T = 300$ K erwärmt, so ergibt sich nach erneutem Abkühlen (nahezu) die ursprüngliche (schwarz dargestellte) IV -Kennlinie, wie die grün dargestellte IV -Charakteristik zeigt. Die in Abb. 5.24 [a] grau dargestellte IV -Kennlinie zeigt, dass zeitnah nach der Bestrahlung durch Temperaturzyklen auf $T = 60$ K nur ein teilweiser Rückgang der strahlinduzierten Leitfähigkeitsänderungen erzielt werden kann.

Dabei muss erwähnt werden, dass lang andauernde Probenuntersuchungen

²³mittels fortlaufender BSE-Bilder, die ohne Zeitverzögerung nacheinander (zeilenweise von oben nach unten rasternd) aufgenommen wurden,

mit einer (insgesamt gesehen) erheblichen Strahlendosis und vielen Abkühlprozessen die Probe derart schädigten, dass zwar weiterhin eine strahlinduzierte Leitfähigkeitsverbesserung eintritt, aber die Transporteigenschaften insgesamt deutlich schlechter werden, wie in Kap. 5.4.4 gezeigt wird und auch den in Kap. 5.5.2 präsentierten Ergebnissen zu entnehmen ist.

5.5.2 Zeitlicher Verlauf strahlinduzierter Leitfähigkeitsänderungen

Nachdem anhand Abb. 5.24²⁴ erhebliche Verbesserungen der Leitfähigkeit unter direktem Strahleneinfluss und darüber hinaus anhand von IV -Kennlinien im gesamten Biasstrom-Intervall $[\pm 100 \mu\text{A}]$ aufgezeigt wurden, werden im Folgenden Spannungs- bzw. Leitfähigkeitsänderungen bei $I_{\text{Bias}} = \pm 10 \mu\text{A}$ vorgestellt. Nach vorangegangenen intensiven LTSEM-Probenuntersuchungen, die die Transporteigenschaften der Probe sowohl bei $T = 300 \text{ K}$ als auch $T = 5 \text{ K}$ verschlechterten, wurden die zugrundeliegenden Messungen, deren Ergebnisse in Kap. 5.5.2 vorgestellt und diskutiert werden, mit dem/der batteriebetriebenen Vorverstärker/Stromquelle durchgeführt. Es wurde $U(t)$ gemessen, wobei jeweils während der $U(t)$ -Messungen nach 2.0 min der Elektronenstrahl für 8.0 min sehr schnell über die Probe gerastert wurde, sodass diese „homogen“ bestrahlt wurde²⁵. Dieses Zeitintervall der Bestrahlung mit den Strahlparametern 100 pA und 10 keV ist in Abb. 5.25 grün hinterlegt dargestellt. Vor der jeweiligen bei $T = 5 \text{ K}$ durchgeführten Messung wurde die Probe auf Raumtemperatur erwärmt, sodass sich die Probe zu Beginn der jeweiligen Messung, deren Ergebnis in Abb. 5.25 dargestellt ist, in ihrem Ausgangszustand befand.

Entsprechend Abb. 5.25 verringert sich der Betrag der Spannung für beide Biasströme $I_{\text{Bias}} = \pm 10 \mu\text{A}$ sehr schnell, sobald der Elektronenstrahl die Probe bestrahlt. Nach der Bestrahlung steigt der Betrag der Spannung jeweils wieder an.

²⁴Die in Abb. 5.24 dargestellten Messergebnisse stammen von anfänglichen LTSEM-Untersuchungen der Probe LAO/STO#5a. Anschließend wurde sie intensiv mittels des LTSEMs untersucht (wobei sich die Transporteigenschaften dauerhaft verschlechterten), bevor die in Abb. 5.25 dargestellten $U(t)$ -Messungen durchgeführt wurden.

²⁵Hierfür wurde über einen Ausschnitt des Chips sehr schnell gerastert, weil die Positionierung nach dem Abkühlen der Probe im Bildzentrum nicht möglich ist ohne eine einhergehende vorherige Bestrahlung.

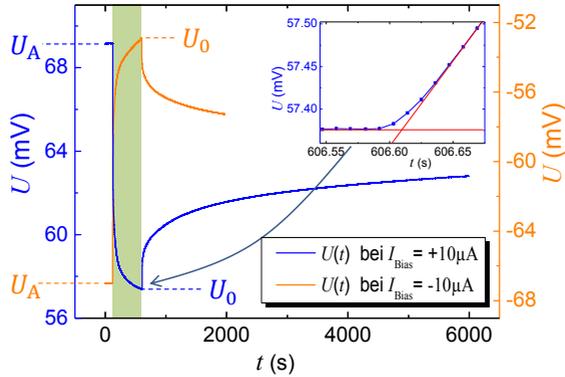


Abbildung 5.25: Zeitabhängige Spannungsmessungen bei $I_{\text{Bias}} = +10 \mu\text{A}$ (blau) und $-10 \mu\text{A}$ (orange) bei $T = 5 \text{ K}$. Vor jeder Messung wurde die Probe auf Raumtemperatur erwärmt. In dem grün hinterlegten Zeitintervall wurde die Probe mit dem Elektronenstrahl bestrahlt (100 pA ; 10 keV). Der Inset zeigt ein kleines Zeitintervall der blau dargestellten $U(t)$ -Kurve zum Zeitpunkt des Ausschaltens des Elektronenstrahls (an der Pfeilspitze). Zudem wird die Spannung zu dem Zeitpunkt des Ausschaltens des Strahles als U_0 und die Ausgangsspannung vor der Bestrahlung als U_A für die beiden Fälle definiert.

$U(t)$ nach dem Ausschalten:

Unmittelbar nach dem Ausschalten des Elektronenstrahls zeigt die $U(t)$ -Abhängigkeit in beiden²⁶ Fällen kurzfristig den im Rahmen von Abb. 5.12 ($U(t) \propto R(t)$) vorhergesagten konvexen Verlauf. Mit Hilfe der tangential zu den Messergebnissen verlaufenden roten Hilfslinien zeigt dies exemplarisch der Inset in Abb. 5.25 anhand der blau dargestellten $U(t)$ -Messergebnisse. Wird U_0 als die Spannung zum Zeitpunkt des Ausschaltens des Strahles definiert, so spiegelt sich die Widerstandsänderung für $\pm I_{\text{Bias}}$ in einer Zunahme von $\Delta U \equiv |U(t) - U_0|$ ²⁷ wieder. Abbildung 5.26 zeigt ΔU -Ergebnisse, die aus den in Abb. 5.25 dargestellten Ergebnissen nach dem Ausschalten des Elektronenstrahls erzielt wurden. In gelb sind Ergebnisse aus einer Messung dargestellt, die 230 min nach der zu den orangenen Ergebnissen gehörenden Bestrahlung begonnen worden ist, ohne dass zwischenzeitlich die Probe erwärmt wurde.

²⁶wie auch weitere nicht dargestellte $U(t)$ -Untersuchungen mit $\pm I_{\text{Bias}}$ zur Reproduzierbarkeit

²⁷Betragsstriche ermöglichen auch für den Fall $I_{\text{Bias}} < 0$ ein positives ΔU .

Bei der Darstellung der Messergebnisse wurde der Zeitpunkt des Ausschaltens auf $t \equiv 0$ gesetzt.

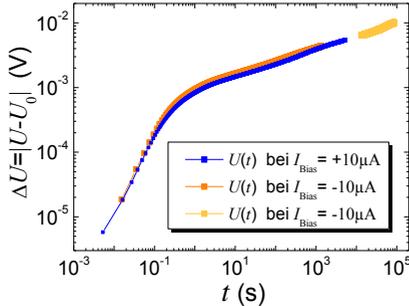


Abbildung 5.26: $\Delta U \equiv |U(t) - U_0|$ nach 8 min homogener Bestrahlung (100 pA; 10 keV) für $I_{\text{Bias}} = +10 \mu\text{A}$ (blau) und $-10 \mu\text{A}$ (orange+gelb) bei $T = 5 \text{ K}$. Dabei markiert der Zeitpunkt des Ausschaltens des Elektronenstrahls den Zeitpunkt $t = 0$.

Ein Vergleich der beiden in Abb. 5.26 dargestellten Fälle $I_{\text{Bias}} = \pm 10 \mu\text{A}$ zeigt eine sehr große Übereinstimmung der ΔU -Ergebnisse. Die doppelt logarithmische Darstellung der Ergebnisse lässt darauf schließen, dass sich nach der Bestrahlung unterschiedliche Prozesse abspielen (können²⁸), die als Rückgang der strahlinduzierten n-Dotierung durch Rekombination interpretiert werden können. Ein über ein Potenzgesetz beschreibbarer schnell verlaufender Prozess, der nach $t \approx 100 \text{ ms}$ in ein beschränktes Wachstum übergeht, das von einem weiteren Prozess, der wiederum einem Potenzgesetz²⁹ beschreibbar ist, mit langer Zeitskala gefolgt wird. Dabei hält dieser langsame Prozess nach $t > 24 \text{ h}$ noch immer an, wie Abb. 5.26 zeigt. Eine Gesamt-Spannungsdifferenz $\Delta_{\text{ges}} U \equiv |U_A - U_0|$ kann über die Differenz der Spannung vor der 8 minütigen Bestrahlung U_A und der Spannung U_0 zum Zeitpunkt des Ausschaltens des Strahles definiert werden. Demnach sind zum Zeitpunkt $t = 24 \text{ h}$ nach der Bestrahlung noch 28% $\Delta_{\text{ges}} U$ vorhanden.

Die Leitfähigkeit, in welche die Anzahl und Beweglichkeit und Dichte bzw. Anzahl der Ladungsträger eingeht, ist die physikalisch relevante Größe, und weist Ähnlichkeiten zur Photoleitfähigkeit, die häufig durch Widerstandsänderungen beschrieben wird, von LAO/STO-Untersuchungen auf. In Analogie

²⁸Wie in diesem Kapitel ausgeführt wird, kann es sich auch um einen Prozess handeln, der allmählich einsetzt.

²⁹Entsprechend der im Rahmen des Vergleichs mit der Photoleitfähigkeit von LAO/STO-Heterostrukturen geführten Diskussion, können diese Ergebnisse für $t > 1 \text{ s}$ auch durch eine Kohrausch-gestreckte exponentielle Zeitabhängigkeit (oder für $t > 10 \text{ s}$ durch die Summe zweier Exponentialfunktionen) beschrieben werden, wie Abb. 5.28 zeigt.

zu vielen Autoren, die die Photoleitfähigkeit untersucht und durch Widerstandsänderungen³⁰ beschrieben haben [279, 284, 288, 319–321], werden in Kap. 5.5.2 daher zunächst elektronenstrahlinduzierte Spannungsänderungen betrachtet, um diese mit der Photoleitfähigkeit vergleichen zu können. Die Autoren erwähnen häufig, dass ihre Messergebnisse auch durch Potenzgesetze beschreibbar sind, erklären aber physikalisch ihre Ergebnisse meist durch Summen von exponentiellen Zeitabhängigkeiten und/oder einer exponentiell gestreckter Kohlrausch-Zeitabhängigkeit, mit denen sie ihre Messergebnisse ebenfalls beschreiben können.

Abbildung 5.27 zeigt die bereits in Abb. 5.26 orange dargestellten Messergebnisse, allerdings auf $\Delta_{\text{ges}}U = 14.076 \text{ mV}$ normiert, sodass die Ordinate entsprechend $\frac{\Delta U}{\Delta_{\text{ges}}U} = \frac{\Delta R}{\Delta_{\text{ges}}R}$ als die Widerstandsänderung nach dem Ausschalten $\Delta R \equiv |R(t) - R_0|$, die auf die gesamte Widerstandsänderung durch die vorangegangene Bestrahlung $\Delta_{\text{ges}}R = |R_A - R_0|$ normiert ist, interpretiert werden kann³¹.

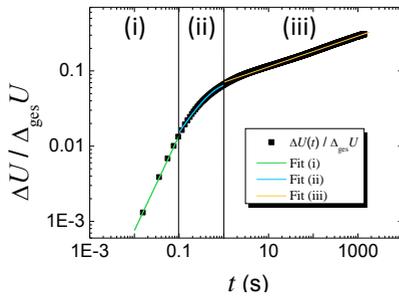


Abbildung 5.27: $\frac{\Delta U}{\Delta_{\text{ges}}U}$ -Messergebnisse von zeitabhängigen Spannungsuntersuchungen nach 8 min Bestrahlung und $I_{\text{Bias}} = -10 \mu\text{A}$ bei $T = 5 \text{ K}$. Die Fit-Ergebnisse stammen aus Fits an die Messergebnisse in den jeweiligen Zeitintervallen (i), (ii), (iii)²⁹ und betragen:

$$(i) = 0.251s^{-1.26} \cdot t^{1.26};$$

$$(ii) = 0.056(1 - e^{-\frac{t-0.1s}{0.421s}}) + 0.015;$$

$$(iii) = 0.0701s^{-0.204} \cdot t^{0.204}.$$

Dabei wurde im Fit (ii) $t_0 = -0.1 \text{ s}$ festgesetzt.

³⁰Gennaro *et al.* betrachten z.B in [26] Leitfähigkeitsänderungen durch Photonenbestrahlung und führen ein stark modellabhängiges σ_{inf} (für die Leitfähigkeit für $t \rightarrow \infty$) ein, um ihre Messergebnisse während der Bestrahlung mathematisch (durch Summe zweier Exponentialfunktionen) zu beschreiben. Sie verzichten zudem auf eine mathematische Beschreibung ihrer Messergebnisse nach der Bestrahlung. In [279] beschreiben Gennaro *et al.* hingegen Widerstandsänderungen und geben sowohl für ihre Ergebnisse während als auch nach der Photonenbestrahlung Fitergebnisse an.

³¹Dabei bezeichnet R_A den Widerstand der Probe vor der Bestrahlung, R_0 den Widerstand zum Zeitpunkt der Beendigung von der Bestrahlung und $R(t)$ den zeitlichen Verlauf des Widerstandes nach Beendigung der Bestrahlung.

Der Exponent von Fit (i) ist 1.26 und damit > 1 . Demnach ist die zeitliche Spannungs-/Widerstandsänderung nach dem Ausschalten des Elektronenstrahls zunächst sehr klein und wird zu Beginn mit fortschreitender Zeit in einem konvexen Verlauf größer. Dies bestätigt auch für den Fall $I_{\text{Bias}} = -10 \mu\text{A}$ den anfänglich konvexen Verlauf des Widerstandes, wie er für $I_{\text{Bias}} = +10 \mu\text{A}$ anhand des Insets von Abb. 5.25 gezeigt und im Rahmen von Abb. 5.12 anhand LTSEM- δV -Bildern des Bonddrahtes in Kapitel 5.3.2 vorhergesagt wurde.

Die Zeitskalen der Zeitintervalle (i) und (iii) sind sehr unterschiedlich. Dass es dennoch einen breiten Übergang im Intervall $0.1\text{s} \lesssim 1\text{s}$ zwischen ihnen gibt, lässt darauf schließen, dass es in diesem Intervall (ii) eventuell³² einen weiteren Prozess geben könnte, der den Übergang zwischen den beiden durch Potenzgesetze beschreibbaren Prozessen darstellt.

Im Bereich (iii) ist dem Exponenten ($0.204 < 1$) des möglichen „Power Law“-Fits zu entnehmen, dass sich die Änderungen der Spannung und des Widerstandes mit voranschreitender Zeit immer langsamer vollziehen und sich ein konkaver Verlauf ergibt. In diesem Bereich (iii), in dem die Messergebnisse nicht ausschließlich durch den in Abb. 5.27 angegebenen „Power Law“-Fits beschreibbar sind (vgl. Abb. 5.28), weisen die Messergebnisse deutliche Ähnlichkeit zur Photoleitfähigkeit von LAO/STO-Proben auf.

Vergleich mit der Photoleitfähigkeit von LAO/STO-Proben

Die Photoleitfähigkeit wird häufig als ein Zwei-Kanal-Mechanismus beschrieben, bei dem die Widerstandsänderungen entweder durch eine Kohlrausch-gestreckte exponentielle Zeitabhängigkeit [288, 319] oder wie von Liu *et al.* [284]³³ und Gennaro *et al.* [279]³⁴ als Summe zweier exponentieller Zeitabhängigkeiten beschrieben wird:

³²Die Spannung(sänderungen) wie auch Leitfähigkeit(sänderungen) der Messergebnisse lassen sich nicht hinreichend alleine durch zwei Potenzgesetze oder deren Summe beschreiben und es ist im Übergangsbereich (ii) ein exponentielles Verhalten den Messergebnissen zu entnehmen. Wie Abb. 5.29 und das postulierte Modell in diesem Kapitel zeigen, handelt es sich wahrscheinlich nicht um drei separate Bereiche. Die in diesem Kapitel ausgeführten Analysen dieser Messergebnisse lassen hingegen auf einen allmählich oder verspätet einsetzenden Prozess, der auf langen Zeitskalen stattfindet, schließen. Dabei geht diesem Prozess eventuell ein weiterer voraus, der auf kurzen Zeitskalen verläuft. Zudem könnte der Bereich (ii) entsprechend der Diskussion im Rahmen von Abb. 5.30 auf LAO-seitige „In-Gap“-Zuständen hindeuten.

³³, welche sowohl den Anregungsprozess bei Photonenbestrahlung als auch den Rekombinationsprozess nach Beendigung der Bestrahlung betrachten,

³⁴, welche primär Änderungen durch Photonenbestrahlung betrachten [26, 279],

Kohlrausch-Zeitabhängigkeit $\sim e^{-(\frac{t}{\tau})^\beta}$: In diesem Fall, der eine charakteristische Zeit entsprechend $\tau \sim \tau_0 e^{-\frac{\Delta U}{k_B T}}$ aufweisen kann, erklärt Rastogi *et al.* den langsamen Zerfall des beobachteten Photostromes nach der Photonenbestrahlung durch $Ti3d_{xy}$ -Zustände, die im unteren Leitungsband stark lokalisiert sind und sich im STO als lokalisierte Zustände manifestieren [288]. Diese lokalisierten Zustände ergeben eine erhöhte Lebensdauer aufgrund der Energie-Zeit-Unschärferelation [288]. Dabei ist ΔU stark temperaturabhängig und erstreckt sich von ≈ 1 meV bis 20 meV [288]. Dieser große Unterschied zwischen tiefen (20 K) und hohen Temperaturen (300 K) lässt auf unterschiedliche Mechanismen der Migration der photoangeregten Ladungsträger schließen [288]. Rastogi *et al.* schlagen vor, dass (abhängig vom Herstellungsprozess) Sauerstoffleerstellen im STO-Substrat unterhalb der LAO/STO-Grenzschicht dazu führen, dass die Interface-Ti-Ionen multivalente Zustände aufweisen [288]. Isolierte Sauerstoffleerstellen im STO implizieren eine $3d^1$ Elektronenkonfiguration der umgebenden Ti-Ionen, deren Streuquerschnitt sich deutlich von denen mit $3d^0$ -Konfiguration unterscheiden, weshalb Defekte lokalisierte Zustände induzieren [288]. Deshalb ist der von Rastogi *et al.* untersuchte Zerfall von UV-photoinduzierten Ladungsträgern von den Sauerstoffleerstellen, die die langsame Relaxation durch „Trapping-Zuständen“ beeinflussen, abhängig [288]. Der Zerfallsexponent β erstreckt sich von 0.2 (bei 20 K) bis 0.8 (bei 300 K) und ist weitgehend von den LAO-Wachstumsbedingungen und somit von der Sauerstoffleerstellendichte unabhängig [288]. Rastogi *et al.* interpretieren ihre Ergebnisse der Photoleitfähigkeit in ähnlicher Form, wie die Photoleitfähigkeit in III-V-Verbindungs-Halbleitern erklärt wird [288, 322, 323]. Demnach überwinden bei hohen Temperaturen die Ladungsträger durch thermische Aktivierung die „Elektron-Capture-Barriere“, während bei tiefen Temperaturen die Rekombination primär durch einen Tunnelprozess mittels eines Multi-Phononenprozesses stattfindet [288, 323, 324].

Auch die Messergebnisse dieser Arbeit lassen sich im Bereich (iii) neben dem angegebenen „Power Law“-Fit (vgl. Abb. 5.27) mittels einer Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beschreiben, wie Abb. 5.28 zeigt. Dem gelb dargestellten Fit der Messdaten zufolge ist der Zerfallsexponent $\beta = 0.25$ und stimmt somit mit dem Ergebnis von Rastogi *et al.* überein [288]. Die charakteristische Zeit ist dem Fitergebnis zufolge durch $\tau = 86207$ s gegeben und liegt damit zwischen den Ergebnissen der Rekombination nach UV-Photonenbestrahlung von Rastogi *et al.* [288] und Lu *et al.* [319]. Hieraus ergibt sich mit $\ln \tau_0 \approx 7$ (aus [288]) das Energieintervall $\Delta U = 2$ meV, das mit den Ergebnissen von

[288] übereinstimmt, wobei an dieser Stelle angemerkt werden muss, dass bei tiefen Temperaturen nicht ein thermisch angeregtes Hüpfen, sondern ein Tunnelprozess als primärer Transportmechanismus anzunehmen ist [288, 319].

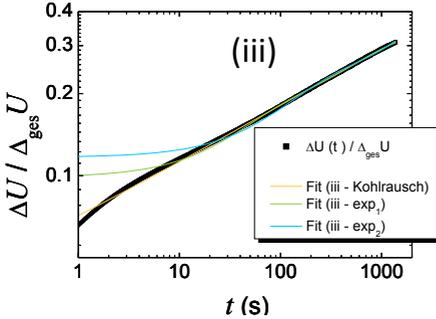


Abbildung 5.28: $\frac{\Delta U}{\Delta_{\text{ges}}U}$ -Messergebnisse von zeitabhängigen Spannungsuntersuchungen nach 8 min Bestrahlung und $I_{\text{Bias}} = -10 \mu\text{A}$ bei $T = 5\text{K}$. Die Fit-Ergebnisse entsprechen einer Kohlrausch-Zeitabhängigkeit:

$1.000 - 0.984 e^{-\left(\frac{t}{86207\text{s}}\right)^{0.25}}$ (gelb)
bzw. der Summe zweier Exponentialfunktionen:

$0.329 - 0.157 e^{-\frac{t}{692\text{s}}} - 0.073 e^{-\frac{t}{52\text{s}}}$ (grün)

und $1.000 - 0.775 e^{-\frac{t}{11541\text{s}}} - 0.108 e^{-\frac{t}{151\text{s}}}$ (blau). Im gelb und blau dargestellten Fit wurde entsprechend der Annahme, dass nach hinreichend langer Zeit alle Anregungen relaxieren, der Parameter „1.000“ jeweils manuell festgesetzt. „iii“ entspricht dem Bereich (iii) in Abb. 5.27.

Dem gelben Fit in Abb. 5.28, der die Messergebnisse im Bereich (iii) gut beschreibt, ist zu entnehmen, dass 98.4% der Widerstandsänderungen, die auf rekombinierenden Anregungen zurückgeführt werden können, durch den der gestreckten Kohlrausch-Zeitabhängigkeit zugrundeliegenden Mechanismus beschreibbar sind. Die Parameter der gelb dargestellten Fitergebnisse stimmen mit [288] überein. Dies ist eine weitere Bestätigung des postulierten Modells, wonach die strahlinduzierten Ladungsträger mit STO-seitigen „In-Gap“-Zuständen, wie sie auf Sauerstoffleerstellen zurückführbar sind, korrespondieren. Die verbleibenden 1.6% können durch schnell relaxierende vertikale Anregungen nahe des 2DES erklärt werden. Somit scheinen die strahlinduzierten Anregungen, die in dieser Arbeit untersucht werden, dem gleichen oder einem ähnlichen physikalischen Mechanismus wie in [288] zu unterliegen.

Für $t \lesssim 20\text{s}$ lassen sich die Messergebnisse nicht hinreichend durch die Summe zweier exponentieller Zeitabhängigkeiten beschreiben, weshalb es unwahrscheinlich ist, dass es sich im vorliegenden Fall primär³⁵ um Anregungen aus unterschiedlichen Quellen handelt.

³⁵Ein allmähliches „Einsetzen“ von Rekombinationsprozessen, wie es die Ergebnisse beschreiben kann und im Folgenden ausgeführt wird, macht es allerdings schwie-

Summe zweier exponentieller Zeitabhängigkeiten: Im Fall der Photonenanregung wird der schnellere Prozess von Gennaro *et al.* auf Punktdefekte, die als Sauerstoffleerstellen³⁶ interpretiert werden und sich im STO nahe der Grenzschicht befinden, zurückgeführt [26]. Hier bilden sie ein breites aus „Trapping-Zuständen“ bestehendes „In-Gap-Band“ im STO aus [26]. Anregungen aus diesen Zuständen stellen den schnellen Prozess dar, bei dem Elektronen aus dem ursprünglichen Zustand mit O-Charakter in das Leitungsband mit Ti-Charakter im LB übergehen [26]. Der langsame Prozess wird von Gennaro *et al.* derart interpretiert, dass Elektronen von der LAO-Seite mit O-Charakter in STO-Zustände mit Ti-Charakter angeregt werden [26]³⁷. In [279] betrachtet Gennaro *et al.* sämtliche in Abb. 3.8 dargestellte Anregungen und deren Rekombination nach Beendigung der Bestrahlung. Unabhängig von dem Anregungsmechanismus interpretieren sie ihre Messergebnisse dahingehend, dass die angeregten Elektronen sich zum 2DES bewegen und zu dessen Leitfähigkeit beitragen, während eine gleiche Anzahl an Löchern an spezifischen Gitterplätzen „getrappt“ sind [279]. Sowohl die photonische Anregung als auch die Rekombination werden als Summe zweier exponentieller Zeitabhängigkeiten beschrieben [279]. Direkte (aus dem VB ins LB) ultraviolette Anregungen ergeben eine sehr schnelle Leitfähigkeitsänderung [279]. Die Anregungen erfahren durch ihre räumliche Trennung, bei der die Elektronen das 2DES bevölkern und die Löcher entweder von der Grenzschicht weggedrückt werden oder in „getrappten“ Zuständen lokalisiert sind, eine erhöhte Lebensdauer [279]. In allen von Gennaro *et al.* betrachteten Fällen zeigt sich, dass die Rekombination langsamer als die Anregung verläuft, was durch die Trennung der Ladungsträger im elektrischen Feld des Bandkantenverlaufes erklärt wird [279].

Liu *et al.* interpretieren den schnellen Anregungsprozess durch Elektron-Loch-Anregungen aus dem VB in das LB [284]. Sauerstoffleerstellen im STO stellen „Trapping-Zustände“ innerhalb der STO-Bandlücke dar, die durch photoangeregte Elektronen, die sich aus tieferen STO-Schichten in Richtung

rig/unmöglich weitere anfängliche Rekombinationskanäle, deren Beitrag deutlich schwächer ist, aus den Messergebnissen zu extrahieren und zu identifizieren, weil sie nicht von einem schnelleren „Einsetzen“ der dominanten Rekombinationsprozesse zu unterscheiden sind. Deshalb können weitere schwächere Rekombinationskanäle nicht ausgeschlossen werden.

³⁶, die sich während des Filmwachstums ausbilden,

³⁷Langsam relaxierende LAO-seitige Anregungen können auch im Fall der Anregungen durch den Elektronenstrahl zur langsam relaxierenden verbesserten Leitfähigkeit des 2DES nach der Bestrahlung beitragen.

Grenzschicht bewegen, neutralisiert werden [284]. Hierdurch tragen diese Elektronen zur Leitfähigkeit des 2DES bei und stellen den langsamen Prozess dar [284]. Hierbei kommt der Dichteverteilung der Leerstellen, die von dem Sauerstoffdruck bei der Herstellung abhängig ist, eine entscheidende Rolle zu, wie Liu *et al.* ausführen [284].

Summe einer exponentiellen und einer Kohlrausch-Zeitabhängigkeit: In jüngster Zeit beschrieb Mauro *et al.* sowohl den Anregungsprozess mit Photonen, deren Energie kleiner als die STO-Bandlücke ist, als auch die auf die Bestrahlung folgende Rekombination der photoangeregten Ladungsträger als Summe eines schnellen Prozesses, der exponentiell von der Zeit abhängig ist, und einem langsamen Prozess, der durch eine gestreckte exponentielle Zeitabhängigkeit beschreibbar ist [325]. Sie untersuchten dabei LaGaO₃/SrTiO₃-Heterostrukturen, bei denen das LaGaO₃ amorph auf TiO₂-terminiertes STO aufgebracht worden war, die ebenso wie amorphes LAO/STO ein 2DES an der Grenzschicht ausbilden. Eine mögliche Erklärung der von ihnen beobachteten beiden sehr unterschiedlichen Zeitabhängigkeiten, die temperaturabhängig sind, wird von Mauro *et al.* dahingehend gegeben, dass sich die photoangeregten Löcher einerseits im LaGaO₃ und andererseits im SrTiO₃ befinden [325]. Wegen der geringen Photonenenergie werden Elektron-Loch-Anregungen aus dem VB in das LB ausgeschlossen und die Leitfähigkeitsänderungen des 2DES auf Anregungen aus In-Gap-Zuständen sowohl im STO wie auch im amorphen LaGaO₃ zurückgeführt [325]. Mit sinkender Temperatur dominiert bei Mauro *et al.* der schnelle Prozess mit einer Zeitkonstanten von ≈ 88 ms bei der Photonenanregung deutlich über den langsamen (bei $T=8$ K) [325]. Bei der auf die Bestrahlung folgenden Rekombination ist dieser schnelle Prozess (bei $T=8$ K) mit einer Zeitkonstanten von ≈ 0.67 s deutlich schwächer als die Kohlrausch-Zeitabhängigkeit [325].

Mit einer Energie von 10 keV der Strahlelektronen sind energetisch bei der elektronenstrahlinduzierten Anregung eine Vielzahl von Anregungen, wie Anregungen aus dem VB ins LB des STO bzw. des LAO oder aus Defektzuständen möglich. Die erzeugten Elektron-Loch-Paare erfahren eine räumliche Trennung, wobei die Elektronen das 2DES n-dotieren und die räumliche Trennung große Rekombinationszeiten ermöglicht. Trotz der vielen unterschiedlichen Anregungen, die möglich sind, scheint bei den Beobachtungen im Rahmen dieser Arbeit primär ein auf Defekten seitens des STO basierender Mechanismus vorzuliegen. Zeitskalen von 7 – 25 s [279], wie sie bei Gennaro

et al. der Rekombination von Löchern des STO-VB mit 2DES-Elektronen zugeschrieben werden, wurden in dieser Arbeit durch entsprechende Fitversuche nicht beobachtet³⁸. Dies kann dadurch erklärt werden, dass diese VB-Löcher durch Elektronen der STO-Defekte bereits während der Bestrahlung aufgefüllt werden, wobei das korrespondierende Elektron sich zur Grenzschicht bewegen kann. Der Ursprung dieses Elektrons kann anschließend nicht mehr dem aufgefüllten VB-Loch zugeordnet werden und der leere In-Gap-Zustand kann das verbleibende stationäre korrespondierende „Loch“ sein. Den Fitergebnissen dieser Arbeit können zudem nicht eindeutig eine Rekombination mit LAO-seitigen VB-Löchern zugeordnet werden, die sich auf der Zeitskala von ≈ 450 s vollziehen sollte [279].

Die sehr ähnlichen Ergebnisse zu den Arbeiten von Rastogi *et al.* und Lu *et al.* [288, 319] hingegen implizieren, dass die primäre Elektronenquelle der in dieser Arbeit beobachteten Anregungen stationäre Zustände im STO zu sein scheinen.

Mathematische Beschreibung der Rekombination strahlinduzierter Anregungen nach der Bestrahlung

Im Rahmen dieser Arbeit wird die strahlinduzierte Widerstandsabnahme während der Bestrahlung, wie sie Abb. 5.25 zu entnehmen ist, auf elektronische Anregungen in das 2DES zurückgeführt, welche dieses n-dotieren. Nach der Bestrahlung können diese rekombinieren, sodass die Ladungsträgerdichte des 2DES nach der Bestrahlung abnimmt. Die Widerstandsänderungen nach der Bestrahlung im Bereich (iii) von Abb. 5.27 verlaufen mit voranschreitender Zeit immer langsamer, was auf eine voranschreitende mit der Zeit langsamer verlaufende Rekombination strahlinduzierter Anregungen hindeutet. Die Messergebnisse im Bereich (i) weisen auf eine zunächst langsam, dann schneller verlaufende Widerstandszunahme hin, die auf ein entsprechend verlaufendes (zunächst langsam beginnendes, dann schneller werdendes) Rekombinationsverhalten ($\Delta U \propto \Delta N_{\text{n-Dot}}(t)$)

³⁸Auch die in Kap. 5.6.1 geführte Diskussion der Lock-In-verstärkten temperaturabhängigen Spannungsbilder zeigt auf, dass VB-LB-Elektron-Loch-Paare keinen erkennbaren Beitrag zu den Beobachtungen leisten.

$$\begin{aligned}
 \Delta U \propto \Delta R = R(t) - R_0 &\propto \frac{1}{N_A + N_{n\text{-dot}}(t)} - \frac{1}{N_A + N_{n\text{-dot}0}} \\
 &= \frac{N_{n\text{-dot}0} - N_{n\text{-dot}}(t)}{(N_A + N_{n\text{-dot}}(t))(N_A + N_{n\text{-dot}0})} \\
 &= \frac{N_{n\text{-dot}0} - N_{n\text{-dot}}(t)}{(N_A + N_{n\text{-dot}0} + \Delta N_{n\text{-Dot}}(t))(N_A + N_{n\text{-dot}0})} \\
 &\approx \frac{N_{n\text{-dot}0} - N_{n\text{-dot}}(t)}{(N_A + N_{n\text{-dot}0})(N_A + N_{n\text{-dot}0})} \\
 &\propto N_{n\text{-dot}0} - N_{n\text{-dot}}(t) = \Delta N_{n\text{-Dot}}(t)
 \end{aligned} \tag{5.3}$$

schließen lässt. In Gl. (5.3) geht die Annahme ein, dass die Leitfähigkeit proportional zu der Elektronendichte des 2DES $N(t)$ ist und die Beweglichkeit der Elektronen konstant bleibt. Die Elektronendichte $N(t) = N_A + N_{n\text{-dot}}(t)$ ergibt sich aus der Summe aus der anfänglichen Elektronendichte (vor der Bestrahlung) N_A und der Elektronendichte der n-Dotierung $N_{n\text{-dot}}(t)$, welche durch die vorangegangene Bestrahlung sich zusätzlich zum Zeitpunkt t im 2DES befindet. Beginnend bei der Elektronendichte der n-Dotierung $N_{n\text{-dot}0}$ zum Zeitpunkt $t=0$, zu dem die Bestrahlung beendet wird, nimmt $N_{n\text{-dot}}(t) = N_{n\text{-dot}0} - \Delta N_{n\text{-Dot}}(t)$ durch Rekombination ab, wobei $\Delta N_{n\text{-Dot}}(t)$ die n-Dotierung ist, die nach der Zeit t bereits rekombiniert hat und nicht mehr zum elektrischen Transport beiträgt. Die in Gl. (5.3) gemachte Näherung gilt somit besonders in Bereich (i) und (ii) von Abb. 5.27, weil hier $\Delta N_{n\text{-Dot}}(t) \ll N_A + N_{n\text{-dot}0}$ ist.

Werden die Spannungen reziprok betrachtet, so ist $\frac{1}{U(t)} \propto N(t)$ und es können direkt Rückschlüsse auf die Leitfähigkeit gezogen werden. Abbildung 5.29 wie auch Abb. 5.31 zeigen das Inverse der in Abb. 5.25 orange dargestellten Messergebnisse nach dem Ausschalten des Elektronenstrahls.

Auch in der in Abb. 5.29 gewählten inversen Darstellung lassen sich die Messergebnisse für $t > 1$ s durch eine exponentiell gestreckte Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beschreiben, wie die orange und gelb dargestellten Funktionen zeigen. Die orange dargestellte Funktion $k_I(t)$ sollte schnelle zu Beginn stattfindende Prozesse nicht/wenig berücksichtigen, weil sie an die Messergebnisse mit $t \geq 10$ s gefittet wurde. Das deutliche Abweichung dieser orange dargestellten $k_I(t)$ -Kohlrausch-Zeitabhängigkeit von den Messwerten im Bereich $t \lesssim 1$ s, lässt darauf schließen, dass diesem, durch $k_I(t)$ beschreibbaren Prozess, ein weiterer Prozess vorangehen könnte, der näherungsweise durch

die exponentielle Zeitabhängigkeit $e_I(t)$, die dunkelblau dargestellt ist, beschrieben werden kann. Damit, wie die horizontal gestrichelte Linie andeutet, $k_I(t=0) \cong e_I(t \rightarrow \infty)$ ist, musste der Fitbereich $t \leq 0.5$ s gewählt werden.

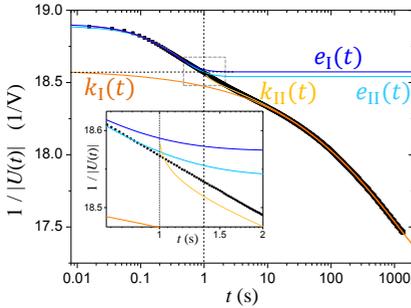


Abbildung 5.29: $\frac{1}{U(t)}$ -Messergebnisse von zeitabhängigen Spannungsuntersuchungen nach 8 min Bestrahlung und $I_{\text{Bias}} = -10 \mu\text{A}$ bei $T = 5$ K. Der Inset zeigt die Ergebnisse im Bereich des gestrichelten Quadrates; die vertikale gestrichelte Linie markiert den Zeitpunkt $t = 1$ s. Die orange dargestellte Fit-Funktion $k_I(t) = 16.839 \text{ V}^{-1} + 1.750 \text{ V}^{-1} \cdot e^{-\left(\frac{t}{1240 \text{ s}}\right)^{0.377}}$ beschreibt eine bei $t=0$ beginnende Kohlrausch-Zeitabhängigkeit (ihre Parameter wurden durch einen Fit an die Messdaten $t \geq 10$ s erzielt). Die obere Grenze eines zweiten Fitintervalls $0 < t \leq 0.5$ s wurde derart gewählt, dass der Grenzwert ($t \rightarrow \infty$) der an die Messergebnisse dieses zweiten Intervalls gefitteten Funktion $e_I(t) = 18.906 \text{ V}^{-1} - 0.332 \text{ V}^{-1} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{0.332 \text{ s}}})$ (dunkelblau) der orange dargestellten Kohlrausch-Zeitabhängigkeit $k_I(t)$ bei $t=0$ näherungsweise entspricht, wie die horizontal gestrichelte Linie zeigt. Die hellblau dargestellte Funktion $e_{II}(t) = 18.892 \text{ V}^{-1} - 0.351 \text{ V}^{-1} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{0.415 \text{ s}}})$ entspricht einem Fit an die Messdaten im Intervall $0 < t \leq 1$ s. Die gelb dargestellte Funktion $k_{II}(t) = 16.772 + 1.109 \cdot e^{-\left(\frac{t-1.000 \text{ s}}{1450 \text{ s}}\right)^{0.364}}$ stellt eine Kohlrausch-Zeitabhängigkeit dar, die bei $t=1$ s beginnt und an die Messergebnisse $t \geq 1$ s gefittet wurden.

Die Messergebnisse können bei genauer Betrachtung nicht hinreichend durch die Summe dieser beiden Funktionen $k_I + e_I$ (oder der Summe einer anderen exponentiellen- und einer gestreckten Kohlrausch-Zeitabhängigkeit) beschrieben werden. Hieraus kann geschlossen werden, dass sich zunächst ein näherungsweise exponentiell verlaufender Prozess vollzieht, der bei $t \approx 1$ s in eine Kohlrausch-Zeitabhängigkeit übergeht (oder eine Kohlrausch-Zeitabhängigkeit allmählich einsetzt, wie weiterführende Untersuchungen, die anhand Abb. 5.31 und 5.32 ausgeführt werden, implizieren). Diese These wird durch die Funktion $e_{II}(t)$, die durch einen Fit an die Messdaten $t \leq 1$ s erzielt wurde, und die Funktion $k_{II}(t)$, die an die Messdaten $t \geq 1$ s gefittet³⁹ wurde, gestärkt. Zieht man ein verspätetes Einsetzen eines durch eine

³⁹Der Fit wurde derart durchgeführt, dass zunächst im Exponenten ein zeitlicher Offset von 1 s vorgegeben wurde, um die übrigen Parameter zu ermitteln. Anschließend

Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beschreibbaren Prozesses in Betracht, so können die Messergebnisse im gesamten Messbereich deutlich besser beschrieben werden, als wenn die Kohlrausch-Zeitabhängigkeit keinen zeitlichen Offset enthält, wie Abb. 5.29 und dem enthaltenen Inset zu entnehmen ist.

Möglicher Einfluss LAO-seitiger „In-Gap“-Zustände: An dieser Stelle soll ein Vergleich mit den Ergebnissen von Mauro *et al.* gezogen werden, die ihre Ergebnisse⁴⁰ durch die Summe einer exponentiellen und einer Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beschreiben [325]. Die beiden Zeitabhängigkeiten führen sie auf zwei Kanäle, die von „In-Gap“-Zustände im LaGaO₃ bzw. im STO herrühren, zurück.

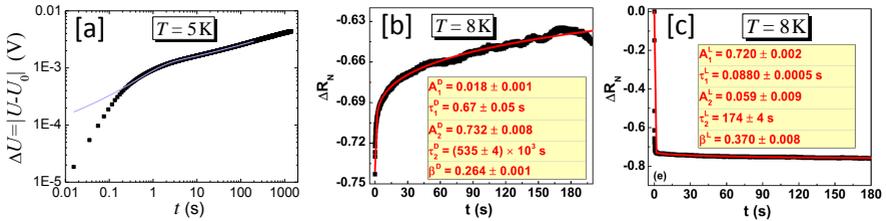


Abbildung 5.30: $\Delta U(t)$ -Messergebnisse, die bereits in Abb.5.26 (orange dargestellt) gezeigt wurden [a]. Das Fitintervall entspricht mit $t < 200$ s dem von Mauro *et al.*. Die Messergebnisse können entsprechend des violett dargestellten Fits $f_{11}^R(t) = 23.7 \text{ mV} \cdot (1 - e^{-(\frac{t}{516473 \text{ s}})^{0.288}}) + 0.6 \text{ mV} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{1.05 \text{ s}}})$ beschrieben werden. In Teilabbildung [b] ist der Rekombinationsprozess und in [c] der Anregungsprozess photoneninduzierter Anregungen sowie Fitergebnisse (entsprechend Fußnote 40) dargestellt. [b] und [c] sind abgeändert aus [325].

wurde der Fit wiederholt, wobei alle Parameter (auch der zeitliche Offset mit Iterationsstartwert $t = 1$ s) frei waren und der zeitliche Offset mit dem Fitergebnis 1.0002 s nahezu unverändert blieb. Der Zeitpunkt $t = 1$ s, der die beiden Bereiche trennt, wurde dabei derart gewählt, dass sowohl $e_{\text{II}}(t)$ als auch $k_{\text{II}}(t)$ die Messergebnisse in den zugehörigen Intervallen ($t <$ bzw. $t >$ dieses Zeitpunktes) näherungsweise beschreiben können. Wird dieser Zeitpunkt früher gewählt, so werden die Fitergebnisse von $k_{\text{II}}(t)$ schlechter; wird er später gewählt, so werden hingegen die Fitergebnisse von $e_{\text{II}}(t)$ schlechter.

⁴⁰, sowohl während des Bestrahlungsprozesses [325]

$$\Delta R^L = -A_1^L \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1^L}\right) \right] - A_2^L \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2^L}\right)^{\beta^L} \right],$$

als auch die der darauffolgenden Rekombination [325]

$$\Delta R^D = \Delta R^0 - A_1^D \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1^D}\right) \right] - A_2^D \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_2^D}\right)^{\beta^D} \right],$$

In Abb. 5.30 [a] sind die Ergebnisse der Elektronenbestrahlung dieser Arbeit ($T=5\text{ K}$) dargestellt. Die Teilabbildung [b] und [c] zeigen die Mess- und Fitergebnisse von Mauro *et al.* bei $T=8\text{ K}$ der Rekombination [b], die sich nach vorangegangener Photonen-Bestrahlung [c] vollzogen hat. Abgesehen von den Amplituden sind die Fitergebnisse von Mauro *et al.* der Rekombination [b] vergleichbar mit den Ergebnissen dieser Arbeit [a]. Besonders die fast identischen Ergebnisse der charakteristischen Zeit und des Parameters β^D des Kohlrausch-Terms stützen wiederum die These dieser Arbeit, dass ein wesentlicher Anteil der Widerstandsänderungen auf STO-seitigen „In-Gap“-Zuständen zurückzuführen sind.

Die charakteristische Zeit des Exponential-Terms ist bei Mauro *et al.* (mit 0.67 s) ebenfalls dem Ergebnis dieser Arbeit (1.05 s) sehr ähnlich⁴¹. Der Argumentation von Mauro *et al.* folgend, könnten demnach auch LAO-seitige „In-Gap“-Zustände als „Trapping“-Zustände in den ersten Sekunden nach der Elektronenbestrahlung an der Rekombination partizipieren. Demnach würde der Bereich (ii) in Abb. 5.27 einem separaten LAO-seitigen Rekombinationskanal zugeordnet werden können. Der Vergleich der Amplituden des Fitergebnisses an die in Abb. 5.30 [a] dargestellten Ergebnisse dieser Arbeit zeigt, dass dieser Kanal (dem Fitergebnis zufolge) mit 2% sehr schwach ist. Der photonische Anregungsprozess dieser möglichen LAO- und STO-seitigen „In-Gap“-Zustände in das 2DES, wie er in Abb. 5.30 [c] dargestellt ist, unterscheidet sich allerdings erheblich von den in dieser Arbeit gemachten Beobachtungen. Bei Mauro *et al.* vollzieht sich eine deutliche Abnahme des Widerstandes zu Beginn der Photonenbestrahlung Abb. 5.30 [c], während im Fall der Elektronenbestrahlung die Widerstandsänderungen zu Beginn allmählich zunehmen und zudem am Anfang (verglichen mit der Gesamtänderung nach mehreren Minuten bzw. 200 s) deutlich kleiner sind, wie anhand Abb. 5.33 (wie auch dem grün hinterlegten Bereich in Abb. 5.25) aufgezeigt wird⁴².

Signifikante Schwierigkeiten bei der Interpretation der LTSEM-Messergebnisse durch ein einfaches Zwei-Kanal-Modell (wie z.B. LAO- und STO-seitige „In-

⁴¹Die geringe Diskrepanz könnte auf den Temperaturunterschied und auf die Heterostrukturen (Mauro *et al.* untersuchten $\text{LaGaO}_3/\text{SrTiO}_3$) zurückgeführt werden, wenn die Ergebnisse auf LaGaO_3 - bzw. LAO-seitige „In-Gap“-Zustände zurückgeführt werden.

⁴²Wie in Fußnote 56 aufgezeigt wird, könnte es äußerst schwache Anregungskanäle geben, die auf LAO-seitige „In-Gap“-Zustände oder andere Kanäle, die auf der Zeitskala $\ll 153\text{ ms}$ agieren, hindeuten.

Gap“-Zustände), bei dem die einzelnen bei $t=0$ beginnenden Kanalbeiträge aufsummiert werden, ergeben sich aus den anfänglich konvex verlaufenden $U(t)$ -Messergebnissen der Rekombination (und besonders im Anregungsfall bei den $|U_A - U(t)|$ -Ergebnissen von Abb. 5.33), weil die zeitlichen Änderungen jedes Kanals als mit der Zeit abnehmend erwartet werden⁴³. Im Folgenden werden daher weitere Fitergebnisse des Rekombinationsprozesses anhand Abb. 5.31 und 5.32 vorgestellt, aus denen auf einen weiteren Rekombinationsmechanismus strahlinduzierter Elektronen, der die Messergebnisse besser⁴⁴ erklären kann, geschlossen werden kann.

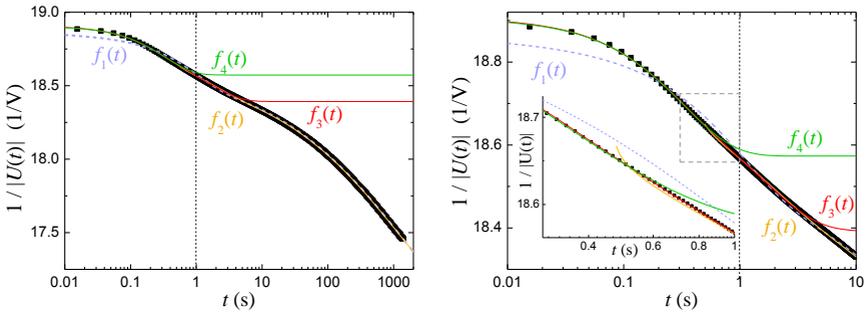


Abbildung 5.31: $\frac{1}{U(t)}$ -Kurve [a] von zeitabhängigen Spannungsuntersuchungen nach 8 min Bestrahlung und $I_{\text{Bias}} = -10 \mu\text{A}$ bei $T = 5\text{K}$. In [b] sind die Messergebnisse für $t \leq 10\text{s}$ dargestellt und der Inset zeigt den Bereich des gestrichelten Quadrates von [b]. Zudem sind Funktionen entsprechend Fitergebnissen dargestellt:

$$f_1(t) = 17.024 \text{ V}^{-1} + 1.850 \text{ V}^{-1} \cdot e^{-\left(\frac{t}{1431 \text{ s}}\right)^{0.360}} - 0.253 \text{ V}^{-1} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{0.960 \text{ s}}}) \quad (\text{violett}),$$

$$f_2(t) = 16.973 \text{ V}^{-1} + 1.262 \text{ V}^{-1} \cdot e^{-\left(\frac{t-0.473 \text{ s}}{1222 \text{ s}}\right)^{0.379}} - 0.125 \text{ V}^{-1} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{1.772 \text{ s}}}) \quad (\text{gelb}),$$

$$f_3(t) = 18.907 \text{ V}^{-1} - 0.213 \text{ V}^{-1} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{0.243 \text{ s}}}) - 0.301 \text{ V}^{-1} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{1.772 \text{ s}}}) \quad (\text{rot}),$$

$$f_4(t) = 18.905 \text{ V}^{-1} - 0.332 \text{ V}^{-1} \cdot (1 - e^{-\frac{t}{0.332 \text{ s}}}) \quad (\text{grün}).$$

Die Funktion $f_1(t)$ (violett gestrichelt dargestellt) stellt das Fitergebnis einer Summe von einer Kohlrausch-Zeitabhängigkeit und einer exponentiellen

⁴³Zudem impliziert in dieser Interpretation das in Abb. 5.29 dargestellte Fitergebnis $e_I(t)$, das demnach dem LAO-seitige Kanal zugeordnet wird, einen erheblichen anfänglichen Beitrag neben dem durch $k_I(t)$ beschreibbaren STO-seitige Kanal. Ein solcher LAO-seitige Kanal ist im Anregungsprozess nicht erkennbar (vgl. Fußnote 56).

⁴⁴Er stellt keinen Widerspruch zu LAO- und STO-seitige „In-Gap“-Zustände dar, berücksichtigt aber ein mögliches zeitlich verzögertes Einsetzen des STO-seitigen Kanals.

Zeitabhängigkeit an alle in Abb. 5.31 [a] dargestellten Messergebnisse dar und kann für $t \lesssim 1$ s die Messergebnisse nur mäßig beschreiben, wie [b] zeigt. Dies schränkt die Interpretation der Ergebnisse durch LAO- und STO-seitige „In-Gap“-Zustände ein⁴⁵. Die Funktion $f_2(t)$ (gelb dargestellt) stellt ein Fitergebnis an die Messdaten für $t \geq 0.5$ s dar. Dem zweiten Summanden in $f_2(t)$ ist zu entnehmen, dass die Kohlrausch-Zeitabhängigkeit dem Fitergebnis zufolge 0.47 s nach dem Ausschalten des Elektronenstrahls einsetzt⁴⁶. Dabei stellt $f_2(t)$ eine sehr gute Beschreibung der Messergebnisse im Fitintervall $t \geq 0.5$ s dar und zeigt, dass die Messergebnisse durch eine exponentielle Abnahme (entsprechend des dritten Summanden von $f_2(t)$) und von einer verspätet einsetzenden Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beschreibbar sind.

Die Messergebnisse für $t \lesssim 3$ s können entsprechend $f_3(t)$ (in Abb. 5.31 rot dargestellt) durch die Summe zweier Exponentialfunktionen beschrieben werden. Dabei wurde die Obergrenze des Fitintervalls $0 < t \leq 3.38$ s derart gewählt, dass die charakteristische Zeit ($t = 1.772$ s) von dem einen Exponentialterm in $f_3(t)$ mit der charakteristischen Zeit in dem Exponentialterm von $f_2(t)$ übereinstimmt. Dieser zu $(1 - e^{-\frac{t}{1.772\text{ s}}})$ proportionale Summand in $f_2(t)$ und $f_3(t)$ dieser beiden Funktionen ermöglicht, dass die Messergebnisse für $0.5\text{ s} \lesssim t \lesssim 3.3\text{ s}$ sowohl durch $f_2(t)$ als auch $f_3(t)$ gut beschreibbar sind, wie Abb. 5.31 [b] zeigt.

Wird ein einfacher Exponentialfit an die Messdaten des Intervalls $0 < t \leq 0.5$ s durchgeführt, so ergibt sich die Funktion $f_4(t)$, die in Abb. 5.31 grün dargestellt ist. Ihre charakteristische Zeit liegt mit 0.332 s zwischen den beiden charakteristischen Zeiten 0.243 s und 1.772 s von $f_3(t)$. Vor dem Hintergrund, dass für $t \lesssim 0.5$ s die Messdaten durch $f_3(t)$ wie auch $f_4(t)$ beschreibbar sind und in diesem Intervall $f_3(t) \cong f_4(t)$ ist, können die Fitergebnisse an die inverse Darstellung der Spannungsergebnisse nach dem Ausschalten des Elektronenstrahls folgendermaßen interpretiert werden:

Zunächst kann sich eine exponentielle⁴⁷ Abnahme der Leitfähigkeit vollziehen, wie die Fitergebnisse $f_3(t)$ und $f_4(t)$ zeigen, und erst anschließend setzt

⁴⁵, auch wenn LAO-„In-Gap“-Zustände nicht ausgeschlossen werden sollen

⁴⁶Es muss angemerkt werden, dass sich dieser zeitliche Offset verschiebt, wenn das Fitintervall zu einem anderen Zeitpunkt $t \approx 1$ s beginnt. Dabei stimmt der Offset an dem die Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beginnt näherungsweise (wie im dargestellten Fall) mit dem Beginn des Fitintervalls überein. Je früher der Beginn des Fitintervalls gewählt wird, desto schlechter stimmen die Fitergebnisse mit den Messergebnissen zu Beginn überein, wie der violett gestrichelt dargestellte Extremfall $f_1(t)$ (Beginn des Fitintervalls ist das erste Messergebnis) in Abb. 5.31 zeigt.

⁴⁷Der schwache konvexe Verlauf für $t \lesssim 50$ ms wird an dieser Stelle vernachlässigt.

(allmählich) eine durch eine Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beschreibbare Abnahme ein. Für die Annahme, dass sich dieser Übergang allmählich besonders im Zeitintervall $0.5\text{ s} \lesssim t \lesssim 3.3\text{ s}$ vollzieht, spricht, dass hier sowohl für die exponentielle Abnahme des Beginns als auch für die Kohlrausch-Zeitabhängigkeit für große Zeitskalen ein Übergangssummand $\propto (1 - e^{-\frac{t}{1.772\text{ s}}})$ benötigt wird, wie er in $f_2(t)$ und $f_3(t)$ enthalten ist. Dabei zeigt der schnelle Exponentialterm in $f_3(t)$, dass die Zeitskalen direkt nach dem Ausschalten kleiner sein können, als die Zeitskala des Fitergebnisses $f_4(t)$. Dies könnte darauf hinweisen, dass (anders als in dem vorgestellten Beispiel, bei dem der Beginn des Fitintervalls von $f_3(t)$ als $t=0.5\text{ s}$ festgelegt wurde⁴⁸) sich der Übergang von einer Exponential- hin zu einer Kohlrausch-Zeitabhängigkeit bereits von Anfang an vollzieht und dieser Übergang mehrere Sekunden andauert. Für diese Interpretation sprechen auch die in Abb. 5.29 vorgestellten Ergebnisse, die, ohne den Übergang hinreichend zu beschreiben, aufzeigen, dass der Teil, der nicht durch eine exponentielle Abnahme beschreibbar ist, auf großen Zeitskalen entsprechend einer Kohlrausch-Zeitabhängigkeit abnimmt. Eine analoge Beschreibung wie im Fall von Mauro *et al.*, die Widerstandsänderungen der Photoleitfähigkeit von amorphem-LaGaO₃/SrTiO₃ durch die Summe einer Exponential- und einer Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beschreiben [325], ist bei genauer Betrachtung im vorliegenden Fall nicht ohne Weiteres möglich, wie $f_1(t)$ in Abb. 5.31 zeigt, wobei in den anfänglichen Exponentialtermen (wie sie in $f_2(t)$, $f_3(t)$ und $f_4(t)$ eingehen) schwächere z.B. LAO-seitige Kanäle enthalten sein können.

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen deuten stark auf ein zeitlich verzögertes oder allmählich einsetzendes durch eine Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beschreibbares Abnehmen der Leitfähigkeit nach der Elektronenbestrahlung hin. Die Interpretation einer auf der Zeitskala von $t \approx 1\text{ s}$ einsetzenden Kohlrausch-Zeitabhängigkeit, wie sie STO-seitigen „In-Gap“-Zuständen zugesprochen wird, stellt dabei keinen Widerspruch zu auf ähnlicher Zeitskala verlaufenden parallelen Prozessen dar. Beides kann sich parallel vollziehen.

In Abb. 5.27, 5.28 und 5.30 wurde eine normierte Darstellung von $U(t) \propto R(t)$ gewählt, um hieraus einen Vergleich mit bestehenden Arbeiten, die die Re-

⁴⁸Wird der Zeitpunkt des Beginns von Fit $f_2(t)$ früher als $t=0.5\text{ s}$ gewählt, so beschreibt das Fitergebnis deutlich schlechter die ersten Messergebnisse. Wird er größer als $t=0.5\text{ s}$ gewählt, so ergibt sich ein kürzeres Intervall, in dem $f_2(t) \cong f_3(t)$ ist.

kombination photoinduzierter Ladungsträger thematisieren [279, 284, 288, 319, 325], zu führen. Wie auch bei der Photoleitfähigkeit werden in dieser Arbeit elektronenstrahlinduzierte Leitfähigkeitsverbesserungen des 2DES auf eine elektronenstrahlinduzierte Erhöhung der Elektronendichte des 2DES zurückgeführt. Weil die Ladungsträgerdichte proportional zur Leitfähigkeit ist, wurde anhand Abb. 5.29 und 5.31 das Inverse der Spannungsmessergebnisse nach der vorangegangenen Elektronenbestrahlung diskutiert. Die strahlinduzierte Erhöhung der Ladungsträgerdichte, die in dieser Arbeit n-Dotierung genannt wird, rekombiniert in diesem Bild wieder, woraus sich die beobachtete zeitliche Abnahme der Leitfähigkeit ergibt.

Um den zum Zeitpunkt t bereits rekombinierten Anteil $\frac{\Delta N_{\text{n-dot}}}{\Delta_{\text{ges}} N_{\text{n-dot}}}$ an der Gesamtdotierung $\Delta_{\text{ges}} N_{\text{n-dot}}$ zum Zeitpunkt $t = 0$ zu bestimmen, werden die Messergebnisse entsprechend Gl. (5.4) in Abb. 5.32 aufgetragen. Dabei ist die Elektronendichte bzw. die n-Dotierungsdichte $\Delta N_{\text{n-dot}} = N_{\text{n-dot}}(0) - N_{\text{n-dot}}(t) = N_0 - N(t)$, die bereits rekombiniert hat, durch die Differenz der n-Dotierungsdichte $N_{\text{n-dot}}(0)$ zum Zeitpunkt $t=0$ und der n-Dotierungsdichte $N_{\text{n-dot}}(t)$, die zum Zeitpunkt t noch vorhandenen ist, gegeben. N_0 ist die Elektronendichte zum Zeitpunkt der Beendigung der Bestrahlung und $N(t)$ die Dichte zum Zeitpunkt t nach der Bestrahlung. Die Gesamtdotierung ist durch $\Delta_{\text{ges}} N_{\text{n-dot}} = N_0 - N_A$ gegeben, wobei N_A die Elektronendichte vor der Bestrahlung ist. Ausgangspunkt der Rückschlüsse auf die rekombinierende Dichte der Elektronen sind die bereits mehrfach vorgestellten Spannungsmessergebnisse $U(t)$, aus denen auf die Leitfähigkeit $g(t)$ geschlossen wird. Mit der elektrischen Leitfähigkeit $g(t)$, die zum Zeitpunkt des Ausschaltens des Elektronenstrahls g_0 ist, kann die Änderung der Leitfähigkeit $g_0 - g(t)$ ab dem Zeitpunkt der Beendigung von der vorangegangenen Bestrahlung mit der Normierung auf die $g_0 - g_A$ durch

$$\frac{\frac{1}{\bar{U}_0} - \frac{1}{\bar{U}(t)}}{\frac{1}{\bar{U}_0} - \frac{1}{\bar{U}_A}} = \frac{g_0 - g(t)}{g_0 - g_A} = \frac{N_{\text{n-dot}}(0) - N_{\text{n-dot}}(t)}{N_0 - N_A} = \frac{\Delta N_{\text{n-dot}}}{\Delta_{\text{ges}} N_{\text{n-dot}}} \quad (5.4)$$

angegeben werden, wobei g_A die Leitfähigkeit vor der Bestrahlung ist. In das zweite Gleichheitszeichen geht die Annahme ein, dass sich die Beweglichkeit der Ladungsträger nicht ändert. Die $U(t)$ -Messergebnisse, die bereits in Abb. 5.27 bis 5.31 vorgestellt wurden, sind in Abb. 5.32 entsprechend Gl. (5.4) dargestellt, wobei die Ergebnisse entsprechend Gl. (5.4) mit dem Anteil an der vorangegangenen n-Dotierung, der zum Zeitpunkt t bereits rekombiniert hat, identifiziert werden können.

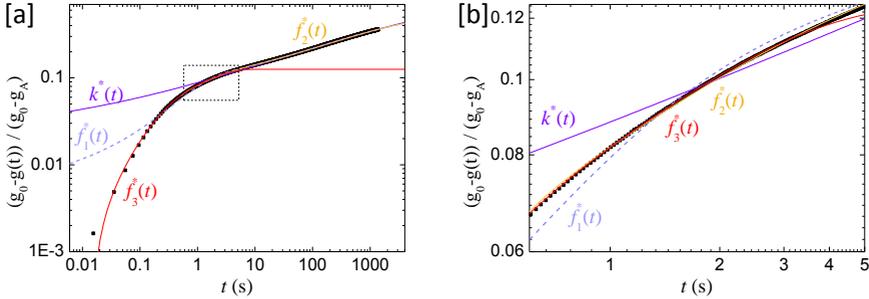


Abbildung 5.32: $U(t)$ -Messergebnisse von zeitabhängigen Spannungsuntersuchungen nach 8 min Bestrahlung und $I_{\text{Bias}} = -10 \mu\text{A}$ bei $T = 5 \text{K}$, die entsprechend Gl. (5.4) aufgetragen sind. In [b] sind die Ergebnisse im Bereich des gestrichelten Quadrates aus [a] gezeigt. Es sind Funktionen entsprechend Fitergebnissen dargestellt:

$$\begin{aligned}
 k^*(t) &= 0.7723 - 0.7484 \cdot e^{-\left(\frac{t}{9440 \text{ s}}\right)^{0.263}} && \text{(violett durchgezogen),} \\
 f_1^*(t) &= 0.4708 - 0.4663 \cdot e^{-\left(\frac{t}{1433 \text{ s}}\right)^{0.360}} + 0.0646 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{0.959 \text{ s}}}) && \text{(violett gestrichelt),} \\
 f_2^*(t) &= 0.4854 - 0.43973 \cdot e^{-\left(\frac{t - 0.489 \text{ s}}{1251 \text{ s}}\right)^{0.378}} + 0.0319 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{1.764 \text{ s}}}) && \text{(gelb),} \\
 f_3^*(t) &= -0.0038 + 0.0536 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{0.243 \text{ s}}}) + 0.0759 \cdot (1 - e^{-\frac{t}{1.764 \text{ s}}}) && \text{(rot).}
 \end{aligned}$$

Die in Abb. 5.32 gewählte Darstellung der $U(t)$ -Messergebnisse zeigt die Änderung der Leitfähigkeit $g_0 - g(t)$, normiert auf die gesamte anfängliche Leitfähigkeitserhöhung $g_0 - g_A$, die auf die vorangegangene Bestrahlung zurückzuführen ist. Auch in dieser subtrahierten inversen Darstellung, die Rückschlüsse auf die vom Strahl erhöhte Elektronendichte (die dem aufgestellten Modell zufolge nach der Bestrahlung rekombiniert) des 2DES zulässt, können die Messergebnisse für kleine Zeiten nicht hinreichend durch eine gestreckte Kohlrausch-Zeitabhängigkeit beschrieben werden, wie die Funktion $k^*(t)$ zeigt. Auch $f_1^*(t)$, die Summe einer exponentiellen- mit einer Kohlrausch-Zeitabhängigkeit, die ebenso wie $k^*(t)$ an alle in Abb. 5.32 dargestellten Ergebnisse gefittet wurde, beschreibt die Messergebnisse in der dargestellten Form nicht hinreichend. Der Vergleich mit den Messergebnissen zeigt, dass die Leitfähigkeitsänderungen zu Beginn kleiner sind, als dass sie von $k^*(t)$ oder $f_1^*(t)$ beschreibbar seien.

An die Ergebnisse $t \geq 0.5 \text{s}$ kann hingegen wiederum eine Summe aus einer exponentiellen- und einer verspätet einsetzenden Kohlrausch-Zeitabhängigkeit sehr gut gefittet werden, wie $f_2^*(t)$ zeigt. $f_3^*(t)$ ist das Ergebnis eines Fits an die Messergebnisse im Intervall $0 < t \leq 3.34 \text{s}$, wobei die Obergrenze dieses

Intervalls derart gewählt wurde, dass der Fitparameter der charakteristischen Zeit des dritten Summanden von $f_3^*(t)$ den gleichen Wert (entsprechend der vierten signifikanten Stelle) annimmt, wie im Fall des Exponentialterms von $f_2^*(t)$.

Analog zu der Diskussion anhand von $f_2(t)$ und $f_3(t)$, die Fitergebnisse an die inversen Spannungsergebnisse darstellen (Abb. 5.31) und somit auf die Leitfähigkeit schließen lassen, enthalten auch die Funktionen $f_2^*(t)$ und $f_3^*(t)$ einen Summanden, der $\propto (1 - e^{-\frac{t}{1.764\text{s}}})$ ist. Mit der Zeitkonstante 1.764 s stimmen $f_2^*(t)$ und $f_3^*(t)$ mit dem vorangegangenen Fall ($f_2(t)$ und $f_3(t)$ mit 1.772 s) überein⁴⁹. In subtrahierter und normierter Form stellt Abb. 5.32 die Messergebnisse von Abb. 5.31 dar, weshalb abgesehen von den Abszissenabschnitten und den Amplituden $f_2^*(t)$ bzw. $f_3^*(t)$ das Fitergebnis $f_2(t)$ bzw. $f_3(t)$ reproduziert. Die doppelt logarithmische Darstellung in Abb. 5.32 zeigt dabei besonders deutlich das Verhalten der Probe unmittelbar nach dem Ausschalten des Elektronenstrahls auf. Des Weiteren können durch die Darstellung entsprechend Gl. (5.4) signifikante Rückschlüsse auf den sich zurückbildenden Einfluss der Bestrahlung gezogen werden, weil ausschließlich der zeitliche Verlauf der sich zurückbildenden Leitfähigkeitsverbesserung bzw. n-Dotierungsdichte (ohne die auch ohne Bestrahlung existierende Leitfähigkeit g_A bzw. Elektronendichte N_A) betrachtet wird.

Auch der $\propto (1 - e^{-\frac{t}{1.764\text{s}}})$ Term in $f_2^*(t)$ und $f_3^*(t)$ kann als Übergang in eine allmählich beginnende Kohlrausch-Zeitabhängigkeit interpretiert werden. Die subtrahierte normierte Darstellung der Messergebnisse in Abb. 5.32, die mit der prozentualen Abnahme der n-Dotierung identifiziert werden kann, bestätigt somit die zeitliche Entwicklung der in Abb. 5.31 dargestellten Ergebnisse, die proportional zu der Leitfähigkeit angenommen werden können.

Modell der Rekombination strahlinduzierter Anregungen nach der Bestrahlung

Die Messergebnisse können nicht hinreichend durch von Anfang an parallel zueinander ablaufende Prozesse erklärt werden⁵⁰. In der Interpretation, dass

⁴⁹Die Fitungenaugkeit auf diesem Parameter in den vier Funktionen $f_2(t)$, $f_3(t)$, $f_2^*(t)$ und $f_3^*(t)$ liegt im Bereich von ± 0.003 s bis ± 0.006 s.

⁵⁰Hierfür wurden die Messergebnisse auf unterschiedliche Weise aufgetragen und über die vorgestellten Fitergebnisse hinaus eingehend untersucht. An dieser Stelle sei daher angemerkt, dass die Messdaten analog zu Abb. 5.27 (auch in inverser subtrahierter Darstellung entsprechend Abb. 5.32) auch intervallweise durch „Power Laws“, die durch eine Exponentialfunktion verbunden sind, gefittet werden können. Weder die

in Abb. 5.32 die Messergebnisse entsprechend Gl. (5.4) die anteilmäßige Abnahme der n-Dotierung $\frac{\Delta N_{n\text{-Dot}}}{\Delta_{\text{ges}} N_{n\text{-Dot}}}$ repräsentieren, ist Abb. 5.32 [a] zu entnehmen, dass die Rekombination unmittelbar nach dem Ausschalten deutlich langsamer einsetzt, als es nach $k^*(t)$ oder $f_1^*(t)$ erwartet wird. In diesem Punkt, dass sich die Leitfähigkeitsabnahme (bzw. Widerstandszunahme) zu Beginn langsamer vollzieht, unterscheiden sich die LTSEM-Untersuchungen von dem Verhalten, das bei Bestrahlung von LAO/STO-Proben mit Licht [279, 284, 288, 319, 325] erwartet wird⁵¹.

Darüber, ob bei den in diesem Kapitel vorgestellten Leitfähigkeitsuntersuchungen ein schneller Prozess, der nach $t \approx 1$ s weitgehend abgeschlossen ist und vorausgehend oder parallel zu einem verspäteten oder allmählich einsetzenden Kohlrausch-beschreibbaren Verhalten stattfindet, auftritt, kann an dieser Stelle keine Aussage gemacht werden, denn ein solcher möglicher Prozess kann den Messergebnissen zu Folge nicht von dem Fall unterschieden werden, in dem das Kohlrausch-zeitabhängige Verhalten etwas schneller einsetzt. Bei einer Vielzahl möglicher Elektron-„Loch“-Anregungen (vgl. Abb. 3.8) durch den Elektronenstrahl kann ein derartiger schneller anfänglicher Prozess auf die Rekombination mit Zuständen im LAO zurückgeführt werden. Ein weiterer wahrscheinlicher Kanal kann die Rekombination von Löchern im Valenzband des STO sein. Zudem könnte er auch auf die Rekombination mit Zuständen innerhalb der STO-Bandlücke, die sehr nahe dem 2DES lokalisiert sind, erklärt werden.

Das beobachtete Kohlrausch-zeitabhängige Verhalten kann entsprechend der Photoleitfähigkeit auf eine Rekombination mit Zuständen in der STO-Bandlücke mit unterschiedlichen Energien und/oder Entfernungen zum 2DES erklärt werden. Häufig werden diese Zustände auf Sauerstoffleerstellen zurückgeführt. Das beobachtete verspätete und/oder allmähliche Einsetzen dieses Rekombinationsmechanismus kann entsprechend dem in Kap. 4.4.4 aufgestellten Modell erklärt werden. Diesem Modell zufolge verbiegen sich die Bandkanten nach Beendigung der Bestrahlung Bulk-STO-seitig nach

Summe zweier „Power Laws“ noch die Summe eines „Power Laws“ mit einer gestreckten Kohlrausch-Funktion können die Messergebnisse über das gesamte Zeitintervall hinreichend erklären, wenn kein zeitlicher Offset in Betracht gezogen wird. Zudem können die Messergebnisse nicht derart gut wie durch $f_2(t)$ und $f_3(t)$ bzw. $f_2^*(t)$ und $f_3^*(t)$ beschrieben werden, wenn in $f_2(t)$ bzw. $f_2^*(t)$ der Term mit der kleinen charakteristischen Zeit durch ein „Power Law“ ersetzt wird.

⁵¹Dies betrifft auch nicht dargestellte Fits in Form der Summe zweier Exponentialfunktionen an die Messergebnisse.

unten. Während dieses Prozesses⁵² des Absenkens der Bandkanten, der in diesem Modell mit der potentialabhängigen Rekombination⁵³ strahlinjizierter Elektronen verbunden ist, setzt die Kohlrausch-beschreibbare Rekombination mit (weiter entfernten) STO-seitigen Zuständen allmählich ein. Dieses auf der Annahme, dass die im STO injizierten Strahlelektronen ein elektrisches Feld erzeugen, das der Rekombination unmittelbar nach der Bestrahlung entgegenwirkt, bis sich die deponierte Ladung durch Abfließen oder Rekombination abbaut, basierende Modell wird durch den anfänglichen konvexen Verlauf des Widerstandes⁵⁴ gestärkt. Dieser konvexe Verlauf widerspricht einem Prozess einer anfänglich schnellen exponentiellen Abnahme von Ladungsträgern. Deshalb ist es sehr wahrscheinlich, dass die $U(t)$ -Ergebnisse nach dem Ausschalten des Elektronenstrahls primär durch ein allmählich (verbunden mit dem Absenken der Bandkanten⁵³) einsetzendes Kohlrausch-beschreibbares Verhalten, das auf STO-seitige „In-Gap“-Zustände zurückgeführt werden kann, erklärbar sind. Dabei sind weitere Prozesse, die sich parallel zu dem postulierten Absenken der Bandkanten auf ähnlicher Zeitskala vollziehen, durchaus möglich.

Das aufgestellte Modell, bei dem sich die Bandkanten absenken, basiert entsprechend Kap. 4.4.4 auf einem elektrischen Feld E_{Strahl} , das durch ρ_{Strahl} erzeugt wird, das E_{Built} entgegen gerichtet ist und das sich nach der Bestrahlung auf der Zeitskala von $t \approx 1$ s abbaut. Diese Zeitskala ist der Zeitskala von $t \approx 1$ s des elektronenstrahlinduzierten Anregungsprozess sehr ähnlich, wie im Folgenden ausgeführt wird. Dies stützt die Modellannahme, dass sich ρ_{Strahl} sowohl zu Beginn der Bestrahlung als auch nach deren Beendigung auf dieser Zeitskala auf- bzw. abbaut.

Elektronenstrahlinduzierter Anregungsprozess

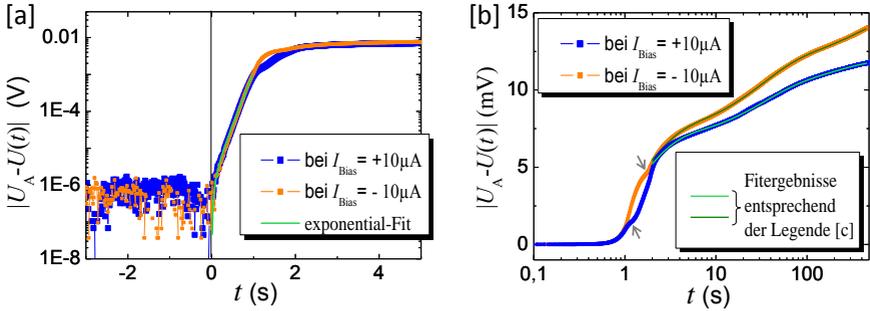
Im Folgenden soll der Anregungsprozess, der sich während der 8-minütigen Bestrahlung vollzogen hat und in Abb. 5.25 grün hinterlegt dargestellt ist, vorgestellt werden. In Analogie zu der häufig gewählten Darstellung der Photonenleitfähigkeit durch Widerstandsänderungen sind in Abb. 5.33 die Messergebnisse $|U_A - U(t)|$ der beiden Fälle $I_{\text{Bias}} = \pm 10 \mu\text{A}$ dargestellt, wobei

⁵² vgl. Übergang zwischen Abb. 4.23 und 4.24

⁵³ z.B. durch Hüpfen oder Tunneln, eventuell in Kombination mit dem Abfließen über das STO-VB hin zu Rekombinationszentren,

⁵⁴ vgl. Inset von Abb. 5.25 und Bereich (i) in Abb. 5.27

der Zeitpunkt, an dem die homogene Probenbestrahlung (mit Strahlelektronen) beginnt, als $t \equiv 0$ definiert wird. Entsprechend dem Quotienten aus Spannung und konstant gehaltenem Biasstrom gibt $|U_A - U(t)|$ an, wie der elektrische Widerstand während der Bestrahlung mit Elektronen abnimmt.



[c]	I_{Bias} (μA)	-10.0	+10.0
$ U_A - U(\infty) $ (mV)		15.0	11.9
A_1 (mV)		-8.69	-8.73
τ_1 (s)		1.31	1.22
A_2 (mV)		-4.59	-3.27
τ_2 (s)		28.89	29.13
A_3 (mV)		-3.38	-1.99
τ_3 (s)		379.5	197.6

Abbildung 5.33: $|U_A - U(t)|$ -Messergebnisse, die aus den in Abb. 5.25 dargestellten Ergebnissen während der 8 minütigen schwachen homogenen Bestrahlung extrahiert wurden. Der Beginn der Bestrahlung wurde als $t \equiv 0$ definiert. In [a] ist der Beginn der Bestrahlung mit logarithmischer Ordinatarstellung gezeigt. In [b] ist die Abszisse logarithmisch dargestellt. Das Fitergebnis (an Messdaten $t < 1$ s) eines exponentiellen Wachstums, das in [a] grün dargestellt ist, hat eine

charakteristische Zeit von 153 ms. Die Parameter der in [b] dargestellten Fitergebnisse für $t > 2$ s sind in [c] aufgeführt. Dabei folgen die Fitergebnisse von [b] der Gleichung $|U_A - U(t)| = |U_A - U(\infty)| + \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\frac{t}{\tau_i}}$, wobei die Parameter in [c] aufgeführt sind.

Anders als bei der Photoleitfähigkeit von LAO/STO-Heterostrukturen, bei der unmittelbar mit der Photonenbestrahlung eine starke Verbesserung der Leitfähigkeit⁵⁵ auftritt, was eine schnelle Abnahme des Widerstandes nach

⁵⁵Gennaro *et al.* beschreiben ihre Messergebnisse unter Photonenbestrahlung in [26] durch $\sigma_{\text{ph}}(t) = \sigma_{\text{inf}} \left\{ A \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right] + (1-A) \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right] \right\}$ entsprechend der Leitfähigkeit. In [279] beschreiben sie wie viele Autoren die Widerstandsänderung entsprechend $\frac{\Delta R(t)}{R_{t=0}} = A_1 \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right] + A_2 \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right]$. Dabei weisen die $\propto \left[1 - e^{-\frac{t}{\tau_1}} \right]$ -

sich zieht, zeigen die dargestellten Messergebnisse, dass die Probe unter Einfluss des Elektronenstrahls sich davon⁵⁵ abweichend verhält. Zu Beginn nimmt der Widerstand nicht unmittelbar mit dem Einsetzen der Bestrahlung stark ab, wie den langsam konvex ansteigenden $|U_A - U(t)|$ -Kurven zu entnehmen ist, die für $t \lesssim 1$ s exponentiell ansteigend beschreibbar sind, wie das grün dargestellte Fitergebnis⁵⁶ in Abb. 5.33 [a] wie auch die Messergebnisse in Teilabb. [b] zeigen. In diesem anfänglichen Zeitintervall $t \lesssim 1$ s stimmen die $|U_A - U(t)|$ -Kurven der beiden Fälle $I_{\text{Bias}} = \pm 10 \mu\text{A}$ nahezu überein, sodass das Vorzeichen des Biasstromes keinen Einfluss auf die anfängliche Reaktion der Probe zu haben scheint.

Für $t > 1$ s verhalten sich die Messergebnisse für die beiden Biasströme ähnlich. Zunächst gibt es eine schwache Schulter, die sich im Fall des positiven Biasstromes etwas früher ausbildet, wie die Pfeile in Abb. 5.33 [b] andeuten. Diese Schultern beenden das anfängliche durch exponentielles Wachstum beschreibbare Verhalten der $|U_A - U(t)|$ -Kurven. Sie stellen einen Übergang dar, bei dem die exponentiell anwachsende Verringerung des Widerstandes⁵⁷ in eine konkav verlaufende Verringerung übergeht. In diesem konkaven Bereich lassen sich die Ergebnisse mathematisch weder durch die Summe zweier Exponentialfunktionen noch durch eine gestreckte exponentielle Zeitabhängigkeit gut beschreiben. Sie lassen sich jedoch durch die Summe von drei Exponentialfunktionen beschreiben, wie die Fitergebnisse in Abb. 5.33 [b] zeigen. Der schnell verlaufende Prozess hat mit $\tau_1 = 1.31$ bzw. 1.22 s und $A_1 \cong -8.7$ mV nahezu die gleichen Fitparameter für die beiden Fälle $I_{\text{Bias}} = \pm 10 \mu\text{A}$. Der anschließende Prozess vollzieht sich mit $\tau_2 = 28$ s ebenfalls in beiden Fällen auf derselben Zeitskala. Hier unterscheiden sich allerdings die Amplituden A_2 und es zeigt sich, dass der Widerstand im Fall des negativen Biasstromes entspre-

Zeitabhängigkeiten auf Prozesse hin, die zu Beginn eine große zeitliche Änderung der Transporteigenschaften aufzeigen. Mit voranschreitender Bestrahlungszeit vollziehen sich diese Prozesse langsamer, bis sie auf hinreichend langen Zeitskalen (nahezu) zum Stillstand kommen, wie der Beschreibung durch das beschränkte Wachstum zu entnehmen ist.

⁵⁶ Die Abweichung des Fitergebnisses unmittelbar nach $t=0$ von den Messergebnissen zeigt, dass hier die Steigung der $|U_A - U(t)|$ -Kurven deutlich größer ist als das Fitergebnis. Demnach kann es zu Beginn sehr schwache Prozesse geben, die sich auf Zeitskalen $\ll 153$ ms vollziehen. Dies könnte z.B. auf LAO-seitige „In-Gap“-Zustände oder andere schnell anregbare Kanäle hindeuten. Sofern diese existieren, ist ihr Beitrag mit $\lesssim 1 \mu\text{V}$ sehr gering und bereits dem anfänglichen exponentiellen Anstieg der ersten Sekunde um drei Größenordnungen unterlegen.

⁵⁷, was einer exponentiellen Zunahme der Leitfähigkeit, wie der Inset von Abb. 5.34 zeigt, entspricht,

chend der unterschiedlichen A_2 stärker abnimmt (orange Messergebnisse), als wenn er positiv (blau) ist. Auf langen Zeitskalen spiegelt sich die Dominanz des negativen Biasstrom-Falls über den des positiven nicht nur in den unterschiedlichen A_3 sondern auch in den unterschiedlichen Zeitskalen τ_3 wieder.

In Abb. 5.33 wurden Spannungsänderungen diskutiert, die auf Widerstandsänderungen schließen lassen, um diese in Bezug zu photoneninduzierten Widerstandsänderungen [279, 284, 288, 319, 325] setzen zu können. In invertierter Darstellung lassen die Messergebnisse auf die Leitfähigkeit(sänderungen) durch die Elektronenbestrahlung schließen. Abbildung 5.34 [a] zeigt diese Messergebnisse in der $\frac{1}{U(t)}$ -Darstellung, wobei der Offset $\frac{1}{U_A}$, der proportional zur Leitfähigkeit vor der Bestrahlung g_A ist, subtrahiert wurde. Unter Berücksichtigung des Biasstromes zeigt sie somit, wie sich die Leitfähigkeit während der Bestrahlung verbessert.

Zu Beginn der Bestrahlung ($t \lesssim 1$ s) vollzieht sich eine konvexe Leitfähigkeitsverbesserung, die sich durch eine exponentielle Abhängigkeit $\propto \exp(+\frac{t}{\tau})$ mit der charakteristischen Zeit $\tau = 165$ ms (für $I_{\text{Bias}} = -10 \mu\text{A}$) bzw. $\tau = 182$ ms (für $I_{\text{Bias}} = 10 \mu\text{A}$) beschreiben lässt, wie der Inset in Abb. 5.34 [a] zeigt. Wie bereits im Rahmen der Widerstandsbetrachtung von Abb. 5.33 diskutiert, gibt es in beiden Fällen eine Schulter im Intervall $1 \text{ s} < t < 2 \text{ s}$, die den Übergang in den konkaven Bereich der strahlinduzierten Leitfähigkeitsverbesserung darstellt. Wie den Fitergebnissen für $t > 2$ s zu entnehmen ist, kann die Leitfähigkeit in diesem Bereich durch die Summe von drei Exponentialfunktionen beschrieben werden. Die zugehörigen Fitparameter sind in Abb. 5.34 [b] aufgeführt. Die die Leitfähigkeit beschreibende inverse Darstellung der Messergebnisse bestätigt demnach das zuvor anhand Abb. 5.33 ausgeführte Verhalten.

Zu Beginn der Bestrahlung zeigt sich während der ersten Sekunde(n), dass die Leitfähigkeit⁵⁸ zunächst allmählich in einem konvexen Verlauf, der durch eine Exponentialfunktion beschreibbar ist, zunächst langsam, dann immer schneller zunimmt, bevor ein konkaver Verlauf, wie er in ähnlich Form bei der Photoleitfähigkeit beobachtet wird, einsetzt. Auch dieser anfängliche exponentiell ansteigende Verlauf entspricht nicht dem üblichen Verhalten von LAO/STO-Grenzschichten, wie es von der Photonenbestrahlung bekannt ist.

⁵⁸Eine analoge Argumentation kann bezüglich des Widerstandes geführt werden.

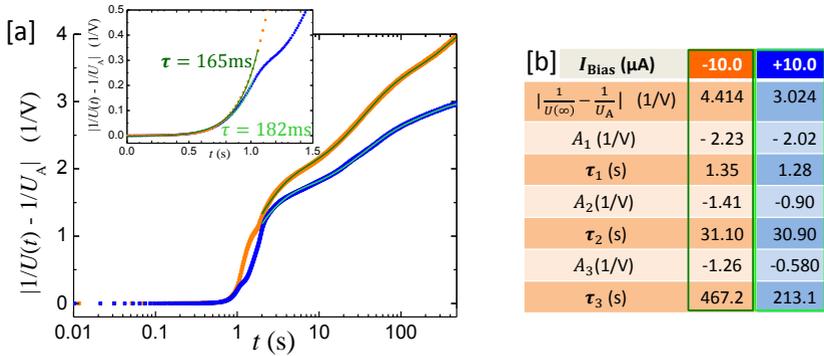


Abbildung 5.34: $|\frac{1}{U(t)} - \frac{1}{U_A}|$ -Kurven [a], die aus den in Abb. 5.25 dargestellten Ergebnissen während der 8 minütigen schwachen homogenen Bestrahlung extrahiert wurden. Der Beginn der Bestrahlung wurde als $t \equiv 0$ definiert. Der Inset in [a] zeigt die Ergebnisse für $t < 1.5$ s sowie Fitergebnisse an die Messergebnisse für $t < 1$ s entsprechend einer exponentieller Abhängigkeit mit der charakteristischen Zeit 165 ms (für $I_{\text{Bias}} = -10\mu\text{A}$) bzw. 182 ms (für $I_{\text{Bias}} = 10\mu\text{A}$). Die Parameter der eingezeichneten Fitergebnisse (in [a] grün dargestellt) an die Messdaten $t > 2$ s sind in [b] entsprechend der Gleichung $|\frac{1}{U(t)} - \frac{1}{U_A}| = |\frac{1}{U(\infty)} - \frac{1}{U_A}| + \sum_{i=1}^3 A_i e^{-\frac{t}{\tau_i}}$ aufgeführt.

Strahlinduzierte Anregungen unter Bestrahlung im Rahmen des Modells

Dieses beobachtete exponentiell anwachsende Einsetzen der Leitfähigkeit des 2DES kann, entsprechend dem in Kap. 4.4.4 aufgestellten Modell, erklärt werden. Dabei verbiegen sich in Folge einer anwachsenden Zahl injizierter Strahlelektronen in dem STO die Bandkanten Bulk-STO-seitig nach oben, wie Abb. 4.23 schematisch zeigt. Während dieses Prozesses werden strahlinduzierte Elektron-Loch-Paare zunehmend schneller voneinander getrennt und somit an der Rekombination zunehmend gehindert. Dabei werden die korrespondierenden Elektronen in das 2DES transportiert. Die Zeitskala von $t \approx 1$ s, auf der dieses mit dem Aufbau von E_{Strahl} verbundene allmähliche Anheben der Bandkanten stattfindet⁵⁹, ist dabei sehr ähnlich zu der Zeitskala, auf der die Rekombination allmählich einsetzt. Dem Modell zufolge

⁵⁹, entsprechend dieses Modells, in dem die Messergebnisse erklärbar sind

stellt sich während der Bestrahlung nach $t \approx 1$ s ein Zustand ein, der das anfängliche exponentielle Ansteigen beendet; in dieser Interpretation stellt sich nach $t \approx 1$ s ein Gleichgewicht zwischen abfließenden bereits injizierten Strahlelektronen und der anhaltenden konstanten Strahlinjektion ein, sodass die Bandkanten nicht weiter angehoben werden. Dass die Zeitskala, auf der ρ_{Strahl} abfließt bzw. sich ein Gleichgewicht ($\dot{\rho}_{\text{Strahl}}=0$) einstellt⁶⁰, in beiden Fällen (Bestrahlung, nach der Bestrahlung) vergleichbar ist, stärkt weiterhin das postulierte Modell.

Im weiteren Verlauf vollziehen sich weitere Elektronen-Loch-Anregungen, wobei die Löcher (entsprechend der Interpretation der Rekombinationsmessergebnisse) primär STO-seitigen „In-Gap“-Zuständen zugeordnet werden können. Die Trennung dieser korrespondierenden Paare dotiert dabei das 2DES mit Elektronen.

Interpretation der Messergebnisse unter homogener Bestrahlung:

Für beide betrachteten Fälle $I_{\text{Bias}} = \pm 10 \mu\text{A}$ zeigt sich, dass die Anregungen während der 8 min andauernden homogenen schwachen Bestrahlung anschließend auf deutlich längeren Zeitskalen rekombinieren, wie der zuvor betrachtete Ausschaltprozess zeigt. Eine derartige Diskrepanz zwischen Anregungs- und Rekombinationszeiten zeigt sich in ähnlicher Form auch bei der Photoleitfähigkeit von Oxidheterostrukturen. In Analogie hierzu ist es auch in dem in dieser Arbeit untersuchten Fall der Elektronenbestrahlung sehr wahrscheinlich, dass die strahlinduzierten Anregungen von Elektron-Loch⁶¹-Paaren räumlich im elektrischen Feld getrennt werden, sodass sich große Rekombinationszeiten ergeben. Neben möglicher weiterer schwächerer Prozesse werden die Messergebnisse ebenso wie bei Rastogi *et al.* und Lu *et al.* [288, 319] primär auf Anregungs- bzw. Rekombinations-Prozesse aus bzw. in Zustände innerhalb der Bandlücke des STO zurückgeführt.

Dabei wurde ausgeführt, dass sowohl die Anregung durch Elektronenbestrahlung als auch die Rekombination nach der Bestrahlung das mit der Photoleitfähigkeit vergleichbare Verhalten zeitlich verspätet oder allmählich einsetzen. Diese anfänglichen Entwicklungen, die ein verspätetes bzw. allmähliches Einsetzen zeigen, entsprechen nicht dem üblichen Verhalten von LAO/STO-Grenzschichten, wie es von der Photonenbestrahlung bekannt ist.

⁶⁰, wenn die Messergebnisse innerhalb des Modells interpretiert werden

⁶¹Dabei können Löcher auch stationäre oder wenig bewegliche Gitterfehlstellen sein.

Das beobachtete retardierte Verhalten wird entsprechend dem in Kap. 4.4.4 aufgestellten Modell auf strahlinjizierte Elektronen zurückgeführt, deren Potential beim Ein- und Ausschalten der Bestrahlung die Bandkanten verbiegt, bis sich ein Gleichgewicht entsprechend $\dot{\rho}_{\text{Strahl}}=0$ einstellt. In dem postulierten Modell spielt demnach neben der energetischen Anregung auch das durch die Strahlelektronen induzierte elektrische Feld eine entscheidende zusätzliche Rolle.

Das Zeitintervall $1\text{ s} \lesssim t \lesssim 2\text{ s}$ während der Bestrahlung wird als Übergang zu der Zeitabhängigkeit, die in Abb. 5.33 [b, c] und 5.34 als Summe von drei Exponentialfunktionen beschreibbar ist, interpretiert. Der darin enthaltene schnelle Prozess, der sich auf einer Zeitskala von $1.22\text{ s} \lesssim \tau_1 \lesssim 1.35\text{ s}$ vollzieht, stimmt mit der von Gennaro *et al.* beobachteten Zeitskala an amorphem LAO/STO (1.3 s [26]) überein, die sie bei UV-Bestrahlung beobachtet haben. Die Interpretation dieser Arbeit, dass die Quelle der Elektronen, die das 2DES n-dotieren, primär STO-seitige „In-Gap“-Zustände, wie sie z.B. von Sauerstoffleerstellen herrühren, nahe der Grenzschicht sind, deckt sich mit der Interpretation von Gennaro *et al.*, mit der sie ihre Ergebnisse erklären. Die Parameter $A_{1,2}$ und $\tau_{1,2}$ der beiden weiteren exponentiellen Terme könnten auf weitere Anregungskanäle hindeuten. Allerdings können diese Ergebnisse auch der strahlinduzierten Erzeugung (eventuell auch der Propagation⁶²) von Gitterfehlstellen⁶³, aus denen (anschließend) Elektronen in das

⁶²Die Messergebnisse lassen darauf schließen, dass möglicherweise strahlinduziert erzeugte Gitterfehlstellen bereits bei Raumtemperatur weitgehend ausheilen können. Korrespondierende Gitterfehler wie Leerstelle und Interstitial sollten demnach nicht (weit) voneinander getrennt werden, damit das mögliche beobachtete Ausheilverhalten erklärt werden kann. Eine geringe Propagation (und eine damit erwartete einhergehende Nicht-Ausheilbarkeit bei Raumtemperatur) kann hingegen die beobachtete generelle Verschlechterung (vgl. Abb. 5.23) der Transporteigenschaften nach intensiver LTSEM-Bestrahlung erklären.

⁶³In Anhang A.4 werden mögliche elektronenstrahlinduzierte Erzeugungsmechanismen von Gitterfehlstellen diskutiert. Deren Bindungsenergie im Gitter kann zudem einen erheblichen „Knock-on“-Streuquerschnitt mit den Strahlelektronen aufweisen. Zudem diskutieren J. Hanzing *et al.* Sauerstoff-Leerstellenmigration im elektrischen Feld bei Raumtemperatur [326, 327]. Vor dem Hintergrund, dass strahlinduziert besonders optische Phononenmoden (Anhang A.4), die auch bei hohen Temperaturen angeregt sind, angeregt werden können und (entsprechend der Zeitkonstante $t \approx 1\text{ s}$ von Abb. 5.34) große lokale strahlinduzierte Felder erwartet werden, ist eine strahlinduzierte Defektmigration auch bei $T \approx 5\text{ K}$ denkbar. Weiterhin berichten Mohanta *et al.* von einer möglichen Agglomeration von Leerstellen in der 2D-Ebene auch bei sehr tiefen Temperaturen [316].

2DES angeregt werden, zugeordnet werden. Die Annahme, dass strahlinduziert Defekte entstehen, wird durch die in Abb. 5.35 dargestellten Ergebnisse gestützt. Neben den blau dargestellten bereits in Abb. 5.33 [b] vorgestellten Messergebnissen, deren zugehörige Messungen nach dem Abkühlen von $T = 300$ K bei $T = 5$ K durchgeführt wurden, sind in Abb. 5.35 Messergebnisse zweier weiterer 8-minütiger Bestrahlungszyklen dargestellt, die anschließend ebenfalls bei $T = 5$ K durchgeführt wurden. Vor diesen Messungen, deren Messergebnisse violett ($I_{\text{Bias}} = +10 \mu\text{A}$) und rot ($I_{\text{Bias}} = -10 \mu\text{A}$) dargestellt sind, wurde die Probe bei dem jeweils vorangegangenen Messzyklus mit jeweils 8-minütiger homogener Bestrahlung bei $T = 5$ K bestrahlt und anschließend für einen Tag (rot dargestellte Messergebnisse) bzw. wenige Minuten (violett dargestellte Messergebnisse) auf $T = 77$ K erwärmt, bevor die Messung durchgeführt wurde. Danach wurden nach weiterem Temperaturzyklen auf $T = 300$ K die Messungen der bereits diskutierten orange dargestellten Messergebnisse durchgeführt.

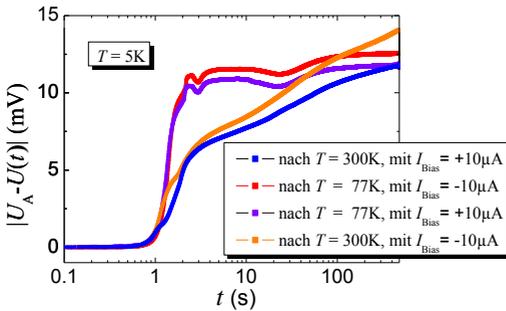


Abbildung 5.35: $|U_A - U(t)|$ -Messergebnisse, deren $U(t)$ -Messungen, die entsprechend der angegebenen Chronologie durchgeführt wurden, für die beiden Fälle $I_{\text{Bias}} = \pm 10 \mu\text{A}$ unter homogener Elektronenbestrahlung bei $T = 5$ K durchgeführt wurden. Zwischen den durchgeführten Messungen wurde die Probe auf die angegebene Temperatur erwärmt.

Anders als in dem zuvor betrachteten Fall, bei dem die Probe vor der Durchführung der $U(t)$ -Messungen auf $T = 300$ K erwärmt wurde (orange und blau dargestellte Messergebnisse), zeigt die Probe nach Temperaturzyklen auf $T = 77$ K ein deutlich anderes Verhalten, wie Abb. 5.35 zeigt. Die im Rahmen der blau dargestellten Messergebnisse durchgeführte Bestrahlung hat einen deutlichen Einfluss auf das rot dargestellte Messergebnis unter homogener Bestrahlung. Gleiches gilt für das violett dargestellte Ergebnis, dessen Messungen anschließend nach erneutem Temperaturzyklen auf $T = 77$ K durchgeführt wurden. Der anfänglich exponentiell beschreibbar verlaufende Anstieg von $|U_A - U(t)|$ ist deutlich größer, wenn die Probe zuvor nur auf $T = 77$ K erwärmt

wurde als bei $T = 300$ K. Für $t > 2$ sind die Änderungen hingegen kleiner. Diese Beobachtungen decken sich mit der Interpretation, dass durch den Elektronenstrahl Gitterfehlstellen erzeugt werden (vgl. Anhang A.4), die bei erneuter Bestrahlung frühzeitig als Donatoren für das 2DES dienen und auf diese Weise den großen anfänglichen Anstieg der rot und violett dargestellten Ergebnisse in Abb. 5.35 erklären können. Während der ersten vorangegangenen Messung (blau) bilden sich dieser Interpretation der Messergebnisse zufolge demnach die Fehlstellen aus, die über den langsam ansteigenden „Schwanz“ allmählich das 2DES n-dotieren⁶⁴. Der Interpretation zufolge vollzieht sich während der darauf folgenden Erwärmung auf $T = 77$ K ein „Trapping“ dieser vorangegangenen strahlinduzierten n-Dotierung in den erzeugten „Trapping“-Niveaus. Eine schnelle temperaturabhängige Rekombination, die sich während des kurzen Temperaturzyklus auf $T = 77$ K vor der Messung, deren Ergebnis violett dargestellt ist, vollzogen haben muss, ist dabei in Übereinstimmung mit dem thermisch angeregten Rekombinieren, die durch eine Kohlrausch-gestreckte exponentielle Zeitabhängigkeit⁶⁵ beschreibbar ist. Rastogi *et al.* haben ebenfalls einen zweiten sehr viel schnelleren temperaturabhängigen Prozess beobachtet, der sich für $T \gtrsim 65$ K vollzieht und in ihr Modell einfließt [288]. Dem postulierten Modell zufolge werden im Fall der Messung, deren Ergebnis rot dargestellt ist, diese stationären Zustände strahlinduziert entvölkert und können in großer Zahl schnell das 2DES n-dotieren, wobei dem Modell zufolge dies durch das sich aufbauende ρ_{Strahl} in einem konvexen Verlauf geschieht. Gleiches gilt für den violett dargestellten Fall. Das alternierend verlaufende $|U_A - U(t)|$ -Verhalten für $t > 2$ s lässt möglicherweise auf eine strahlinduzierte Umordnung der erzeugten Fehlstellen schließen. Die Messergebnisse zeigen jedoch nicht das ansteigende Verhalten wie im blau und orange dargestellten Fall. Dies stützt die Annahme, dass die Fehlstellen neben inelastischen Streumechanismen primär angetrieben von dem strahlinduzierten elektrischen Feld erzeugt werden können, wie bereits in Kap. 5.4.4 ausgeführt wurde, wonach sich STO-Veränderungen besonders bei großer Strahlfokussierung und langsamen Scannen ausbilden. Im vorliegenden Fall der rot und violett dargestellten Ergebnisse in Abb. 5.35 füllen in dieser

⁶⁴Dieses strahlinduzierte Ausbilden von Donatorzuständen kann auch den dritten Exponentialterm in den Fitergebnissen erklären, auf den bei der Beschreibung photo-induzierter Leitfähigkeitsverbesserungen verzichtet werden kann.

⁶⁵, die sich entsprechend $\tau \sim \tau_0 e^{-\frac{\Delta U}{k_B T}}$ bei $T = 77$ K sehr viel schneller vollzieht als bei $T = 5$ K, wo τ aufgrund der Temperatur oder einem (verbleibenden) Tunnelprozess sehr viel kleiner ist,

Interpretation die Strahlelektronen zunächst die positiv geladenen Löcher auf, bevor sie primär feldgestützt (durch ρ_{Strahl}) weitere Fehlstellen ausbilden können. Wird die Probe auf $T = 300$ K erwärmt, können viele der erzeugten Gitterfehler ausheilen und die Probe zeigt das orange dargestellte Verhalten, das wie bereits diskutiert, dem anfänglichen blau dargestellten Fall sehr ähnlich ist.

Die Interpretation der Messergebnisse, basierend auf strahlinduzierten STO-Gitterfehlern, wird zudem durch folgende Überlegung gestützt: Wenn es sich nicht um lokalisierte Zustände, die vom Strahl erzeugt werden, handeln würde, müssten die blau (orange) und violett (rot) dargestellten Messergebnisse gleich verlaufen oder der violette Fall sogar langsamer als der blaue Fall verlaufen, wenn während der 77 K-Erwärmung nicht alle Anregungen rekombinieren. Stattdessen scheint es im violett (rot) dargestellten Fall von Anfang an mehr Elektronen-Quellen, die strahlinduziert das 2DES n-dotieren, zu geben als im blau (orange) dargestellten Fall, bei dem die Probe zuvor auf $T = 300$ K erwärmt worden war.

Unabhängig davon, ob die Probe vor der Bestrahlung auf $T = 300$ K (blau bzw. orange dargestellte Messergebnisse) oder zuvor auf $T = 77$ K (rot bzw. violett dargestellte Messergebnisse) erwärmt wird, zeigt sich, dass für $t > 1$ s die in Abb. 5.35 dargestellten Messergebnisse für den negativen Biasstrom größer sind, als im Fall des positiven. Dieses Ergebnis, wonach negative Biasströme eine auf großen Zeitskalen größere/schnellere strahlinduzierte Leitfähigkeitsverbesserung nach sich ziehen als positive, stützt ebenfalls diese Interpretation:

Weil sich der negative Pol der Biasstromquelle auf Massenniveau befindet, bedeutet ein positiver/negativer Biasstrom⁶⁶, dass die Stromquelle Elektronen aus dem 2DES „absaugt/hineinpumpt“. Dieser damit einhergehende Potentialbeitrag kann dabei Einfluss auf das Abfließen von ρ_{Strahl} haben. Integriert in das Modell, können demnach bei negativen Biasströmen mehr Fehlstellen feldinduziert erzeugt werden als im Fall positiver Biasströme.

Gibt es eine hohe Dichte von Zuständen, wie es von Beginn der Bestrahlung an für den rot und violett dargestellten Fall vermutet wird, so kann durch mögliche Prozesse wie Hüpfen und/oder Tunneln zwischen diesen Zuständen ρ_{Strahl} ebenfalls verbessert abfließen. Werden dadurch keine (oder nur wenige) Fehlstellen strahlinduziert erzeugt, wie es für die rot und violett dargestellten

⁶⁶, der entsprechend der technischen Stromrichtung fließt

Messergebnisse vermutet wird, lässt diese Interpretation eine zeitunabhängige verbesserte Leitfähigkeit des 2DES erwarten, nachdem im Rahmen des Modells feldinduziert (mittels des sich aufbauenden E_{Strahl}) diese hohe Dichte von Zuständen entvölkert und hierdurch das 2DES n-dotiert wurde. Nach dem großen anfänglichen Anstieg zeigen die violett zu den rot dargestellten Messergebnisse diesen näherungsweise konstanten Verlauf.

Gibt es hingegen nur wenige Fehlstellen, wie es für den Fall des vor der Messung auf $T = 300$ K Temperaturzyklens vermutet wird⁶⁷ (blau bzw. orange dargestellte Messergebnisse), so ergibt ihre geringere Dichte in dem Modell einen kleineren konvexen Anstieg⁶⁸. Mit der Anregung der Elektronen aus diesen Zuständen ins STO-Leitungsband und ihrer Propagation ins 2DES kann eine Absorption der Strahlelektronen verbunden sein, die diese Zustände besetzen können. Der Übergangsbereich im Zeitintervall $1\text{ s} < t < 2\text{ s}$ kann dahingehend interpretiert werden, dass die induzierte Ladungsdichte ρ_{Strahl} nicht mehr absorbiert wird. Abhängig davon, wie gut ρ_{Strahl} abfließen kann⁶⁹, können demnach schlechter/besser Fehlstellen strahlinduziert ausgebildet werden. Ein positiver/negativer Biasstrom kann dabei besser/schlechter über das 2DES abfließen, sodass sich Fehlstellen langsamer/schneller (bzw. schlechter/besser) ausbilden können. Diese Interpretation wird durch den mit fortschreitender Zeit immer größer werdenden vertikalen Abstand der blau und orange dargestellten Messergebnisse in Abb. 5.35 gestützt.

5.6 Folgerungen aus den Ergebnissen und ihrer Interpretation

Aufgrund der hohen Strahlenergie (10 keV) sind prinzipiell sehr viele Anregungen in der LAO/STO-Heterostruktur möglich. Dennoch lassen sich sowohl die strahlinduzierte Dotierung des 2DES, als auch die auf die Bestrahlung folgende Rekombination, durch lokalisierte Zustände, die als Sauerstoffleerstellen, die sich unter Bestrahlung auch langsam ausbilden können,

⁶⁷Bei höheren Temperaturen wurde eine (teilweise) Rückbildung der strahlinduzierten Veränderungen, die als STO-Schädigungen interpretiert werden, beobachtet.

⁶⁸Dabei ist dieser anfängliche Anstieg im orange größer als im blau dargestellten Fall, was darauf schließen lässt, dass es trotz des vorangegangenen Zyklens auf 300 K durch die Vorbehandlung mehr Donatorzustände gibt.

⁶⁹Die Zeitskala, auf der sich demzufolge $\dot{\rho}_{\text{Strahl}} = 0$ einstellt, stimmt mit der Betrachtung des Rekombinationsprozesses, bei dem ein Absenken der Bandkanten vermutet wird, überein.

interpretiert werden können, besonders gut beschreiben. Zudem scheinen die zugrunde liegenden Mechanismen innerhalb der ersten Sekunde(n) nach dem Ein- bzw. Ausschalten allmählich einzusetzen. Dies wird durch das sich auf- und abbauende elektrische Feld der sich nicht im thermodynamischen Gleichgewicht befindenden implantierten Strahlelektronen interpretiert. Die Flächendichte der homogenen Bestrahlung der in Kap. 5.5.2 vorgestellten Untersuchungen ist sehr gering verglichen mit LTSEM-Aufnahmen, bei denen die Scangeschwindigkeit um 5 Größenordnungen langsamer ist, weshalb bei LTSEM-Abbildungen deutlich stärkere und schnellere Reaktionen zu erwarten sind, die entsprechend dem jeweiligen Bildpunkt lokal auftreten. Bei einer elektrostatischen Auslenkung des Elektronenstrahls mit einer Frequenz von $f_{\text{Strahl}}=6.66$ kHz wechseln sich zudem Anregungs- und Rekombinations-Perioden sehr viel schneller ab.

Dennoch spricht auch im Fall der LTSEM-Aufnahmen sehr vieles dafür, dass auch hier sich die Dotierung und Rekombination primär über Sauerstoffleerstellen vollzieht.

5.6.1 Temperaturabhängigkeit der LTSEM-Abbildungen

Die Leitfähigkeit des 2DES von LAO/STO-Heterostrukturen, bei denen In-Gap-Zustände von Sauerstoffleerstellen des STO zur Bildung des 2DES beitragen, zeigen mit sinkender Temperatur ein Ausfrieren von Elektronen in diesen Zuständen, sodass sie nicht mehr zum elektrischen Transport des 2DES beitragen können [282]. Somit können bei tieferen Temperaturen, bei denen mehr Elektronen getrappt sind, durch den Elektronenstrahl mehr Elektronen angeregt werden und zur Leitfähigkeit des 2DES beitragen. Dieser Effekt erhöht den Betrag des negativen $\delta V_{\text{LAO/STO}}$, wie es in Gl. (4.2) definiert ist. Bei ausreichend hoher Temperatur befinden sich auch ohne Bestrahlung viele Elektronen der In-Gap-Zustände im 2DES, weshalb das LTSEM-Signal mit steigender Temperatur schwächer werden und schließlich verschwinden sollte. Ein auf Sauerstoff-Leerstellen basierter Mechanismus, bei dem Sauerstoffleerstellen als Donatoren (bei Bestrahlung) und Akzeptoren (bei anschließender Rekombination) agieren, kann daher die Abnahme (bis hin zum Verschwinden des LTSEM-Signals) mit steigender Temperatur erklären, wie es in Abb. 4.15 und 4.16 vorgestellt wurde.

Direkte Anregungen aus dem VB in das LB können vor dem Hintergrund, dass das VB eine konstante große Elektronendichte (entsprechend der Zustandsdichte), die temperaturunabhängig ist, für die Anregung bereitstellt,

als temperaturunabhängig angesehen werden. Um das mit steigender Temperatur abnehmende Signal mit VB-LB-Anregungen zu erklären, müsste folglich das $\delta V_{\text{LAO/STO}}$ ausschließlich aus dem „Strahl-Aus“-Signalanteil bestehen, wenn der „Strahl-An“-Anteil (entsprechend VB-LB-Anregungen) als konstant angenommen wird. Dass die Rekombination, die den „Strahl-Aus“-Anteil ausmacht, mit steigender Temperatur abnimmt und für $T > 125\text{K}$ entsprechend Abb. 4.15 und 4.16 nicht mehr stattfindet, ist äußerst unwahrscheinlich. VB-LB-Anregungen können daher das beobachtete Temperaturverhalten nicht erklären.

5.6.2 Zeitabhängigkeit der LTSEM-Abbildungen

In Kap. 5.5.2 wurde gezeigt, dass im Fall der schwachen homogenen Bestrahlung zu Beginn der Bestrahlung, wie auch unmittelbar nach dem Ausschalten die Leitfähigkeitsänderungen jeweils zeitlich beschleunigt einsetzen. Der Vergleich des Insets von Abb. 5.25 mit Kap. 5.3.2 zeigt die Ähnlichkeit des Verhaltens der Rekombination nach schwacher homogener und nach fokussierter Bestrahlung von LTSEM-Abbildungen auf der Zeitskala von $\approx 20\text{ms}$. In Kap. 4.4.2 wurde neben der abnehmenden Temperaturabhängigkeit von LTSEM- δV -Signalen gezeigt, dass strahlinduzierte ΔV_{ac} -Messergebnisse deutlich schwächer sind als die gleichzeitig aufgenommenen ΔV_{dc} -Messergebnisse. Dabei detektiert der Lock-In-Verstärker lokale strahlinduzierte Spannungsänderungen auf der Zeitskala von $t < 75\mu\text{s}$ als integrales ΔV_{ac} -Signal. Diese schwächeren Signale können daher derart interpretiert werden, dass es auch im Fall der lokalen Bestrahlung der LTSEM-Abbildungen eine strahlinduzierte Spannungsänderung gibt, die auf kleinen Zeitskalen nur schwache Spannungsänderungen erzeugt. Diese werden im Rahmen dieser Arbeit als mit der Anregung bzw. Rekombination aus bzw. in lokalisierte Zustände, die sich nahe dem 2DES befinden und die z.B. Sauerstoffleerstellen sein können, interpretiert. Dieser Mechanismus scheint zu Beginn durch eine externe Kraft, die als das sich auf- und abbauende elektrische Feld der implantierten Strahlelektronen interpretiert wird, angetrieben zu werden. Die stärkeren ΔV_{dc} -Signale werden hingegen primär auf Anregungen aus tieferen STO-Schichten zurückgeführt, die nicht/wenig zu den ΔV_{ac} -Signalen beitragen können.

In dieser Interpretation ist die Signalstärke zum einen davon abhängig, wie schnell sich der Anrege- und Rekombinationsvorgang vollziehen. Zum anderen ist sie von der Anzahl der lokalisierten Zustände abhängig. Demnach ist diese

Interpretation in Übereinstimmung mit den beobachteten signalstarken Zwillingsgrenzen, die einerseits elektrisch leitend sind, sodass sich die Prozesse schneller und bis in tiefere STO-Schichten vollziehen können. Andererseits akkumulieren Sauerstoffleerstellen an Zwillingsgrenzen [219, 226], sodass die höhere Dichte wiederum ein stärkeres Signal der Zwillingsgrenzen ergibt.

5.6.3 Richtungsabhängigkeit der LTSEM-Abbildungen

Im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte LAO/STO-Untersuchungen zeigen, dass die Scanrichtung und die Invertierung der Reihenfolge der einzelnen Bildzeilen scheinbar keinen Einfluss auf die Signalentstehung haben, wie Abb. 5.36 zeigt.

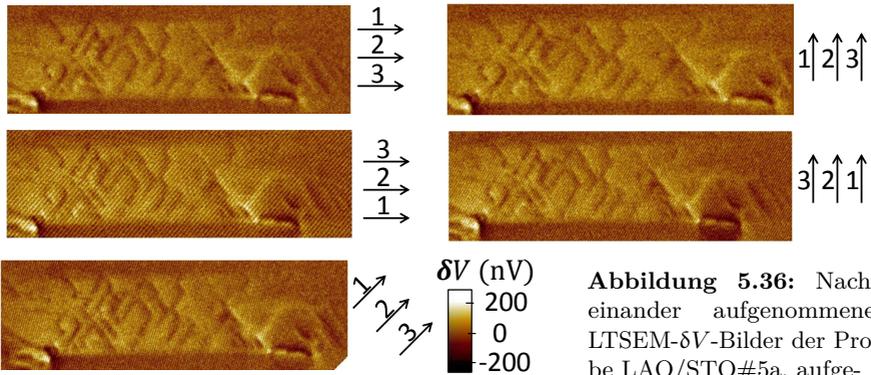


Abbildung 5.36: Nacheinander aufgenommene LTSEM- δV -Bilder der Probe LAO/STO#5a, aufgenommen mit $I_{\text{Bias}}=0$ und bei $T=5.1$ K. Die neben den Teilabbildungen stehenden nummerierten Pfeile deuten die jeweilige Scanrichtung und Zeilenreihenfolge bei der Bildaufnahme an.

nommen mit $I_{\text{Bias}}=0$ und bei $T=5.1$ K. Die neben den Teilabbildungen stehenden nummerierten Pfeile deuten die jeweilige Scanrichtung und Zeilenreihenfolge bei der Bildaufnahme an.

Dass die Reihenfolge, wie die einzelnen Bildpixel aufgenommen werden, keinen erkennbaren Einfluss auf das LTSEM- δV -Bild hat, stützt ebenfalls das postulierte Modell. Abhängig von der Strahlposition relativ zur Zwillingswand hat dabei die Bestrahlung nahe der einen Seite der Wand einen anderen Einfluss auf das Signal als die Bestrahlung der anderen Seite. Dieser Kontrast zwischen den beiden Seiten von schräg zur STO-Oberfläche orientierten Zwillingsgrenzen kann entsprechend Abb. 4.25 in Kap. 4.4.4 im Rahmen des Modells erklärt werden. Weil die δV -Ergebnisse ohne Biasstrom erzielt wurden, können

die strahlinduzierten Signale (neben Thermospannungen) als eine durch eine temporäre Erhöhung des Potentials gedeutet werden, die mit der n-Dotierung im Rahmen des Modells einhergeht, wie ebenfalls im Rahmen von Abb. 5.19 diskutiert wurde. Die in Abb. 5.36 dargestellten Messergebnisse bestätigen dabei die essentielle Modellannahme, wonach $\vec{E}_{\text{Built}} + \vec{E}_{\text{Strahl}}$ zeitabhängig ist.

6 LTSEM an supraleitenden Bauelementen

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse von den in dieser Arbeit untersuchten supraleitenden Proben vorgestellt. Zu Beginn wird jeweils der verwendete Versuchsaufbau beschrieben.

6.1 Abbilden der kritischen Stromverteilung von Injektor-Josephsonkontakten

Im Rahmen der Promotion von R. Mendito [120] wurden am Karlsruher Institut für Technologie (Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme) entsprechend Abb. 2.34 Nb-AlO_x-Nb-JJ mit Injektoren, die mit der Top-Elektrode verbunden sind, hergestellt.

Hiervon ausgehend wurde in dieser Arbeit mittels des LTSEMs die Ortsabhängigkeit der kritischen Stromdichte vom Injektorstrom untersucht. Sämtliche Messergebnisse dieses Unterkapitels 6.1 wurden durch Messungen mit dem K3-System erzielt.

6.1.1 Versuchsaufbau

Weil es sich um hysteretische JJ handelt, kann für diese Kontakte nicht die in Kap. 4.2 beschriebene Lock-In-Messtechnik eingesetzt werden. In enger Zusammenarbeit mit R. Mendito ist daher ein bestehendes Labview-Programm, mit welchem eine Stromrampe zur Bestimmung von I_c gefahren werden kann, derart verändert worden, dass es die Elektronenstrahlposition des LTSEM steuert. Das Programm kann zudem den Elektronenstrahl durch Steuerung der elektronischen Strahlauslenkung aus dem Strahlengang auslenken, so dass sowohl $I_{c, \text{an}}$ (kritischer Strom bei Probenbestrahlung) als auch $I_{c, \text{aus}}$ (kritischer Strom ohne Probenbestrahlung mit aus dem Strahlengang ausgeblendeten Elektronenstrahl) bestimmt werden kann. Um mit dieser Technik $I_{c, \text{an/aus}}$ zu messen, wird ein Biasstrom mit einer konstanten Rate \dot{I}_{Bias} solange erhöht, bis eine Spannung über den Kontakt abfällt [328]. Hierfür wird die Spannung entsprechend einer Vierpunktmessung bestimmt. Um möglichst konsistent zu vorherigen Arbeiten des Themengebietes „Injektor-JJ“ von

auf z. B. das Doppelmuldenpotential eines φ -JJ gezogen werden.

Die Adaption des in Abb. 6.1 schematisch dargestellten Messaufbaus in den des K3-LTSEMs erfolgte dadurch, dass das die Rampe steuernde Labview-Programm in Zusammenarbeit mit R. Mendito umgeschrieben worden ist. Entsprechend Abb. 6.2 steuert es die für die Positionierung des Elektronenstrahls auf der Probe verwendete AdwinPro-Box an. Dabei ist die AdwinPro-Box ebenso wie in der herkömmlichen Nutzung (vgl. Abb. 4.10) die Verbindung zwischen Messcomputer und der integrierten Steuerelektronik des SEM. Das angepasste Labview-Programm der Rampe steuert zudem durch eine 5 V Spannung die elektronische Strahlauslenkung, wie Abb. 6.2 zeigt.

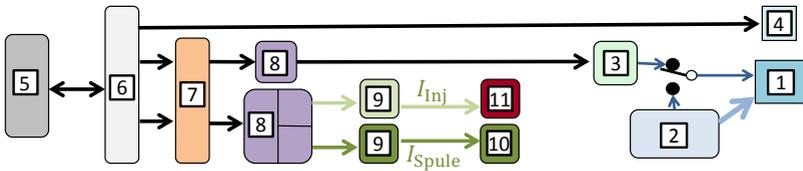


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Messaufbaus und der Bildaufnahme: [1] integrierte Steuerelektronik, [2] Steuer-PC mit SEM-Software *Tescan*, [3] AdwinPro-Box, [4] elektrostatische Strahl-Ausblendung, [5] Mess-PC, [6] DAC-Karte, [7] LWL-BNC-Wandler, [8] DAC, [9] batteriebetriebene Stromquellen für den Injektorstrom und [10] Magnetfeldspule, [11] Probe

Die Stromversorgung der Injektoren der Probe [11] und der Magnetfeldspule [10] geschieht über rauscharme batteriebetriebene Stromquellen [9], welche entsprechend Abb. 6.2 über einen LWL-BNC-Wandler [7] und einen DAC [8] mit dem Labview-Programm angesteuert werden.

6.1.2 Probenherstellung

Der untersuchte SNS-Injektor-JJ ist ein Nb-AlO_x-Nb-JJ und wurde am Karlsruher Institut für Technologie hergestellt. Daher wird im Folgenden der Herstellungsprozess, der z. B. in [328, 330] vorgestellt wird, nur in kurzer Form skizziert.

Trilagenprozess: Grundlage der Nb-AlO_x-Nb-JJ ist ein Si-Wafer, der 4 h bei $T = 1000\text{ °C}$ oxidiert wird, sodass sich eine isolierende SiO₂-Schicht ($\approx 600\text{ nm}$ dick) bildet. In-situ werden nacheinander die drei Schichten aufgesputtert, sodass sich eine Nb/Al-AlO_x/Nb Dreilagenstruktur bildet. Die Oxidbildung der mittleren Schicht Al-AlO_x wird dabei durch Trockenoxidation mit reinem Sauerstoff erzielt. Dabei hat das Produkt von O₂-Partialdruck und Zeitdauer der Oxidation einen erheblichen Einfluss auf j_c des hieraus hergestellten JJ.

„self-planarized“-Prozess: Zunächst wird eine Nb-AlO_x-Nb-Trilage hergestellt und die entstandenen Lücken mit SiO aufgefüllt, damit wieder eine fast ebene Oberfläche entsteht [328]. Nun werden die JJ strukturiert und nach einer Anodisierung der Nb-Oberflächen in eine Nb₂O₅-Schicht, die als Isolierung dient, wird eine weitere SiO-Schicht zur erneuten Ebnung der Oberfläche aufgesputtert [328, 331]. Zum Schluss werden Kontaktzuleitungen und Injektoren strukturiert.

Vorteil des „self-planarized-Prozesses“, bei dem eine SiO-Schicht nach jedem Ätzprozess aufgebracht wird, ist eine deutliche Reduzierung der Stufenhöhe, verglichen mit dem ebenfalls in [330] beschriebenen „konventionellen-Prozess“. Somit kann die laterale Ausdehnung der Strukturen deutlich reduziert werden, wodurch es möglich ist, kleine Strukturen (wie die Injektoren) mittels Elektronenstrahlithographie im sub- μm Bereich zu strukturieren, wobei zu klein strukturierte Injektoren die Gefahr des Durchbrennens aufweisen.

Ein Schnitt durch einen JJ, der mittels des „self-planarized-Prozesses“ hergestellt wurde, ist schematisch in Abb. 6.3 dargestellt.

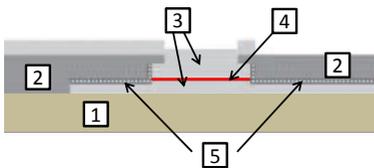


Abbildung 6.3: Schematische Darstellung eines Schnitts durch einen JJ, der mittels „self-planarized-Prozess“ hergestellt wurde: [1] Substrat, [2] Siliziumoxid, [3] Top- und Bottom-Elektrode, [4] Aluminiumoxid-Tunnelbarriere, [5] Nb₂O₅-Schicht. Abgeändert aus [328].

6.1.3 Charakterisierung der Probe 2016#39

Eine SE-Abbildung der Probe, die aus der sog. „dritten-Generation“⁴ von 2016 stammt, ist in Abb. 6.4 dargestellt. Die Nb-Bottom-Elektrode ist 90 nm dick und 35.3 μm breit. Die 23.5 μm breite Nb-Top-Elektrode, auf der eine Verdrahtungsebene mit einer Dicke von 300 nm aufgebracht ist, weist eine Gesamtdicke von 390 nm auf. Die aktive Schichtdicke der Aluminiumoxid-Barriere beträgt 6 nm. Der Kontakt hat eine Länge von $L=20.0 \mu\text{m}$ und eine Breite von $B=0.8 \mu\text{m}$, sodass der JJ eine Fläche von $A_{JJ}=16.0 (\mu\text{m})^2$ hat. Die Strominjektoren haben eine Weite $W_{\text{inj}}=1.5 \mu\text{m}$ und ihr Abstand zueinander beträgt $W_d=1.3 \mu\text{m}$. Der Abstand des Injektorzentrums vom Rand der Top-Elektrode beträgt 6 μm . Dabei ist der Injektor derart positioniert, dass er den 0- κ -JJ im Langenverhaltis (3:1) aufteilt. Die Probe wurde bei einer Temperatur von $T=4.44 \text{ K}$ untersucht. Mit einem kritischen Strom im Null-Feld und ohne Injektorstrom von $I_{c0}=247 \mu\text{A}$ ist $j_{c0}=1.6 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$.

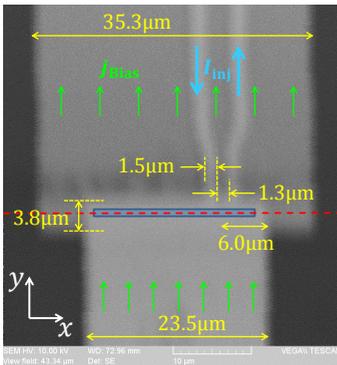


Abbildung 6.4: SE-Abbildung der Probe 2016#39. Gelb sind die lateralen Abmessungen dargestellt. In grün ist die Biasstromdichte j_{Bias} , die von der Top-Elektrode kommend über den JJ zur Bottom-Elektrode fließt, angedeutet. Der JJ befindet sich im Bereich des dunkelblau hinterlegten Rechtecks. Ein Injektorstrom I_{inj} ist blau dargestellt. Die über den Kontakt verlaufende rote gestrichelte Linie markiert die Position der in Kap. 6.1.7 diskutierten LTSEM-Linescans.

Die IV -Kennlinie im Null-Feld des hysteretischen JJ ist in Abb. 6.5 dargestellt. Ein Vergleich der beiden Messergebnisse zeigt, dass das Anschließen der Injektoren an die Stromquelle des Injektors keinen erkennbaren Einfluss hat, sofern $I_{\text{inj}}=0$ ist. Zudem ist der Rauschparameter $\Gamma = \frac{2\pi k_B T}{\Phi_0 I_{c0}} = 0.75 \cdot 10^{-3}$ sehr klein. Der Rücksprungstrom beträgt $I_r=62 \mu\text{A}$ und der Normalwiderstand ist $R_n=4.75 \text{ Ohm}$. Mit Gl. (2.45) folgt $\beta_c=29$.

⁴ Es handelt sich um eine interne Bezeichnung innerhalb des Physikalischen Institut Tübingen für JJ-Proben, die vom Karlsruher Institut für Technologie stammen.

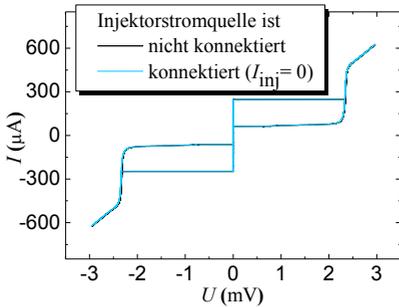


Abbildung 6.5: Messergebnisse der IV -Kennlinie von der Probe 2016#39 im Null-Feld und ohne Injektorstrom. Dabei ist schwarz der Fall dargestellt, bei dem der Injektor nicht mit der Injektorstromquelle verbunden ist. Bei den blau dargestellten Messergebnissen ist er mit der Injektorstromquelle verbunden, wobei $I_{inj}=0$ ist. Beide IV -Kennlinie stimmen nahezu überein.

Ausgehend von $T_c = 9.25$ K [332] und $\lambda_L(0) = 90$ nm [333] für Nb-Dünnschichten ist bei $T = 4.44$ K nach Gl. (2.29) $\lambda_L \approx 92$ nm und die effektive Dicke des JJ ist nach Gl. (2.53) $d_{eff} = 220$ nm, woraus sich mit Gl. (2.52) die theoretische Josephson-Eindringtiefe $\lambda_J = 9 \mu\text{m}$ des JJ ergibt. Aus dem Minimum der $I_c(H)$ -Abhängigkeit lässt sich entsprechend Gl. (2.60) $\lambda_J \approx 16 \mu\text{m}$ experimentell ableiten⁵, woraus sich die Kontaktlänge $L = 1.25 \lambda_J$ ergibt und es sich somit um einen kurzen JJ handelt. In Abb. 6.6 ist das Messergebnis der $I_c(H)$ -Abhängigkeit, die der experimentellen Bestimmung von λ_J zugrunde liegt, dargestellt.

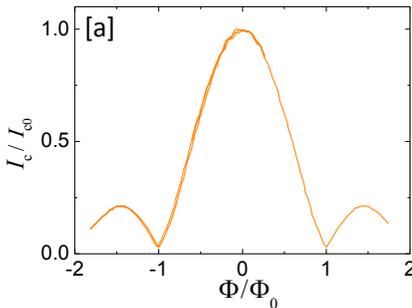
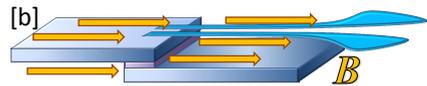


Abbildung 6.6: [a] Normierte Messergebnisse der Probe 2016#39. Dargestellt ist die Abhängigkeit von I_c von einem externen Magnetfeld, das entsprechend [b] parallel zum JJ orientiert ist.



Weil die IV -Kennlinie dieses JJ in den $I_c(H)$ -Minima nicht hysteretisch ist, konnte mit der herkömmlichen Lock-In-Technik, wie sie in Kap. 4.2 beschrieben ist, eine LTSEM-Abbildung der Stromverteilung aufgenommen werden.

⁵Eine experimentell ermittelte Josephson-Eindringtiefe von $\lambda_J \approx 16 \mu\text{m}$ ist dabei konsistent zu vergleichbaren Kontakten auf diesem Chip [120].

6.1.4 Stromverteilung in den $I_c(H)$ -Minima

Die folgenden Ergebnisse stellen die LTSEM-Ergebnisse dar, die mittels der Lock-In-Technik erzielt wurden. Der Versuchsaufbau entspricht der Grundkonfiguration des LTSEMs, wie sie in Kap. 4.2 beschrieben ist. Dabei sind die IV -Abhängigkeiten des JJ an den betrachteten Stellen der ersten beiden Minima der $I_c(H)$ -Abhängigkeit nicht hysteretisch, weshalb das Lock-In-Messverfahren entsprechend des Signal-Rauschverhältnisses eine geeignete Möglichkeit ist, mittels Spannungsbildern auf die Stromverteilung zu schließen. Bei einem Arbeitsabstand von $d_{\text{WD}} \cong 73 \text{ nm}$ betragen die Parameter des Elektronenstrahles 10 keV und $I_{\text{Strahl}} \cong 16 \text{ pA}$. Die Messungen zu den in Abb. 6.7 dargestellten Ergebnissen wurden dabei ohne Injektorstrom ($I_{\text{inj}} = 0$) durchgeführt.

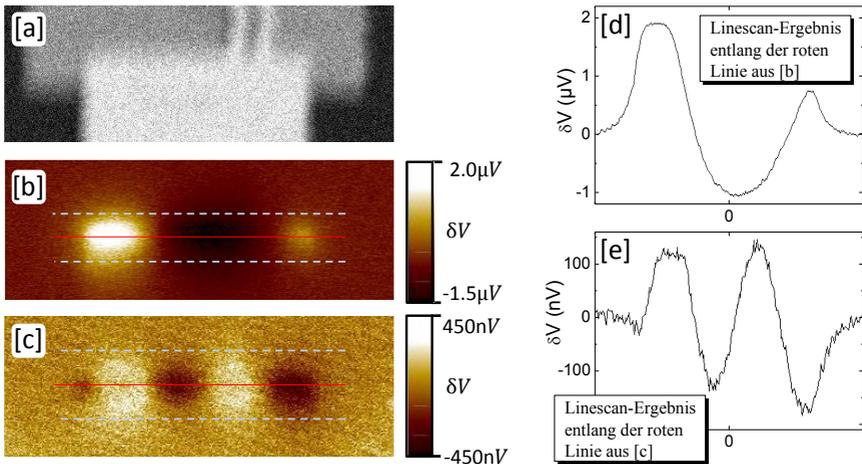


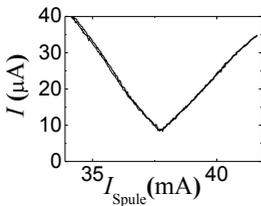
Abbildung 6.7: LTSEM- δV -Messergebnisse der Probe 2016#39, die mittels dem Lock-In-Messverfahren bei $T = 4.44 \text{ K}$ und $I_{\text{inj}} = 0$ erzielt wurden. [a] SE-Oberflächenbild, Spannungsbild, im ersten [b] ($I_{\text{Bias}} = 9 \mu\text{A}$) und zweiten [c] Minimum ($I_{\text{Bias}} = 4 \mu\text{A}$) der $I_c(H)$ -Abhängigkeit. [d] und [e] zeigen Ergebnisse entlang der roten Linien in [b] und [c]. Dabei wurden für jeden Punkt auf der Abszisse (entlang der roten Linie) das Messergebnis δV durch Mitteln entlang der Ordinate zwischen den gestrichelten Linien bestimmt.

Abbildung 6.7 [a] zeigt ein Oberflächenbild des Injektor-JJ. Die abgebildete Spannungsänderung $\delta V(x, y)$ in den Spannungsbildern [b] und [c] ist entsprechend Kap. 4.3.1 proportional zu der lokalen kritischen Stromdichte $j_c(x, y)$. Das Spannungsbild, das in [b] dargestellt ist, zeigt neben den beiden Extrema (einem positiven und einem negativen), wie sie im ersten Minimum der $I_c(H)$ -Abhängigkeit erwartet werden, auch ein drittes kleineres Extremum. Als Ursache könnte eventuell ein Offset im angelegten Magnetfeld gesehen werden, sodass die in [b] dargestellte LTSEM-Abbildung bei einem Magnetfeld vorgenommen worden war, das etwas größer war als die Stelle des Stromminimums⁶. Wahrscheinlicher als ein Magnetfeldoffset ist demnach, dass es mit $L \gtrsim \lambda_J$ auch um einen Eigenfeldeffekt handeln kann, der durch den Josephsonstrom hervorgerufen wird.

Auch wenn die Messergebnisse zwischen den gestrichelten Linien in [b] entlang der Ordinate für jeden Abszissen-Punkt auf der roten Linie gemittelt werden, dominieren die positiven Signalanteile gegenüber den negativen, wie [d] zeigt. In [c] ist ein δV -Bild dargestellt, das im zweiten Minimum der $I_c(H)$ -Abhängigkeit aufgenommen worden ist. Auch dieses zeigt neben den vier theoretisch vorhergesagten Extrema mit alternierenden Vorzeichen ein weiteres schwach ausgeprägtes fünftes Extremum. Das aus [c] resultierende Messergebnis [e] weist allerdings ein relativ ausgeglichenes Verhältnis von positiven und negativen Anteilen auf.

Entsprechend Gl. (2.58) stellt sich im Magnetfeld die Anfangsphasendifferenz am Rand des JJ $\delta(0)$ entsprechend dem aufgeprägten Strom ein. Im $I_c(H)$ -Minimum wird erwartet, dass $I_c = 0$ ist. In diesem Fall ist die Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl keine kleine Störung, sodass der Strahl selbst die δV -Messergebnisse beeinflussen kann. In den Minima ist der kritische Strom so klein, dass der Bestrahlungsort auf der Probe einen deutlichen Einfluss

⁶ Der Annahme, dass die LTSEM-Aufnahmen nicht in den exakten Minima der $I_c(H)$ -Abhängigkeit vorgenommen wurden, widerspricht die exakte Bestimmung der Minima und übereinstimmende IV -Kennlinien in den Minima, die unmittelbar vor der LTSEM-Abbildung durchgeführt worden waren.

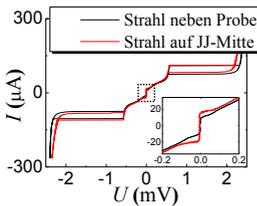


Die dargestellten Messergebnisse zeigen die exakte Bestimmung des ersten Minimums der $I_c(H)$ -Abhängigkeit und wurden unmittelbar vor den LTSEM-Messungen, deren Ergebnis in Abb. 6.7 dargestellt sind, bei $T = 4.44 \text{ K}$ durchgeführt. Auch eine Wiederholung der LTSEM-Abbildung [b] erbrachte ein vergleichbares Ergebnis, wie das in Abb. 6.7 [b] gezeigte. Das Spannungskriterium betrug $10 \mu\text{V}$.

auf die integrale IV -Charakteristik hat⁷. Somit kann in den Minima der Elektronenstrahl nicht mehr als kleine Störung betrachtet werden, die das δV -Signal erzeugt. In diesem Fall kann es sein, dass die strahlinduzierte Störung deutlichen Einfluss auf die Anfangsphasendifferenz am Rand des JJ hat und $\delta(0) \neq 0$ einstellt. Zudem kann auch eine inhomogene kritische Stromdichteverteilung des feldfreien Falls j_{c0} Einfluss zu dem beobachteten $j_c(x)$ -Verlauf im $I_c(H)$ -Minimum haben.

Die in Abb. 6.7 dargestellten LTSEM-Bilder wurden allerdings nach intensiven LTSEM-Untersuchungen durchgeführt, die zum Teil im weiteren Verlauf von Kap. 6.1 vorgestellt werden und eine Schädigung⁸ des JJ in Folge von der Bestrahlung erklären können. Zudem weisen Untersuchungen im Nullfeld und ohne Injektorstrom ($\kappa = 0$), die anhand Abb. 6.15 und 6.16 diskutiert werden, auf eine inhomogene Verteilung der kritischen Stromdichte zugunsten

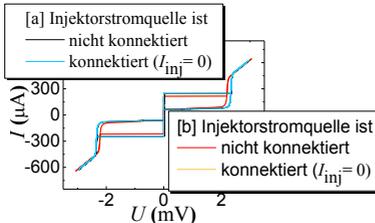
7



IV -Kennlinien im ersten Minimum der $I_c(H)$ -Abhängigkeit bei $T = 4.44$ K. Während der Messungen bestrahlte der für Abb. 6.7 verwendete Elektronenstrahl stationär einen Punkt, der sich ca. $15 \mu\text{m}$ neben der Probe befindet (schwarz dargestellte Kennlinie) bzw. stationär das Zentrum des JJ (rot dargestellte Kennlinie). Der Inset stellt eine Vergrößerung des gestrichelten Bereiches dar. I_c der schwarzen Kurve

entspricht dem Minimum von $I_c(H)$, während die Probenbestrahlung eine Erhöhung von I_c verursacht.

8



Bevor die im Rahmen von Kap. 6.1 präsentierten Ergebnisse ([a] zeigt die in Abb. 6.5 präsentierten IV -Kennlinien) erzielt werden konnten, wurden im Rahmen dieser Arbeit umfangreiche LTSEM-Untersuchungen an Probe 2016#39 durchgeführt, um sämtliche Parameter experimentell zu bestimmen, damit die in Kap. 6.1 vorgestellten δI -Messergebnisse realisiert werden konnten.

Vor diesen Untersuchungen wurden die IV -Kennlinien [b] aufgenommen. Der Vergleich von [a] und [b] zeigt, dass sich der kritische Strom nach intensiver Bestrahlung erhöht hat. Dies lässt darauf schließen, dass die Cooperpaare (lokal) einfacher über die Barriere tunneln können, was auf eine Schwächung der AlO_x -Tunnelbarriere hindeutet. Weiterhin konnten mit fortschreitender Dauer der Probenuntersuchungen der Kontakt (während LTSEM-Untersuchungen unter Einsatz des Elektronenstrahls) immer schwieriger/seltener in dem Zustand des höchsten I_c (wie in Kap. 6.1.6 ausgeführt wird) gehalten werden. Diese Veränderungen in Folge intensiver LTSEM-Untersuchungen können entsprechend Anhang A.4 Veränderungen der AlO_x -Barriere nach sich ziehen.

der linken Seite (vgl. Fußnote 19) hin⁹.

Als primäre Ursache für die Abweichungen von der erwarteten $j_c(x)$ -Verteilung können daher, neben der Tatsache, dass der Elektronenstrahl keine kleine Störung ist und Einfluss auf $\delta(0) \neq 0$ haben kann, intrinsische Effekte, wie Defekte, aufgeführt werden. Entsprechend der Ausführungen sowie Fußnote 7 und 8, kann daher die Kombination beide Effekte als wahrscheinlich angesehen werden. Die Messergebnisse, die in Abb. 6.7 dargestellt sind, zeigen zumindest, dass δV und damit die lokale kritische Stromdichte j_c im Magnetfeld entlang des JJ alterniert. Bis auf die geschilderten Abweichungen zeigt die Probe in einem externen Magnetfeld somit das theoretisch vorhergesagte Verhalten.

6.1.5 Einfluss eines Injektorstromes I_{inj}

In den bisher gezeigten Untersuchungen der Probe 2016#39 gab es keinen Injektorstrom ($I_{inj} = 0$). Im Folgenden wird der Einfluss eines Injektorstroms, der proportional zur 0 - κ -Diskontinuität an der Stelle des Injektors ist, vorgestellt.

Aus der 2π -periodischen Injektorkalibrierungskurve $I_c(I_{inj})$, die in Abb. 6.8 dargestellt ist, lässt sich der für $\kappa = \pi$ notwendige Injektorstrom bestimmen. Ohne Eigenfeldeffekte ist im Fall eines symmetrischen Injektor-JJ, bei dem sich die 0 - κ -Diskontinuität in der Mitte des Kontaktes befindet, $\kappa = \pi$ an der Stelle des ersten Minimums der $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit. Zudem heben sich in diesem Grenzfall im Minimum die positiven und negativen Anteile der Stromdichteverteilung gegenseitig auf, sodass der gemessene kritische Strom im Minimum Null ist. Des Weiteren ist die $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit eines JJ, dessen Injektor mittig platziert ist, symmetrisch bezüglich positiver und negativer Biasströme, sodass $I_c^+(I_{inj}) = |I_c^-(I_{inj})|$ und $I_c^+(I_{inj}) = I_c^+(-I_{inj})$ ist. Im Fall der Probe 2016#39, deren 0 - und κ -Längen sich unterscheiden, existieren diese beiden Symmetrien nicht, wie Abb. 6.8 [a] zeigt. In [b] sind die Messergebnisse von [a] dargestellt, wobei die Achsen von $I_c^-(I_{inj})$ invertiert sind. Zumindest zwischen den Minima zeigt der Kontakt eine Übereinstimmung von $I_c^+(I_{inj}) = -I_c^+(-I_{inj})$, was der Zeitumkehrsymmetrie des einstellbaren φ -JJ entspricht.

⁹Ein Vergleich der in Abb. 6.11 und 6.15 dargestellten Ergebnisse zeigt eine Progression dieser inhomogenen Verteilung entlang des Kontaktes mit fortschreitenden LTSEM-Untersuchungen auf.

Weil die Injektorposition $X_0 \neq 0$ ist, treten die Minima¹⁰ von $I_c^+(I_{\text{inj}})$ und $|I_c^-(I_{\text{inj}})|$ bei unterschiedlichen Werten von I_{inj} auf. Die $\kappa = \pi$ -Stelle befindet sich zwischen ihnen [334, 335] und ist in Abb. 6.8 [a] durch die roten Linien markiert. Für $I_{\text{inj}} = 3.26$ mA und $I_{\text{inj}} = -3.16$ mA ist $\kappa = \pm\pi$. Weil der Injektor die Probe im Längenverhältnis (3:1) unterteilt, sind die Minima anders als im Fall von symmetrischen Kontakten (vgl.: Abb. 2.36) nicht spitz ausgeprägt, sondern abgerundet.

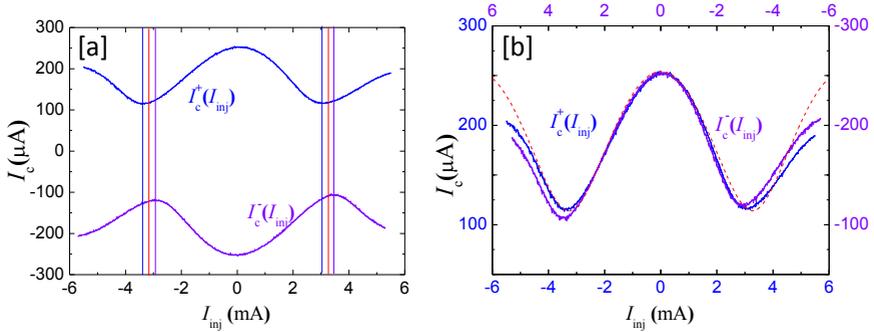


Abbildung 6.8: $I_c(I_{\text{inj}})$ -Kalibrierungskurve der Probe 2016#39 im Nullfeld und $T = 4.44$ K. Die blauen bzw. violetten Linien markieren die Position der Minima von $I_c^+(I_{\text{inj}})$ bzw. $I_c^-(I_{\text{inj}})$ und die roten markieren den Injektorstrom $I_{\text{inj}} = 3.26$ mA bzw. $I_{\text{inj}} = -3.16$, bei dem $\kappa = \pm\pi$ ist. Das Spannungskriterium betrug $5 \mu\text{V}$. In [b] sind die Ergebnisse von [a] dargestellt, wobei die Achsen von $I_c^-(I_{\text{inj}})$ invertiert sind. Zudem ist in [b] rot gestrichelt $I_c(\kappa)$ entsprechend Gl. (6.3) für ein Längenverhältnis (3 : 1.14) dargestellt.

Im Allgemeinen spricht man bei derartigen Kontakten von 0- κ -JJ. Tatsächlich vollzieht sich die Phasendiskontinuität aber zwischen δ_0 und $\delta_0 + \kappa$, wobei sich bei vorgegebenem κ , abhängig vom Biasstrom, δ_0 so einstellt, dass die Stromerhaltung erfüllt ist. Der „0“-Bereich habe die Länge L_1 und der „ κ “-Bereich die Länge L_2 . Dann kann der Josephsonstrom durch

$$I = j_c \mathcal{B} L \left(\frac{L_1}{L} \sin \delta_0 + \frac{L_2}{L} \sin (\delta_0 + \kappa) \right) \quad (6.1)$$

¹⁰Wird im Folgenden von den Minima des negativen kritischen Stroms $I_c^-(I_{\text{inj}})$ gesprochen, so sind die Minima von $|I_c^-(I_{\text{inj}})|$ gemeint.

genähert werden. Maximieren von Gl. (6.1) ergibt den kritischen Strom $I_c(\kappa)$. Aus $\frac{\partial I}{\partial \delta_0} = 0$ ergibt sich der Wert von der Phase, wenn der kritische Strom erreicht ist

$$\delta_0^{\text{krit}} = \arctan\left(\frac{L_1 + L_2 \cos\kappa}{L_2 \sin\kappa}\right). \quad (6.2)$$

Der kritische Strom ist somit durch

$$I_c(\kappa) = I_{c0} \left(\frac{L_1}{L} \sin \delta_0^{\text{krit}} + \frac{L_2}{L} \sin(\delta_0^{\text{krit}} + \kappa) \right) \quad (6.3)$$

gegeben. In Abb. 6.9 ist entsprechend Gl. (6.3) und (6.2) der normierte kritische Strom [a] und δ_0 für das Längenverhältnis (3:1) in Abhängigkeit von κ dargestellt.

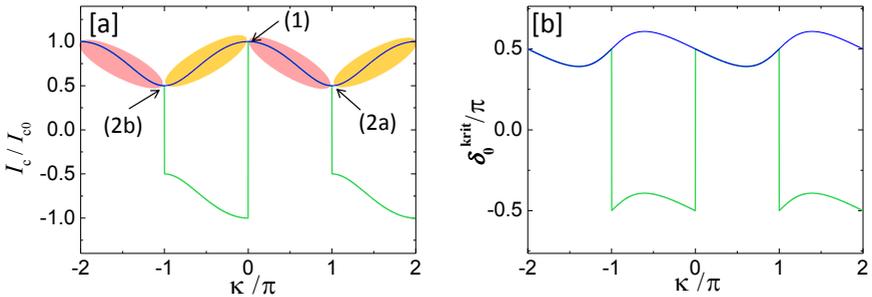


Abbildung 6.9: Normierter kritischer Strom [a] und Phase δ_0^{krit} [b] in Abhängigkeit von κ , entsprechend Gl. (6.3) und (6.2) in grün dargestellt. Die blauen Linien zeigen die Ergebnisse unter Berücksichtigung der Emission eines Josephson-Vortex, sodass sich die rot bzw. gelb hinterlegten Bereiche physikalisch entsprechen.

Wird κ bei Null (Punkt (1) in Abb. 6.9 [a]) beginnend erhöht, so verändert sich $\delta_0(\kappa)$ und damit auch $I_c(\kappa)$. Beim Überschreiten von $\kappa = \pi$ springt nach Gl. (6.2) $\delta_0(\kappa)$ um $-\pi$ (grün dargestellt). Die $I_c(I_{\text{inj}})$ - Messergebnisse zeigen jedoch, dass I_c dabei sein Vorzeichen nicht ändert. Dies kann durch die Emission eines Josephson-Vortex erklärt werden, sodass bei Erreichen von Punkt (2a) in Abb. 6.9 [a] das System unter Vortexemission zu dem Punkt (2b) springt.

Anders als in den Minima der $I_c(H)$ -Abhängigkeit sind die IV -Kennlinien im Nullfeld für alle Injektorströme hysteretisch, weshalb die LTSEM-Untersuchungen bei unterschiedlichen I_{inj} im Nullfeld nicht mit der in Kap. 4.2 beschriebenen Lock-In-Technik durchgeführt werden konnten.

6.1.6 Einfluss des Elektronenstrahls auf die Probe

Bei der Probe 2016#39 handelt es sich um einen stark unterdämpften JJ, dessen IV -Kennlinien für alle I_{inj} hysteretisch ist. Zur Untersuchung der Modulation der kritischen Stromdichte $j_c(x)$ für unterschiedliche I_{inj} entlang des Kontaktes wurde das LTSEM entsprechend Kap. 6.1.1 umgebaut. Weil dieses Messverfahren sehr zeitintensiv ist, konnten nur LTSEM-Linescans¹¹ aufgenommen werden. Anders als bei der Lock-In-Technik, bei der für jeden Bildpunkt ein $\delta V \propto \delta I_c \propto j_c$ ermittelt wird, wird hierbei das zu einer Koordinate (x_0, y_0) gehörende Messergebnis dadurch erzielt, dass mit der Stromrampe I_c für jede Koordinate sowohl ohne, als auch mit Bestrahlung der jeweiligen Koordinate gemessen wird. Dabei handelt es sich um über mehrere Stromramp-Vorgänge gemittelte Ergebnisse. Durch Subtraktion ergibt sich das Messergebnis für die jeweilige Koordinate $\delta I_c = I_{c, \text{aus}} - I_{c, \text{an}} \propto j_c(x_0, y_0)$. Aus den Messungen können Histogramme erstellt werden, die angeben, wie häufig ein kritischer Strom gemessen wird. In Abb. 6.10 sind zwei dieser Histogramme dargestellt. Sie wurden bei $\kappa \approx 2\pi$ aufgenommen, und zeigen, dass es neben dem ausgeprägten Maximum nahe I_{c0} noch einen weiteren Zustand bei $I_c = 0.15 I_{c0}$ gibt¹². Dabei können derartige Messergebnisse, die neben dem Hauptmaximum ein weiteres Nebenmaximum im Histogramm zeigen, sowohl bei Bestrahlung der Probe (Strahl an) als auch bei einem aus dem Strahlengang ausgeblendeten Elektronenstrahl (Strahl aus), der nicht auf die Probe trifft, gehäuft bei $\kappa > \pi$ auftreten. Zudem treten sie für alle $\kappa \neq 0$ nahezu immer auf, wenn der Elektronenstrahl direkt auf den Injektor strahlt. I_c -Messungen, deren Histogramme diese unterschiedlichen Zustände aufweisen, können nicht für die Bestimmung von δI_c verwendet werden und müssen verworfen werden. Bei einem Arbeitsabstand von $\cong 73$ mm betragen die Parameter des Elektronenstrahles 10 keV und $I_{\text{Strahl}} \cong 60$ pA.

¹¹Bei einem „Linescan“ handelt es sich um LTSEM-Signale, die, entsprechend der Strahlposition, nur in einer Richtung aufgenommen wurden.

¹²Zudem sind Abb. 6.10 weitere schwach ausgeprägte Peaks im Bereich $I_c = (0.6 - 0.9) I_{c0}$ zu entnehmen.

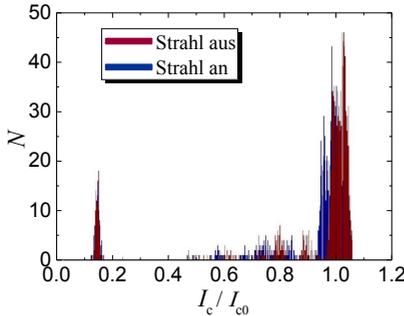


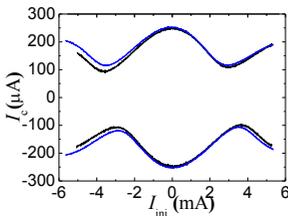
Abbildung 6.10: Histogramme, die die Häufigkeit (Anzahl N) des gemessenen kritischen Stromes bei $\kappa > \pi$ anzeigen. Entsprechend dem verwendeten Messverfahren sind Ergebnisse von Messungen mit (Strahl aus) und ohne (Strahl an) aus dem Strahlengang ausgeblendetem Elektronenstrahl dargestellt.

Eine Erklärung für das Auftreten weiterer (semi)-stabiler Zustände wird in Kap. 2.3.7 und Abb. 2.36 anhand eines symmetrischen Kontaktes der Länge $L = \infty$ und $L \ll \lambda_J$ gegeben. Unter Emission eines Josephson-Vortex wechselt dabei der Kontakt zwischen den einzelnen Zuständen mit unterschiedlichen I_c . Während des Messvorganges, bei dem eine ansteigende Stromrampe gefahren wird, wird dabei das I_c des Zustandes gemessen, in dem sich der Kontakt während der Messung befindet. Dieser Zustand kann sich durch Emission eines Josephson-Vortex (oder auch ein fraktionaler Vortex), besonders unter Elektronenstrahl einfluss, ändern.

6.1.7 Linescans von $j_c(x)$ und $j_c(y)$ über den Kontakt

Bei den Messungen für die Bestimmung von dem elektronenstrahlinduzierten $\delta I_c = I_{c, \text{aus}} - I_{c, \text{an}} \propto j_c(x_0, y_0)$ für unterschiedliche κ ¹³ wurde darauf geachtet, dass der JJ sich ausschließlich in dem Zustand, der das größte I_c hat, befindet. Um im Fall $I_{\text{inj}} \neq 0$ den Injektor nicht vorzeitig zu bestrahlen, wurden die Linescans entlang der x -Richtung entsprechend Abb. 6.4 von außerhalb der

¹³Die dargestellten Messergebnisse stammen aus unterschiedlichen Messzyklen, zwischen denen die Probe bestrahlt und auf Raumtemperatur aufgewärmt worden war. Zu Beginn eines jeden Messzyklus wurde die Probe analog zu Abb. 6.8 bei $T = 4.44$ K exakt charakterisiert. Dabei zeigten sich Veränderungen der Probe, die ebenfalls auf eine Degeneration des JJ in Folge der Bestrahlung schließen lassen. Die schwarz dargestellten $I_c(I_{\text{inj}})$ -Ergebnisse stammen von einem anfänglichen Messzyklus, während die blau dargestellten einem späteren angehören, bei dem (auch für $\kappa = 0$) die kritische Stromdichteverteilung zugunsten der linken Seite des JJ verändert ist (vgl.: Abb. 6.15).



Probe bis kurz vor oder an die Stelle des Injektors aufgenommen¹⁴. Im Fall $I_{\text{inj}}=0$ war der Zustand des maximalen kritischen Stromes hinreichend stabil, sodass Messungen ohne Unterbrechung an der Stelle des Injektors durchgängig über den JJ aufgenommen werden konnten. Bei einem Arbeitsabstand von 73 mm betragen die Parameter des Elektronenstrahles 10 keV und $I_{\text{Strahl}} \cong 60$ pA. Die Simulationen der einzelnen vorgestellten Modelle, die als *Modell* (i), (ii) und (iii) bezeichnet werden, wurden mit MATLAB¹⁵ durchgeführt.

Signalentstehung

Abbildung 6.11 zeigt $\delta I_c(x)$ -Messergebnisse von zwei Linescans über den Kontakt in x -Richtung¹⁶ für $\kappa = 0$. In beiden dargestellten Fällen, die die Reproduzierbarkeit aufzeigen, ergibt sich ein Anstieg der Messergebnisse $\delta I_c \neq 0$ bereits bei Bestrahlung der Bottom-Elektrode. Die δI_c -Werte steigen dabei bis zum Erreichen des JJ, der sich im Intervall $[(-10, 10) \mu\text{m}]$ befindet, rasch an. Sie erreichen bereits bei Bestrahlung der Außenkanten des JJ, deren Positionen durch die vertikalen grünen Linien gekennzeichnet sind, ca. $\approx 80\%$ des Maximalwertes. Dieses Ergebnis ist durch eine einfache gaußförmige strahlinduzierte Temperaturverteilung, die sich an der Stelle der Bestrahlung befindet und entsprechend Gl. (4.5) bis (4.8) in Kap. 4.3.1 die Signalentstehung beschreibt, nicht erklärbar. Die Messergebnisse sind daher nicht hinreichend durch dieses Modell, das in Kap. 6.1 als *Modell* (i) bezeichnet wird und das von einer gaußförmigen Temperaturverteilung ausgeht, beschreibbar. Das *Modell* (i) wird zunächst ausgeführt, um aufzuzeigen, weshalb für die vorliegende Probe im Rahmen dieser Arbeit ein detaillierteres Modell entwickelt wurde, das die erzielten δI_c -Ergebnisse beschreiben kann. Nach dem Ausführen des *Modells* (ii), einem „Hilfsmodell“¹⁷, wird schließ-

¹⁴Die Darstellungen sind derart gewählt, dass die Mitte des JJ an der Position (0,0) ist. Etwaige Probenverschiebungen ($\Delta x \lesssim 1 \mu\text{m}$, $\Delta y \ll 1 \mu\text{m}$) während eines Linescans (typische Zeitdauer 25 min) wurden durch schnell aufgenommene Oberflächenbilder vor und nach jedem Linescan ermittelt. Die dargestellten Messergebnisse sind unter der Annahme, dass die (durch die beiden Oberflächenbilder ermittelte) Probenverschiebungen während des Linescans sich mit konstanter Geschwindigkeit vollziehen, entsprechend linear angeglichen.

¹⁵Friedlandstraße 18, 52064 Aachen, Deutschland

¹⁶entlang der roten gestrichelten Linie in Abb. 6.4

¹⁷,von dem aus aufgezeigt wird, wie sich die Temperaturverteilung (verglichen mit einem einfachen Gaußprofil) ändern kann, wenn der Strahl auf unterschiedliche Probenbereiche trifft

lich das entwickelte *Modell* (iii), das die δI_c -Ergebnisse beschreiben kann, vorgestellt.

- *Modell* (i)

Es wird davon ausgegangen, dass sich die für die Signalentstehung verantwortliche gaußförmige strahlinduzierte Temperaturverteilung $g_i(x_0, x) \propto e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}$ an der Stelle der Bestrahlung befindet¹⁸. Dabei ist die Breite von g_i unabhängig von der Strahlposition konstant. Durch Faltung mit der ortsabhängigen kritischen Stromdichte $j_c(x)$, die in erster Näherung als Stufenfunktion (welche außerhalb des JJ Null ist) angenommen werden kann, erhält man das vom Ort der Bestrahlung abhängige Signal. Entsprechend dieses Modells ist $\delta I_c \propto j_c * g_i$ als gelbe Linie für den Fall $\kappa = 0$ in Abb. 6.11 dargestellt. In der Simulation wurde die kritische Stromdichte über den JJ als konstant angenommen (daneben ist sie Null). Die in der Simulation verwendete Breite von $2\sigma^2 = 4.5 \mu\text{m}^2$ ist dabei nur für den Gradienten des Anstieges nicht aber für den Ort verantwortlich. Offensichtlich ist der größte Signalanstieg in der Simulation am Rand des JJ (durch die grünen Linien gekennzeichnet), wo das Messergebnis nach diesem Modell (entsprechend der Faltung einer Gaußfunktion mit der Stufenfunktion) 50% des Maximalwertes δI_{c0} haben müsste. Um die Messergebnisse in diesem Modell näherungsweise beschreiben zu können, müsste die x -Achse des Modells um den Faktor 1.3 gestreckt werden, wie die orange Linie in Abb. 6.11 zeigt. Im *Modell* (i) ist daher der große Signalanstieg, der sich primär bei Bestrahlung außerhalb des JJ vollzieht, nicht hinreichend beschreibbar.

Das *Modell* (i), das in die Simulation, die in Abb. 6.11 gelb dargestellt ist, eingeht, geht von einer homogenen¹⁹ kritischen Stromdichte j_{c0} im Bereich des JJ aus. Im Fall der orange dargestellten Simulationsergeb-

¹⁸Hierbei beschreibt g_i eine gaußförmige strahlinduzierte Temperaturverteilung im *Modell* (i), die als δT in Gl. (4.4) eingeht.

¹⁹ Die in Abb. 6.11 dargestellten Messergebnisse zeigen in Abwesenheit eines Magnetfeldes und ohne Injektorstrom ($\kappa = 0$) im Fall beider dargestellter Messreihen eine Asymmetrie der $\delta I_c(x)$ -Messergebnisse zwischen der linken und rechten JJ-Hälfte. Hieraus lässt sich eine nicht homogene $j_{c0}(x)$ -Verteilung ableiten, die auf der linken Hälfte des JJ erhöht ist, wenn der JJ als „0“-Kontakt vorliegt. Diese Beobachtung stützt die in Kap. 6.1.4 aufgestellte Vermutung, dass in dem JJ inhomogene intrinsische Eigenschaften existieren, die die Abweichungen der Messergebnisse von den theoretischen Erwartungen erklären können.

nisse wurde die x-Achse um den Faktor 1.3 gestreckt.

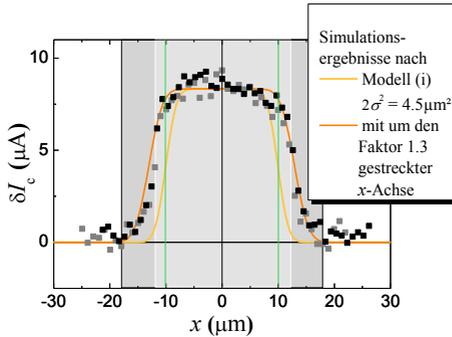


Abbildung 6.11: $\delta I_c(x)$ -Messergebnisse der Probe 2016#39 ohne Injektorstrom ($\kappa = 0$) aus zwei Messungen (schwarze und graue Quadrate). In den Grautönen hinterlegt sind die Positionen der Bottom- und Top-Elektrode; die grünen Linien markieren die Außenkanten des JJ. Gelb sind die simulierten Ergebnisse nach dem *Modell (i)* dargestellt. Für

das orange dargestellte Simulationsergebnis wurde die x -Achse um den Faktor 1.3 gestreckt.

Aufgrund der Faltung des kritischen Stromes und der strahlinduzierten Temperaturverteilung, welche das δI_c -Signal ergibt, liefert jegliche radialsymmetrische Temperaturverteilung 50% des Maximalwertes δI_{c0} , wenn die kritische Stromdichte am Rand des JJ stufenförmig ansteigt. Das *Modell (i)*, das die Messergebnisse nur näherungsweise in „unknown units“²⁰ der x -Achse (die die tatsächliche Probengeometrie und Strahlposition nicht berücksichtigen) beschreibt, wird im Folgenden in zwei Schritten erweitert. Hierfür werden die unterschiedlichen thermischen Leitfähigkeiten der Materialien der Probe (Silizium(oxid) und Niob) sowie die Eindringtiefe des Elektronenstrahls in diesen Materialien berücksichtigt.

Auch wenn bei Bestrahlung der Top-Elektrode ein Teil der primären Energieabgabe im Nb lokalisiert werden kann, beschreibt *Modell (ii)*²¹ in einem ersten Schritt lediglich den Einfluss der Temperaturverteilung an der Oberfläche des Substrates bzw. der Grenzschicht zwischen Substrat und Bottom-Elektrode auf den JJ. Weil die Primärenergieabgabe im Nb nicht eingeht, stellt *Modell (ii)* lediglich ein Hilfsmodell dar, auf welches anschließend *Modell (iii)*, das die δI_c -Ergebnisse beschreiben kann, aufbaut.

²⁰Ein Vergleich von Simulationsergebnissen entsprechend *Modell (i)* mit *Modell (iii)*, das die Messergebnisse beschreiben kann, zeigt, dass es sich um keine lineare Streckung der x -Achse handelt.

²¹, das lediglich als „Hilfsmodell“, das an dem folgenden *Modell (iii)* partizipiert, dient,

- *Modell* (ii)

In diesem Modell werden die Eigenschaften der thermischen Leitfähigkeit²² der Materialien (Silizium(oxid) und Niob) $\tilde{\sigma}_{\dots}$ ²³, in die der Elektronenstrahl unterschiedlich tief eindringt, berücksichtigt. Dabei ist die thermische Leitfähigkeit des Silizium(oxides) (links und rechts neben den Elektroden) mit $\tilde{\sigma}_{\text{th, Si}} \cong 2 \frac{\text{W}}{\text{cm K}}$ bei $T \cong 4.5 \text{ K}$ deutlich größer als die des Niobs, dessen $\tilde{\sigma}_{\text{th, SL-Nb}} \cong 100 \frac{\text{mW}}{\text{cm K}}$ (supraleitender Zustand) bzw. $\tilde{\sigma}_{\text{th, N-Nb}} \cong 220 \frac{\text{mW}}{\text{cm K}}$ (normalleitender Zustand) bei $T \cong 4.5 \text{ K}$ ist [337, 338]. Bis zum Erreichen von I_c befindet sich während des Stromrampens die sich im thermischen Gleichgewicht befindende Probe im supraleitenden Zustand, weshalb $\tilde{\sigma}_{\text{th, N-Nb}}$ in diesem Modell keine Rolle spielt. Entsprechend Gl. (4.1) kann die Eindringtiefe des Elektronenstrahls (10 keV) abgeschätzt werden. Im Silizium(oxid) befindet sich die Streubirne in einer Tiefe von $\mathcal{R}_{\text{Si}} \approx 1.0 \mu\text{m}$. In Niob ist $\mathcal{R}_{\text{Nb}} \approx 0.3 \mu\text{m}$.

Wird die Energie des Elektronenstrahls neben der Probe im Siliziumsubstrat bzw. der SiO_2 -Isolierschicht deponiert, so wird diese Wärmeenergie im Silizium(oxid) in einer breiten²⁴ Temperaturverteilung $g_{i, \text{Si}}(x_0, x) \propto \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_{\text{Si}}^2}\right)$ abgeführt. Eine Faltung $j_c * g_{i, \text{Si}}$ beschreibt das Signal, das in diesem *Modell* (ii) nur durch die Energiedeposition im Si bzw. SiO_2 verursacht wird. Dies ist der Fall, so lange der Elektronenstrahl nicht auf die Top-Elektrode trifft und kann wegen der großen thermischen Leitfähigkeit des Silizium(oxides) den deutlichen Signalanstieg erklären, wenn die Bestrahlung nahe (aber außerhalb der Top-Elektrode) erfolgt. In diesem Modell einer einfachen gaußförmigen Temperaturverteilung im Si, die die T -Verteilung innerhalb der Probe bestimmt und somit dem *Modell* (i) entspricht, erreicht das Signal allerdings an der Außenkante des JJ wiederum nur 50% des maximalen Signals.

Mit einer Reichweite der Elektronen (mit Energie 10 keV) in Niob von $\mathcal{R} \approx 300 \text{ nm}$ wird ein großer Anteil der Elektronen in den die Probe

²² $\tilde{\sigma}_{\dots}$ steht für die jeweilige thermische Leitfähigkeit und σ_{\dots} für die Breite der Verteilungsfunktion.

²³Die Wärmeleitfähigkeit von Siliziumoxid entspricht bei $T \approx 4.5 \text{ K}$ ungefähr der des Siliziums $\approx \tilde{\sigma}_{\text{th, Si}}$ [336], weshalb in diesem Modell (in dem σ_{\dots} als relevante physikalische Größe eingeht) nicht zwischen den Wärmetransporteigenschaften von Silizium und Siliziumoxid unterschieden wird. Gleiches gilt für die Dichte von Silizium und Siliziumoxid, welche in die Eindringtiefe des Elektronenstrahls eingeht.

²⁴Die „thermal healing length“ ist $\propto \sqrt{\tilde{\sigma}}$ [50, 339].

umgebenden Elektroden direkt (und nicht nur im sich darunter befindenden Silizium) abgebremst und geben dort ihre Energie ab, wenn die Top-Elektrode bestrahlt wird. Die im Niob deponierte Energie wird erst in einem zweiten Schritt über das Silizium(oxid) abgeführt, wobei $g_{i, Si} \approx g_{ii, Si}$ ist, weil $\tilde{\sigma}_{th, SL-Nb} \ll \tilde{\sigma}_{th, Si}$ und damit $\sigma_{Nb}^2 \ll \sigma_{Si}^2$ ist und die Wärmedeposition im Nb sich nahe der Nb-Si-Grenzschicht befindet. Das *Modell* (ii) beschreibt (somit auch bei Bestrahlung der Top-Elektrode) ausschließlich den Einfluss der Wärmeverteilung im Si-Substrat, das in einer breiten Gauß-Verteilung den JJ von unten erwärmt. Aufgrund der geringen thermischen Leitfähigkeit des Nb hat daher eine etwaige primäre Energieabgabe der Strahlelektronen im Nb einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Wärmeverteilung im Substrat bzw. dessen Oberfläche, die in thermischem Kontakt zum JJ steht.

Auch wenn eine primäre Energieabgabe der Strahlelektronen im Nb nur einen kleinen Einfluss auf die Wärmeverteilung im Substrat hat, so ändert sie die Temperaturverteilung im JJ, was in *Modell* (ii) nicht berücksichtigt wird. Bei der Bestrahlung der Top-Elektrode muss daher neben $g_{ii, Si}$, wie sie in *Modell* (ii) beschrieben wird, auch ein g_{Nb} , dessen Ursprung die Energieabgabe der Elektronen im Nb ist, berücksichtigt werden. In *Modell* (iii) wird $g_{Nb}(x_0, x) \propto \exp(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_{Nb}^2})$ derart angenommen, als ob sich diese Wärmeimplantation im Nb entsprechend *Modell* (i) verhält. Sie ergibt ebenfalls mittels Faltung $j_c * g_{Nb}$ einen Beitrag zum Signal, der in *Modell* (ii) nicht berücksichtigt wird. Dieser Anteil der abgegebenen Energie ergibt eine schmale Temperaturverteilung innerhalb des Nb, die wiederum zusammen mit dem sich darunter befindenden Silizium(oxid) implementierten Energieanteil in einer breiten $g_{ii, Si}$ -Verteilung entsprechend *Modell* (ii) abgeführt wird. Somit geht auch bei Bestrahlung der Top-Elektrode vollständig das bisherige *Modell* (ii), das die Signalentstehung aufgrund des Wärmetransportes im Silizium(oxid) beschreibt, ein. In Abb. 6.12 sind basierend auf $\tilde{\sigma}_{th, Si} = 2 \frac{W}{cm K}$ und $\tilde{\sigma}_{th, SL-Si} = 100 \frac{W}{cm K}$ COMSOL²⁵-Simulationsergebnisse²⁶ der Wärmeverteilung dargestellt. Die horizontalen Abmessungen der Streubirne, in der der Elektronenstrahl seine Energie als Wärme abgibt, wurden (entsprechend der Auflösung von Abb. 6.4) mit $1 \mu m$ abgeschätzt und als Ellipsoid modelliert.

²⁵ Simulationsprogramm COMSOL Multiphysics 5.0 der Firma: Comsol Multiphysics GmbH Robert-Gernhardt-Platz 1, 37073 Göttingen, Germany.

²⁶, unter Vernachlässigung von thermischen Grenzflächenwiderständen,

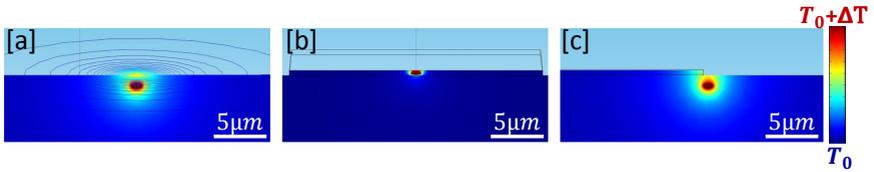


Abbildung 6.12: COMSOL-Simulationsergebnisse der Wärmeverteilung bei $T = 4.5$ K, wenn sich die Streubirne im Silizium [a], einem Niobfilm, der sich auf einem Silizium-Substrat befindet, [b] und im Silizium an der Außenkante des Niobfilms [c] befindet.

Die Ausdehnung ($\approx 0.5 \mu\text{m}$) und Position ($\approx 1 \mu\text{m}$) der Streubirne in c -Richtung wurde in [a] entsprechend Gl. 4.1 für die Bestrahlung des reinen Siliziumbereiches abgeschätzt. In [a] ist ein Schnitt durch die Position der Streubirne im Siliziumsubstrat sowie Isotherme der Oberfläche dargestellt. Die Oberflächentemperaturverteilung kann hieraus durch eine radiale Gaußverteilung an der Substratoberfläche der Breite $2\sigma_{\text{Si}}^2 \cong 11.4 \mu\text{m}^2$ genähert werden und erstreckt sich entsprechend [c] näherungsweise 1:1 in darüber befindliches Niob. Weil bei Bestrahlung im Bereich der Top-Elektrode der Teil der Strahlenergie zunächst (bevor sie über das Substrat abfließt) im Niob deponiert wird, ist in [b] eine Temperaturverteilung bei Bestrahlung des Zentrums des JJ (entsprechend der Geometrie von Probe 2016#39) unter der Annahme, dass sich die gesamte Streubirne im 480 nm dicken Niob befindet, dargestellt. Hieraus ergibt sich auf c -Achsen-Höhe des JJ eine Temperaturverteilung $2\sigma_{\text{Nb}}^2 \cong 1.5 \mu\text{m}^2$. In [c] ist das Simulationsergebnis einer Streubirne im Substrat dargestellt, die sich am Außenrand einer 480 nm dicken Niob-Schicht befindet, woraus ersichtlich wird, dass die (x, y) -Temperaturverteilung im Substrat an der Si-Nb-Grenzschicht die des JJ bestimmt.

- *Modell* (iii)

Bei Bestrahlung der Top-Elektrode geht in das Modell neben dem immer existenten Signalanteil des *Modells* (ii) (Faltung $j_c * g_{\text{ii}}, s_{\text{i}}$) noch ein zweiter Anteil ein, der direkt auf die Wärmedeposition im Nb zurückzuführen ist. Das *Modell* (iii), das die LTSEM-Messergebnisse beschreiben kann, ist durch

$$\delta I_c \propto [g_{\text{Si}} * i_c] + (1 - |g_{\text{Si}} * i_c|) [g_{\text{Nb}} * i_c] \cdot p\% \quad (6.4)$$

gegeben, wobei $i = \frac{j_c}{j_{c0}}$ die normierte Stromdichteverteilung ist.

Der in diesem Modell immer existente Beitrag aufgrund des Einflusses der Temperaturverteilung im Substrat (entsprechend *Modell* (ii)) geht in Form des ersten Terms $[j_c * g_{Si}]$ ein.

Der zweite Term ist proportional zu dem Produkt von $(1 - |g_{Si} * i_c|)$ und $[g_{Nb} * i_c]$. Dabei beschreibt $(1 - |g_{Si} * i_c|)$ den Signalanteil, der noch maximal zu dem Signalanteil, der aus *Modell* (ii) stammt, hinzukommen kann. Ursache dieses Terms ist die Tatsache, dass jede Ortskoordinate des JJ eine erhöhte Temperatur entsprechend dem *Modell* (ii) hat. Dieser maximal mögliche Signalanteil wird mit dem aus *Modell* (i) stammenden Signal $j_c * g_{i, Nb} \approx j_c * g_{Nb}$ und dem prozentualen Anteil von der Gesamtenergie des Strahles, die im Nb abgegeben wird, gewichtet. Der Bereich der Bottom-Elektrode, der nicht von der Top-Elektrode überdeckt wird, ist mit 90 nm so dünn, dass hier der Strahl seine Primärenergie fast ausschließlich im Substrat abgibt. Deshalb kann ein Anteil der Primärenergieabgabe in der Bottom-Elektrode dort vernachlässigt werden, wo sich keine Top-Elektrode befindet.

Nach diesem Modell wurden in dieser Arbeit mit Matlab die nachfolgenden Simulationsergebnisse des Kap. 6.1.7 entsprechend Gl. (6.4) erzielt. In den Simulationen nach Gl. (6.4) wurde die Breite der gaußförmigen Temperaturverteilungen g_{Si} und g_{Nb} entsprechend den durchgeführten COMSOL-Simulationsergebnissen mit $2\sigma_{Si}^2 = 11.4 \mu\text{m}^2$ bzw. $2\sigma_{Nb}^2 = 1.5 \mu\text{m}^2$ angenommen. Zudem sind g_{Si} und g_{Nb} normiert²⁷.

Ein Vergleich der *Modelle* (i), (ii) und (iii) zeigt, dass (i) näherungsweise in „unknown unit“ der x -Achse die Messergebnisse beschreiben kann. Das *Modell* (ii) kann den frühen Signalanstieg (wenn der Strahl noch nicht seine Primärenergie „Stopping-Power“ im Nb sondern ausschließlich im Substrat deponiert) erklären, aber beschreibt noch nicht hinreichend die Messergebnisse bei Bestrahlung der äußeren Bereiche des JJ, wo die Simulationsergebnisse deutlich kleiner als die Messergebnisse sind. Im *Modell* (iii) lassen sich die Messergebnisse über den gesamten Messbereich simulieren, wie Abb. 6.13 zeigt.

²⁷Das Integral über g_{Nb} bzw. g_{Si} ergibt 1, was einer normierten Energiedeposition nach *Modell* (i) bzw. (ii) entspricht.

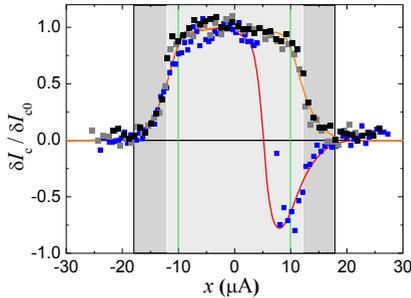


Abbildung 6.13: Normierte $\delta I_c(x)$ -Messergebnisse der Probe 2016#39 ohne Injektorstrom $\kappa = 0$ aus zwei Messungen (schwarze und graue Quadrate) und mit einem Injektorstrom, der einen Phasensprung von $\kappa = \pi$ erzeugt (blaue Quadrate). In den Grautönen hinterlegt sind die Positionen der Bottom- und Top-Elektrode; die grünen Linien markieren die Außenkanten des JJ. Die durchgezogenen Linien sind Simulationsergebnisse nach dem *Modell* (iii) für die beiden Fälle $\kappa = 0$ (orange) und $\kappa = \pi$ (rot).

Liegt die Probe 2016#39 infolge des Injektorstromes als $0-\pi$ -Kontakt vor, so vollzieht sich ebenso wie im Fall $0-0$ der maximale Signalanstieg links und rechts des JJ bei Bestrahlung außerhalb des JJ, der wiederum nicht durch das *Modell* (i) bzw. (ii) erklärt wird, wohl aber durch *Modell* (iii), wie Abb. 6.13 zeigt. Dass die blau dargestellten Messergebnisse auf der π -Seite des JJ nicht $\delta I_c = -\delta I_{c0}$ erreichen, ist auf die breite Temperaturverteilung im Substrat, die den JJ bei Bestrahlung der schmalen π -Seite auch auf der 0 -Seite erwärmt, zurückzuführen. Für die dargestellten Simulationen entsprechend *Modell* (iii) wurden entsprechend der COMSOL-Ergebnisse die Breiten $2\sigma_{Si}^2 = 11.4 \mu\text{m}^2$ bzw. $2\sigma_{Nb}^2 = 1.5 \mu\text{m}^2$, sowie die Annahme, dass bei Bestrahlung der Top-Elektrode $p\% = 85\%$ der Elektronen ihre Energie im Nb abgeben, verwendet. Zudem wurde von einer stufenförmigen Stromdichte $j_c(x)$, die außerhalb des JJ Null ist und an der Stelle des JJ im $0-0$ -Fall $j_c(x) = j_{c0} = \text{const.}$ bzw. im $0-\pi$ -Fall auf der 0 -Seite $j_c(x) = j_{c0}$ und auf der π -Seite $j_c(x) = -j_{c0}$ ist, ausgegangen.

Der Vergleich der Modelle zeigt, dass sich die zur Beschreibung der Messergebnisse in *Modell* (i) notwendige Streckung der x -Achse primär dort vollzieht, wo der Strahl nahe der Kante der Top-Elektrode ist. Daher handelt es sich bei genauer Betrachtung um keine proportionale Streckung. Durch die freie Anpassung der strahlinduzierten Temperaturverteilung entsprechend des Signalanstieges im *Modell* (i) kann im $0-0$ -Fall die x -Achse um den Faktor 1.3 linear entsprechend Abb. 6.11 gestreckt werden, um das Messergebnis zu beschreiben. Weil der Modellvergleich jedoch zeigt, dass es sich um keine lineare Streckung handelt, ist das *Modell* (i) in „unknown units“ der x -Achse im allgemein vorliegenden Fall eines asymmetrischen $0-\kappa$ -Kontaktes zur Si-

gnalbeschreibung (besonders in dem vorliegenden sehr schmalen²⁸ κ -Bereich der Probe 2016#39) nur sehr eingeschränkt geeignet.

Probe 2016#39 als 0-JJ und als asymmetrischer 0- π -JJ

In der in Abb. 6.14 dargestellten SE-Abbildung sind die Elektronenstrahl-Trajektorien eingezeichnet, entlang derer die I_c -Messungen durchgeführt wurden. Neben der Trajektorie in x -Richtung an der Stelle $y_0 = 0$ (x -Trajektorie), entlang derer die $I_c(x)$ -Messungen aufgenommen wurden, sind zudem drei Trajektorien in y -Richtung bei $x = x_L$, $x = x_M = 0$ und $x = x_R$ (y_L -, y_M - und y_R -Trajektorie), entlang derer $I_c(y)$ -Messungen aufgenommen wurden, eingezeichnet.

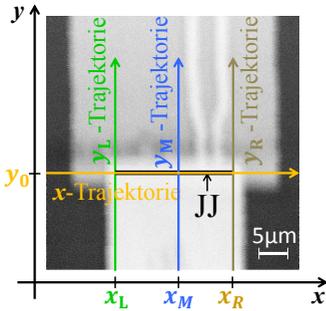


Abbildung 6.14: SE-Abbildung der Probe 2016#39, in welcher die Position der Tunnelbarriere (JJ) und Elektronenstrahltrajektorien, entlang derer $I_c(\vec{x})$ - und $I_c(\vec{y})$ -Messungen durchgeführt wurden, eingezeichnet sind.

Entlang der x -Richtung verläuft die x -Trajektorie an der Stelle $y_0 = 0$ (gelb dargestellt).

In y -Richtung verlaufen die als y_L -, y_M - und y_R -Trajektorie bezeichneten Verläufe, die an den Stellen $x = x_L$ (grün), $x = x_M = 0$ (blau) und $x = x_R$ (braun) durchgeführt wurden.

(i) $\kappa = 0$: Abbildung 6.15 zeigt δI_c -Messergebnisse, die entsprechend der in Abb. 6.14 eingezeichneten Elektronenstrahltrajektorien aufgenommen wurden, für $\kappa = 0$.

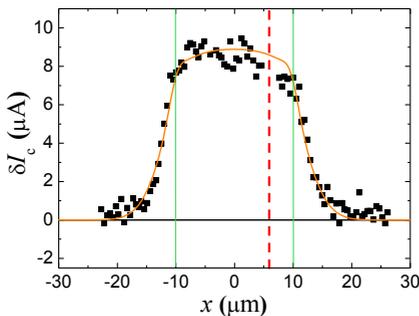


Abbildung 6.15: $\delta I_c(x)$ -Messergebnisse beim Durchfahren der Elektronenstrahltrajektorien entlang der x -Trajektorie für $I_{Inj} = 0$. In orange sind entsprechend Modell (iii) Simulationsergebnisse für $\kappa = 0$ dargestellt. Die grünen Linien markieren die Außenkanten der Tunnelbarriere und die gestrichelte rote Linie die Position des Injektors (Mitte zwischen den beiden Strominjektoren).

²⁸, verglichen mit der Temperaturverteilung im Si an der Grenzschicht: $2\sigma_{Si}^2 \cong 11.4 \mu\text{m}$,

In Abb. 6.15 sind $\delta I_c(x)$ -Ergebnisse dargestellt, die entsprechend Modell (iii) simuliert werden können. Die Ergebnisse für $\kappa=0$ zeigen eine Asymmetrie²⁹, die wiederum darauf schließen lässt, dass (entsprechend Abb. 6.15) die maximale kritische Stromdichte auf der linken gegenüber der rechten Seite des JJ sichtbar erhöht ist und somit $j_c(x) \neq j_{c0} = \text{const.}$ ist³⁰. Dieses Ergebnis stützt erneut die Ergebnisse, die aus den in die in den $I_c(H)$ -Minima aufgenommenen Spannungsabbildungen (vgl.: Abb. 6.7), wie sie in Kap. 6.1.4 vorgestellt werden, erzielt wurden. Sowohl die mittels Lock-In-Technik aufgenommenen Spannungsabbildungen (Abb. 6.7) als auch die in diesem Unterkapitel vorgestellten Messergebnisse zeigen, dass für $\kappa=0$ eine erhöhte Stromdichte auf der linken JJ-Seite existiert.

Die in Abb. 6.15 dargestellten Mess- und Simulationsergebnisse werden durch die entlang der y -Trajektorien (wie sie in Abb. 6.14 eingezeichnet sind) aufgenommenen Messergebnisse, die in Abb. 6.16 dargestellt sind, bestätigt.

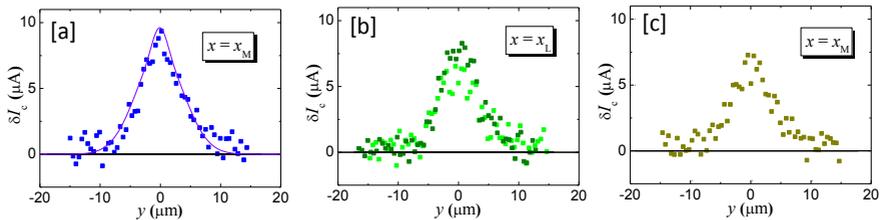


Abbildung 6.16: $\delta I_c(y)$ -Messergebnisse beim Durchfahren der Elektronenstrahltrajektorien entlang der y -Richtung (für $I_{inj} = 0$), an den x -Stellen entsprechend Abb. 6.14: [a] $x \cong 0$ (y_M -Trajektorie nahe der Mitte der Elektroden), [b] $x \cong -10 \mu\text{m}$ (y_L -Trajektorie nahe der linken Außenkante des JJ), [c] $x \cong +10 \mu\text{m}$ (y_R -Trajektorie nahe der rechten Außenkante des JJ). Die Tunnelbarriere befindet sich an der Position $-400 \text{ nm} \leq y \leq +400 \text{ nm}$. Simulationsergebnisse, entsprechend dem Modell (iii), sind in [a] als violette durchgezogene Linie dargestellt.

²⁹, zwischen der linken und rechten JJ-Seite, die sich auch bei den vorangegangenen Untersuchungen entsprechend Abb. 6.11 gezeigt haben

³⁰Der Vergleich mit den in Abb. 6.11 dargestellten Ergebnissen zeigt, dass diese Asymmetrie in Abb. 6.15 etwas stärker ausgeprägt ist. Dies kann mit LTSEM-Untersuchungen, die zwischen den in Abb. 6.11 und 6.15 vorgestellten Messungen durchgeführt wurden, zusammenhängen und lässt auf eine Probenveränderung durch LTSEM-Untersuchungen schließen.

Die in y -Richtung 800 nm breite Tunnelbarriere erscheint, verglichen mit der breiten Temperaturverteilung im Silizium ($2\sigma_{\text{Si}}^2 \cong 11.4 \mu\text{m}^2$), schmal, sodass die Stromdichte in y -Richtung im Bereich der Tunnelbarriere in erster Näherung als proportional³¹ zur δ -Funktion genähert werden kann. Eine Faltung einer breiten gaußförmigen Wärmeverteilung würde eine Gaußfunktion der selben Breite im δI_c -Ergebnis reproduzieren. Die in Abb. 6.16 [a] dargestellten $\delta I_c(y)$ -Messergebnisse lassen sich (besonders nahe an der Stelle $y=y_0=0$) allerdings nur unzureichend durch eine einfache Gaußverteilung der strahlinduzierten Temperaturverteilung beschreiben³². Entsprechend *Modell* (iii), in das sowohl die breite T -Verteilung im Si als auch eine schmale T -Verteilung im Nb eingeht, lassen sich die Messergebnisse erklären. Dies zeigt ein Vergleich der $\delta I_c(y)$ -Messergebnisse mit den Simulationsergebnissen, in die die Stromverteilung als 800 nm breite Stufenfunktion (entsprechend der Position des JJ) eingeht (vgl. Abb. 6.16 [a]).

In Abb. 6.16 [b] sind $\delta I_c(y)$ -Messergebnisse von zwei Messreihen entlang der y_L -Trajektorie dargestellt. Ein Vergleich von $\delta I_c(y=0)$ mit den in Abb. 6.15 dargestellten Messergebnissen des linken Probenrandes zeigt die Übereinstimmung der $\delta I_c(y)$ -Messergebnisse entlang der y_L -Trajektorie an der Stelle $x_L \approx -9.3 \mu\text{m}$ (dunkelgrün in [b]) und an der Stelle $x_L \approx -11.2 \mu\text{m}$ (hellgrün in [b]). Entsprechende Übereinstimmung mit Abb. 6.15 an dem rechten Probenrand ergeben die in Abb. 6.16 [c] dargestellten $\delta I_c(x_L \approx +10.5 \mu\text{m}, y)$ -Messergebnisse entlang der y_R -Trajektorie.

(ii) $\kappa = \pi$: Verbunden mit einem Kathodenwechsel, konnten die δI_c -Messergebnisse in der Nähe der Injektoren verbessert werden, wie ein Vergleich der Messergebnisse (nahe des $0-\pi$ -Übergangs) von Abb. 6.13 mit denen aus Abb. 6.17 zeigt. Die rote Linie in Abb. 6.17 stellt Simulationsergebnisse³³ entsprechend *Modell* (iii) dar.

³¹Auch wenn $j_c = j_{c0}$ im Bereich des JJ ist, so kann diese Näherung (bei einer breiten strahlinduzierten Temperaturverteilung verglichen mit der JJ-Breite \mathcal{B}) gemacht werden, weil $\int j_c dy = j_{c0}\mathcal{B} = \int \text{const.} \cdot \delta(y) dy = \text{const.}$ ist. Dabei ist *const.* die Proportionalitätskonstante.

³²Besonders unter der Voraussetzung, dass der JJ auch in y -Richtung eine Ausdehnung hat, verlaufen die Messergebnisse zu „spitz“, als dass sie durch eine einfache gaußförmige Temperaturverteilung entsprechend *Modell* (i) (oder *Modell* (ii)) erklärt werden könnten.

³³In der Simulation ist $p\% = 65\%$ gewählt, was einer geringeren Primärdeposition der Energie des Elektronenstrahls im Nb entspricht und auf die Änderungen am Strahlengang zurückgeführt werden kann.

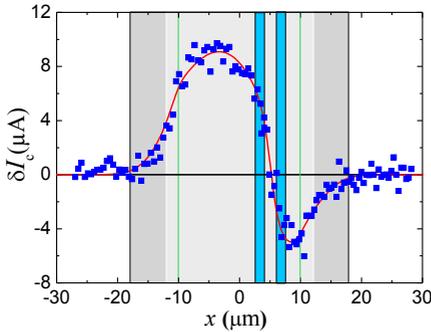


Abbildung 6.17: $\delta I_c(x)$ -Messergebnisse beim Durchfahren der Elektronenstrahltrajektorien entlang der x -Richtung für $\kappa = \pi$. In rot sind entsprechend Modell (iii) Simulationsergebnisse dargestellt. Die grünen Linien markieren die Positionen der Außenkanten der Tunnelbarriere. In hellblau sind die Bereiche der Strominjektoren und in grau die beiden Elektroden dargestellt.

Ebenso wie im zuvor vorgestellten Fall (vgl.: Abb. 6.13) lassen sich $\delta I_c(x)$ -Messergebnisse, die in Abb. 6.17 dargestellt sind, durch das *Modell* (iii) simulieren. In der Simulation, deren Ergebnis in Abb. 6.17 rot dargestellt ist, wurde die Änderung der Josephsonphase zwischen der jeweiligen Mitte der beiden Injektoren linear approximiert.

Die guten Übereinstimmung der δI -Messergebnisse der (entsprechend der $I_c(I_{inj})$ -Kalibrierungskurve) als $0-\pi$ -Kontakt vorliegenden Probe und der Simulationsergebnisse (mit der zugrundeliegenden kritischen Stromdichte, wie sie in Abb. 6.18 dargestellt ist,) zeigt wiederum die Gültigkeit des in dieser Arbeit entwickelten Modells, das als *Modell* (iii) bezeichnet wird. Andererseits lässt sich durch das *Modell* (iii) zeigen, dass in erster Näherung die normierte Stromdichte $i \approx 1$ auf der 0 -Seite (zwischen dem linken Injektor und der linken Außenkante des JJ) und $i \approx -1$ auf der schmalen π -Seite (zwischen dem rechten Injektor und der rechten Außenkante des JJ) ist und somit im Bereich der Injektoren sich eine Phasenänderung von π vollzieht, der näherungsweise als linear in die Modellierung eingegangen ist. Außerhalb des JJ ist $i = 0$.

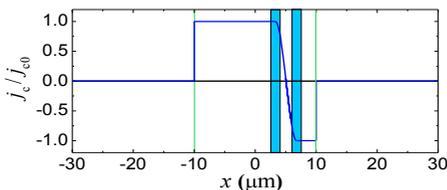


Abbildung 6.18: Normierte kritische Stromdichte (blau) unter der Annahme eines linearen Phasenverlaufes zwischen den Mitten der Injektoren, wie sie den in Abb. 6.17 dargestellten Simulationsergebnissen zugrunde liegt.

Die den Simulationsergebnissen von Abb. 6.17 zugrundeliegende normierte kritische Stromdichte ist entsprechend eines linearen Phasenverlaufes zwischen den Mitten der Injektoren (von $+\frac{\pi}{2}$ nach $-\frac{\pi}{2}$) in Abb. 6.18 dargestellt.

Abbildung 6.19 zeigt $\delta I_c(y)$ -Messergebnisse entlang der y -Trajektorien, wie sie in Abb. 6.14 eingezeichnet sind.

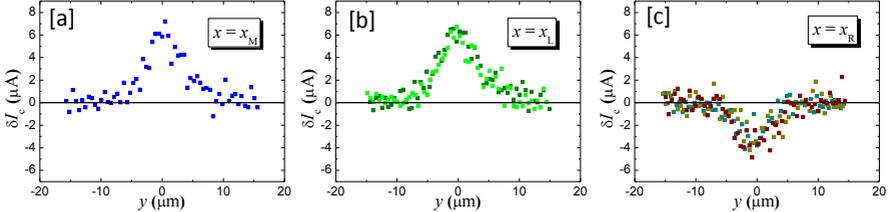


Abbildung 6.19: $\delta I_c(y)$ -Messergebnisse aus mehreren Messreihen beim Durchfahren der Elektronenstrahltrajektorien entlang der y -Richtung (für $\kappa = \pi$), an den x -Stellen entsprechend Abb. 6.14: [a] $x \cong 0$ (y_M -Trajektorie nahe der Mitte des JJ), [b] $x \cong -10 \mu\text{m}$ (y_L -Trajektorie nahe der linken Außenkante des JJ), [c] $x \cong +11 \mu\text{m}$ (y_R -Trajektorie nahe der rechten Außenkante des JJ). Die Tunnelbarriere befindet sich an der Position $-400 \text{ nm} \leq y \leq +400 \text{ nm}$.

Ebenso wie im vorherigen $\kappa=0$ -Fall zeigen auch die in Abb. 6.19 dargestellten $\delta I_c(y)$ -Messergebnisse entlang der drei Elektronenstrahltrajektorien einen Signalanstieg, der sich in einem breiten Δy -Bereich um die Stelle $y=0$, an der sich der JJ befindet, vollzieht. Dabei liefern die Messergebnisse, welche sich während der Messungen im Zustand eines asymmetrischen $0-\pi$ -JJ befand, erwartungsgemäß für die $x \cong 0$ (y_M -) und $x \cong -10$ (y_L -Trajektorie), entsprechend Abb. 6.19 [a] und [b], positive $\delta I_c(y)$ -Messergebnisse, weil sich diese Trajektorien entsprechend Abb. 6.14 auf der 0-Seite des JJ befinden, wo die normierte Stromdichte $i \cong 1$ ist. Die y_R -Trajektorie verläuft hingegen über die Außenkante des JJ auf der π -Seite, auf welcher $i \cong -1$ ist und sich in dem negativen $\delta I_c(y)$ -Messergebnissen [c] widerspiegelt. Die Werte an der Stelle $y=0$ der Messergebnisse entlang der unterschiedlichen y -Trajektorien [a, b, c] stimmen zudem mit den in Abb. 6.17 dargestellten $\delta I_c(y)$ -Messergebnissen an den entsprechenden x -Positionen überein.

Probe 2016#39 als asymmetrischer $0-\kappa$ -JJ

Im Folgenden werden in Abb. 6.20 $\delta I_c(x)$ -Messergebnisse für unterschiedliche κ , die entsprechend der $I_c(I_{\text{inj}})$ -Kennlinie mittels einem entsprechenden Injektorstrom erzielt wurden, vorgestellt.

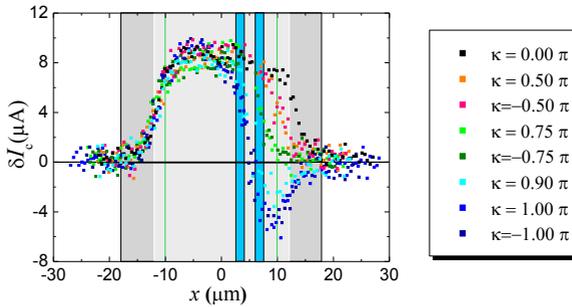


Abbildung 6.20: $\delta I_c(x)$ -Messergebnisse beim Durchfahren der Elektronenstrahltrajektorien entlang der x-Richtung für unterschiedliche κ . Die grünen vertikalen Linien markieren die Positionen der Außenkanten der Tunnelbarriere. In hellblau sind die Bereiche der Strominjektoren und in grau die beiden Elektroden dargestellt.

Den Messergebnissen ist zu entnehmen, dass die $\delta I_c(x)$ für positive κ demselben Verlauf folgen wie die für betragsmäßig gleiche, aber negative κ . Somit ist die Stromdichteverteilung $j_c(x) \propto \delta I_c(x)$ nur von $|\kappa|$ abhängig, wie die in Abb. 6.20 dargestellten Messergebnisse zeigen. Diese symmetrische κ -Abhängigkeit von $j_c(x)$ wird auch durch Simulationen von E. Goldobin bestätigt [340]. Dass für $\kappa = \pm 0.50\pi$ die $\delta I_c(x)$ -Ergebnisse auf der schmalen κ -Seite nicht auf Null zurückgehen (und für $\kappa = \pm 0.75\pi$ die $\delta I_c(x)$ nicht negativ sind), kann wiederum auf die breite Temperaturverteilung im Substrat zurückgeführt werden, die den Signalbeitrag der breiten 0-Seite über den der schmalen κ -Seite dominieren lässt.

6.1.8 Zusammenfassung der Ergebnisse für Probe 2016#39

Anhand des asymmetrischen Injektor-JJ, bei dem die Mitte zwischen den Injektoren den Kontakt im Verhältnis $(15 : 5)\mu\text{m}$ unterteilt (und der Abstand des rechten Injektors zur rechten JJ-Außenkante $\approx 2.85\mu\text{m}$ beträgt), ist es im Rahmen dieser Arbeit trotz der geringen Abmessungen auf der κ -Seite gelungen, erfolgreich LTSEM-Untersuchungen an der Probe 2016#39 durchzuführen. Anhand LTSEM-Spannungsbildern in den ersten beiden $I_c(H)$ -Minima und $\delta I_c(x)$ -Messergebnissen für $\kappa = 0$ ohne externes Feld konnte zudem gezeigt werden, dass in dem Kontakt die kritische Stromdichte j_{c0} auf der linken (nicht-Injektorseite) erhöht ist. Die Ursache können intrinsische Inhomogenitäten innerhalb des Kontaktes sein. Ausgehend von der $I_c(I_{\text{inj}})$ -

Kennlinie, konnten dennoch für unterschiedliche $\kappa \delta I_c(\vec{r})$ -Messergebnisse erzielt werden, die das erwartete Verhalten (beschreibbar innerhalb eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Modells) zeigen. Dabei wurde die Modulation von $j_c(\vec{r}) \propto I_c(\vec{r})$ für unterschiedliche κ und Elektronenstrahltrajektorien nachgewiesen.

6.2 Kritischer Strom bei Anwesenheit eines Abrikosov-Vortex

Ebenso wie bei dem Injektor-JJ 2016#39, der in Kap. 6.1 vorgestellt wird, handelt es sich auch bei der in diesem Kapitel 6.2 beschriebenen Probe 2014#02 um einen Injektor-JJ, der mittels eines „*self-planarized*“-Prozesses am Karlsruher Institut für Technologie im Rahmen der Promotion von B. Neumeier [328] hergestellt wurde. An dieser Stelle werden nur die wesentlichen Probenparameter aufgeführt; für den genauen Probenherstellungsprozess und die Probenparameter sei auf [328, 330] verwiesen. Der Injektor teilt die 10 μm lange Al-AlO_x und 6 nm dicke Tunnelbarriere im Verhältnis (2:3). Die Dicke der Nb-Bottom-Elektrode ist 90 nm und die der Nb-Top-Elektrode (+Verdrahtungsebene) \approx 360 nm [341]. Hieraus ergibt sich mit $j_{c0} = 3.9 \frac{\text{kA}}{\text{cm}^2}$ eine Josephsoneindringtiefe von $\lambda_J = 5.5 \mu\text{m}$.

Anders als 2016#39 stammt 2014#02 aus der „ersten-Generation“³⁴ von 2014: „Bei der ersten Generation der neuen Kontakte traten Probleme bei den Injektoren auf. Entweder modulierten sie den kritischen Strom des Josephsonkontaktes nicht und ab einem Schwellwert von $I_{Inj} \approx 1.5 \text{ mA}$ wurde schlagartig permanent magnetischer Fluss in den Kontakt eingekoppelt“..., und konnte auch mit theoretischen Modellen nicht simuliert werden“ (wörtliches Zitat aus [328]). Ein Teilgebiet meiner Promotion bestand darin, mit dem LTSEM dieses atypische Verhalten zu analysieren. Die Untersuchungen von Probe 2014#02 wurden zeitlich vor denen an 2016#39 und mit dem K2-System durchgeführt.

³⁴interne Bezeichnung innerhalb des Physikalischen Institut Tübingen für JJ-Proben, die vom Karlsruher Institut für Technologie stammen.

6.2.1 Versuchsaufbau

Mittels Vierpunktmessung wurde bei einem vorgegebenen über die Probe 2014#02 fließenden Strom die abfallende Spannung gemessen. Wie Abb. 6.21 schematisch zeigt, wurde hierfür ein batteriebetriebener Vorverstärker [1] und eine batteriebetriebene Stromquellen [2] verwendet. Dabei wurde in die Zuleitungen jeweils Kurzschlussboxen³⁵ integriert und die batteriebetriebene Stromquelle wie auch der Spannungsvorverstärker wurden derart angeschlossen, dass der jeweilige geerdete Pol mit der Top-Elektrode verbunden war, wie in Abb. 6.21 schematisch dargestellt ist.

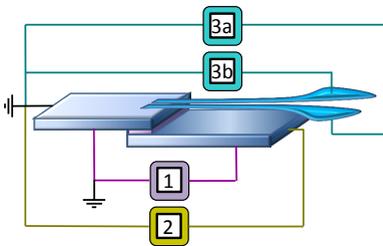


Abbildung 6.21: Schematische Darstellung der Kontaktierung von Probe 2014#02: batteriebetriebener Vorverstärker [1] und batteriebetriebene Stromquellen für den Biasstrom [2] sowie den Injektorstrom [3a] und [3b], welche mit dem Mess-PC über zwei DAC-Karten angesteuert werden.

Der Injektorstrom wurde durch zwei batteriebetriebene Stromquellen [3a] und [3b] realisiert, die unterschiedliche Polarität hatten, sodass über den einen Injektor der Injektorstrom in die geerdete Top-Elektrode injiziert und über den anderen dieser aus ihr wieder extrahiert werden konnte³⁶. Dabei waren die Zuleitungen des Injektors ebenfalls durch Kurzschlussboxen³⁵ abgesichert. Die Stromquellen und der Vorverstärker wurden über zwei DAC-Karten mit dem Mess-PC mittels der Software *GoldExi* [293] angesteuert.

Die Messungen der in den folgenden Unterkapiteln präsentierten Daten wurden bei der Temperatur $T=4.9$ K durchgeführt.

³⁵Um Spannungspeaks beim Kontaktieren der Probe sowie beim Einschalten der Elektronik abzufangen, werden Kurzschlussboxen eingesetzt, die mittels Schalter die Probe von der Elektronik abkoppeln und die jeweiligen Zuleitungen kurzschließen können.

³⁶Eine direkte Ansteuerung der Injektoren mit einer Stromquelle war bei Kontakten dieses Chips nicht möglich, weil die Injektoren bei (in dieser Arbeit nicht vorgestellten) anderen Proben dieses Chips im LTSEM durchbrannten.

6.2.2 Abhängigkeit des maximalen Josephsonstromes I_c vom Injektorstrom I_{inj}

Die $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeiten der Injektor-JJ der „ersten-Generation“³⁴ zeigen beim Erhöhen des Injektorstromes nicht die 2π -periodische Modulation eines $0-\kappa$ -JJ, wie sie theoretisch vorhergesagt und in Kap. 2.3.7 beschrieben ist. Sie zeigen vielmehr sprunghafte Zustandsänderungen bei bestimmten Injektorströmen.

Abbildung 6.22 zeigt $I_c(I_{inj})$ -Messergebnisse, die (nach Abkühlen unter T_c) erzielt wurden, während I_{inj} zweimal kontinuierlich von $I_{inj}=0$ auf $I_{inj}=2$ mA und anschließend wieder auf $I_{inj}=0$ „gesweept“ wurde. Beginnend bei dem Ausgangszustand (nach dem Abkühlen unter die kritische Temperatur T_c) mit $I_{c0} = 317 \mu\text{A}$, moduliert $I_c(I_{inj})$ beim Erhöhen von I_{inj} (grün dargestellt) zunächst nur sehr schwach (I \rightarrow II). An der Stelle (II) springt die Probe 2014#02 auf eine Stufe (II \rightarrow III), bei der $I_c \approx 0.85 I_{c0}$ ist, bevor $I_c(I_{inj})$ sehr klein wird/verschwindet³⁷. Die Probe zeigt dieses Verhalten sowohl für positive wie auch negative Injektorströme. An den Stellen $I_{inj}=0.82$ mA (II) und $I_{inj}=1.27$ mA (III) treten somit Unstetigkeiten in der $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit auf, die auf plötzlich einsetzende Zustandsänderungen der Probe schließen lassen.

Wird der Injektorstrom ausgehend von $I_{inj}=2.05$ mA verringert (in Abb. 6.22 gelb dargestellt), so steigt $I_c(I_{inj})$ für $I_{inj} \lesssim 1.3$ mA in einem breiten Peak an, bevor $I_c(I_{inj})$ für $I_{inj} \lesssim 0.28$ mA in eine lineare Abhängigkeit übergeht. Bei Erreichen von $I_{inj}=0$ befindet sich der JJ nicht mehr in dem ursprünglichen 0-Zustand (I), sondern in einem Zustand, der im Folgenden mit κ^+ -Zustand bezeichnet wird, (i), dessen kritischer Strom mit $I_{c\kappa^+} = 96 \mu\text{A}$ bei $I_{inj} = 0$ erheblich gegenüber dem Ausgangszustand (I) reduziert ist.

Bemerkung 6.1. *Durch Zurückfahren des Injektorstromes von $I_{inj}=2.0$ mA bzw. $I_{inj}=-2.0$ mA auf $I_{inj}=0$ wird die Probe in einen Zustand gebracht, der in Kap. 6.2 mit κ^+ bzw. κ^- bezeichnet wird und sich vom Ausgangszustand (0-Zustand mit I_{c0}) unterscheidet. Vor dem Hintergrund der in Kap. 6.2*

³⁷Ein verbleibendes $I_c \approx 20 \mu\text{A}$ resultiert bei einem Normalwiderstand von $R_n = 4.4$ Ohm aus dem verwendeten Spannungskriterium von $V_{krit} = 100 \mu\text{V}$. Ein derart großes Spannungskriterium war notwendig, weil die Probe beim Messen der später vorgestellten I_c -Abhängigkeit unter Einfluss des Elektronenstrahls ein großes Rauschen aufwies (vgl. Linescans in Abb. 6.30 und 6.31). Dies kann mit geringfügigen Positionsfluktuationen eines Abrikosov-Vortex im strahlinduzierten Pinningminimum zusammenhängen, wie im Folgenden ausgeführt wird.

Genauso wie der Fall, bei dem ausgehend vom 0-Zustand I_{inj} erhöht wird (grün dargestellt in Abb. 6.22), treten auch bei den in Abb. 6.23 dargestellten Messergebnissen Unstetigkeiten an den Stellen $I_{\text{inj}} = \pm 0.82 \text{ mA}$ und $\pm 1.30 \text{ mA}$ in der $I_c(I_{\text{inj}})$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02 auf. Zudem ist für kleine Injektorströme in beiden Fällen eine lineare Abhängigkeit zu erkennen.

Mittels eines hinreichend großen Injektorstromes ($I_{\text{inj}} \gtrsim |\pm 1.5 \text{ mA}|$) wird der 0-Zustand (vgl. Abb. 6.22 (I)) zerstört. Um wieder den 0-Zustand zu erreichen, muss die Probe über T_c erwärmt werden. Für $I_{\text{inj}} = 0$ gibt es somit drei Zustände mit (im Fall eines positiven Biasstromes) $I_{c0} = 317 \mu\text{A}$ (vgl. Abb. 6.22 (I)), $I_{c\kappa^+} = 96 \mu\text{A}$ und $I_{c\kappa^-} = 74 \mu\text{A}$ (vgl. Abb. 6.23) bei $T = 4.9 \text{ K}$.

6.2.3 Die drei präparierbaren Zustände der Probe für $I_{\text{inj}} = 0$

Nach dem Abkühlen der Probe 2014#02 unter T_c zeigt sie das erwartete Verhalten eines hysteretischen JJ, wie die in Abb. 6.25 [a] grün dargestellte IV -Kennlinie (und der Inset von Abb. 6.24) zeigt. Bei $T = 4.9 \text{ K}$ ist im Nullfeld und ohne Injektorstrom der kritische Strom $I_{c0} = 317 \mu\text{A}$, der Rücksprungstrom $I_r = 42 \mu\text{A}$ und $R_N = 4.4 \text{ Ohm}$, wie die in Abb. 6.24 dargestellte IV -Charakteristik ohne Magnetfeld zeigt. In einem externen Magnetfeld moduliert I_c entsprechend dem Fraunhofermuster, wie Abb. 6.24 zeigt. Dass die Modulation in den Minima nicht (nahezu) auf Null zurückgeht, ist wiederum auf das große Spannungskriterium³⁷ zurückzuführen.

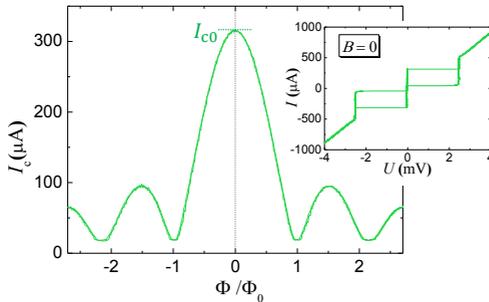


Abbildung 6.24: Messergebnisse der $I_c(H)$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02 normiert auf Φ_0 . Das Spannungskriterium betrug $100 \mu\text{V}$. Der Inset (rechts) zeigt die IV -Charakteristik ohne externes Magnetfeld. Die Messungen wurden nach dem Abkühlen unter T_c bei $T = 4.9 \text{ K}$ durchgeführt, bevor ein Injektorstrom angelegt worden ist.

Durch Anlegen eines Injektorstromes von $+$ bzw. -2 mA und anschließendem $I_{\text{inj}} = 0$ verbleibt der Kontakt in dem Zustand κ^+ bzw. κ^- . Befindet sich die Probe in einem dieser beiden κ -Zustände, so kann zwischen ihnen durch den entsprechenden Injektorstrom geschaltet werden. Der 0-Zustand wird

κ^- -Zustand	$+I_{c\kappa^-}$	$-I_{c\kappa^-}$	κ^+ -Zustand	$+I_{c\kappa^+}$	$-I_{c\kappa^+}$
	$74 \mu\text{A}$	$-93 \mu\text{A}$		$94 \mu\text{A}$	$-76 \mu\text{A}$

Tabelle 6.1: Kritische Ströme im Nullfeld der beiden κ -Zustände, die entsprechend Abb. 6.25 [b] definiert sind.

nicht mehr erreicht, sofern nicht über T_c geheizt wird. In Abb. 6.25 ist die IV -Charakteristik der drei Zustände bei $T = 4.9 \text{ K}$ und $I_{inj} = 0$ dargestellt. Die einzelnen kritischen Ströme, die entsprechend Abb. 6.25 [b] definiert sind, werden in Tab. 6.1 aufgelistet.

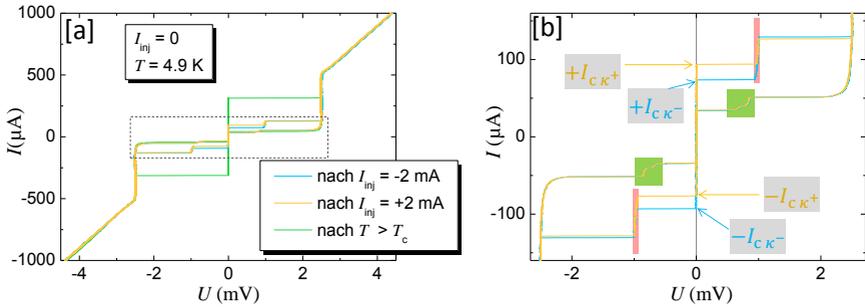


Abbildung 6.25: IV -Charakteristik der Probe 2014#02 bei $T = 4.9 \text{ K}$ und $I_{inj} = 0$. Vor der jeweils dargestellten Messung wurde ein Injektorstrom von -2 mA (blau) bzw. $+2 \text{ mA}$ (gelb) angelegt. Vor der Messung, deren Ergebnis grün dargestellt ist, wurde die Probe über T_c erwärmt; sie reproduziert das Ergebnis aus Abb. 6.24. In [b] sind die Ergebnisse aus dem gestrichelten Bereich aus [a] vergrößert dargestellt.

Der Vergleich der IV -Charakteristik des JJ, wenn er sich im Zustand κ^+ befindet, mit der IV -Charakteristik, wenn er sich im Zustand κ^- befindet, weist eine hohe Symmetrie der beiden IV -Kennlinien auf: $+I_{c\kappa^-}^- \cong |-I_{c\kappa^+}^-| \cong 75 \mu\text{A}$ sowie $|-I_{c\kappa^-}^-| \cong +I_{c\kappa^+}^- \cong 94 \mu\text{A}$. Zudem vollzieht sich ein weiterer Sprung in der IV -Kennlinie im Intervall $\pm[936, 1010] \mu\text{V}$ (in Abb. 6.25 [b] rot hinterlegt). Dieser weist auf eine Resonanz mit über den Kontakt propagierenden Josephson-Vortices hin und wird auch in langen φ -JJ bzw. in JJ, deren Länge sich im Grenzbereich zwischen kurzen JJ und langen JJ befindet, beobachtet [43, 335]. Auf den rückläufigen Bereichen der IV -Kennlinie verhält sich der Kontakt für den κ^+ - und den κ^- -Zustand gleich. In dem Intervall $\pm[635, 878] \mu\text{V}$ ändert sich der Rücksprungstrom stufenförmig mit einem klei-

nen mittleren Plateau ($40 \mu\text{A}$), das nahezu dem Rücksprungstrom $I_r = 42 \mu\text{A}$ des 0-Zustandes entspricht, wie den grün hinterlegten Bereichen in Abb. 6.25 [b] zu entnehmen ist.

Zusammen weisen die beiden κ -Zustände folglich Punktsymmetrie bezüglich des Ursprungs der IV -Charakteristik auf. Dabei ist $+I_{\kappa+}(U>0) \cong -I_{\kappa-}(U<0)$ bzw. $+I_{\kappa-}(U>0) \cong -I_{\kappa+}(U<0)$. Der Normalwiderstand aller drei Zustände ist mit $R_n = 4.35 \text{ Ohm}$ ebenfalls gleich.

Die Asymmetrie zwischen dem positiven und negativen kritischen Strom weist auf ein Doppelmuldenpotential hin, dessen Steigungen nicht symmetrisch³⁸ sind und das durch den Biasstrom verkippt wird. Somit weisen die Messergebnisse auf ein Ratschenpotential hin, aus dem das Phasenteilchen in die eine Richtung leichter (betragsmäßig kleinerer kritischer Strom von $\cong 75 \text{ mA}$) als in die andere Richtung (betragsmäßig größerer kritische Strom $\cong 94 \text{ mA}$) entkommen kann, womit sich die Asymmetrie der zwischen dem positiven und negativen kritischen Strom der beiden Zustände erklären lässt.

Die beiden präparierbaren κ^\pm -Zustände spiegeln sich auch in ihrem $I_c(H)$ -Verhalten wieder, das in Abb. 6.26 dargestellt ist. In [a] ist die $I_c(H)$ -Abhängigkeit für positive (gelb und hellblau) und negative (orange und dunkelblau) Biasströme dargestellt. In [b] sind die Ergebnisse von [a] derart dargestellt, dass die Achsen im Fall der negativen (orange und dunkelblau) Biasströme invertiert sind (graue Achsenbeschriftung).

Die dargestellten $I_c(H)$ -Messergebnisse zeigen (ebenso wie im Falle der IV -Charakteristik im Nullfeld (vgl. Abb. 6.25)) eine Punktsymmetrie im Sinne von $I_{c\kappa+}(H) = -I_{c\kappa-}(H)$ und $-I_{c\kappa+}(H) = +I_{c\kappa-}(H)$ auf, die Ähnlichkeiten³⁸ mit einem 0- κ -Kontakt zeigen, also auf einen φ -JJ hinweisen. Eine Verschiebung der ersten Minima weg von der Stelle $H=0$ ist ebenfalls ein Merkmal eines φ -JJ, der sich aus einem 0- und einem π - (oder im Allgemeinen κ)-Anteil unterschiedlicher Länge zusammensetzt, wie in Kap. 2.3.6 im Rahmen von Abb. 2.33 dargestellt wurde.

³⁸ In einem symmetrischen Doppelmuldenpotential ist der kritische Strom unabhängig von der Stromrichtung, weil $|\frac{\partial I_c}{\partial \delta}|_{\delta<0} = |\frac{\partial I_c}{\partial \delta}|_{\delta>0}$ ist. Das 2π -periodisches Doppelmuldenpotential eines φ -JJ, wie es in Abb. 2.23 gezeigt wird, ist symmetrisch. Somit kann Probe 2014#02 auch nicht als reiner 0- κ -JJ bezeichnet werden. Daher wird in dieser Arbeit nur von einem Verhalten der Probe gesprochen, das ähnlich einem φ -JJ ist.

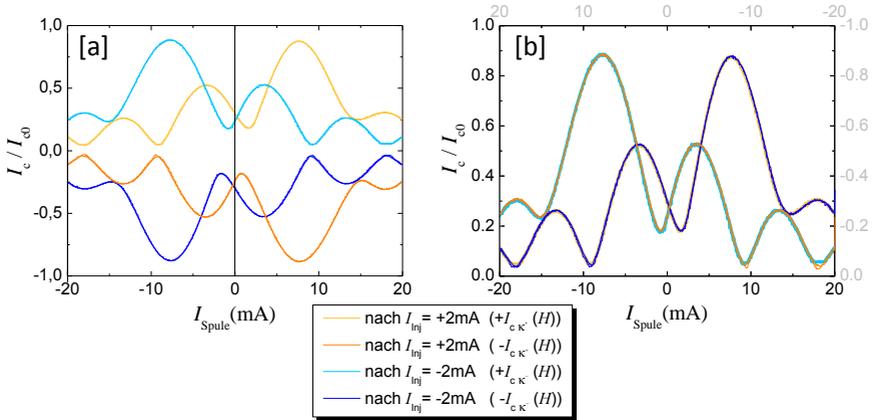


Abbildung 6.26: $I_c(H)$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02 bei $T = 4.9$ K und $I_{inj} = 0$, nachdem sie durch einen vorangegangenen $I_{inj} + 2$ mA bzw. $I_{inj} - 2$ mA in den Zustand κ^+ (gelbe/orange dargestellte Ergebnisse) bzw. κ^- (hell-/dunkelblau dargestellte Ergebnisse) versetzt worden war ($H \propto I_{Spule}$). In [b] sind die Ergebnisse von [a] dargestellt, wobei die Achsen der negativen (orange und dunkelblau dargestellten) Stromwerte invertiert wurden. Das Spannungskriterium betrug jeweils $100 \mu\text{V}$.

Die in Kap. 6.2.4 ausgeführten Untersuchungen der Probe unter dem Einfluss des LTSEM-Elektronenstrahls weisen sehr stark darauf hin, dass durch das Anlegen des Injektorstroms, der den Zustand κ^+ bzw. κ^- quasipermanent (fortbestehend bei anschließendem $I_{inj} = 0$) erzeugt, in die Bottom-Elektrode ein Abrikosov-Vortex implantiert wird. Die Energie eines Abrikosov-Vortex durch die Bottomelektrode ist nach Gl. (2.33) 16.2 eV^{39} und befindet sich in der gleichen Größenordnung wie die Energie eines Josephson-Vortex, die nach Gl. (2.73) 2.9 eV beträgt.

Ausgehend vom 0-Zustand, ändern sich die Kontakteigenschaften beim Erhöhen des Injektorstromes zweimal sprunghaft, wie die in Abb. 6.22 grün dargestellten Messergebnisse zeigen. Die bei $I_{inj} = 0$ durchgeführten und in Abb. 6.24 und 6.26 dargestellten $I_c(H)$ -Messergebnisse lassen sich unter

³⁹Die Kohärenzlänge wurde entsprechend des „clean limits“ durch Gl. (2.25) mittels $\xi_0 = 39 \text{ nm}$ [342] abgeschätzt. Die Ergebnisse von Kap. 6.2.4 deuten auf ein intrinsisches Pinningzentrum hin, was die Implantation eines Abrikosov-Vortex in der Bottom-Elektrode an dieser Stelle (verglichen mit dem Fall des „clean limits“) vereinfachen kann.

der Annahme simulieren, dass sich im Fall der beiden κ -Zustände jeweils ein Josephson-Vortex im Zentrum des Kontaktes und ein Abrikosov-Vortex an der Stelle des Injektors (zwischen den beiden Injektoren) direkt neben der Tunnelbarriere befindet. Unter Berücksichtigung der Flussfokussierung⁴⁰ konnten im Rahmen dieser Arbeit die $I_c(H)$ -Messergebnisse simuliert werden und sind in Abb. 6.27 zusammen mit den Messergebnissen dargestellt.

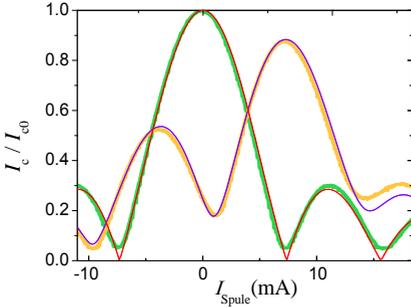
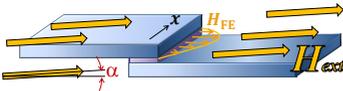


Abbildung 6.27: $I_c(H)$ -Messergebnisse von Abb. 6.24 und 6.26 des 0- (grün) und des κ^+ -Zustandes (gelb). In rot ist das Simulationsergebnis des vortexfreien Kontaktes dargestellt. Im Fall der violett dargestellten Simulationsergebnisse wurde ein Josephson-Vortex im Zentrum des Kontaktes und ein Abrikosov-Vortex in der Bottom-Elektrode angenommen.

In rot sind Simulationsergebnisse⁴¹ des vortexfreien Kontaktes dargestellt, die das $I_c(H)$ -Messergebnis (grün) des 0-Zustandes beschreiben. Die violett dargestellten Simulationsergebnisse⁴¹ beschreiben den JJ, in dem sich ein stationärer Josephson-Vortex (JV) im Zentrum des JJ entsprechend Gl. (2.67) und ein Abrikosov-Vortex (AV) entsprechend Gl. (2.130) an der x -Position des Injektors (zwischen den beiden Injektoren) in einem Abstand von 50 nm direkt neben dem JJ in der Bottom-Elektrode befindet (vgl. roter Punkt in

40



Ist das angelegte Magnetfeld H_{ext} um den Winkel $\alpha \neq 0$ verkippt, so werden in den supraleitenden Elektroden Abschirmströme induziert, die im Bereich des JJ ein zusätzliches Feld ergeben, das in erster Näherung entsprechend der Abbildung \cos -förmig [340] angenommen werden kann. Der den in Abb. 6.27 dargestellten Simulationsergebnissen zugrunde liegende Feldfokussierungseffekt beträgt $H_{\text{FE}} = 2.1 H_{\text{ext}} \cdot \cos(\pi \frac{x}{10\mu\text{m}})$.

⁴¹ Die Simulationen basieren auf dem Aufsummieren der einzelnen Phasenanteile $\varphi_{\text{ges}} = \varphi_{\text{H}} + \varphi_{\text{FE}} + \varphi_{\text{JV}} + \varphi_{\text{AV}}$, wobei die Anteile des JV φ_{JV} (Gl. (2.67)) und des AV φ_{AV} (Gl. (2.130)) entfallen, wenn der JJ im 0-Zustand ist. Ein homogenes externes Magnetfeld lässt $\varphi_{\text{H}} = H_{\text{ext}} x$ linear entlang des JJ ansteigen und die Integration von H_{FE} ergibt $\varphi_{\text{FE}} = 2.1 H_{\text{ext}} \sin \pi x$ (x in Einheiten der Kontaktlänge). Der normierte kritische Strom ist nach Gl. (2.139) durch $\frac{I_c}{I_{c0}} = \sqrt{A^2 + B^2}$ gegeben, wobei durch Integration über die Kontaktfläche $A = \int \int \sin \varphi_{\text{ges}} dx dy$ und $B = \int \int \cos \varphi_{\text{ges}} dx dy$ gegeben sind.

Abb. 6.28). An der Position des Abrikosov-Vortex befindet sich über ihm noch die Top-Elektrode, weshalb es sich um einen T-förmigen-Abrikosov-Vortex handeln kann. Die zuvor beschriebene Symmetrie der Messergebnisse des κ^+ - und κ^- -Zustandes entspricht einem Vorzeichenwechsel der beiden Vortices in der Simulation. Dabei ist zu berücksichtigen, dass es sich um einen recht kurzen JJ handelt, bei dem die Kontaktlänge $\approx 2\lambda_J$ ist, weshalb es energetisch ungünstig ist, dass sich ein Josephson-Vortex im JJ befindet. Die Vorzeichen der Phasenanteile δ_{AV} und δ_{JV} der beiden Vortices, die in die Simulation einfließen, sind derart, dass $\frac{\partial\delta_{AV}}{\partial x}$ und $\frac{\partial\delta_{JV}}{\partial x}$ an jeder Position des JJ das gleiche Vorzeichen haben⁴². Somit besteht zwischen ihnen eine attraktive Kraft, die als Erklärung der Existenz des Josephson-Vortex im kurzen JJ herangezogen werden kann, weil sie sich gegenseitig pinnen, wobei den Simulationen zufolge der Abrikosov-Vortex durch ein intrinsisches Potential an der Stelle des roten Punktes in Abb. 6.28 gepinnt ist. Es sei anzumerken, dass genaugenommen keine Aussage darüber gemacht werden kann, ob es sich tatsächlich um einen richtigen Josephson-Vortex handelt oder um einen dem JJ vom Abrikosov-Vortex aufgeprägten Phasenverlauf, der durch den zusätzlichen Phasenverlauf eines Josephson-Vortex beschreibbar ist.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass die $I_c(H)$ -Messergebnisse der beiden κ -Zustände nicht durch die Phase eines einzelnen Abrikosov-, Josephson- oder fraktionalen Josephson-Vortex unter der Annahme verschiedener möglicher Vortex-Positionen simuliert werden konnten. Ein erzeugter κ -Zustand ist bei $I_{inj}=0$ solange stabil, bis die Probe über T_c erwärmt oder mittels eines Injektorstromes entsprechend Abb. 6.22 und 6.23 geändert wird. Ein potentiell entsprechend der Simulationsergebnisse existierender Abrikosov-Vortex ist somit für beide κ -Zustände an derselben Stelle verankert.

⁴² An dieser Stelle sei bemerkt, dass es sich um einen Phasenverlauf handelt, bei dem Phasenanteile δ_{AV} und δ_{JV} separat in einer Modellbeschreibung betrachtet werden können. Es handelt sich wahrscheinlich nicht um zwei separate Vortices, sondern einen durch den AV dem JJ aufgeprägten Phasenverlauf, der durch die Summe der Phasenanteile eines AV und JV beschreibbar ist. Entsprechend dieser Beschreibung werden diese Phasenanteile δ_{AV} (als einem AV zugehörig betrachtet) bzw. δ_{JV} (als einem JV zugehörig betrachtet) als Einfluss eines AV bzw. JV in Kap. 6.2 beschrieben.

6.2.4 Manipulation der Vortexposition durch den fokussierten LTSEM-Elektronenstrahl

Im Folgenden wird von der Annahme ausgegangen, dass durch einen Injektorstrom von 2 mA ein Abrikosov-Vortex an der x -Position des Injektors in einem geringen Abstand von 50 nm neben dem JJ in der Bottom-Elektrode injiziert wird, der bei anschließendem $I_{inj} = 0$ bestehen bleibt.

Eine lokale Schwächung der Supraleitung, die einen Gradient der Energie des Supraleiters ergibt, erzeugt eine Pinningkraft, die den Abrikosov-Vortex an der betreffenden Stelle verankert. Die lokale Störung der Probe durch den LTSEM-Elektronenstrahl resultiert primär in einer lokalen Erniedrigung der kritischen Temperatur T_c , was ein Pinningpotential ergibt, dessen Position entsprechend der Strahlposition auf der Probe veränderbar ist. Abbildung 6.28 zeigt ein Oberflächenbild der Probe, in der blau die JJ-Position und mit dem roten Punkt die Position des Abrikosov-Vortex (entsprechend der Simulation aus Kap. 6.2.3) dargestellt ist. Nachdem $I_{inj} = 2$ mA angelegt worden war, wurde der Elektronenstrahl (bei $I_{inj} = 0$) beginnend bei dem gelben Kreuz entlang der x -Richtung bewegt, wie der gelbe durchgezogene Pfeil andeutet. Für die Untersuchungen von Elektronenstrahltrajektorien entlang der y -Richtung wurde die Strahlposition entlang des gelben durchgezogenen Pfeils bis an die entsprechende x -Position verschoben, bevor sie entlang einer gelben gestrichelten Linie in y -Richtung variiert wurde.

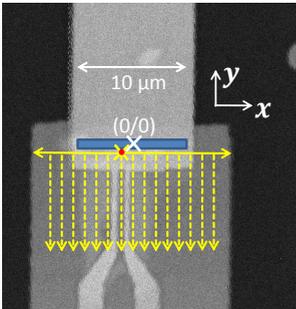


Abbildung 6.28: Ausschnitt eines Oberflächenbildes der Probe 2014#02. Blau ist die Position des JJ dargestellt. Entsprechend der Simulationsergebnisse ist die anfängliche Position eines Abrikosov-Vortex rot eingezeichnet. Beginnend bei der Position des gelben Kreuzes wurde bei $I_{inj} = 0$ die Elektronenstrahlposition entlang der Richtung, wie sie durch die gelben Pfeile angedeutet sind, verändert, nachdem zu Beginn kurzzeitig $I_{inj} = 2$ mA angelegt worden war, um den κ -Zustand zu erzeugen. Das weiße Kreuz markiert den Koordinatenursprung im Zentrum des JJ.

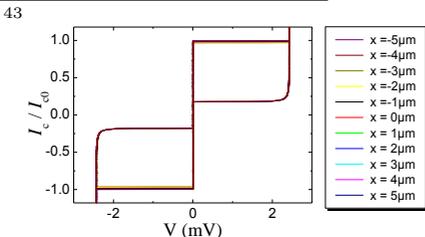
Bei der Energie von 10 keV der Elektronen und dem Strahlstrom von ≈ 100 pA ist es gelungen, mit dem Elektronenstrahl ein ortsabhängiges Pinningpotential zu generieren, mit dem das intrinsische Pinningpotential, welches für

den stabilen κ -Zustand verantwortlich ist, überwunden werden konnte. Wie IV -Kennlinien bei Bestrahlung unterschiedlicher Positionen auf dem JJ im 0-Zustand zeigen, hat der Elektronenstrahl selbst nur einen sehr geringen Einfluss auf die Transporteigenschaften der Probe⁴³, sofern sie sich im 0-Zustand befindet. Mit dem Elektronenstrahl konnte der Vortex des κ -Zustandes (mit Ausnahme der Randgebiete) im Bereich der Bottom-Elektrode verschoben werden. Der Nachweis wird im Folgenden durch IV -Charakteristiken und $I_c(x, y)$ (wobei (x, y) die Elektronenstrahlposition beschreibt) erbracht. Dabei werden die in Kap. 6.2.3 präsentierte Simulationsergebnisse, die auf einem Josephson- und einem Abrikosov-Vortex basieren, dadurch bestärkt, dass der Beginn jeder im folgenden dargestellten Elektronenstrahl-Trajektorie, die den Vortex entsprechend dem strahlinduzierten Pinningpotential mit sich führt, mit dem Ergebnis der Abrikosov-Vortex-Position aus der Simulation übereinstimmt (vgl. roter Punkt und gelbes Kreuz in Abb. 6.28).

Elektronenstrahl-Trajektorien in x -Richtung

Für die Präparation der im Folgenden beschriebenen κ -Zustände wurde der Injektorstrom von $I_{inj} = -2$ mA bzw. $I_{inj} = +2$ mA auf $I_{inj} = 0$ zurückgefahren, während die Injektorposition (mit den Elektronenstrahlparametern 10 keV; 100 pA) bestrahlt wurde. Für eine Interpretation der sich dabei vollziehenden Physik, im Rahmen des in dieser Arbeit aufgestellten Modells, das auf einem AV und einem JV basiert, sei auf Anhang A.6 verwiesen.

κ^- -Zustand: Vor der Messung der jeweiligen IV -Charakteristiken, die in Abb. 6.29 [a] dargestellt sind, wurde der κ^- -Zustand mittels $I_{inj} = -2$ mA präpariert und anschließend bei $I_{inj} = 0$ der Elektronenstrahl (beginnend bei dem gelben Kreuz in Abb. 6.28) an die jeweilige x -Stelle im Bereich unter



IV -Charakteristiken des JJ im 0-Zustand bei Bestrahlung des JJ an unterschiedlichen x -Positionen zeigen, dass der Einfluss des Elektronenstrahls auf I_c maximal 2% beträgt und somit klein im Vergleich zu den im Folgenden präsentierten Messdaten ist.

der Tunnelbarriere bewegt. In [b] sind $I_c(x)$ -Messergebnisse, die aus den IV -Kennlinien extrahiert wurden, dargestellt.

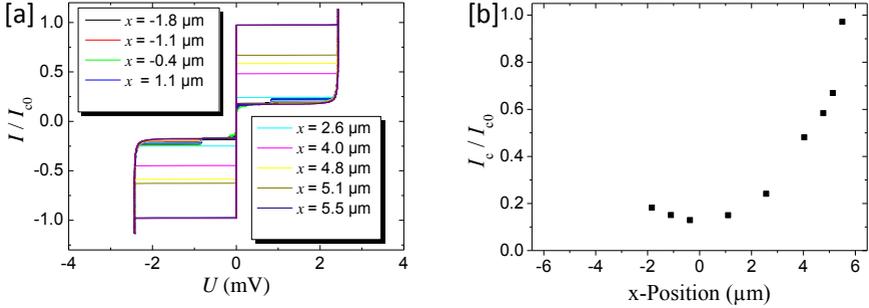


Abbildung 6.29: In [a] sind IV -Charakteristiken, die aufgenommen wurden, nachdem die Probe in den κ^- -Zustand versetzt und der Strahl von $x \approx -2 \mu\text{m}$ an die entsprechende x -Position im Bereich der Tunnelbarriere verschoben wurde, abgebildet. Aus ihnen sind die in [b] dargestellten $I_c(x)$ -Messergebnisse extrahiert worden. Die Ergebnisse sind hierbei auf I_{c0} , dem kritischen Strom der Probe im feldfreien 0-Zustand, normiert.

Die in Abb. 6.29 dargestellten Messergebnisse zeigen, dass $I_c(x)$ bei Bestrahlung der Stelle $x \approx 0$ ein Minimum hat. Wird der Elektronenstrahl von hier aus zum Rand des JJ (an der Stelle $\pm 5 \mu\text{m}$) bewegt, steigt $I_c(x)$ bis auf I_{c0} an. Dieses Messergebnis deutet ebenfalls auf den in der Probe vermuteten Abrikosov-Vortex hin, der verankert durch die Temperaturverteilung des Elektronenstrahls das intrinsische Pinningpotential, das entsprechend den Simulationsergebnissen von Abb. 6.27 vermutet wird, überwinden kann, und der an seiner jeweiligen Position eine Beitrag zur Phasenänderung von $\approx \pi$ mit sich bringt. In diesem Fall setzt sich der Gesamtstrom aus positiven und negativen Anteilen zusammen. Dass $I_c(x = 5.5 \mu\text{m}) = I_{c0}$ ist, lässt darauf schließen, dass sich bei dieser IV -Messung kein Vortex mehr in der Probe befand, der einen Einfluss auf die Phase hat⁴⁴.

Dass $I_c(x = 0) \neq 0$ ist, kann dadurch erklärt werden, dass der JJ mit 800 nm Breite, verglichen mit der Breite der Temperaturverteilung, klein bzw.

⁴⁴ Der Sachverhalt eines möglichen Entkommens der Vortices aus dem System wird anhand Abb. 6.30 weiter erörtert.

vergleichbar ist. Der Ort des Pinnings durch den Elektronenstrahl ist nicht exakt in der JJ-Mitte ($y=0$) definierbar, weil die Pinningkraft durch den Gradienten des Potentials gegeben ist. Bei Bestrahlung des JJ-Zentrums kann sich somit der Vortex an einer etwas davon abweichenden Position befinden, sodass sich nicht alle Stromanteile aufheben. Dass der Vortex bei Bestrahlung der Stelle (0,0) sich wahrscheinlich neben dem JJ befindet, wird in den folgenden Untersuchungen des κ^+ -Zustandes deutlich.

Die in Abb. 6.29 [a] und Abb. 6.30 [b] dargestellten IV -Charakteristiken der beiden κ -Zustände bei unterschiedlichen Pinningpositionen weisen dabei nicht die in Abb. 6.25 [b] gezeigten Stufen (in den rot hinterlegten Bereichen bei $U \approx \pm 1$ mV) auf. Dies lässt auf eine Verankerung durch den Elektronenstrahl (und gegenseitiges Pinning durch attraktive Wechselwirkung) der beiden vermuteten Vortices (AV und JV) schließen.

κ^+ -Zustand: Abbildung 6.30 zeigt Mess- und Simulationsergebnisse der Probe (bei $I_{inj} = 0$), welche zuvor mittels I_{inj} in den κ^+ -Zustand versetzt worden ist, unter dem Einfluss des Elektronenstrahles, der parallel zum JJ in sehr geringem Abstand (ca. 70 nm) entlang der x -Achse verschoben wird⁴⁵. In Abb. 6.30 [a] wurden die orange dargestellten $I_c(x)$ -Messergebnisse aus den in [b] dargestellten IV -Kennlinien extrahiert. Für die Linescan-Ergebnisse, die blau, hellblau und grün dargestellt sind, wurde die Software *GoldExi*⁴⁶ [293] verwendet.

⁴⁵Die Simulationen (entsprechend Gl. 2.139), die in Abb. 6.30 [a] dargestellt sind, basieren auf $\varphi_{ges} = \varphi_{AV}$ (gelb) bzw. $\varphi_{ges} = \varphi_{AV} + \varphi_{JV}$, wobei φ_{JV} durch Gl. (2.67) und φ_{AV} Gl. (2.130) gegeben sind. Während die x -Position des AV variiert wurde, wurde seine y -Position mit $y_0 = 470$ nm (was einem Abstand von 70 nm zum JJ entspricht) für jeden Simulationsdatenpunkt entlang der x -Richtung konstant gehalten. Im Fall der rot dargestellten Simulationsergebnisse befindet sich zudem die JV-Position im Zentrum des JJ.

⁴⁶ Die Software *GoldExi* kann $I_c(H)$ schnell messen. Dabei gibt der Messcomputer über die DAC-Karte eine Spannung (proportional zum Magnetfeld) aus, die für gewöhnlich genutzt wird, um die Stromquelle der Magnetfeldspule anzusteuern. Diese ausgegebene Spannung wurde verwendet, um die AdWinPro-Box anzusteuern und so die Position des Strahles zu verändern. Auf diese Weise wurde die *GoldExi*-Funktion $I_c(H)$ zu messen verwendet, um tatsächlich $I_c(x)$ bzw. $I_c(y)$ zu messen.

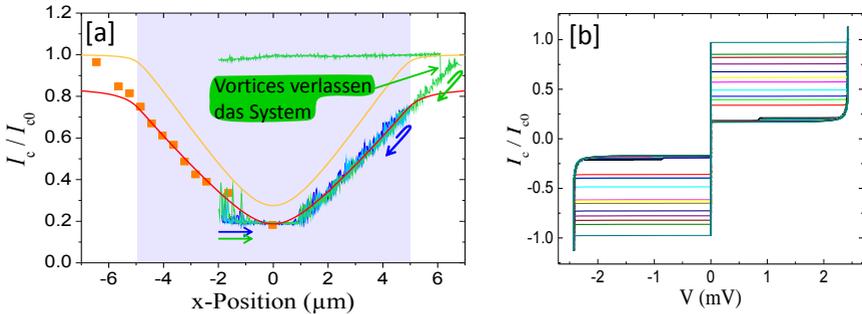


Abbildung 6.30: In [a] sind Mess- und Simulationsergebnisse der Probe, welche zuvor in den κ^+ -Zustand versetzt worden ist, in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlposition dargestellt. Grün, blau und hellblau sind $I_c(x)$ -Messergebnisse (Spannungskriterium: $100 \mu\text{V}$) von drei Messreihen mit Elektronenstrahltrajektorien beginnend bei $x = -2$ bis an die x -Stelle der Außenkante des JJ (blau, hellblau) bzw. darüber hinaus (grün) und zurück zu $x = -2$ dargestellt. Die orangen Ergebnisse wurden aus den in [b] dargestellten IV -Charakteristiken, die aufgenommen wurden, nachdem der Strahl von $x \approx -2 \mu\text{m}$ an die entsprechende x -Position verschoben wurde, abgeleitet. Die Messungen wurden bei $T = 4.9 \text{ K}$ durchgeführt. Gelb sind Simulationsergebnisse unter der Annahme, dass ein einzelner Abrikosov-Vortex, der sich an der jeweiligen Strahlposition befindet, ohne dass sich ein Josephson-Vortex im JJ befindet, dargestellt. Rot sind Simulationsergebnisse unter der Annahme, dass sich im Zentrum des JJ ein Josephson-Vortex und an der jeweiligen Strahlposition ein Abrikosov-Vortex befindet, dargestellt. Der eingefärbte Bereich stellt die Ausdehnung des JJ in x -Richtung dar.

Die in Abb. 6.30 dargestellten $I_c(x)$ -Messergebnisse lassen sich wiederum durch einen sich im Zentrum des JJ befindenden Josephson-Vortex und einen T-förmigen Abrikosov-Vortex, der sich an der Position des Elektronenstrahls befindet, simulieren (rot dargestellt). Beginnend bei $x = -2 \mu\text{m}$ wurde im Fall der blau und hellblau dargestellten $I_c(x)$ -Messergebnisse der Strahl an den rechten Probenrand geführt und anschließend zurück bis an die Stelle $x = -2 \mu\text{m}$. Im Fall der grün dargestellten $I_c(x)$ -Messergebnisse wurde der Strahl sogar über die Außenkante der Top-Elektrode hinaus bewegt. Beim Zurückfahren springt I_c an der Stelle $x = 6 \mu\text{m}$ auf I_{c0} und bleibt für den restlichen Linescan bei I_{c0} . Diese Sprungstelle entspricht der Außenkante der Top-Elektrode, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass das elektro-

nenstrahlinduzierte Pinningpotential nicht ausreicht, den sich in der Bottom-Elektrode befindenden Abrikosov-Vortex erneut unter die Top-Elektrode zu ziehen. An dieser Stelle springt die Probe zurück in den 0-Zustand. In dem Modell der beiden Vortices verlassen beide an dieser Sprungstelle das System. Zu Beginn und am Ende der Trajektorie sind die $I_c(x)$ -Messergebnisse im Intervall $[(-2, -1)\mu\text{m}]$ sehr verrauscht. Dies kann dadurch erklärt werden, dass ohne Elektronenstrahl für den Abrikosov-Vortex ein Doppelmuldenpotential existiert, bei dem ein (intrinsisches) Minimum entsprechend den $I_c(H)$ -Simulationsergebnissen aus Kap. 6.2.3 sich an der Stelle des Injektors befindet. Ein weiteres Minimum kann wegen der attraktiven Wechselwirkung des Abrikosov- und dem Josephson-Vortex an der Stelle des Josephson-Vortex, dessen Zentrum sich an der Stelle $x = 0$ befindet, existieren. Die elektronenstrahlinduzierte Temperaturverteilung verringert bei Bestrahlung ($[(-2, -1)\mu\text{m}]$) nahe dem intrinsischen Minimum den Gradient des Potentials aufgrund ihrer Ausdehnung, sodass der Vortex zwischen den beiden Minima hüpfen kann, was Telegraphenrauschen hervorruft. In diesem x -Intervall ergeben sich somit Messergebnisse, die der Abrikosov-Vortexposition ($x = 0$) bzw. der intrinsischen Pinningposition an der Stelle des Injektors zugeordnet werden können. Für diese Annahme spricht, dass bei Bestrahlung des darauf folgenden Intervalls $[(-1, +1)\mu\text{m}]$ die $I_c(x)$ -Messergebnisse konstant und wenig verrauscht sind. Hier verbleibt $I_c(x)$ auf dem Wert des Minimums (an der Stelle $x = 0$) von $I_c \cong 0.19 I_{c0}$. In dem Modell ist bei Bestrahlung des Intervalls $[(-1, +1)\mu\text{m}]$ der Abrikosov- durch den Josephson-Vortex an die Stelle $x = 0$ gepinnt.

Die in rot dargestellten Simulationsergebnisse, die im Bereich des JJ ($[(-5, +5)\mu\text{m}]$) die Messergebnisse bestätigen, stützen dieses Modell der beiden Vortices. In diese Simulation (rot dargestellt) geht die Annahme ein, dass sich das Zentrum eines Josephson-Vortex bei $x = 0$ und der Abrikosov-Vortex sich an der Position des Elektronenstrahles (Abstand vom JJ in y -Richtung in der Simulation ist 70 nm) befindet.

Die IV -Charakteristiken, die in Abb. 6.30 [b] dargestellt sind, wurden jeweils aufgenommen, nachdem der Strahl von $x = -2$ entlang der x -Richtung verschoben worden war. Die aus ihnen extrahierten $I_c(x)$ -Ergebnisse sind entsprechend der jeweiligen Position in [a] orange dargestellt und bestätigen die Simulationsergebnisse des Modells zweier unterschiedlicher Vortices (ein Josephson-Vortex, dessen Zentrum an der Stelle $x = 0$ verbleibt und ein Abrikosov-Vortex, der durch das Pinningpotential des Elektronenstrahls verschoben werden kann) ebenfalls.

Weitere IV -Kennlinien belegen, dass der JJ im κ -Zustand bestehen bleibt, solange sich die Elektronenstrahltrajektorie entsprechend Abb. 6.28 im Bereich der Bottom-Elektrode befindet⁴⁷, wobei sich die IV -Kennlinien abhängig von dem jeweiligen Bestrahlungsort ändern. Die bisher gezeigten Messergebnisse stammen von Elektronenstrahltrajektorien, die, beginnend an der Position des Injektors, nahe der Tunnelbarriere verlaufen. In diesem Bereich überlappen die Top- und Bottom-Elektrode. In den durchgeführten Experimenten war es nicht möglich, einen der κ -Zustände beizubehalten, wenn die Trajektorie die Kanten der Bottom-Elektrode überschritt, was auch Trajektorien einschließt, die in Bereiche verlaufen, in denen ausschließlich die Top-Elektrode als Supraleiter existiert. Beim Überschreiten der Außenkanten der Bottom-Elektrode springt der JJ immer in den 0-Zustand und verbleibt in diesem Zustand, auch wenn die Trajektorie wieder auf die Bottom-Elektrode zurückkehrt.

Die Fluktuationen des kritischen Stromes (an einer Strahlposition) in den Linescan-Ergebnissen, die in Abb. 6.30 und 6.31 dargestellt sind, können durch Bewegungen des Abrikosov-Vortex im räumlich ausgedehnten strahlinduzierten Minimum erklärt werden. Dieses „ I_c -Rauschen“ machte bei den in Kap. 6.2 vorgestellten $I_c(H)$ - und $I_c(I_{inj})$ -Messungen es notwendig, das große Spannungskriterium von $100 \mu V$ zu verwenden.

Elektronenstrahl-Trajektorien in y -Richtung

Im Folgenden werden $I_c(y)$ -Ergebnisse präsentiert, bei denen entsprechend der gestrichelten gelben Pfeile in Abb. 6.28 die Trajektorie des Strahls entlang der negativen y -Richtung weg von dem JJ führt und nach Passieren des Umkehrpunktes (dem Hinweg folgend) zu dem JJ zurückkehrt. Die Linescans wurden wiederum mit der Software *GoldExi*⁴⁶ [293] durchgeführt. Ausgehend vom κ^- -Zustand wurde dabei der Strahl zunächst an die entsprechende x -Position verschoben, bevor die jeweilige Trajektorie durchlaufen und dabei $I_c(y)$ gemessen wurde.

⁴⁷mit Ausnahme von Randbereichen mit einem Abstand $\lesssim 300 \text{ nm}$ zur Kante der Elektrode

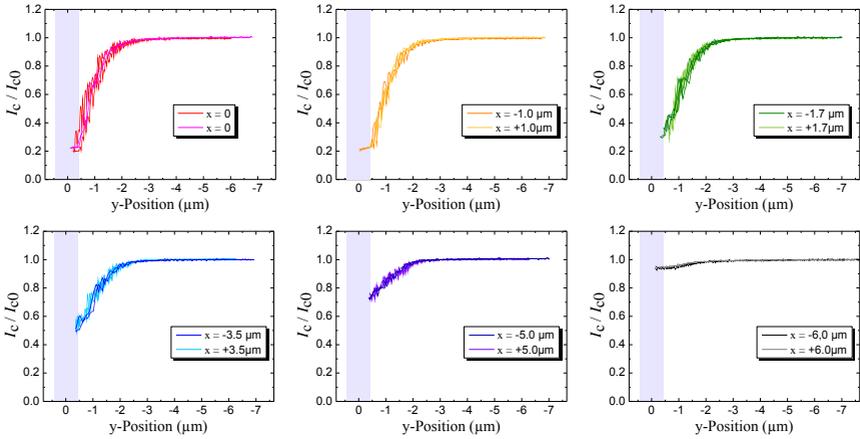


Abbildung 6.31: $I_c(y)$ -Messergebnisse. Vor der jeweiligen Messung wurde der JJ in den κ^- -Zustand versetzt und beginnend bei dem gelben Kreuz in Abb. 6.28 zunächst an den Beginn (x -Position) der jeweils dargestellten Elektronenstrahl-Trajektorie verschoben. Bei dem jeweils angegebenen konstant gehaltenen x -Wert wurde der Elektronenstrahl jeweils in negativer y -Richtung zunächst weg vom JJ bewegt. Die zweite Hälfte der jeweiligen Trajektorie beschreibt den Rückweg zum JJ. Das Spannungskriterium betrug jeweils $100 \mu\text{V}$. Der eingefärbte Bereich markiert die y -Position des JJ.

Die in Abb. 6.31 dargestellten $I_c(y)$ -Messergebnisse zeigen das Ergebnis $I_c(y)$ des Hinweges (weg vom JJ), das durch den Rückweg der Elektronenstrahltrajektorie reproduziert wird. Das Durchlaufen der Trajektorien entlang der Bottom-Elektrode ändert somit nicht den Zustand des JJ. Zudem ist $I_c(y)$ nur von $|x|$ abhängig, nicht aber von dem Vorzeichen der x -Stelle, an der die Trajektorie durchlaufen wird, wie die einzelnen Teilabbildungen in Abb. 6.31 zeigen. Dabei ändert sich $I_c(y)$ auf den ersten $2 \mu\text{m}$ sehr stark, sodass sich I_c sehr schnell I_{c0} annähert. Zudem bestätigen die Ergebnisse an der Stelle $y=400 \text{ nm}$ die in Abb. 6.30 [a] dargestellten Ergebnisse.

Mit zunehmendem Abstand von dem JJ verliert die in die Simulationsergebnisse (vgl. Abb. 6.27 und 6.30) eingegangene Gl. (2.130) ihre Gültigkeit. Anders als in dem vorherigen Fall (an der Stelle bzw. sehr nahe dem JJ), bei dem die entscheidende Längenskala λ_J ist, wird mit zunehmendem Abstand der Abrikosov-Vortexposition vom JJ die Londonsche Eindringtiefe λ_L die

Längenskala, auf der sich der Einfluss eines Abrikosov-Vortex auf die Phase auswirkt. Entsprechend Gl. (2.137) erzeugt ein Abrikosov-Vortex in einem Abstand y_0 vom JJ einen schmalen 0 - κ -Anstieg innerhalb des JJ an der entsprechenden x -Stelle. Dabei fällt κ im Fall dicker supraleitender Elektroden auf der Längenskala λ_L sehr schnell ab⁴⁸.

Die große Änderung von $I_c(y)$ deutet daher wiederum stark auf einen Abrikosov-Vortex hin, der verankert an der strahlinduzierten Temperaturverteilung dem Elektronenstrahl folgt. Die Längenskala, auf der $\approx I_{c0}$ erreicht wird, beträgt $\approx 2.5 \mu\text{m} \approx 28 \lambda_L \approx 0.45 \lambda_J$ und befindet sich somit wie erwartet zwischen den beiden Extremfällen, deren Längenskala λ_J bzw. λ_L sind.

Abhängig von der jeweiligen x -Stelle der $I_c(y)$ -Messergebnisse sind in diesem Modell (in der die Höhe der 0 - κ -Diskontinuität mit dem Abstand vom JJ kleiner wird) der 0 - und der κ -Anteil unterschiedlich lang. Deshalb ist die Gesamtänderung von $I_c(y)$ beim Durchlaufen der Trajektorie an der Stelle $x=0$ maximal und wird mit größer werdendem $|x|$ kleiner. Die dargestellten Messergebnisse zeigen diese $I_c(x, y) = I_c(-x, y)$ -Symmetrie.

Weil die Messergebnisse durch einen Abrikosov-Vortex allein nicht beschreibbar sind und sich (entsprechend der Simulationen)⁴⁹ neben einem Abrikosov- auch ein Josephson-Vortex im Kontakt befindet, muss der in Bemerkung 6.1 definierte Begriff „ κ -Zustand“ in diesem Zusammenhang (Kap. 6.2) vorsichtig benutzt werden. Der Phasenbeitrag eines Abrikosov-Vortex allein würde hingegen eine reine 0 - κ -Diskontinuität im JJ hervorrufen.

6.2.5 Zusammenfassung der Ergebnisse für Probe 2014#02

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die atypische $I_c(I_{\text{inj}})$ -Abhängigkeit von Probe 2014#02 untersucht. Ohne Einfluss des Elektronenstrahls konnte anhand von IV -Kennlinien und $I_c(H)$ -Messergebnissen gezeigt werden, dass die Probe durch einen ausreichend großen Injektorstrom aus dem 0 - in den κ^+ - bzw. κ^- -Zustand gebracht werden kann. Die drei Zustände sind dabei stabil und die Probe kann mittels Injektorstrom von dem einen in den anderen κ -Zustand überführt werden. Die erlangten $I_c(H)$ -Messergebnisse beider κ -Zustände konnten durch zwei Vortices (ein Josephson- und ein Abrikosov-Vortex)

⁴⁸Die der Theorie von S. Mironov *et al.* zugrunde liegende Geometrie basiert auf einem planaren JJ [47].

⁴⁹An dieser Stelle sei nochmals auf Fußnote 42 verwiesen.

erklärt und simuliert werden. Weiterhin ist es in dieser Arbeit gelungen, den in dem entwickelten Modell enthaltenen Abrikosov-Vortex durch das Pinningpotential des Elektronenstrahls im Bereich der Bottom-Elektrode zu verschieben, wie IV -Kennlinien und I_c -Messergebnisse, die von dem Endpunkt der vorangegangenen Elektronenstrahl-Trajektorie abhängen, zeigen. In dem Modell, in dem ein Josephson-Vortex im Zentrum des JJ verbleibt und der Abrikosov-Vortex der Trajektorie (in x -Richtung nahe des JJ) folgt, konnten die Messergebnisse ebenfalls simuliert werden. Auch die präsentierten $I_c(y)$ -Messergebnisse lassen sich mit diesem Modell erklären, das in dieser Arbeit entwickelt wurde. In diesem Modell besteht eine attraktive Wechselwirkung zwischen den beiden Vortices, sodass der Abrikosov-Vortex neben seinem intrinsischen Pinningpotential auch an dem Josephson-Vortex verankert sein kann, solange sich die Trajektorie in der Nähe des Zentrums des JJ befindet (vgl. Ergebnisse von Abb. 6.30 [a] im Intervall $-1\mu\text{m} < x < 1\mu\text{m}$). Beim Übergang von dem einen in den anderen κ -Zustand ändert sich in diesem Modell lediglich die Richtung beider Vortices. Weiterhin wird dieses Modell dadurch gestärkt, dass durch Erwärmen über T_c und erneutes Abkühlen im Nullfeld der 0-Zustand erreicht wird. Des Weiteren weist auch diese Probe nach weiteren, nicht in dieser Arbeit ausgeführten, LTSEM-Untersuchungen Schädigungen auf, wie in Anhang A.6 aufgezeigt wird.

6.3 Überprüfung einer möglichen Bose-Einstein-Kondensation auf einem sternförmigen Graphen bestehend aus Josephsonkontakten

In diesem Unterkapitel werden LTSEM-Untersuchungen an einem sternförmigen JJ-Netzwerk (JJA), die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, vorgestellt. Dabei wurde das Schaltverhalten der einzelnen Kontakte abhängig von ihrer Position (Entfernung vom Graphenzentrum) und dem Biasstrom analysiert, um eine mögliche Bose-Einstein-Kondensation (BEC) auf dem Graphen nachzuweisen, wie sie entsprechend Kapitel 2.3.9 vorhergesagt wird. Die Probe #JJA wurde hierfür von R. Mendito und M. Cirillo bereitgestellt. Es handelt sich um ein sternförmiges JJA, das aus $p = 8$ Armen besteht, von denen jeder Arm aus einer sich wiederholenden Folge von 300 möglichst gleich strukturierten JJ und supraleitenden Inseln besteht, die entlang des Armes supraleitend verbunden sind. Die einzelnen Inseln und JJ müssen für

sich alleinstehend möglichst ähnliche (idealerweise identische) physikalische Eigenschaften haben, damit sie in dem JJA integriert BEC auf dem JJA ermöglichen können. Die notwendige Inhomogenität des Graphen stellt das Zentrum dar, von dem aus die Arme radial ausgehen.

Mit dem Auftreten von BEC auf dem sternförmigen Graphen, der entsprechend der vorliegenden Probe realisiert werden kann, wird ein starker Rückgang des kritischen Stromes für einen zentrumsfernen JJ theoretisch vorhergesagt, wohingegen die zentrumsnahen JJ ein deutlich erhöhtes I_c aufweisen [191]. Wird ein Biasstrom am Ende eines Armes eingespeist und am Ende eines anderen Armes extrahiert, sollten somit bei sukzessiver Erhöhung des Biasstromes die einzelnen JJ in radialer Folge von außen nach innen in den resistiven Zustand übergehen. Der damit verbundene Spannungsabfall kann mit dem LTSEM mittels δV -Bildern dargestellt und nachgewiesen werden.

6.3.1 Versuchsaufbau und Probendesign

Der verwendete Versuchsaufbau und die Messtechnik, die in dieser Arbeit zur Untersuchung der Probe #JJA verwendet wurde, entspricht dem Messaufbau, wie er in Kapitel 4.2 beschrieben wurde. Dabei wurde allerdings auf den batteriebetriebenen Vorverstärker (vgl.: Abb. 4.10 (16)) verzichtet und das Spannungssignal direkt auf die DAC-Karte (vgl.: Abb. 4.10 (17)) gegeben. Grund hierfür war, dass bei den Probenuntersuchungen der gemessene Spannungsabfall $U = \sum_{i=1}^{600} U_i$ (U_i bezeichnet den Spannungsabfall am i -ten JJ) größer als 1 V war, wenn sich alle JJ im resistiven Zustand befanden. Die minimal einstellbare Verstärkung des Vorverstärkers um den Faktor 10 würde die Spannung derart verstärken, dass sie mit der DAC-Karte, deren Eingangssignal $\leq |10 \text{ V}|$ sein muss, nicht richtig detektiert werden würde. Durch den notwendigen Verzicht auf den batteriebetriebenen Vorverstärker konnten IV -Kennlinien auch in Bereichen aufgenommen werden, bei denen der Spannungsabfall $U > 1 \text{ V}$ war.

Es wurde eine Vierpunktmessung über zwei sich gegenüberliegenden Armen durchgeführt. Hierfür wurde ein Biasstrom am Ende eines Armes eingespeist und am Ende des ihm gegenüberliegenden Armes extrahiert sowie parallel dazu die Spannung abgegriffen.

Die Probe #JJA wurde analog zu einem kammförmigen JJ-Netzwerk hergestellt [192, 343, 344]. In [345] wird eine Probe vorgestellt, die zudem das selbe Design wie #JJA aufweist, weshalb an dieser Stelle nicht im Detail

auf den Herstellungsprozess eingegangen wird. Das JJ-Netzwerk besteht aus JJ Tunnelkontakten, die auf der Niob-Dreilagentechnologie Nb – AlO_x – Nb basieren [192, 346]. Um die Streurate bezüglich der geometrischen Parameter der Kontakte zu minimieren, wurde eine Kombination aus optischer und Elektronenstrahl-Lithographie eingesetzt, um besonders die Bereiche der Tunnel-JJ mittels Elektronenstrahl-Lithographie in hoher Qualität zu strukturieren [192, 343].

Bei der Probe #JJA handelt es sich um ein Netzwerk von JJ, das sich auf einem Si-Substrat befindet. Ausgehend von der zentralen Insel des sternförmigen Graphen, erstrecken sich radial $p = 8$ Arme. Jeder dieser 3.5 mm langen Arme ist derart designt, dass es in periodischer Folge supraleitende Inseln gibt, die über supraleitende Verbindungen entsprechend Abb. 6.32 über (Nb-AlO_x-Nb)-JJ miteinander verbunden sind. Jeder dieser Arme weist 300 in Reihe geschaltene JJ auf. Abbildung 6.32 zeigt zwei BSE-Bildausschnitte von Teilbereichen der Probe #JJA, die mit dem LTSEM aufgenommen worden sind.

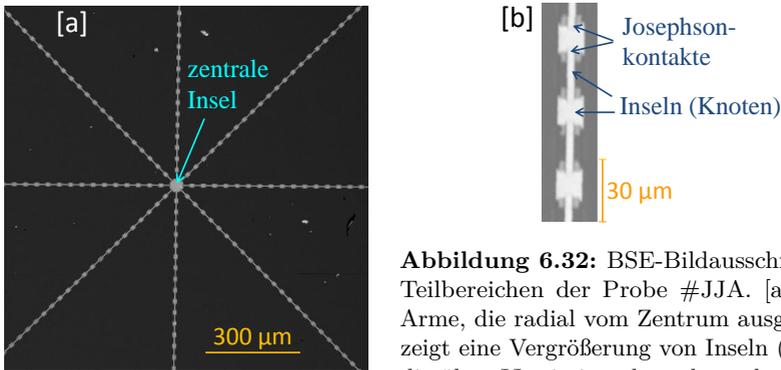


Abbildung 6.32: BSE-Bildausschnitte von Teilbereichen der Probe #JJA. [a] zeigt 8 Arme, die radial vom Zentrum ausgehen. [b] zeigt eine Vergrößerung von Inseln (Knoten), die über JJ miteinander gekoppelt sind.

Für eine weiterführende Probenbeschreibung sei auf [345] verwiesen. Probe #JJA weist höchst unterschiedliche kritische Ströme von 4.0 µmA bis 26.5 µmA bei 4.8 K auf, wie der *IV*-Kennlinie (Abb. 6.35) zu entnehmen ist. Damit zeigt sie ein ähnliches⁵⁰ Verhalten wie die von M. Lorenzo *et al.*

⁵⁰Tatsächlich ist das Intervall der unterschiedlichen kritischen Ströme der Probe #JJA sogar größer als im Fall der Probe in [345]. Dies könnte als eine ausgeprägtere BEC auf Probe #JJA interpretiert werden.

untersuchte Probe, die ebenfalls kritische Ströme $< 27 \mu\text{mA}$ (bei 4.2 K) aufweist und bei welcher der Verlauf ihrer IV -Kennlinie auf BEC zurückgeführt wurde.

6.3.2 Als BEC interpretierbare IV -Ergebnisse der Probe #JJA

BEC sollte auf einem JJA auftreten können, wenn die Josephson-Kopplungsenergie zwischen den (von den JJ voneinander getrennten) supraleitenden Inseln in der Größenordnung der thermischen Energie $E_J = \frac{\Phi}{2\pi} I_c \cong k_B T$ ist. Weil die das Kondensat bildenden Cooperpaare nur im supraleitenden Zustand ($T < 9.2\text{K}$) existieren, wurde die Probe derart designt, dass die Energie entsprechend angepasst ist und für $1\text{K} < T < 9\text{K}$ BEC auftreten sollte [343]. Dabei wurde der in Kap. 2.3.5 vorgestellten Überlegung gefolgt, dass E_J durch $\Delta\mathcal{U}_J$ aus Gl. (2.48) ersetzt werden muss, weil der Josephsonstrom das „Waschbrett-Potential verkippt“ [192, 343].

Ebenso wie das bereits erwähnte kammförmige JJ-Netzwerk von Ottaviani *et al.* [192, 343], wie es schematisch in Abb. 6.33 gezeigt ist, zeigt auch die Probe #JJA in ihrer IV -Charakteristik ein vergleichbares Verhalten, das in [192, 343, 345] als eine Konsequenz von BEC interpretiert worden ist und in Abb. 6.34 [a, b] dargestellt ist. In [c] ist die IV -Charakteristik der Probe #JJA dargestellt, welche in dieser Arbeit mit dem LTSEM ohne Elektronenstrahl aufgenommen wurde. Sie charakterisiert den elektrischen Transport entlang der in Abb. 6.32 [a] horizontal verlaufenden Arme.

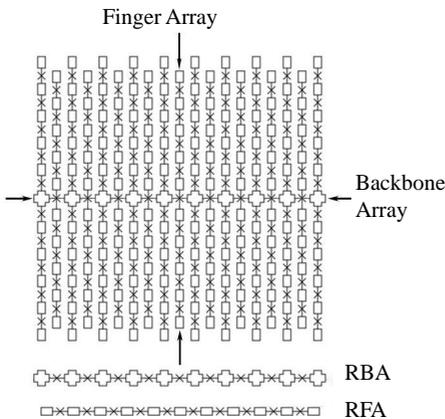


Abbildung 6.33: Schematische Darstellung eines kammförmigen JJ-Netzwerkes, in welchem sich die supraleitenden Inseln und JJ (als \times dargestellt) entlang der „Finger Arrays“ abwechseln. Diese sind wiederum über JJ entlang des „Backbone Arrays“ miteinander gekoppelt. Weiterhin ist ein Referenz Backbone Array (RBA) und ein Referenz Finger Array (RFA) dargestellt. Die Abbildung ist aus [343] übernommen und die Benennung ist analog zu [192, 343].

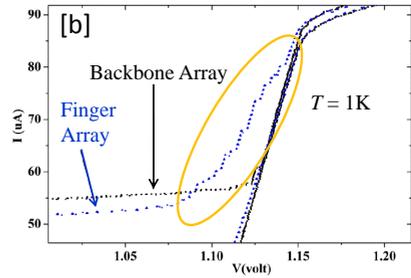
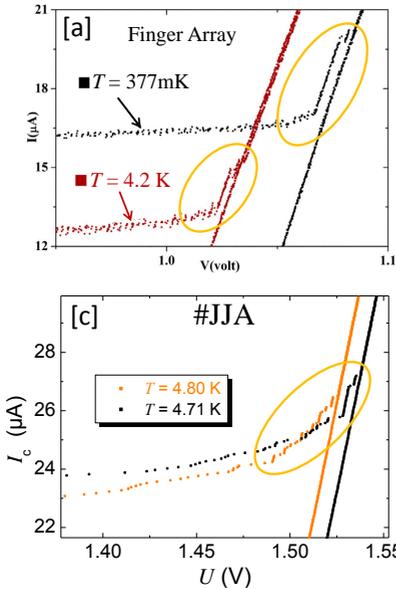


Abbildung 6.34: IV -Charakteristiken zweier unterschiedlicher kammförmiger JJ-Netzwerke [a, b]; abgeändert aus [192]. In [c] ist die IV -Charakteristik von Probe #JJA dargestellt, die im Rahmen dieser Arbeit mit dem LTSEM aufgenommen wurde. In den eingekreisten Bereichen gehen JJ mit erhöhtem kritischem Strom in den resistiven Zustand über.

Die einzelnen JJ der Netzwerke sind möglichst identisch designt worden, sodass alle JJ für sich alleinstehend möglichst ähnliche physikalische Eigenschaften haben sollten, wenn sie individuell (außerhalb des Graphen) existieren würden. Bei sukzessiver Erhöhung des Biasstromes sollten somit alle in Reihe geschalteten JJ eines JJ-Netzwerkes nahezu gleichzeitig bei Erreichen des kritischen Stromes in den resistiven Zustand schalten, wenn keine BEC auftritt. Existiert BEC, sollte es allerdings wegen der Wellenfunktion des Grundzustandes (vgl. Abb. 2.46) eine Schaltreihenfolge der JJ eines graphenförmigen JJ-Netzwerkes geben, die dieser Wellenfunktion folgt, wenn der Biasstrom sukzessiv erhöht wird.

Ebenso wie bei einem sternförmigen Graphen wird BEC auch auf einem kammförmigen Graphen vorhergesagt. In einem derartigen JJ-Netzwerk, wie es schematisch in Abb. 6.33 dargestellt ist, sollten im Fall von BEC die JJ, die nahe des „Backbones“ liegen, einen erhöhten kritischen Strom aufweisen, wenn eine IV -Kennlinie entlang eines „Finger Arrays“ aufgenommen wird. Die JJ der beiden Enden des „Finger Arrays“ haben ein kleineres I_c . Entlang des „Backbone Arrays“ sind die I_c aller JJ erhöht.

In den von Ottaviani *et al.* untersuchten „Finger Arrays“ der kammförmigen Proben [192, 343] gibt es, ebenso wie auf der in dieser Arbeit untersuchten

sternenförmigen Probe #JJA, JJ-Kontakte, deren I_c deutlich größer ist als das von den übrigen JJ. Dieses Ergebnis kann entsprechend Kap. 2.3.5 seine Ursache in einer BEC auf den jeweiligen Graphen haben.

Ist das Ergebnis auf BEC zurückzuführen, so ergibt sich eine typische Schaltreihenfolge der einzelnen JJ (von außen nach innen im Fall der Probe #JJA wie auch bei einem „Finger Array“), während der Biasstrom sukzessiv erhöht wird. Der Nachweis dieser Schaltreihenfolge mittels LTSEM- δV -Bilder war Teil dieser Arbeit und wird im Folgenden, anhand der in 6.32 [a] vertikal verlaufenden Arme⁵¹ ausgeführt.

6.3.3 LTSEM-Abbildungen an der Probe #JJA

Befindet sich ein JJ im resistiven Zustand, so kann der damit verbundene Spannungsabfall mit dem LTSEM orts aufgelöst dargestellt werden. Bei einem vorgegebenen Biasstrom kann mittels eines LTSEM-Spannungsbildes direkt nachgewiesen werden, welcher der Kontakte sich im resistiven Zustand befindet. Mit Ausnahme des Verzichts auf den Spannungsvorverstärker (vgl.:Kap. 6.3.1) wurde das LTSEM entsprechend Kap. 4.2 betrieben. Das Lock-In-verstärkte Spannungssignal enthält einen Real- und Imaginärteil, weil das Signal phasenverschoben zu der elektrostatischen Strahlauslenkung sein kann. Durch Anpassung der Phase am Lock-In-Verstärker kann üblicherweise der Signalanteil des Imaginärteils nahezu auf Null minimiert werden, sodass der Realteil des Signals direkt die strahlinduzierte Spannungsänderung δV wiedergibt. Dieser Phasenabgleich war bei der Probe #JJA jedoch nicht möglich, weil das Signal von den einzelnen resistiven JJ eine unterschiedliche Phasenverschiebung hatte. Dies betrifft besonders den Spannungsabfall, wenn es sich um JJ-Kontakte unterschiedlicher Arme handelt. Deswegen wird bei dieser Probe an den entsprechenden Stellen der reale wie auch der imaginäre Anteil des Spannungssignals parallel betrachtet werden, sobald der Spannungsabfall in beiden sich gegenüberliegenden Armen, die durch die Zentralinsel verbunden sind, dargestellt wird.

In Abb. 6.35 ist die IV -Kennlinie der Probe sowohl ohne (schwarz) als auch mit Elektronenstrahl, der während der Messung (deren Ergebnis gelb dar-

⁵¹In dieser Arbeit wurden die vertikale und horizontale Richtung, die beide einzelne JJ mit deutlich erhöhtem I_c aufweisen (vgl. Abb. 6.34 [c] und Abb. 6.35), untersucht. Dies ist konsistent mit der Erwartung, wenn das Verhalten auf BEC auf dem sternförmigen Graphen zurückgeführt wird.

gestellt ist) sehr schnell über die Probe gerastert wurde, dargestellt. Ein Vergleich der beiden Messergebnisse zeigt, dass der verwendete Strahlstrom von 150 pA nur einen minimalen Einfluss auf das Messergebnis hat. Insbesondere zeigt der Inset, dass es auch bei Bestrahlung weiterhin JJ-Kontakte gibt, deren I_c deutlich erhöht ist. Zudem gibt es in beiden Fällen Kontakte, deren I_c erheblich reduziert ist, was ebenfalls ein Resultat einer möglichen BEC sein könnte, weil zentrumsferne JJ der Theorie nach (verglichen mit zentrumsnahen) ein verringertes I_c haben. Die nahezu Übereinstimmung der beiden IV -Kennlinien zeigt, dass der Elektronenstrahl die Probe #JJA nicht derart stört, dass sich deren IV -Verlauf, der durch BEC erklärt werden kann, wesentlich ändert. Im Umkehrschluss zeigt Abb:6.35, dass der LTSEM-Elektronenstrahl nicht eine mögliche BEC auf der Probe (zer)stört.

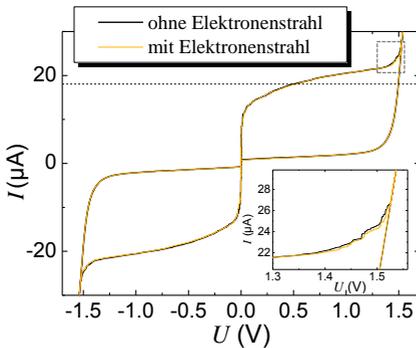


Abbildung 6.35: Messergebnisse der IV -Charakteristik der Probe #JJA bei $T = 4.8\text{ K}$. Während der Messung der schwarz dargestellten Ergebnisse war der Elektronenstrahl ausgeschaltet; während der Messung der gelb dargestellten Ergebnisse wurde mit dem Elektronenstrahl (150 pA) schnell über die Probe gerastert. Die horizontale gestrichelte Linie zeigt $I = 18.0\ \mu\text{A}$ an. Der Inset zeigt eine Vergrößerung des gestrichelten Bereiches.

Durch den notwendigen Verzicht auf den batteriebetriebenen Vorverstärker koppelt das BSE-Signal schwach in den Real- und Imaginärteil des δV -Antwortsignals ein. Die Ursache lässt sich innerhalb der Interaktion zwischen integrierter Steuerelektronik, Lock-In-Verstärker (elektrostatischer Auslenkung) und AdWinPro-Box sowie dem Massenniveau lokalisieren. In bisherigen Arbeiten mit dem LTSEM wurde dieser Effekt durch das Massenniveau des Spannungsvorverstärkers nihilisiert und tritt auch bei diesen Probenuntersuchungen nicht auf, wenn das Spannungssignal über eine T-Verzweigung auf den batteriebetriebenen Spannungsvorverstärker und den Lock-In-Verstärker gegeben wird. Wie Abb. 6.36 zeigt, kann dieser Effekt durch Unterbrechung der elektrostatischen Auslenkung (Ausstecken des Beambliker-Kabels⁵²)

⁵²Das Beambliker-Kabel verbindet den Frequenzgenerator, der im Lock-In-Verstärker integriert ist, mit dem Verstärker, der das Beambliker-Signal verstärkt an die elektrostatische Auslenkung gibt.

oder durch Unterbrechung des BSE-Signals (Ausstecken des BSE-Signalkabels zur AdWinPro-Box) unterbunden werden.

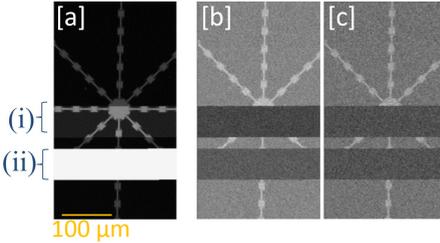


Abbildung 6.36: Simultan aufgenommenes BSE-Oberflächenbild [a] und LTSEM- δV -Bilder (Real- [b] und Imaginärteil [c]). Bei $T=4.8\text{ K}$ und $I=0.0\ \mu\text{A}$ fällt keine Spannung über die Probe ab. Beim Scannen im Bereich (i) war das Beambliker-Kabel und im Bereich (ii) das BSE-Kabel ausgesteckt. Der Strahlstrom betrug $150\ \text{pA}$ und die Beschleunigungsspannung $10\ \text{keV}$.

Die simultane Aufnahme des BSE-Oberflächenbildes und der beiden Signalanteile des δV -Signals zeigt in Abb. 6.36 wie das BSE Signal in die δV -Bilder einkoppelt. Bei einem Biasstrom von $I = 0.0\ \mu\text{A}$ fällt an keinem der kontaktierten in Reihe geschalteten (nach oben und nach unten verlaufenden Arm) Kontakte eine Spannung ab. Dennoch sind die Oberflächenstrukturen des BSE-Signals auch in den δV -Bildern als schwacher⁵³ Offset zu erkennen. Dieses Übersprechen des Signals verschwindet, wenn die elektrostatische Ausblendung des Strahls (i) bzw. die Verarbeitung des BSE-Signals unterbunden wird, indem die entsprechenden Leitungen unterbrochen werden. Dabei sei angemerkt, dass die periodische elektrostatische Auslenkung essentiell für die Lock-In-Verstärkertechnik ist. Für eine Zuordnung, an welchem Kontakt eine Spannung abfällt, ist hingegen ein Oberflächenbild notwendig. Aus diesem Grund werden im Folgenden Messergebnisse präsentiert, bei denen das BSE-Signal wie in Abb. 6.36 dargestellt ist, zum Teil in die beiden Spannungsbilder schwach einkoppelt, um eine räumliche Zuordnung der schaltenden Kontakte zu ermöglichen.

Schaltverhalten von einzelnen JJ

Wie der in Abb. 6.35 dargestellten IV -Charakteristik der Probe #JJA zu entnehmen ist, schalten bei sukzessiver Erhöhung des Biasstromes, der am Ende des oberen Armes auf die Probe fließt und am Ende des unteren Armes extrahiert wird, nacheinander einzelne Kontakte in den resistiven Zustand.

⁵³Der durch das BSE Signal hervorgerufene Offset in den δV -Bildern ist deutlich kleiner als die gemessene strahlinduzierte Spannungsänderung δV , wenn sich ein JJ im resistiven Zustand befindet, wie Abb. 6.37 zeigt.

Somit haben die einzelnen JJ unterschiedlich große I_c .

Abbildung 6.37 zeigt den Realteil des LTSEM- δV -Bildes der drei Inseln, deren Oberflächenbild in Abb. 6.32 [b] dargestellt ist. Es handelt sich hierbei um die Inseln 5-7⁵⁴. Vor der Aufnahme des jeweiligen LTSEM- δV -Bildes wurde der Biasstrom von $I=0$ auf den jeweils angegebenen Wert nach oben gefahren und während der LTSEM-Abbildung konstant gehalten.

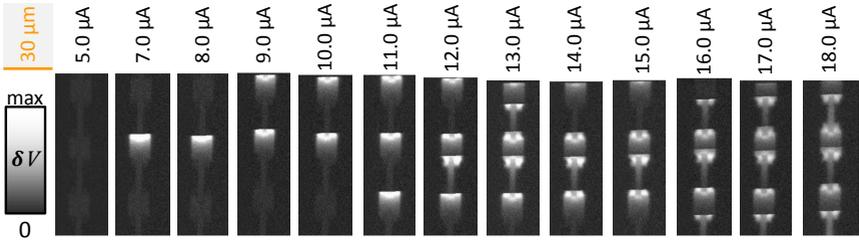


Abbildung 6.37: LTSEM- δV -Bilder von drei supraleitenden Inseln und den JJ bei $T=4.8$ K bei einem Strahlstrom von 150 pA. Vor der jeweiligen Messung wurde der Biasstrom von $I=0$ auf den angegebenen Wert erhöht.

Während bei $I=5.0 \mu A$ noch an keinem der JJ des in Abb. 6.37 dargestellten δV -Bildausschnittes eine Spannung abfällt, ist den Teilabbildungen zu entnehmen, wie bei höheren Strömen die JJ nacheinander in den resistiven Zustand schalten. Dadurch, dass der Strom zwischen den Aufnahmen der Einzelabbildungen auf $I=0 \mu A$ zurückgefahren wurde, zeigt der Vergleich von aufeinanderfolgenden Teilabbildungen, dass die Kontakte reproduzierbar bei den gleichen Strömen schalten und mit höherem Strom an weiteren Kontakten eine Spannung abfällt. Ab $I=17.0 \mu A$ fällt an allen JJ des dargestellten Bildausschnittes eine Spannung ab. Für $I > 18.0 \mu A$ (nicht dargestellt) fällt weiterhin an allen abgebildeten JJ eine Spannung ab.

Schaltverhalten der zentralinselnahen JJ

Im Folgenden werden δV -Abbildungen des Teilbereiches oberer und unterer Arm (über welche der Biasstrom fließt) nahe⁵⁵ der Zentralinsel vorgestellt.

⁵⁴Numerierung erfolgt durch Zählen der Inseln, beginnend bei der Zentralinsel entlang des nach oben gerichteten Armes.

⁵⁵Gezählt von der Zentralinsel, deren Zentrum in den Teilabbildungen von Abb. 6.38 durch den gelben Punkt markiert ist, werden die 11 nächsten JJ des nach oben verlaufenden Armes und die 12 nächsten JJ des nach unten verlaufenden Armes in den δV -Bildern von Abb. 6.38 dargestellt.

6.3 Überprüfung einer möglichen BEC auf einem sternförmigen JJ-Graphen

Durch Ausstecken des BSE-Signalkabels wurden Spannungsbilder aufgenommen, in die nicht das BSE-Signal einkoppelt, wie in Abb. 6.36 gezeigt wurde. Weil es eine Phasenverschiebung zwischen den Spannungssignalen von unterschiedlichen JJ des in Abb. 6.38 dargestellten Probenausschnittes gibt, werden beide Signalanteile (Real- und Imaginärteil von δV) dargestellt. Der Strom wurde jeweils in $0.2 \mu\text{A}$ Schritten zwischen zwei LTSEM-Abbildungen erhöht. In Abb. 6.38 ist eine Auswahl dieser Spannungsabbildungen dargestellt.

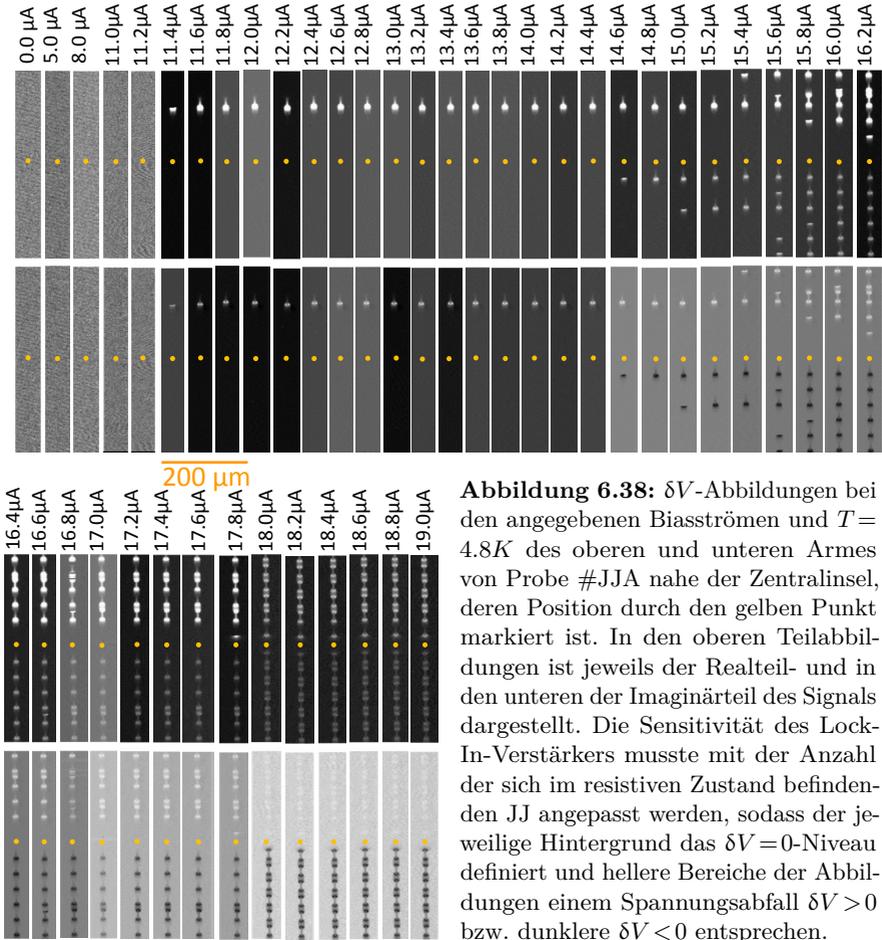


Abbildung 6.38: δV -Abbildungen bei den angegebenen Biasströmen und $T = 4.8\text{K}$ des oberen und unteren Armes von Probe #JJA nahe der Zentralinsel, deren Position durch den gelben Punkt markiert ist. In den oberen Teilabbildungen ist jeweils der Realteil- und in den unteren der Imaginärteil des Signals dargestellt. Die Sensitivität des Lock-In-Verstärkers musste mit der Anzahl der sich im resistiven Zustand befindenden JJ angepasst werden, sodass der jeweilige Hintergrund das $\delta V = 0$ -Niveau definiert und hellere Bereiche der Abbildungen einem Spannungsabfall $\delta V > 0$ bzw. dunklere $\delta V < 0$ entsprechen.

Die einzelnen Teilabbildungen in Abb. 6.38 zeigen, dass für $I \leq 11.2 \mu\text{A}$ an keinem der JJ innerhalb des beobachteten Probenbereiches eine Spannung abfällt. Für $11.4 \mu\text{A} \leq I \leq 14.4 \mu\text{A}$ fällt an einem der beobachteten JJ eine Spannung ab. Bei weiterer Erhöhung des Stromes schalten weitere JJ in den resistiven Zustand, bis schließlich für $I \geq 18.0 \mu\text{A}$ an allen beobachteten JJ eine Spannung abfällt. Zudem ist den Abbildungen zu entnehmen, dass das δV -Signal der JJ des oberen Armes zu dem der JJ des unteren Arms phasenverschoben ist.

Der Theorie nach würden die JJ auf diesem sternförmigen JJ-Netzwerk in radialer Folge von außen nach innen in den resistiven Zustand schalten, wenn der Biasstrom erhöht wird und BEC auf dem Graphen existiert [191]. Der IV -Kennlinie aus Abb. 6.35 zufolge, schalten die letzten JJ der Probe, wenn $24 \mu\text{A} \lesssim I \lesssim 26.5 \mu\text{A}$ ist. Würde der Verlauf der IV -Kennlinie, die JJ mit unterschiedlichen I_c nachweist, ein Resultat von BEC sein, dürfte bei $I = 18.0 \mu\text{A}$ (angedeutet durch die gestrichelte Linie in Abb. 6.35) an den beobachteten JJ nahe der Zentralinsel noch keine Spannung abfallen, weil das I_c dieser JJ aufgrund der BEC besonders groß wäre.

An dieser Stelle sei noch anhand Abb. 6.39 der Fall $T = 3.0 \text{ K}$ aufgezeigt. Die Temperatur wurde mittels Pumpen am Heliumkryostaten erzielt.

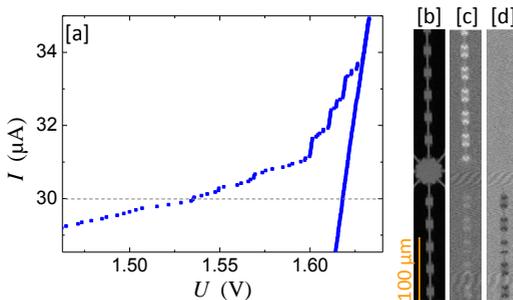


Abbildung 6.39: [a] Teilabbildung der IV -Kennlinie der Probe #JJA bei $T = 3.0 \text{ K}$. Das Oberflächenbild [b] und der Real- [c] bzw. Imaginärteil [d] des δV -Signals (bei $T = 3.0 \text{ K}$ und Bias-strom $I = 30.0 \mu\text{A}$) eines zentrumsnahen Teilbereichs der Probe.

In Abb. 6.39 [a] ist ein Ausschnitt des Messergebnisses der IV -Kennlinie bei $T = 3.0 \text{ K}$ dargestellt. Ein Vergleich mit Abb. 6.35 zeigt, dass der Effekt, dass I_c einzelner JJ erhöht ist, bei der tieferen Temperatur in Abb. 6.39 [a] ausgeprägter ist als bei höherer Temperatur. Auch in diesem Fall ($T = 3.0 \text{ K}$) zeigen die Spannungsbilder [c] und [d], dass bereits bei $I = 30.0 \mu\text{A}$ an allen zentrumsnahen JJ eine Spannung abfällt, obwohl es auf der Probe weitere JJ gibt, die erst bei $I_c > 30.0 \mu\text{A}$ in den resistiven Zustand schalten, wie [a] zu entnehmen ist. Das Schalten der letzten JJ mit $I_c > 30.0 \mu\text{A}$ ist somit

nicht den zentrumsnahen JJ zuzuordnen. Somit zeigt Probe #JJA auch für $T=3.0\text{ K}$ nicht das Verhalten, das im Fall der BEC erwartet wird.

Die durchgeführten LTSEM-Untersuchungen lassen somit darauf schließen, dass der Verlauf der IV -Kennlinie nicht auf die Existenz von BEC auf der Probe #JJA zurückzuführen ist. Eine Argumentation, dass der Elektronenstrahl eine mögliche BEC zerstört und diese daher nicht nachgewiesen werden kann, kann dadurch widerlegt werden, dass der Strahl entsprechend Abb. 6.35 nicht die IV -Charakteristik dahingehend ändert, dass die JJ der Probe, die möglichst gleich designt sein sollten, gleichzeitig (bei demselben I_c) in den resistiven Zustand übergehen, wie es im Fall einer zerstörten BEC erwartet werden kann. In diesem Fall hätte die IV -Kennlinie die Form eines einzelnen JJ, wobei der gesamte Spannungsabfall durch die Summe der an den in Reihe geschalteten JJ abfallenden Spannungen gegeben ist.

Kettenförmige Referenzprobe

Auf einer linearen Kette aus supraleitenden Inseln und JJ kann es keine BEC geben, wie sowohl der Spezialfall der Graphentheorie eines kammförmigen JJ-Netzwerkes als auch der eines sternförmigen Graphen mit $p=2$ Armen zeigt [48, 49, 186, 187, 192, 347]. Direkt neben der Probe #JJA befindet sich auf dem Chip eine Referenzprobe in Form einer linearen Kette, die zusammen mit #JJA hergestellt wurde und vom Design der Probe #JJA allerdings mit $p=2$ Armen entspricht. Die im Rahmen dieser Arbeit aufgenommene IV -Charakteristik dieser Referenzprobe ist in Abb. 6.40 dargestellt.

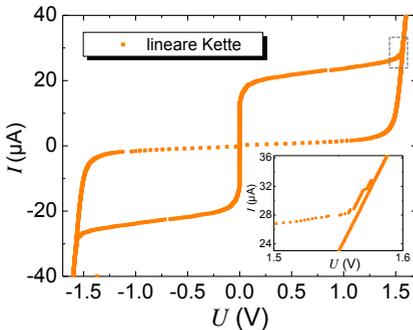


Abbildung 6.40: Messergebnisse der IV -Charakteristik der Referenzprobe (lineare Kette, auf der es keine BEC geben kann,) bei $T = 4.8\text{ K}$. Der Inset zeigt eine Vergrößerung des gestrichelten Bereiches.

Auch die Referenzprobe in Form einer linearen Kette von in Reihe geschalteten supraleitenden Inseln und JJ hat Kontakte mit sehr unterschiedlichen

kritischen Strömen, wie Abb. 6.40, die die IV -Charakteristik darstellt, zeigt. Würde es sich um identische JJ handeln, würden alle JJ bei Erreichen von I_c gleichzeitig in den resistiven Zustand übergehen. Dieses Verhalten zeigt sich offensichtlich nicht in der IV -Charakteristik der Referenzprobe.

Die durchgeführten Untersuchungen zeigen somit, dass die JJ sowohl der Referenzprobe als auch des sternförmige #JJA sehr unterschiedliche I_c aufweisen. Bei der untersuchten sternförmigen Probe #JJA kann die Ursache allerdings nicht auf BEC zurückgeführt werden, wie die durchgeführten LTSEM-Untersuchungen und die IV -Charakteristik der Referenzprobe zeigen.

Vor dem Hintergrund, dass auch die Referenzprobe JJ höchst unterschiedliche I_c aufweist, kann an dieser Stelle nicht mehr davon ausgegangen werden, dass alle JJ des Chips nahezu gleiche physikalische Eigenschaften (insbesondere bezogen auf I_c) haben. In diesem Fall ist auch keine BEC auf dem JJ-Netzwerk möglich, weil hierfür der Graphentheorie zufolge gleiche Knoten und Kanten notwendig sind.

BEC auf einem kammförmigen JJ-Netzwerk

Auch wenn in dieser Arbeit nachgewiesen wurde, dass das untersuchte sternförmige JJ-Netzwerk (Probe #JJA) keine BEC aufweist, soll an dieser Stelle erwähnt werden, dass es Silvestrini *et al.* gelungen ist, auf einem kammförmigen JJ-Netzwerk BEC nachzuweisen [347]. Entsprechend der Theorie von BEC auf einem kammförmigen JJ-Netzwerk unterscheidet sich der Verlauf der IV -Kennlinie des „Backbone Arrays“ und des „Central Finger Arrays“ sehr von den jeweiligen Referenzproben, die in Form einer linearen Kette designt sind und somit keine BEC aufweisen können [347]. Zudem haben Silvestrini *et al.* für eine anschließende Untersuchung des „Backbone Array“ die „Finger“ der kammförmigen Probe entfernt. Durch das Entfernen der „Finger“ änderte sich die IV -Charakteristik entsprechend der Referenzprobe [347]. Diese Änderung des „Backbone Array“ wird als Bestätigung gesehen, dass im Fall der ersten Untersuchung von Silvestrini *et al.* (in der das „Backbone Array“ im kammförmigen JJ-Netzwerk integriert ist) BEC vorliegt. Nach dem Entfernen der „Finger“ weist das „Backbone Array“, das dann als lineare Kette vorliegt, entsprechend der Theorie bei Silvestrini *et al.* keine BEC-typischen Veränderungen in der IV -Kennlinie auf [347]. Auf diese Weise ist Silvestrini *et al.* der Nachweis, dass BEC auf einem JJ-Netzwerk auftreten kann, gelungen.

7 Zusammenfassung und Perspektiven des K3-Systems

Zusammenfassung

An dieser Stelle werden die wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit zusammengefasst. Ziel dieser Arbeit war es, lokale elektrische Transporteigenschaften von supraleitenden Bauelementen und $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen mittels der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie zu untersuchen, um grundlegende Erkenntnisse über deren physikalisches Verhalten zu erlangen. Über diese Aufgabenstellung hinaus wurde ein sehr stabiles und vielseitiges LTSEM-System (als K3 bezeichnet), mit dem experimentell anspruchsvolle Aufgabenstellungen umgesetzt werden konnten, fertiggestellt. Das K3-System wurde derart designt, dass Adaptionen sehr einfach und zügig umgesetzt sowie Wartungsarbeiten weniger aufwändig vollzogen werden können. Mittels dieses neuen Systems konnte u. a. die kritische Stromdichteverteilung eines $0\text{-}\kappa$ -Josephsonkontaktes experimentell abgebildet werden. Neben den Randthemen des Agglomerierens von Kohlenstoff-Nano-Röhrchen bei tiefen Temperaturen und der Untersuchung eines Korngrenzen-Josephson-Kontakts wurden unter Variation externer Parameter mit den unterschiedlichen bildgebenden Verfahren sowie durch integrale Messungen zur Untersuchung der Transporteigenschaften folgende Themenbereiche erfolgreich untersucht:

Für die Abbildung der kritischen Stromdichte eines $0\text{-}\kappa$ -Josephsonkontaktes musste eine weitere sehr zeitintensive Messtechnik, die des Stromrampens, in das fertiggestellte LTSEM-System K3 adaptiert werden. Zudem wurde mittels Simulationen gezeigt, dass bei Bestrahlung von Materialien unterschiedlicher thermischer Leitfähigkeit das auf lokaler Erwärmung basierende Signalentstehungsmodell nicht mehr durch eine gaußförmige Temperaturverteilung beschreibbar ist, wenn sich physikalische Größen auf hinreichend kleinen Längenskalen ändern. Für den untersuchten Fall ist die räumliche Ausdehnung der elektronenstrahlinduzierten Temperaturverteilung im Substrat, die auch die Probe entsprechend erwärmt, größer als die Längenskalen, auf denen sich die kritische Stromdichte ändert. Es wurde hierfür ein Modell entwickelt, das

die experimentellen Ergebnisse in Simulationen beschreiben kann und den Einfluss unterschiedlicher thermischer Leitfähigkeit der involvierten Materialien sowie die Strahleindringtiefe berücksichtigt.

Ein weiterer Injektor-Josephsonkontakt zeigte eine bislang unverstandene atypische Abhängigkeit des kritischen Stroms von dem Injektorstrom. Mess- und Simulationsergebnisse dieser Arbeit lassen darauf schließen, dass durch einen hinreichend großen Injektorstrom ein Abrikosov-Vortex an der Stelle (oder nahe) des Injektors in der Bottom-Elektrode erzeugt wird. Diese Ergebnisse zeigen zudem, dass es in dieser Arbeit gelungen ist, mittels des Elektronenstrahls ein hinreichend starkes Pinningpotential zu generieren, damit der Abrikosov-Vortex der veränderbaren Strahlposition folgte und so der Phasenverlauf im Josephsonkontakt beeinflusst werden konnte. Zudem lassen die durchgeführten Simulationsergebnisse darauf schließen, dass es einen weiteren Beitrag zu dem Phasenverlauf in diesem Kontakt gibt, der durch einen Josephson-Vortex beschreibbar ist, zu dem Phasenverlauf in diesem Kontakt gibt.

Des Weiteren wurde in dieser Arbeit ein sternförmiges Netzwerk von Josephsonkontakten (JJA), auf dem der Graphentheorie und dessen *IV*-Kennlinien zufolge Bose-Einstein-Kondensation (BEC) existieren könnte, experimentell untersucht. Es wurde zunächst gezeigt, dass der Elektronenstrahl den *IV*-Kennlinienverlauf nicht derart stört, dass ihr BEC-charakteristischer Verlauf und somit eine mögliche BEC zerstört wird. Anschließend wurde mittels LTSEM- δV -Abbildungen gezeigt, dass bei sukzessiver Erhöhung des Biasstromens die Reihenfolge, bei der der kritische Strom der einzelnen Josephsonkontakte überschritten wird, nicht derjenigen folgt, die erwartet wird, wenn BEC auf dem JJA existiert. Demnach wurde in dieser Arbeit mittels der durchgeführten LTSEM-Untersuchungen wie auch dem Vergleich mit der Referenzprobe nachgewiesen, dass der *IV*-Kennlinienverlauf dieser Probe nicht auf BEC zurückgeführt werden kann.

Das zweite große Themengebiet dieser Arbeit beschäftigt sich mit LTSEM-Untersuchungen von $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostrukturen. Es wurde die Temperaturabhängigkeit von LTSEM- δV -Abbildungen dieser Systeme, deren Signalstärke mit zunehmender Temperatur abnehmen, untersucht und analysiert. Zudem zeigt der elektrische Widerstand des zweidimensionalen Elektronensystems (2DES) eine konvexe Temperaturabhängigkeit, wie in dieser Arbeit ausgeführt wird. Mittels des Vergleiches des δV -Signals und dem eines Differentialverstärkers wird aufgezeigt, dass es sich um eine strahlinduzierte

Erhöhung der Leitfähigkeit handelt. Diese Beobachtungen lassen sich nicht durch einen auf lokaler Erwärmung basierenden Signalentstehungsmechanismus erklären, der für die meisten anderen LTSEM-Abbildungen relevant ist. In dieser Arbeit wurde daher ein Modell entwickelt, das auf „In-Gap“-Zuständen und einem elektrischen Feldeffekt basiert, sowie den Einfluss von Zwillingsgrenzen einschließt. Dieses Modell kann neben der beobachteten Temperaturabhängigkeit der Signale und strahlinduzierten Leitfähigkeitsverbesserung auch weitere experimentelle Beobachtungen dieser Arbeit erklären. So wurden δV -Signalbeiträge von den Stromzuleitungen sowie Signale im Bereich der Spannungsabgriffe wie auch neben den 2DES-Bereichen beobachtet und durch den im Modell eingehenden Feldeffekt erklärt. Anhand von δI -Messungen wird zudem eine mögliche schwache räumliche Inhomogenität in einer Defektverteilung diskutiert, die granulare Signalverteilungen nach sich zieht.

Neben diesen Experimenten unter Einfluss lokaler Bestrahlung auf Zeitskalen $< 75 \mu\text{s}$ wurde in dieser Arbeit auch das Verhalten der $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Heterostruktur vor und nach homogener Bestrahlung auf großen Zeitskalen betrachtet. Hierzu wurden in dieser Arbeit Transportuntersuchungen während 8-minütiger Bestrahlung durchgeführt. Ebenso wie die δV -Lock-In-Messergebnisse zeigen sie eine strahlinduzierte Leitfähigkeitsverbesserung des 2DES auf, die die Interpretation, dass SrTiO_3 -seitige „In-Gap“-Zustände strahlinduziert angeregt und dadurch Elektron-Loch-Paare voneinander getrennt werden, stützt. Die „Löcher“ werden in der vorgenommenen Interpretation primär auf Punktdefekte zurückgeführt, während die korrespondierenden Elektronen die Ladungsträgerdichte des 2DES erhöhen. Nach der Bestrahlung tritt auf größeren Zeitskalen (als denen der Anregung) eine Abnahme der strahlinduzierten Leitfähigkeitsverbesserung des 2DES ein, die den Beobachtungen dieser Arbeit zufolge auch nach 24 h nicht abgeschlossen ist, sofern die Probe nicht erwärmt wird. In dieser Arbeit wurde der Vergleich zu Photoanregungen und deren Rekombination gezogen, woraus sich wiederum der Einfluss SrTiO_3 -seitiger Defekt-Zustände entsprechend des aufgestellten Modells ableiten ließ.

Der Vergleich der in dieser Arbeit bei den $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Proben eingesetzten Messmethoden (Lock-In-Verstärker, Differentialverstärker und batteriebetriebene Elektronik), die auf unterschiedlichen Zeitskalen agieren, zeigt ein interessantes Verhalten der untersuchten $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ -Proben auf. Anders als bei der Photoleitfähigkeit wurden in dieser Arbeit sowohl bei der Anregung als auch bei der Rekombination eine zeitliche Entwicklung beob-

achtet, die jeweils zu Beginn allmählich einsetzt. In dieser Arbeit wird diese Beobachtung im Rahmen des aufgestellten Modells auf einen elektrischen Feldeffekt implantierter Strahlelektronen zurückgeführt.

Zudem lässt sich aus den Beobachtungen dieser Arbeit eine mögliche Probenbeschädigung in Folge intensiver Bestrahlung bei tiefen Temperaturen ableiten. Dies wird besonders ersichtlich anhand der diskutierten SrTiO_3 -Veränderungen und spiegelt sich auch in Transportuntersuchungen wieder.

Perspektiven des K3-Systems

Das LTSEM-System K3 wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit derart designt, dass es eine beträchtliche Temperaturstabilität (im sub-Millikelvin Bereich) wie auch erhebliche Stabilität gegenüber Probenverschiebungen während LTSEM-Untersuchungen aufweist. Wie in dieser Arbeit ausgeführt (vgl. z.B. 0- κ -JJ-Untersuchungen), können hiermit nun äußerst temperatur-sensitive Messungen an Strukturen im μm -Bereich mit hinreichend langen Mittelungen durchgeführt werden. Die Verkabelung des K3-Systems bietet zudem einen erheblichen Wartungsvorteil und ermöglicht durch Steckverbindungen und einer Vielzahl thermischer Abschirmmöglichkeiten eine rasche Adaption und Umgestaltung der elektronischen Komponenten dieses Systems. Zudem wurde das K3-System derart gestaltet, dass Buchsen und thermische Abschirmungen für weitere Leitungen einfach adaptiert werden können. Ebenfalls wurde ein SQUID-Verstärker (SSA) als möglicher Teil der Signaldetektionskette (wobei die Verkabelung des SQUID-Verstärkers vollständig gegen elektromagnetische Störungen geschirmt ist) eingebaut und sämtliche Vorbereitungen getroffen, um ein SQUID-Mikroskop in das LTSEM-System K3 zu integrieren. Durch das SSA können über die Sensitivität der Lock-In-Messtechnik hinaus sensitive Probenuntersuchungen durchgeführt werden. Zudem wurde der K3-Probenhalter derart designt, dass er kompatibel mit einem Tieftemperatur-Polarisationsmikroskops (das ebenfalls am Physikalischen Institut der Universität Tübingen eingesetzt wird) ist. Des Weiteren wurden Vorbereitungen getroffen, um Halbleiter in das System zu adaptieren.

Die Kompatibilität mit dem Tieftemperatur-Polarisationsmikroskop ermöglicht die einfache Kombination dieser beiden Systeme und es kann beispielsweise ein Bezug zwischen magnetischen sowie optischen und elektrischen Transport-Eigenschaften von Proben hergestellt werden. Korrelierte Systeme, wie sie beispielsweise in Übergangsmetalloxiden existieren, eröffnen hierbei

ein weites Forschungsfeld. Bislang vollzieht sich beim Transfer einer Probe zwischen dem LTSEM und dem Polarisationsmikroskop unweigerlich ein Temperaturzyklen auf Raumtemperatur, womit in vielen Proben ein Phasenübergang, der die lokale Reproduzierbarkeit von Domänenstrukturen erschwert, verbunden ist. Durch die Integration eines SQUID-Mikroskops in das LTSEM könnten magnetische und Transport-Eigenschaften bei gleicher Temperatur ohne Temperaturzyklen untersucht werden.

Das K3-System bildet demnach eine solide erweiterbare Basis, um eine Vielzahl unterschiedlicher Probeneigenschaften zu untersuchen.

Anhang

A.1 Temperaturverhalten von Kohlenstoff-Nanoröhrchen

Um die Bildstabilität und Auflösung des im Rahmen dieser Arbeit fertiggestellten und in das LTSEM adaptierte K3-System zu testen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein „Wald“ dicht beieinanderstehender senkrecht orientierter Kohlenstoff-Nanoröhrchen (VACNTs) untersucht. Die Probe wurde von J. Lehman¹ zur Verfügung gestellt. An dieser Stelle wird in Abb. a1 eine Auswahl von BSE-Bildern, aufgenommen mit dem LTSEM-K3-System, bei unterschiedlichen Temperaturen während des Abkühlprozesses gezeigt.

Die dargestellten Teilabbildungen von Abb. a1 zeigen, wie mit sinkender Temperatur die Enden der Kohlenstoff-Nanoröhrchen agglomerieren. Mittels der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten LTSEM-Untersuchungen von VACNTs, konnte eine Korrelation der temperaturabhängigen Morphologie der VACNTs mit schwachen Veränderungen ihrer Reflektionseigenschaften nachgewiesen werden. Diese Änderungen der optischen Eigenschaften zwischen Raumtemperatur und $T = 4\text{ K}$ wurden von J. Lehman *et al.* mittels sehr genauer Breitbandradiometer beobachtet [348–352]. Hierbei fungieren die „sehr schwarzen“ VACNTs mit einem sehr geringen Reflexionsvermögen als Absorber für einen breiten Wellenlängenbereich vom sichtbaren- bis in den weit entfernten Infrarot-Bereich [350, 351]. Dabei spielen in der Detektortechnik möglichst schwarze Oberflächen im Bereich vieler Anwendungen eine wichtige Rolle. Der Beitrag dieser Arbeit weist auf, dass sich die Morphologie von VACNTs mit sinkender Temperatur ändert und dies Änderungen ihrer physikalischen Eigenschaften nach sich ziehen kann, wie die Kollaboration mit J. Lehman *et al.* gezeigt hat.

¹National Institute of Standards and Technology, Physical Measurement Laboratory / Applied Physics Division, Boulder, Colorado, USA

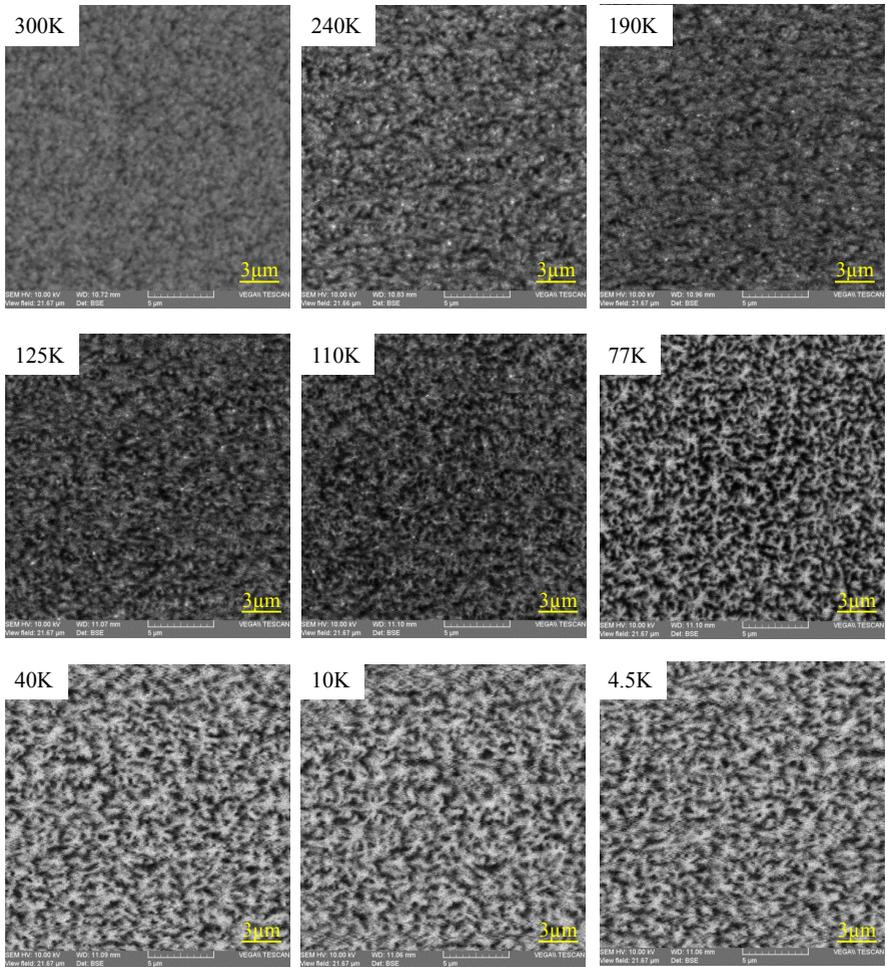


Abbildung a1: BSE-Bilder dicht beieinanderstehender Kohlenstoff-Nanoröhrchen bei unterschiedlichen Temperaturen während des Abkühlprozesses. Aufgenommen mit dem K3-System.

A.2 2DES Dotierung von LAO/STO ausschließlich durch Strahlelektronen

An dieser Stelle soll eine Abschätzung gemacht werden, die nachweist, dass die beobachteten δV -Signale an LAO/STO-Proben nicht durch eine alleinige Dotierung des 2DES ausschließlich durch die Strahlelektronen erklärt werden können. Es wird ein „worst-case“-Szenario betrachtet, das eine obere Schranke möglicher δV -Signale liefert.

Bei einem Elektronenstrahlstrom von $I_{\text{Bias}} = 100 \text{ pA}$ und einer Auslenkfrequenz $f_{\text{Strahl}} = 6.66 \text{ kHz}$ werden während der Bestrahlungsdauer eines Lock-In-Messzyklus von $75 \mu\text{s}$ 47000 Elektronen injiziert. In dem Szenario wird dabei angenommen, dass alle diese 47000 Strahlelektronen, die innerhalb der Streubirne abgebremst werden, instantan (mit Beginn des Bestrahlungsintervalls) sich im 2DES befinden². Zudem geht das Szenario davon aus, dass ohne Bestrahlung die 2DES-Flächenladungsdichte mit $0.5 \cdot 10^6 \mu\text{m}^{-2}$ besonders klein ist³. Bei Bestrahlung einer Fläche von $1 \mu\text{m}^2$ kann während einer Periode mit $f_{\text{Strahl}} = 6.66 \text{ kHz}$ demnach die 2DES-Ladungsdichte in die-

²Dabei muss berücksichtigt werden, dass STO, in dem sich die Streubirne befindet, ein Bandisolator ist und der Transport in das 2DES zeitverzögert erwartet werden kann. Zudem geht das Szenario der instantanen Injektion aller 47000 Strahlelektronen davon aus, dass die Erhöhung der Elektronenzahl des 2DES rechteckförmig (Integral über den Dotier-Delta-Puls zu Beginn) in der Zeit verläuft; tatsächlich kann bei einem konstanten Strahlstrom ein linearer Anstieg der injizierten Elektronen während der Bestrahlungsdauer erwartet werden, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass das Lock-In-Signal von einer mittleren Injektion von ≈ 23500 Elektronen erzeugt wird. Die Annahme, dass alle 47000 Elektronen bereits zu Beginn der Bestrahlungsperiode das 2DES dotieren, ist daher ein erheblicher Beitrag zu dem „worst-case“-Szenario. Gleiches gilt für den Ausschaltprozess, bei dem in diesem „worst-case“-Szenario die 47000 Elektronen ohne Zeitverzögerung in einem infinitesimal kleinen Zeitintervall dem 2DES entzogen werden (was nicht den Beobachtungen, die in dieser Arbeit ausgeführt werden, entspricht).

Unter Berücksichtigung eines möglichen Verschiebestromes, wie er in Kap. 5.4.3 ausgeführt wird, kann der Transport durch das STO in das 2DES entsprechend \vec{E}_{Strahl} erfolgen. Verbunden mit einem strahlinduzierten Verschiebestrom, der einen ladungsausgleichenden „Löcherstrom“ (Extraktion von Elektronen aus dem 2DES) von der Masse kommend in das 2DES erwarten lässt, wird allerdings eine Verringerung der Leitfähigkeit erwartet. Ein Verschiebestrom eröffnet jedoch die Möglichkeit eines schnellen Transports von Ladungsträgern, die von der Masse kommen können, in das 2DES. Unabhängig vom Vorzeichen der Ladungsträger kann dieser entsprechend Abb. 5.14 als $< 100 \text{ pA}$ angegeben werden.

³Tatsächlich geben Dubroka *et al.* $(5 - 9) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ an [251]. Dem Rekonstruktions-szenario zufolge sind es $3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ [3].

sem Bereich maximal um 9.4% durch Injektion von Strahlelektronen erhöht werden und so zum δV -Signal beitragen.

Unter Vernachlässigung eines möglichen Einflusses der Bestrahlung auf die Beweglichkeit⁴ der 2DES-Elektronen kann somit eine obere Schranke der Verbesserung der Leitfähigkeit am Ort der Bestrahlung von 9.4% angegeben werden

$$\Delta\sigma_{\blacksquare} = \sigma_{\blacksquare} - \sigma_{\square} = \frac{1}{R_{\blacksquare}} - \frac{1}{R_{\square}} = \frac{\Delta R_{\blacksquare}}{(R_{\square} - \Delta R_{\blacksquare})R_{\square}} = 0.094 \sigma_{\square} = 0.094 \frac{1}{R_{\square}} \quad .$$

Dabei ist σ_{\blacksquare} bzw. R_{\blacksquare} die elektrische Leitfähigkeit bzw. der Widerstand des bestrahlten Bereiches; σ_{\square} bzw. R_{\square} ist die elektrische Leitfähigkeit bzw. der Widerstand dieses Bereiches ohne Bestrahlung; $\Delta\sigma_{\blacksquare} = \sigma_{\blacksquare} - \sigma_{\square}$ bzw. $\Delta R_{\blacksquare} = R_{\square} - R_{\blacksquare}$ ist die Änderung der elektrische Leitfähigkeiten bzw. des Widerstandes dieses Bereiches infolge seiner Bestrahlung.

Aus $0.094 = \frac{\Delta R_{\blacksquare}}{R_{\square} - \Delta R_{\blacksquare}}$ ergibt sich in diesem Szenario $R_{\blacksquare} = 0.914 R_{\square}$.

In dem folgenden Modell wird die $165 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ große Probe entsprechend Abb. a2 in $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ große quadratische Widerstände unterteilt, die entlang einer Zeile in Reihe geschaltet sind. Die einzelnen Reihen sind parallel zueinander geschaltet. Dabei hat jedes einzelne Quadrat den Widerstand R_{\square} mit Ausnahme des rot schraffierten in der gelb hinterlegten Zeile, welches mit R_{\blacksquare} der Ort der Bestrahlung ist.

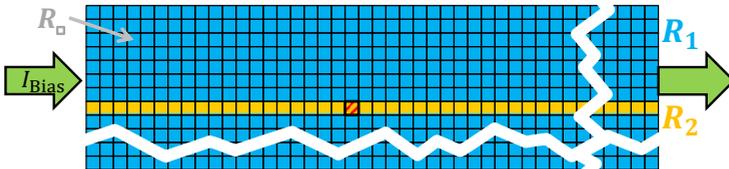


Abbildung a2: Schematische Einteilung einer $165 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ großen LAO/STO-Probe in $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ Bereiche, die einzeln einen Widerstand von R_{\square} haben. Das einzelne rot schraffierte Quadrat stellt den Ort der Bestrahlung dar und weicht mit R_{\blacksquare} davon ab. Es ist ein Biasstrom I_{Bias} eingezeichnet und R_1 bzw. R_2 ist der Gesamtwiderstand aller blau bzw. gelb hinterlegten Widerstände.

⁴Durch lokale Störung kann eine verringerte Beweglichkeit erwartet werden, die dem „worst-case“-Szenario entgegenwirken würde, indem die Leitfähigkeit verringert wird.

Mit $R_1 = \frac{165}{49}R_{\square}$, dem Gesamtwiderstand aller blau hinterlegten Quadrate, und $R_2 = 164R_{\square} + R_{\blacksquare}$, dem Gesamtwiderstand aller gelb hinterlegten Quadrate, ergibt sich aus dem Gesamtwiderstand der Probe $R_{ges} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}$ für lokale Bestrahlung

$$\frac{R_{ges}}{R_{\square}} = \frac{\frac{165}{49} \cdot \left(164 + \frac{R_{\blacksquare}}{R_{\square}}\right)}{\frac{165}{49} + 164 + \frac{R_{\blacksquare}}{R_{\square}}}.$$

Für den Fall der nicht-Bestrahlung ist $R_{\blacksquare} = R_{\square}$ und $R_{\square} = \frac{50}{165}R_{ges}$.

Im Fall des ausgeführten „worst-case“-Szenario, bei dem $\frac{R_{\blacksquare}}{R_{\square}} = 0.914$ ist, ändert sich der Gesamtwiderstand um $1.04 \cdot 10^{-5} R_{ges}$. Bei $I_{Bias} = 100 \mu A$ fällt eine Spannung von $\lesssim 100$ mV über die Probe ab. Demnach können selbst mit dem ausgeführten „worst-case“-Szenario keine δV -Signale mit $\delta V > 1.04 \mu V$ durch die Injektion von Strahlelektronen in das 2DES erklärt werden⁵.

A.3 Biasstromabhängigkeit der ΔV_{ac} - und ΔV_{dc} -Signale von LAO/STO-Proben

Nachdem in Kap. 4.4.2 gezeigt wurde, dass bei den untersuchten LAO/STO-Heterostrukturen ein positives ΔV_{ac} - einem negativen ΔV_{dc} -Signal zuzuordnen ist, sollen an dieser Stelle weitere Probenuntersuchungen von Probe LAO/STO#5a vorgestellt werden. Die Untersuchungen wurden analog zu denen, deren Ergebnisse in Abb. 4.17 bis 4.22 vorgestellt werden, bei unterschiedlichen Biasströmen durchgeführt⁶.

Anhand Abb. a3 wird zunächst gezeigt, dass mit Zwillingsgrenzen identifizierbare Strukturen mit einem positiven ΔV_{ac} -Signal zu identifizieren sind und diese eine Verringerung des ΔV_{dc} -Signal mit sich bringen.

⁵Wählt man anstelle von $1 \mu m^2$ einer Bestrahlungsfläche von $10 \mu m \times 10 \mu m$, so ergibt sich ein nur leicht erhöhtes maximales $\delta V = 1.14 \mu V$; im Fall von $0.1 \mu m \times 0.1 \mu m$ ergibt sich $\delta V = 0.11 \mu V$. Auch diese beiden Extremfälle, die eine Größenordnung größer bzw. kleiner als das Auflösungsvermögen der LTSEM-Abbildungen an LAO/STO-Proben sind, bestätigen dieses Ergebnis.

⁶Simultan wurde das ΔV_{ac} -Signal mit dem Lock-In-Verstärker und das ΔV_{dc} -Signal mit dem Differentialverstärker aufgenommen. Kap. 4.4.2 beschränkt sich auf die beiden Fälle der Probenuntersuchung $I_{Bias} = 0$ und $I_{Bias} = 100 \mu A$.

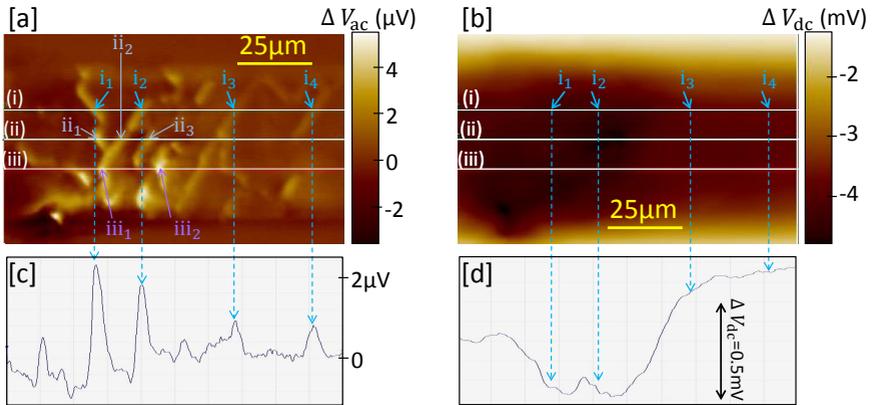


Abbildung a3: Simultan aufgenommene ΔV_{ac} - [a] und ΔV_{dc} -Messergebnisse [b] bei einem Biasstrom von $I_{Bias} = 100 \mu A$. Entlang der weißen Linie (i) wurden die Messergebnisse [c] bzw. [d] aus [a] bzw. [b] extrahiert. i_1 bis iii_2 bezeichnen markante Schnittpunkte von Zwillingsgrenzen mit den Linien (i), (ii) und (iii). Entlang (ii) und (iii) wurden Linescans, die im Folgenden präsentiert werden, durchgeführt.

Die in Abb. a3 [a] dargestellten ΔV_{ac} -Messergebnisse weisen mit Zwillingsgrenzen, deren ΔV_{ac} -Signale besonders groß sind, identifizierbare Strukturen auf. Diese signifikanten ΔV_{ac} -Signale werden exemplarisch in [c] dargestellt, wobei [c] die aus [a] extrahierten Messergebnisse entlang der Linie (i) darstellt. Der Schnitt von (i) mit den Zwillingsgrenzen stellt die signifikanten Positionen i_1 bis i_4 dar. Diese Positionen wurden in Teilabb. [b], welche die simultan aufgenommenen ΔV_{ac} -Messergebnisse zeigt, übertragen. Teilabbildung [d] stellt wiederum aus [b] entlang (i) extrahierte Ergebnisse dar⁷.

Mit der Bestrahlung von Position i_1 und i_2 , an denen sich ΔV_{ac} -signalstarke Zwillingsgrenzen befinden, geht eine tatsächliche Verringerung des ΔV_{dc} -Signals einher, sodass in Folge der Bestrahlung dieser Zwillingsgrenzen sich die Leitfähigkeit verbessert. Die Verschiebung der ΔV_{dc} -Minima gegenüber den Positionen i_1 und i_2 kann darauf zurückgeführt werden, dass sich die Probe nicht im Gleichgewicht befindet und sich Anregungen und Rekombinationen

⁷Anzumerken ist, dass mittels des Differentialverstärkers ein Offset abgezogen wurde. Die tatsächlichen strahlinduzierten Leitfähigkeitsänderungen sind erheblich größer und agieren auf höchst unterschiedlichen Zeitskalen.

auf unterschiedlichen Zeitskalen vollziehen⁸. Die Messergebnisse werden in dieser Arbeit derart interpretiert, dass sie primär auf strahlinduzierte elektronische Anregungen in das 2DES zurückzuführen sind. Diese n-Dotierung des 2DES rekombiniert nach der Bestrahlung. In dieser Interpretation vollzieht sich eine Rekombination der durch Bestrahlung von Zwillingsgrenzen-Position i_1 induzierten n-Dotierung, was den Anstieg hin zu dem Maximum zwischen i_1 und i_2 erklärt. Mit Bestrahlung von Zwillingsgrenzen-Position i_2 ergibt sich eine erneute n-Dotierung, was zu einer Abnahme des ΔV_{dc} -Signals führt. Neben globalen strahlinduzierten Anregungen in das 2DES scheint somit sich die n-Dotierung besonders gut im Bereich von Zwillingsgrenzen zu vollziehen. Die Rekombination dieser Anregungen im Bereich der Zwillingsgrenzen kann den sich nach dem zweiten Minimum vollziehenden Anstieg des ΔV_{dc} -Messergebnisses in [d], der bei Position i_3 gebremst wird, erklären. An dieser Position i_3 befindet sich eine Zwillingsgrenze mit einem schwachen ΔV_{ac} -Signal, wie [a] und [c] zu entnehmen ist. Die Bestrahlung dieser Zwillingsgrenzen-Position i_3 ergibt in dieser Interpretation somit nur eine schwache n-Dotierung des 2DES, die den ΔV_{dc} -Anstieg, der auf die Rekombination einer zuvor stark angeregten n-Dotierung zurückgeführt wird, nur abschwächen kann. Eine zu Position i_3 analoge Diskussion kann bei Position i_4 , an der sich ebenfalls eine ΔV_{ac} -signalschwache Zwillingsgrenze befindet, geführt werden.

Die Interpretation, dass sich eine verbesserte n-Dotierung des 2DES bei Bestrahlung von Zwillingsgrenzen vollzieht, wird im Folgenden anhand von Linescans, die bei unterschiedlichen Biasströmen entlang der in Abb. a3 eingezeichneten Linien (ii) und (iii) durchgeführt wurden, gestärkt. In Abb. a4 ist der Quotient dieser simultan aufgenommenen ΔV_{ac} - und ΔV_{dc} -Messergebnisse und dem jeweiligen Biasstrom I_{Bias} in Abhängigkeit von der Strahlposition dargestellt.

⁸Wird der Elektronenstrahl hinreichend langsam über die Probe gerastert, so kann der Zwillingsgrenzen-Position im ΔV_{ac} -Signal eine entsprechende ΔV_{dc} -Antwort zugeordnet werden.

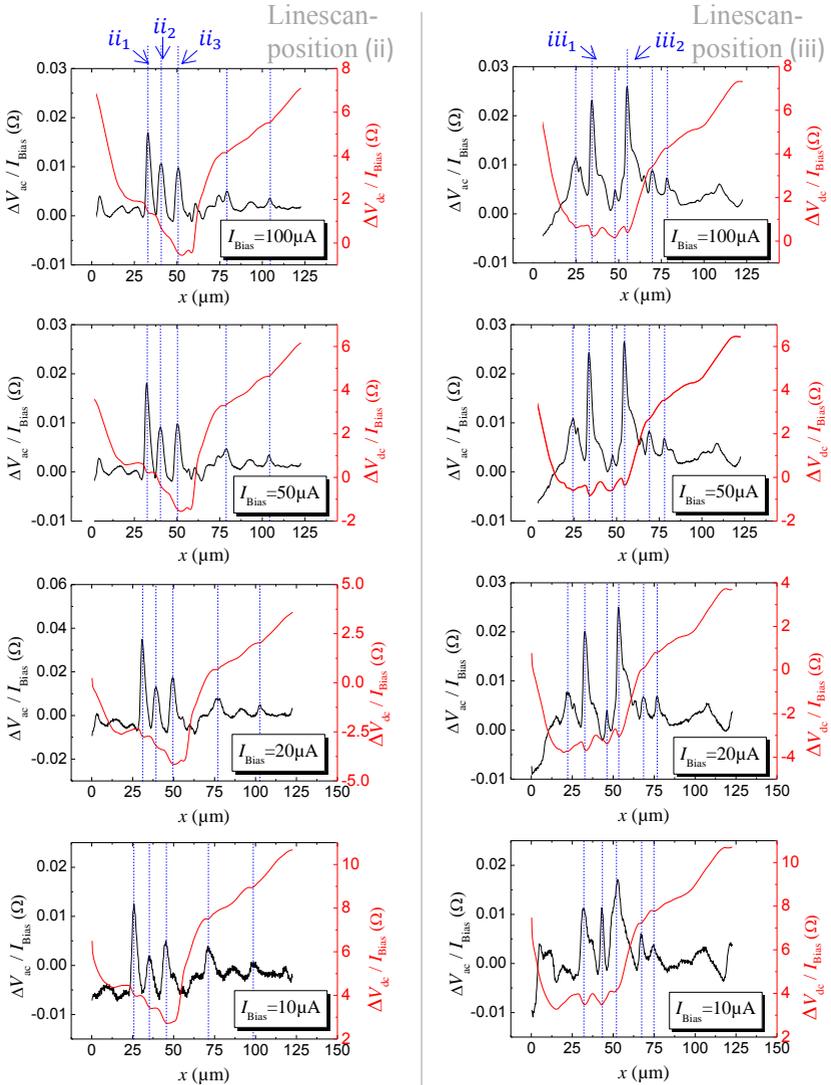


Abbildung a4: Gezeigt sind bei den angegebenen Biasströmen I_{Bias} aufgenommene Linescans entlang der in Abb. a3 dargestellten Linie (ii) (links) und Linie (iii) (rechts). Dargestellt ist der Quotient aus den ΔV_{ac} - und ΔV_{dc} -Messergebnissen und dem jeweiligen Biasstrom. Neben weiteren markanten Stellen sind die in Abb. a3 definierten Positionen $ii_1 \dots iii_2$ durch die gestrichelten Linien angedeutet.

Die Ordinaten-Intervalle, auf denen sich die strahlinduzierten $\frac{\Delta V_{ac}}{I_{Bias}}$ - und $\frac{\Delta V_{dc}}{I_{Bias}}$ -Änderungen vollziehen, sind für die in Abb. a4 dargestellten Messergebnisse in erster Näherung unabhängig vom Biasstrom⁹. Demnach handelt es sich um strahlinduzierte Widerstandsänderungen, die auf eine lineare Abhängigkeit der Spannungsänderungen vom Biasstrom schließen lässt, wobei die Widerstandsänderungen von der Bestrahlungsposition abhängig sind.

Mit der Bestrahlung von den jeweiligen Positionen der ΔV_{ac} -signalstarken Zwillingsgrenzen (Position ii₁...ii₃ bzw. iii₁ und iii₂) vollzieht sich jeweils eine Abnahme des ΔV_{dc} -Signals, was auf eine Verbesserung der Leitfähigkeit schließen lässt. Dem in dieser Arbeit aufgestellten Modell zufolge wird durch die Bestrahlung das 2DES der LAO/STO-Heterostruktur n-dotiert. Dass dies auf unterschiedlichen Zeitskalen sowie nicht nur bei Bestrahlung von Zwillingsgrenzen geschieht, zeigt sich zu Beginn der Linescans ($x \lesssim 15 \mu\text{m}$). Während hier die ΔV_{ac} -Signale klein sind, nimmt das ΔV_{dc} -Signal zunächst stark ab. Besonders im Bereich signalstarker ΔV_{ac} -Strukturen ($20 \mu\text{m} \lesssim x \lesssim 60 \mu\text{m}$) verringert sich das ΔV_{dc} -Signal, was auf eine verbesserte n-Dotierung des 2DES bei Bestrahlung dieses Bereiches schließen lässt. Im weiteren Scanverlauf können diese Anregungen wieder rekombinieren, womit das ansteigende ΔV_{dc} -Signal erklärt werden kann. In diesen zweiten Abschnitten der Linescans gibt es nur schwache ΔV_{ac} -Strukturen, bei denen der Dotiermechanismus derart schwach ist, dass der durch Rekombination vorangegangener starker Anregungen erklärbare Anstieg des ΔV_{dc} -Signals durch diese Strukturen nur gebremst wird, was sich in Form von Knien an den jeweiligen Stellen im ΔV_{dc} -Signal widerspiegelt¹⁰.

Erst im niedrigen einstelligen μA Biasstrombereich weichen die ΔV_{ac} -Messergebnisse von der anhand Abb. a4 aufgezeigten linearen $\frac{\Delta V_{ac}}{I_{Bias}} = \text{const.}$ Abhängigkeit, die vom Bestrahlungsort abhängig ist, ab. Abbildung a5 zeigt

⁹Es vollzogen sich mögliche Probenverschiebungen während der Messung, wie in Kap. 4 ausgeführt wird.

¹⁰Die tatsächlichen ΔV_{dc} -Änderungen in Folge der Probenbestrahlung (die aufgrund der Positionierung des Strahles zu Beginn der Linescans in x -Richtung auf der Probe nicht hinreichend gemessen werden können) sind mindestens um den Faktor 10 größer als die in Abb. a4. Dies zeigt der Vergleich mit Abb. 4.19, die Messergebnisse zeigt, die aufgenommen wurden, während sich der Strahl der Probe seitlich annähert. Demnach ist es kein Widerspruch zu der Interpretation der Messergebnisse, dass die ΔV_{dc} -Signale in Abb. a4 zu Beginn der Linescans jeweils kleiner als zum Ende der Linescans sind.

die $\frac{\Delta V_{ac}}{I_{Bias}}$ - und $\frac{\Delta V_{dc}}{I_{Bias}}$ -Messergebnisse, die ebenfalls entlang der in Abb. a3 eingezeichneten Linescans (ii) und (iii) durchgeführt wurden⁹.

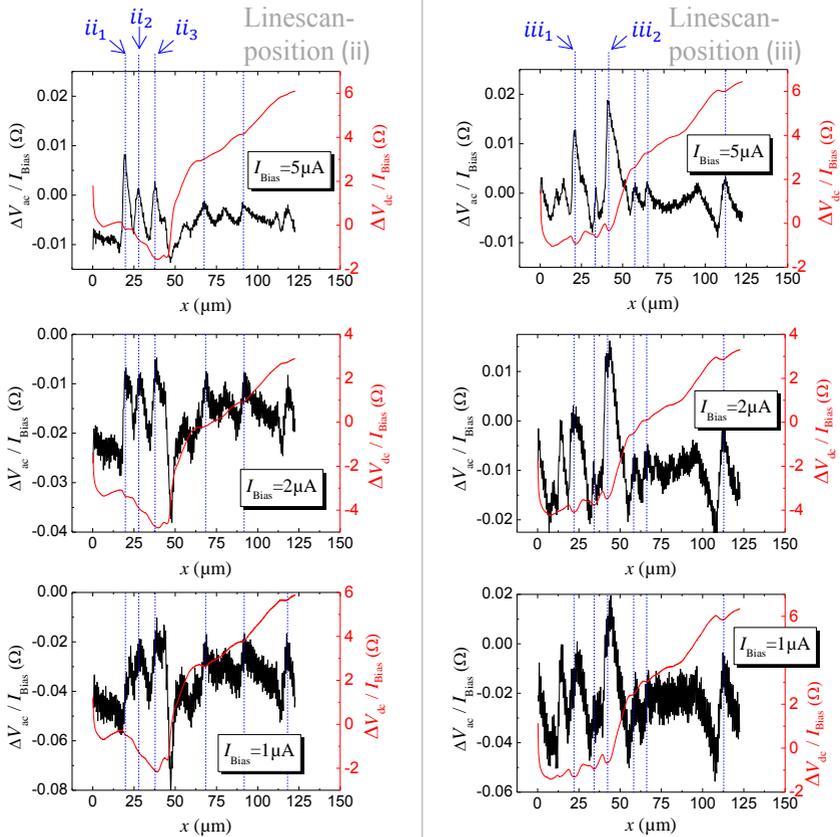


Abbildung a5: Gezeigt sind bei den angegebenen Biasströmen I_{Bias} aufgenommene Linescans entlang der in Abb. a3 dargestellten Linie (ii) (links) und Linie (iii) (rechts). Dargestellt ist der Quotient aus den ΔV_{ac} - und ΔV_{dc} -Messergebnissen und dem jeweiligen Biasstrom. Neben weiteren markanten Stellen sind die in Abb. a3 definierten Positionen $ii_1 \dots iii_2$ durch die gestrichelten Linien angedeutet.

Ein Vergleich der $\frac{\Delta V_{ac}}{I_{Bias}}$ -Messergebnisse der einzelnen in Abb. a4 und a5 dargestellten Teilabbildungen zeigt, dass die strahlinduzierten Widerstandsänderungen an der jeweiligen Position sich auf der Zeitskala, auf der der

Differentialverstärker misst, nicht ändern. Dabei bilden sich jeweils unabhängig vom Biasstrom dieselben $\frac{\Delta V_{dc}}{I_{Bias}}$ -Strukturen aus, nachdem sich das Signal im Anfangsbereich der einzelnen Linescans stabilisiert hat¹¹. Dies lässt darauf schließen, dass das 2DES in erster Näherung unabhängig von der Stärke des Biasstromes durch den Strahl n-dotiert wird und nur die Strukturen der Probe auf den Anregungs- und anschließenden Rekombinationsmechanismus Einfluss haben.

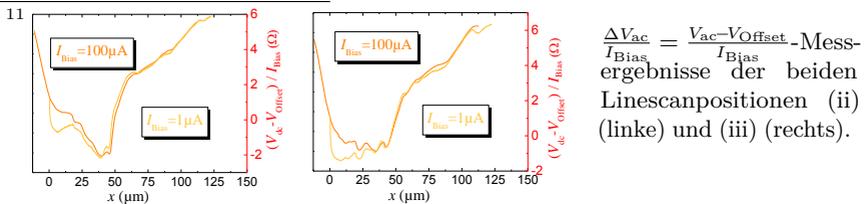
Auf den Zeitskalen, auf denen der Lock-In-Verstärker misst, ergeben sich erst bei sehr niedrigen Biasströmen ΔV_{ac} -Messergebnisse, die von einer linearen I_{Bias} -Abhängigkeit abweichen. Neben einem auf Dotierung und Rekombination des 2DES basierenden Mechanismus könnten daher weitere Effekte wie Thermospannungen auftreten, die zu den V_{ac} -Ergebnissen beitragen. Bei hinreichend großen Biasströmen ($I_{Bias} > 5 \mu A$) ist dieser Beitrag jedoch sehr gering, wie Abb. a4 und a5 zeigen.

Sämtlichen in Abb. a4 und a5 dargestellten Messergebnissen ist zu entnehmen, dass die Elektronenbestrahlung von ΔV_{ac} -signalstarke Zwillingsgrenzen eine Verringerung im ΔV_{dc} -Signal (oder zumindest ein Knie in dessen Ansteigen) und somit eine verbesserte Leitfähigkeit des 2DES bewirken.

A.4 Mögliche STO-Kristallschädigungsmechanismen

An dieser Stelle wird ausgeführt, wie sich mögliche Gitterdefekte durch den Elektronenstrahl ausbilden und propagieren können. Die Schädigung von Proben durch Strahlelektronen, wie sie in SEM, TEM oder STEM eingesetzt werden, ist eine bekannte Begleiterscheinung derartiger Probenuntersuchungen [353–357] und noch immer Gegenstand aktueller Forschung [314, 317, 358–361].

Abhängig von der „Stopping Power“ und dem Volumen der Streubirne, können niederenergetischere Strahlelektronen stärker und schneller die Probe



schädigen, als wenn die Beschleunigungsspannung größer ist, weil die deponierte Energie pro Volumen größer ist [357]. Zudem können beim Aufladen der Probe elektrische Feldstärken auftreten, die den dielektrischen Zusammenbruch, mechanische Deformation und Änderungen der Chemie der Probe verursachen [357].

Bei $T \approx 5$ K beträgt die Gibbsche freie Energie, die zur Bildung einer Sauerstoffleerstelle in STO benötigt wird, ≈ 6.1 eV [362]. Um diese Schwellenenergie durch einen elastischen Stoß zu überwinden, setzt der hierfür notwendige Energie- und Impulstransfer eine Energie der Strahlelektronen von $\gtrsim 50$ keV voraus, wie aus den in Abb. a6 dargestellten Streuquerschnitten für Sauerstoff abgeschätzt werden kann.

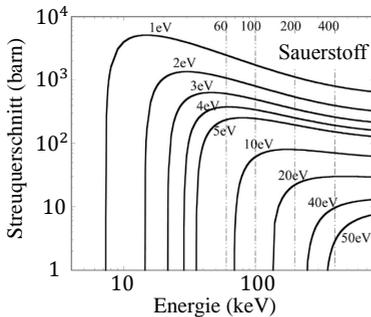


Abbildung a6: Errechnete „Knock-on“-Streuquerschnitte von Sauerstoff für unterschiedliche Schwellenenergien der irreversiblen atomaren Verschiebung. Abgeändert aus [360].

Die Erzeugung von Gitterfehlstellen im STO durch elastische Streuung zwischen den in dieser Arbeit verwendeten 10 keV-Strahlelektronen und Ionen auf den Gitterplätzen sollte demnach ausgeschlossen werden können. Die infolge SEM-Bestrahlung erzeugten Defekte in unterschiedlichen Perowskiten, die C. Xiao *et al.* mittels Kathodenlumineszenzmessungen (CL) untersuchten, werden allerdings neben thermischem Erwärmen primär durch „Knock-on“-Prozesse, die auf elastischer Streuung basieren, erklärt [314]¹². Anzumerken ist zudem, dass auch H. Gu *et al.* kürzlich erhebliche „Knock-on“-Schädigungen von dem Metall Zirkonium durch SEM-Strahlelektronen, deren Energie deutlich unter der Schwellenenergie liegt, bei Raumtemperatur nachwiesen [359]. Durch weitergehende TEM-Untersuchungen zeigten sie, dass niederenergetische Elektronenstrahlbestrahlung der Zr-Oberfläche das „Sputtern“ von α -Zr-Atomen, die Restrukturierung der α -Zr-Matrix und Amorphisierung ermöglicht [359].

¹²Auf die Arbeit von C. Xiao *et al.* wird später im Anhang A.4 genauer eingegangen.

Die Schwellenenergie der Migration von Fehlstellen und Zwischengitteratomen ist deutlich geringer als die Schwellenenergien, die sie entstehen lassen. Die Migrationsenergie kann für Sauerstoffleerstellen in STO mit 0.3 eV [363] bis 1.3 eV [364] und die von Sauerstoff-Interstitials mit 0.3 eV [365] angegeben werden¹³. Demnach können für diese Punktdefekte erhebliche „Knock-on“-Streuquerschnitte, die ihre Propagation ermöglichen, erwartet werden, wobei die Migration einer Leerstelle durch die Streuung eines benachbarten Gitterions in die Leerstelle angesehen werden kann.

Kürzlich haben Nicholls *et al.* gezeigt, dass mittels eines (S)TEMs impuls aufgelöste Phononenspektroskopie betrieben werden kann [366]. Dabei werden Moden, deren Bewegungsrichtung mit der Richtung des Impulsübertrags übereinstimmt, angeregt [366]. Anhand kubischem und hexagonalem Bornitrid konnten insbesondere die optischen Phononenmoden besonders gut¹⁴ (wie auch weite Teile der akustischen Moden) strahlinduziert angeregt werden [366].

N. Jiang beschreibt, dass in Isolatoren und Materialien mit schlechter elektrischer Leitfähigkeit strahlinduzierte elektronische Anregungen hinreichend lang existieren, sodass die Atome mechanisch darauf reagieren können [360]. Des Weiteren muss diese erlangte Energie in einen Impuls umwandelbar sein [360, 367]. Sind beide Bedingungen gegeben, so tritt Probenschädigung aufgrund inelastischer Streuung auf [360]. Der Bandisolator STO erfüllt hierbei besonders bei tiefen Temperaturen die erste Bedingung. Als Mechanismen des Impulsübertrags werden „thermische Vibrationen“ und Coulomb-Wechselwirkung aufgeführt [360]. Im Folgenden werden Kristallschädigungsmechanismen zusammengefasst, die auf inelastischer Streuung von Strahlelektronen basieren. Für eine ausführliche Betrachtung sei auf [360] (und den darin enthaltenen Zitaten) verwiesen.

In Folge der inelastischen Streuung werden „chemische Bindungen aufgebrochen“ [360]. N. Jiang beschreibt dies anhand Alkali- und Erdalkalihalogenuiden: In Folge der Ionisation bildet sich zunächst ein Exiton, wobei das Loch an einem X_2^- -Halogenidpaar lokalisiert ist, während das angeregte Elektron in einem wasserstoffähnlichen Orbital um ein Alkali- oder Erdalkali-Ion verbleibt, wie Abb. a7 [a] schematisch zeigt [360]. Thermisch angeregt kann das

¹³Die Migrationsenergie von Strontiumleerstellen kann mit 3.9 eV und die von Strontium-Interstitials mit 0.3 eV angegeben werden [365].

¹⁴Zu betonen ist die \log_{10} -Darstellung in Fig. 2 in [366], die zeigt, dass die Intensität der optischen die der akustischen Moden um mehrere Größenordnungen übersteigt.

gebundene Halogenidpaar die in [b] dargestellte Position einnehmen [360]. Während einer kurzen Vibrationsperiode wird das Loch resonant zwischen den Halogenidionen, die mit 1, 2 und 3 bezeichnet sind, geteilt [360]. Umgekehrt kehrt das Loch in die diatomare Konfiguration zurück [360]. Ist in dieser Bindung Ion 2 oder 3 anstelle von Ion 1 involviert, hat das X_2^- -Paar (also das V_k -Zentrum) eine Verschiebung erfahren [c] [360].

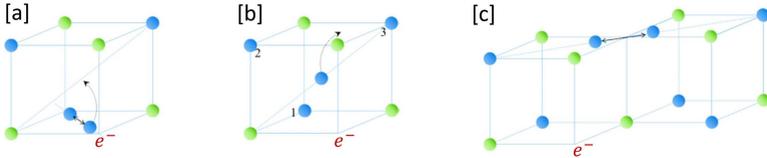


Abbildung a7: Modell eines radiolytischen Prozesses. Blau sind Anionen, grün Kationen dargestellt. Abgeändert aus [360].

Eine weitere radiolytische Kristallschädigung ist von der Amorphisierung von kristallinem SiO_2 bekannt. Dabei nimmt die Bindungsfähigkeit von den $[\text{SiO}_4]$ -Netzwerken in Folge von strahlinduzierten Punktdefekten ab [360]. Diese Frenkel-Defekte bestehen aus O-O-Peroxy-Arten (O_2^{2-} und O_2^-) und Sauerstoffleerstellen [360], wobei der vorgeschlagene radiolytische Prozess ähnlich zu dem in Halogeniden ist [360]. Dabei resultiert die Anregung von Si-O-Bindungen in einer Instabilität der Sauerstoffatome, sie ergeben „off-center“ und verbinden sich mit benachbartem (oder weiter entferntem) Sauerstoff über eine O-O-Peroxy-Verbindung [360]. Für weitergehende Ausführungen sei auf [360] verwiesen.

Die bisher betrachteten Kristallschädigungen basieren auf inelastischer Streuung von Strahlelektronen mit Anionen, die hierbei ihre negative Ladung (teilweise) verlieren und sich hieraus eine lokale Unordnung ergibt, die thermisch angeregt propagieren kann. Nach der strahlinduzierten Anregung von Phononen (Nicholls *et al.* [366]) könnte dies auch bei $T \approx 5 \text{ K}$ möglich sein, wenn ein Phononenstoß die thermische Energie und den Impulsübertrag bereitstellen kann. Zudem ergibt sich während des anhand Abb. a7 beschriebenen Prozesses ein Interstitial-(ähnlicher) Zustand [b]. Das Potential kann durch ein asymmetrisches Doppelmuldenpotential beschrieben werden, wobei das niedrigere Minimum die Position des periodischen Gitterplatzes und das höher liegende Minimum den Zwischengitterplatz darstellt. Ein energiereiches strahlinduziertes Photon kann das Atom/Ion in diesen energetisch höher gelegenen Zwischengitterzustand anregen, wo es eventuell bei tiefen Tempe-

raturen zunächst verbleibt, weil ohne weitere strahlinduzierte Phononen die Aktivierungsenergie des auf den Gitterplatz Zurückkehrens nicht aufgebracht wird. Die injizierten Strahlelektronen können den Isolator aufladen und füllen dabei Potentialminima wie den freien Gitterplatz. Infolgedessen ändert sich das Potential, das auf das sich auf einem Zwischengitterplatz befindenden Atom/Ion wirkt. Während E. Blokhin in seiner theoretischen Arbeit den phononischen Beitrag bei der Ausbildung von Punktdefekten in STO bei hohen Temperaturen aufzeigt [368], weist J. Hanzig die auf Diffusion basierte Propagation von thermisch angeregten Sauerstoff-Defekten hin zur Oberfläche beim Ausheilen im Vakuum nach [326]. Während die thermisch aktivierte Erzeugung von Sauerstofffehlstellen erhebliche Temperaturen ($\gtrsim 800^\circ\text{C}$) erfordert, ist die Aktivierungsenergie für die Migration von bestehenden Sauerstoff-Interstitials 0.3 eV [365] und Sauerstoffleerstellen 0.7 eV [369] recht gering. Für 11°C bis 50°C wies J. Hanzig den Elektroformationsprozess in STO, der auf der Migration von Sauerstoffleerstellen in einem elektrischen Feld ($10^6 \frac{\text{V}}{\text{m}}$) basiert, nach [369].

N. Jiang, dessen Ausführungen durch TEM-Beobachtungen motiviert sind, beschreibt weiterhin in [360] einen durch niederenergetische Strahlelektronen stimulierten und induzierten elektronischen Übergang herbeigeführten Defektmechanismus, der (besonders) in (maximum-valenten) Übergangsmetall-Oxiden auftritt und bei dem Sauerstoff an der Oberfläche desorbiert wird [360]. Auf die Ionisation eines „Core“-Elektrons von einem Kation folgt der Zerfall eines Valenzelektrons des Sauerstoffs in dieses Loch des Kations, wobei die freiwerdende Energie dem Sauerstoff durch Auger-Emission ein weiteres (zweites) Elektron entzieht [360]. Auf diese Weise wird O^{2-} in O^0 und in seltenen Fällen (durch Emission von zwei Auger-Elektronen) in O^+ umgewandelt [360]. Aufgrund von Coulombrepulsion der umgebenden Kationen kann der Sauerstoff von der Oberfläche desorbiert werden, was zu einer Reduktion der Metallionen und einer einhergehenden strukturellen Änderung (bis hin zur metallischen Phase an der Oberfläche) führt [360]. Dabei hat die Strahlstromdichte Einfluss auf den Verlauf und sogar das Endprodukt der Schädigung [360].

Die bisherigen diskutierten Defektentstehungsmechanismen durch inelastische Streuung basieren auf dem Aufbrechen von Ionenbindungen durch Ionisation. N. Jiang führt anhand von (S)TEM-Untersuchungen aus, wie die elektrische Ladung bei der Bestrahlung eines Isolators (Ionenkristalls) Kristallschäden erzeugt [360]. Dabei lädt sich die Probe durch die Emission von Sekundär- und

Auger-Elektronen positiv auf, sodass auch schwere Ionen wie Seltene-Erden-Ionen propagieren können [360]. So können bei STEM-Untersuchungen von Oxiden (1) die Kristallschädigungen delokalisiert und radialsymmetrisch um den Bestrahlungsort sein [360]. Sauerstoffatome werden zu dem Bestrahlungsort gezogen (2) und können O_2 -Moleküle oder sogar O_2 -Gasblasen bilden und (3) die Kationen propagieren vom Bestrahlungsort weg und können dabei 3D-zylinderförmige Wände formen [360]. Dies kann zu einer Trennung der Phasen, Neuordnung in unterschiedlichen Gittern und Phasentransformation führen [360]. Zudem diskutiert N. Jiang anhand von TEM-Untersuchungen, bei denen sich die Ober- und Unterseite der Probe in einem mesoskopischen Bereich positiv auflädt, die Entstehung von Defekten aufgrund der Ionenpropagation im elektrischen Feld [360].

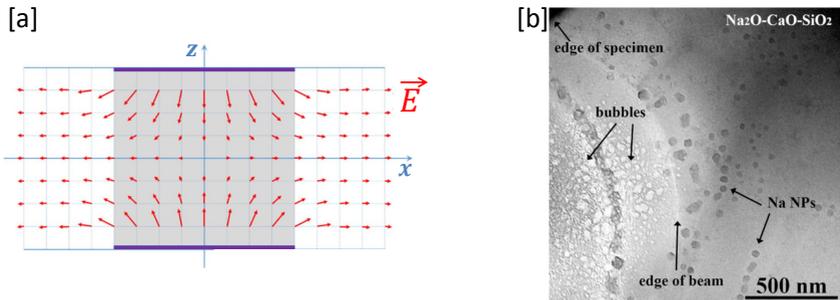


Abbildung a8: [a] Schematische Darstellung des elektrischen Feldes (rote Pfeile) durch die violett dargestellten Ladungen an den Oberflächen bei TEM-Bestrahlung des grauen Bereiches. Abgeändert aus [360]. In [b] ist eine TEM-Abbildung (aus [360]) einer $Na_2O-CaO-SiO_2$ -Probe dargestellt, die nach intensiver Bestrahlung durch einen Elektronenstrahl mit Radius $\approx 1 \mu m$ Schädigungen aufweist, die durch die Pfeile gekennzeichnet sind.

S. B. Lee *et al.* wiesen nach, dass sich durch TEM-Bestrahlung in hexagonalem ZnO , das während der Probenpräparation mit Pt verunreinigt wurde, Pt-Zn-Nanopartikel ausbilden [370]. Die Energie der Strahlelektronen war dabei derart gering, dass sie „Knock-on“-Prozesse weitestgehend ausschließen [370]. Sie erklären den Entstehungsprozess der Pt-Zn-Nanopartikel ebenfalls durch eine radiolytische Schädigung durch Ionisation, die mit der Bestrahlung einhergeht, in Kombination mit elektrischer Aufladung, die geprägt von der Emission von Rückstreu-, Sekundär- und Auger-Elektronen positiv ist [370]. Auch sie gehen davon aus, dass der Elektronenstrahl „Core“-Löcher

erzeugt und durch Augerzerfälle die Sauerstoffanionen positiv geladen werden können (Knotek-Feibelman-Mechanismus¹⁵) [370]. Zudem erwähnen sie, dass bereits die Repulsion zwischen diesen positiven Sauerstoffionen und den Zn-Kationen den bestrahlten ZnO-Bereich perforieren kann [370]. Eingebettet in die isolierende ZnO-Matrix, können auch die Pt-Verunreinigungen unter Bestrahlung positiv geladen werden [370]. Unter elektrostatischer Aufladung können zudem diese positiven Zn-, O- und Pt-Ionen wahrscheinlich sogar in das TEM-Vakuum emittiert werden [370]. Durch Propagation der Ionen aufgrund von Coulombwechselwirkung konnten S. B. Lee *et al.* geordnete Pt₃Zn-Nanopartikel realisieren [370].

Durch das Aufladen der Ober- und Unterseite bei TEM-Untersuchungen kompensiert sich die auf die Ionen wirkende Kraft in z-Richtung teilweise, wie Abb. a8 [a] zu entnehmen ist. Bei gleicher Ladungsdichte können daher im Fall von SEM-Untersuchungen deutlich größere Kräfte auf die Ionen wirken. Unabhängig vom Vorzeichen der Aufladung wird diese nach hinreichend langer Bestrahlungszeit durch einen Strom in dem hochohmigen Isolator begrenzt.

M. Matsui *et al.* untersuchten den Einfluss von SEM-Abbildungen auf Metall-Oxid-Halbleiter-Heterostrukturen (MOS) bei Beschleunigungsspannungen $\lesssim 5$ keV [372]. Ist die Energie der Strahlelektronen groß genug, damit sie die metallische Topelektrode durchqueren können, erzeugen sie Defekte in Form von Potentialmulden an der Grenzschicht zwischen dem Si-Substrat und dem Gate-Dielektrikum [372]. M. Matsui *et al.* zeigten, dass sich bereits nach einem Scanvorgang in Folge der Elektronenbestrahlung die Charakteristik der MOS-Bauteile verschlechtert und die Degradation durch weitere Scans fortschreitet [372]. Sie zeigten, dass die Veränderungen mit der Elektronendosis und der Dicke des Dielektrikums zunimmt, wodurch das Ausbilden von Potentialmulden beim Durchqueren der Strahlelektronen durch das Gate-Dielektrikum nachgewiesen wurde [372]. Die strahlinduzierten Defekte konnten zudem bei 450°C über die Dauer von 10 min in N₂-Gas ausgeheilt werden [372].

S. Gurbán *et al.* zeigten zudem kürzlich, dass sich in Folge von Elektronenbestrahlung (5 keV) im Vakuum bei Raumtemperatur (wobei Heizeffekte

¹⁵Der radiolytische Prozess bei Übergangsmetalloxiden wird durch den Knotek-Feibelman-Mechanismus beschrieben: Ein „Core“-Elektron eines inneren Orbitals eines Kations wird strahlinduziert ionisiert. Das entstandene „Core“-Loch wird anschließend durch einen (interatomaren) Auger-Zerfall seitens des Sauerstoffs aufgefüllt. Auf diese Weise entsteht (neutraler oder) positiver Sauerstoff, der von den umgebenden Metallionen abgestoßen wird [371].

explizit ausgeschlossen werden konnten) sich eine amorphe SiO_2 -Schicht an einer Oxid/Silizium-Grenzschicht bildet [317]. Die anfängliche Probe stellte dabei ein (100)-Si-Substrat dar, auf das 5 nm Al_2O_3 aufgewachsen wurde [317]. S. Gurbán *et al.* interpretieren ihre Ergebnisse dahingehend, dass durch die Bestrahlung die Bindungen im Al_2O_3 aufgebrochen werden, worauf sich neutraler und/oder geladener Sauerstoff bildet [317]. Der zugrundeliegende Prozess wird (wie von N. Jiang ausgeführt) durch die Ionisation eines „Core“-Elektrons erklärt, wobei das resultierende Loch durch ein Valenzelektron des Sauerstoffes im Rahmen eines Auger-Prozesses aufgefüllt wird [317]. Sie betonen, dass innerhalb der Matrix des Isolators die Lebensdauer von O^0 und O^+ groß ist, weil keine Rekombination stattfinden kann [317]. Durch Coulomb-Repulsion während des Anregungsprozesses können zudem strukturelle Veränderungen auftreten [317]. Auf diese Weise erzeugt die Elektronenbestrahlung neutrale und/oder geladene O zusammen mit verschiedenen geladenen und neutralen Kristall-Defekten [317]. Weil sie ihre Untersuchungen bei Raumtemperatur durchführten, schließen S. Gurbán *et al.* einen auf thermischer Diffusion basierenden Ionen-Transport aus; sie erklären die strahlinduzierte SiO_2 -Bildung durch eine vom elektrischen Feld angetriebene Propagation von Si und O in defektreiche Bereiche des Al_2O_3 [317]. Auch K. Neelisetty *et al.* haben kürzlich Ergebnisse von TEM-Untersuchungen an Silizium-, Titan- und Nioboxid veröffentlicht, mit denen sie aufzeigen, dass die untersuchten Oxide empfänglich für elektronenstrahlinduzierte Schädigungen sind [361]. Dabei reichen bereits sehr kleine Dosen aus, um kleine strukturelle Veränderungen zu verursachen, die die elektrischen Eigenschaften ändern können [361]. K. Neelisetty *et al.* zeigen, wie der Elektronenstrahl die Oxide reduziert und so ein Übergang vom Isolator hin zu einem Metall oder Halbleiter herbeigeführt werden kann und nehmen hierbei Bezug auf die Migration von Anionen und Leerstellen, welche die lokale Reduzierung ermöglicht [361]. Während sich im SiO_2 strahlinduziert Si-reiche Nanopartikel in der Oxidmatrix ausbilden, lässt sich im TiO_2 und Nb_2O_5 die beobachtete Leitfähigkeitsverbesserung auf das Ausbilden von sehr leitfähigen Suboxiden zurückführen [361]. Auch K. Neelisetty *et al.* gehen davon aus, dass die Schädigung durch Ionisation den Hauptbeitrag liefert [361]. Wurden die Proben der Atmosphäre ausgesetzt, konnten die strahlinduzierten elektrischen Eigenschaften rückgängig gemacht werden, was das Modell des strahlinduzierten Reduktionsmechanismus stärkt [361]. Zudem vermuten sie, dass ihre Ergebnisse auf andere Oxide, die ebenfalls eine starke Strahlempfindlichkeit und damit verbundene Änderungen der elektrischen Eigenschaften zeigen,

übertragbar sind [361]. Sie enden mit dem Vermerk: während diese Effekte für die meisten *ex situ* SEM/TEM-Untersuchungen nicht tiefgreifend sind, müssen diese Leitfähigkeitsänderungen bei jeder *in situ* SEM- oder TEM-Messung betrachtet werden, weil der Elektronenstrahl signifikant die *in situ* elektrischen Untersuchungen ändert [361].

C. Xiao *et al.* untersuchten unterschiedliche Perovskit-Filme unter dem Einfluss eines SEM-Elektronenstrahls (≤ 10 keV) sowohl bei Raum- als auch bei flüssig-Stickstoff-Temperatur [314]. Sie erklären ihre *in situ* aufgenommenen Kathodenlumineszenz-Messungen (CL) mittels zweier Schädigungsmechanismen: Die beobachtete CL-Peak-Verbreiterungen und ihre Intensitätsabnahme führen C. Xiao *et al.* auf das Ausbilden strahlinduzierter nichtradiativer Defekte zurück [314]. Zudem beobachteten sie das Entstehen neuer CL-Peaks, die durch eine teilweise Zersetzung der Perovskite und der damit einhergehenden Bildung von intermediären Phasen erklärt werden [314]. Weil dieser zweite Schädigungsmechanismus nicht bei tiefen Temperaturen beobachtet wurde, wird dieser auf strahlinduzierte hohe Temperaturen zurückgeführt [314]. Bereits bei kleinen Strahlströmen (200 pA) konnten sie bei Strahlenergien von 8 keV und 10 keV bereits nach 1 s CL-Änderungen beobachten¹⁶[314]. Bei einem Strahlstrom von 14 nA ist der Film durch eine Bestrahlung von 30 s erheblich geschädigt worden [314].

Wurde die Probe durch flüssigen Stickstoff gekühlt, so wurde eine rapide Signalabnahme wie auch eine Peak-Verbreiterung beobachtet [314]. Die Abnahme der CL-Peakintensität wird auf erzeugte „deep-level“-Defekte, die nichtradiative Rekombinationszentren ergeben, und die Peak-Verbreiterung auf verschobene Atome zurückgeführt [314]. Trotz der geringen Strahlenergien interpretieren C. Xiao *et al.* die Erzeugung dieser beobachteten Punktdefekte mit dem „Knock-on“-Mechanismus [314]¹⁷.

Des Weiteren haben C. Xiao *et al.* das CL-Signal einer Probe (CsPbI_3) ortsaufgelöst aufgenommen. Ihr in Abb. a9 dargestelltes Ergebnis berücksichtigt entsprechend des Farb-Codes drei Energiebereiche und zeigt, dass die emittierte Photonenenergie und Intensität von Korn zu Korn und sogar innerhalb eines Kornes variiert [314]. Diese Variation wird auf Inhomogenitäten in der Verteilung der Defektzustände zurückgeführt [314].

¹⁶Diese Strahlströme und Energien sind sehr ähnlich zu den in dieser Arbeit verwendeten Strahlparametern.

¹⁷Radiolytische Prozesse sind etwas temperaturabhängig und können durch Kühlen der Probe reduziert werden [371].

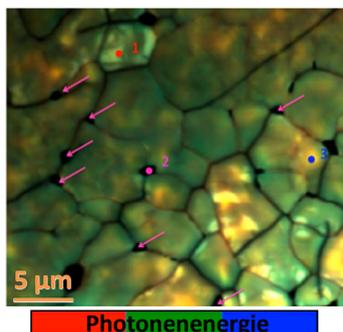


Abbildung a9: Ortsaufgelöste Kathodolumineszenz-Messergebnisse eines CsPbI₃-Perovskits. Abgeändert aus [314]. Die dunklen Risse an den Korngrenzen sind auf eine thermische Vorbehandlung während eines Hochtemperatur-Ausheilprozesses zurückzuführen [314]. Diese Risse zeigen sich auch im SEM-Bild des dargestellten Probenbereiches [314].

Abgesehen von den Rissen, die „leider“ [314] auf einen der in Abb. a9 dargestellten CL-Messung vorangegangenen Hochtemperatur-Ausheilprozesses zurückzuführen sind, weist die Verteilung der elektronenstrahlinduzierten Defekte der CsPbI₃-Probe von C. Xiao *et al.* eine signifikante Ähnlichkeit zu den in dieser Arbeit beobachteten kontrastiert dargestellten δI -LTESM-Bilder auf, bei denen die Ortsabhängigkeit der Signalintensität ebenfalls auf eine ortsabhängige (oberflächennahe) Defektverteilung zurückgeführt wird (vgl. Kap. 5.4).

Y.Lin *et al.* untersuchten den Einfluss eines TEM-Elektronenstrahls¹⁸ auf STO [373]. Sie wiesen nach, dass durch intensive Elektronenbestrahlung (bereits nach wenigen Sekunden) sich der STO-Einkristall ähnlich verändert hat, als sei er für mehrere Stunden bei hohen Temperaturen (900°C) (im Vakuum [374]) „ausgeheilt“ worden [373]. Sie zeigten, dass sich während der Bestrahlung TiO- (und Ti)-Inseln bilden, was beim Ausheilen starke Reduktionsbedingungen voraussetzt und bei Elektronenbestrahlung auf eine radiolytische Schädigung zurückzuführen ist [373]. Bei ihren bei Raumtemperatur durchgeführten Untersuchungen schließen Y.Lin *et al.* explizit einen Einfluss durch strahlinduziertes Heizen aus [373].

Als einfachsten zugrundeliegenden radiolytischen Prozess führen sie den Knotek-Feibelman-Mechanismus¹⁵ aus, wobei sie einräumen, dass in ihrem

¹⁸Y.Lin *et al.* verwendeten eine Strahlenergie von 200 keV und führen ihre Beobachtungen auf inelastische Streuung zurück [373]. Neben dem Streuquerschnitt ist die „Stopping Power“ entscheidend, weshalb Elektronen mit Energien im Bereich von ≈ 100 eV bis einige keV deutlich stärker mit dem Material interagieren als Elektronen mit höherer Energie [357]. Demnach können niederenergetische Elektronen, wie sie innerhalb der Streubirne bei SEM-Abbildungen auftreten, erheblich stärker inelastisch wechselwirken als Primärelektronen/Elektronen mit 200 keV.

Fall das anschließende Ausbilden der Ti-reichen Oberflächen-Segregation einem komplizierteren Mechanismus unterliegt [373]. Ausgehend von der Defektchemie des STO, vermuten sie, dass wahrscheinlich auch hier die meisten radiolytisch induzierten Defekte Sr- und O-Leerstellen sind und zwischen diesen negativ bzw. positiv geladenen Punktdefekten eine attraktive Coulomb-Wechselwirkung besteht [373]. Sie gehen davon aus, dass oberflächennah eine große Menge von O-Leerstellen gebildet wird, was (aufgrund der Coulomb-Wechselwirkung) auch die Anreicherung von Sr-Leerstellen an der Oberfläche ermöglicht [373]. Auf diese Weise entsteht eine Ti-reiche Oberfläche, die die beobachtete TiO-Inselbildung ermöglicht [373]. Des Weiteren berichten Y.Lin *et al.* von weiteren Arten strahlinduzierter Schädigungen in Folge der Elektronenbestrahlung, die sie beobachtet haben (aber von ihnen nicht weiter beschrieben werden) [373].

Hochenergetische Elektronen, wie sie in SEM und TEM eingesetzt werden, können daher (erhebliche) Schädigungen besonders in Oxiden nach sich ziehen. Jüngere Untersuchungen wurden/werden meist mit TEM oder STEM durchgeführt, was den Vorteil mit sich bringt, dass direkt die Kristallveränderungen atomar abgebildet werden können. Häufig werden auch bei den (S)TEM-Untersuchungen die Strahlenergien derart niedrig gewählt, dass die Autoren (meist) „Knock-on“-Prozesse ausschließen/vernachlässigen. Die primäre Schädigung wird dabei auf inelastische Streuung wie den Knotek-Feibelman-Mechanismus¹⁵ zurückgeführt. In Folge dieser anfänglichen Erzeugung von Punktdefekten durch einen inelastischen Stoß können diese Defekte thermisch angeregt und/oder aufgrund von Coulomb-Wechselwirkung propagieren, agglomerieren und sogar unterschiedliche Phasen erzeugen.

Neben dem Streuquerschnitt ist die „Stopping Power“ entscheidend, weshalb Elektronen mit Energien im Bereich von ≈ 100 eV bis einige keV deutlich stärker mit dem Material interagieren als Elektronen mit höherer Energie [357]. Während (abgesehen von den BSE) beim SEM die Elektronen innerhalb der Streubirne ihre Gesamtenergie abgeben, durchqueren die hochenergetischeren Elektronen meist bei (S)TEMs die Probe. Wird zudem die Größe der Streubirne bei SEMs berücksichtigt, so kann ein Elektronenstrahl mit niedrigerer Energie die Probe stärker schädigen als einer mit höherer Energie [357]. Bei der Erzeugung von Defekten durch inelastische Stöße stellen die in der Regel höheren TEM-Ströme daher keinen Widerspruch zu meist niedrigeren SEM-Strömen dar.

Radiolytische Prozesse sind etwas temperaturabhängig und können durch

Kühlen der Probe reduziert werden [371]. Da die thermische Energie bei dem Stoßprozess vernachlässigbar klein ist, kann die Ursache hiervon in der thermisch aktivierten Trennung von erzeugten korrespondierenden Defekten liegen. Neben der Propagationsgeschwindigkeit ist hierfür die Lebensdauer, die bei Ionisationsschädigung von der elektrischen Leitfähigkeit abhängt und mit sinkender Temperatur bei Bandisolatoren abnimmt, entscheidend. Deshalb kann auch bei den in dieser Arbeit untersuchten STO/LAO-Proben die Lebensdauer von Defekten bei tiefen Temperaturen ausreichend groß sein, dass sie sich (eventuell durch das elektrische Feld begünstigt) hinreichend weit trennen können, sodass sie (Leerstelle und Interstitial) nicht mehr rekombinieren können.

C. Xiao *et al.* haben nachgewiesen, dass mit einem SEM bei geringen Strahlenergien und Strahlströmen, die vergleichbar mit denen in dieser Arbeit verwendeten Energien und Strahlströmen sind, auch bei kryogenen Temperaturen (flüssiger Stickstoff) Punktdefekte in unterschiedlichen Perovskiten erzeugt werden. Ob tatsächlich, wie von C. Xiao *et al.* [314] vorgeschlagen „Knock-on“-Prozesse oder, wie von Y. Lin *et al.* [373] anhand STO-Beobachtungen beschrieben, die Probe mit radiolytischen Prozessen geschädigt wird, hat (vor dem Hintergrund, dass bereits in STO bei Raumtemperatur und in anderen Perovskiten sogar bei kryogenen Temperaturen strahlinduzierte Defekte beobachtet wurden) eine zweitrangige Bedeutung, auch wenn im Rahmen dieser Arbeit ein radiolytischer Prozess für wahrscheinlicher gehalten wird.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nach intensiver Bestrahlung von Josephson-Kontakten eine Probenalterung beobachtet, die ebenso wie bei S. Gurbán *et al.* [317] auf eine Schädigung der Aluminiumoxid-Barrieren zurückgeführt werden kann. Die Beobachtungen, die anhand LAO/STO-Proben gemacht wurden, lassen ebenfalls darauf schließen, dass auch hier strahlinduziert Punktdefekte¹⁹ erzeugt werden.

Darüber ob die Defekte propagieren (möglicherweise im elektrischen Feld, beim Erwärmen thermisch angeregt oder aufgrund ihrer geringen Bindungs-

¹⁹Als einfachster Prozess wird ebenso wie bei Y. Lin *et al.* [373] der Knotek-Feibelman-Mechanismus vorgeschlagen. N. Jiang *et al.* führen aus, dass besonders maximum-valente Übergangsmetalloxide (d.h. Oxide mit Metallen, deren *d*-Schale leer ist) anfällig für Elektronenstrahlenschädigungen sind [360]. In STO ist Ti vierfach ionisiert. In einem vereinfachten Bild (des stark korrelierten STO-Systems) hat somit das Ti als zweites Element der Nebengruppe neben seinen beiden 4*s*-Elektronen auch die beiden Elektronen des 3*p*-Orbitals (das somit leer ist) abgegeben und kann somit erheblich mit dem Elektronenstrahl wechselwirken.

energie via „Knock-on“-Prozess) können, kann an dieser Stelle keine eindeutige Aussage getroffen werden. Es gibt Anzeichen für ihr Propagieren, besonders bei starker Strahlfokussierung und geringen Scangeschwindigkeiten, wie auch einem (teilweise) Ausheilen bei höheren Temperaturen. Diese Beobachtungen können aber auch durch stationäre Defekte erklärt werden, deren Potentialtiefen (analog zu den Beobachtungen von C. Xiao *et al.* [314]) unterschiedlich sind und die aufgeladen/entladen werden können.

Vor dem Hintergrund einer maximalen Flächenladungsdichte des 2DES von $3.3 \cdot 10^6 \frac{\text{Elektronen}}{\mu\text{m}^2}$ [251] und einem verwendeten Elektronenstrahlstrom von $625 \cdot 10^6 \frac{\text{Elektronen}}{\text{s}}$ ist es daher wahrscheinlich, dass strahlinduziert Defekte erzeugt werden, die Einfluss auf die Transporteigenschaften des 2DES haben²¹.

A.5 Korngrenzen-Josephsonkontakt, STO-Veränderungen und Probenstabilität

Um die Funktionsweise des in dieser Arbeit fertiggestellten K3-Systems zu untersuchen, wurde ein Korngrenzen-JJ (2016#14) untersucht. Hierbei handelt es sich um einen, im Rahmen der Promotion von B. Müller hergestellten, auf dem *d*-Wellen-Supraleiter YBCO basierenden JJ. Dabei wurde das YBCO auf STO strukturiert, wobei die *d*-Wellen der beiden Elektroden entsprechend Abb. 2.25 einen Winkel von 24° zueinander einnehmen sollen. LTSEM-Untersuchungen zeigen vor allem bei kryogenen Temperaturen erhebliche Probenveränderungen²², die auf eine Schädigung oder Aufladungen

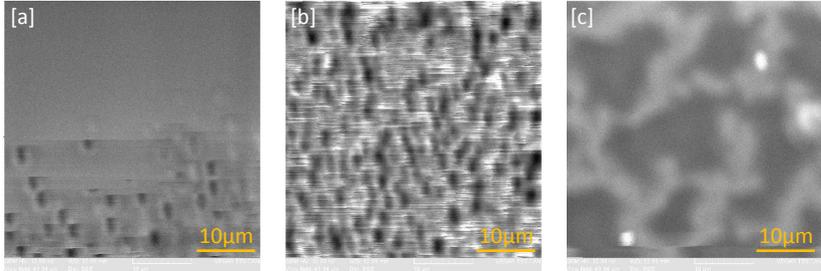
²⁰Nach dem Rekonstruktions-Szenario ist die Flächenladungsdichte $3.3 \cdot 10^6 \frac{\text{Elektronen}}{\mu\text{m}^2}$ und experimentell ist sie sogar nur $(5 - 9) \cdot 10^5 \frac{\text{Elektronen}}{\mu\text{m}^2}$ [251].

²¹Insbesondere kann hierdurch die beobachtete Alterung (Abnahme der Transporteigenschaften) nach monatelangen LTSEM-Untersuchungen der LAO/STO-Proben erklärt werden. Mögliche Defekte können dabei als Trapping- und Streuzentren agieren.

²²Vor dem Hintergrund der in Kap. 5 vorgestellten Ergebnisse werden diese Probenveränderungen als das Aufladen und/oder Ausbilden von Sauerstofffehlstellen in Folge von Elektronenbestrahlung im STO-Substrat interpretiert. Sie könnten allerdings auch auf Ablagerungen oder Adsorbate zurückgeführt werden. Zu bemerken ist auch die Ähnlichkeit zu Domänenstrukturen in Granatfilmen, die auf eine Gitterfehlpassung zurückzuführen sind, und von Danishevskaya *et al.* beobachtet worden sind [315]. Dies weist der Vergleich von Abb. 5.22 und Fußnote 23 ([b] und [c]) auf. Derartig ausgeprägte Kristallveränderungen werden im Rahmen dieser Arbeit allerdings für unwahrscheinlich gehalten, wobei dennoch angemerkt sein muss, dass strahlinduzierte Phasenänderungen vorkommen könnten, wie in Anhang A.4 ausgeführt ist.

des STO-Substrates schließen lassen²³. Die in Abb. a10 dargestellten Oberflächenbilder des Korngrenzen-JJ zeigen derartige Veränderungen, die von vorangegangenen LTSEM-Untersuchungen bei $T=4.6$ K herrühren und auch nach 5 Tagen Erwärmung²⁴ bei einer Proben temperatur von $T=315$ K fort-

23



Dargestellt sind BSE-Bilder von der Oberfläche eines STO-Substrates unter hoher Strahlfokussierung. Nach wenigen Scansvorgängen (zeilenweise von oben nach unten) bei $T \approx 5$ K beginnen sich (ab der Mitte von Teilabb. [a]) Strukturen auszubilden, die auf eine Segregation der Oberfläche/oberflächennahen Schicht des STO schließen lassen. Nach ca. 10 weiteren Scans sind die Änderungen pro Scann nur noch sehr gering und es verbleibt die in [b] dargestellte Struktur. Beim Erwärmen ($20\text{K} \lesssim T \lesssim 60\text{K}$) bildet sich die in [c] dargestellte Struktur aus.

Dies kann derart interpretiert werden, dass sich in Folge der Bestrahlung Sauerstofffehlstellen im STO aufladen, aber auch ausbilden und/oder propagieren (vgl. Anhang A.4) können. Für $1.7\text{ meV} \lesssim k_B T \lesssim 5.2\text{ meV}$ ändert sich das BSE-Bild [b] hin zu [c], was derart interpretiert werden kann, dass aufgeladene „In-Gap“-Zustände ihre Ladungen in das Leitungsband abgeben können.

Bemerkenswert ist, dass die in [b] und [c] dargestellten BSE-Bilder erhebliche Ähnlichkeit mit der mittels „Scanning Probe Microscop“ aufgenommene Topologie von Strukturen eines Granat-Films [315] aufweist, wie der Vergleich mit Abb. 5.22 zeigt. Danishevskaya *et al.* führen dabei aus, dass die Gitterfehlpassung von Substrat und Granat-Film bei ihren Beobachtungen zu dem Auftreten von einer facettierten Kristallstruktur des Filmes führt, wobei sich Blöcke von $1\ \mu\text{m} - 8\ \mu\text{m}$ bilden [315]. Demnach könnte es sich auch bei den in dieser Arbeit beobachteten STO-Veränderungen möglicherweise auch um erhebliche kristallographische Umstrukturierungen handeln.

²⁴Dabei wurde das gesamte LTSEM homogen erwärmt, indem erwärmter Stickstoff durch beide Flüssiggastanks strömen gelassen wurde. Das Vakuum wurde dabei aufrechterhalten.

Besonders bei flüssig-Helium-Temperaturen muss bei derartigen Beobachtungen (wie in Fußnote 23 abgebildet) eines möglichen Ausfrierens von Gasen (besonders O_2 und N_2) an der Probenoberfläche in Betracht gezogen werden. Das nach der eingehenden Erwärmung bei $T = 77$ K aufgenommene Oberflächenbild schließt dies jedoch aus. Langkettige Kohlenwasserstoffverbindungen und andere Verunreinigungen sollten sich primär bereits vor der Erzeugung der Strukturen an den Setupkomponenten, die auf flüssig-Helium-Temperatur sind, ablagern; oder sich während der 5-tägigen Erwärmungsphase von der Probenoberfläche lösen können. Dennoch muss bemerkt werden,

bestehen²⁵. Die in Abb. a10 dargestellten Abbildungen wurden bei $T = 77$ K anschließend durchgeführt.

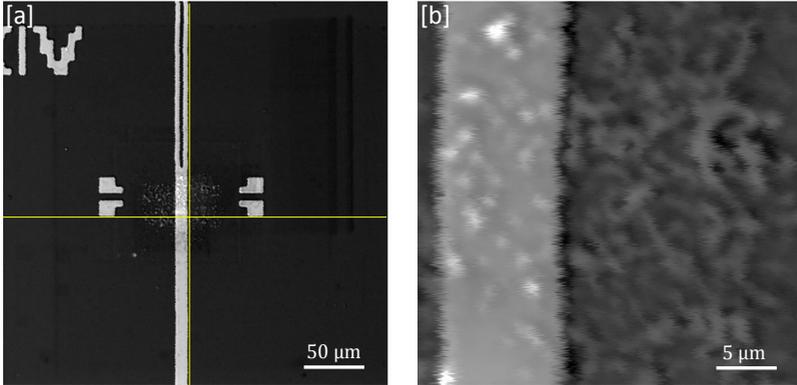


Abbildung a10: Oberflächenbilder des untersuchten Korngrenzen-JJ bei $T = 77$ K. Der JJ befindet sich im Zentrum von [a] und ist in [b] vergrößert dargestellt. Die gelben Hilfslinien in [a] zeigen die Stabilität der Probe gegenüber thermischer Verschiebung auf.

Neben den STO-Veränderungen ist den beiden Teilabbildungen eine erhebliche Stabilität gegenüber Verschiebungen der Probe während einer LTSEM-Abbildung zu entnehmen. Die Probenposition im K3-System ist derart stabil, dass Erschütterungen wie Fußgänger im Gang vor dem Labor oder Bewegungen der Aufzüge des Gebäudes sich in sichtbaren Schwingungen während der Bildaufnahme widerspiegeln können.

dass Kohlenstoffablagerungen auch bei LTSEM-Untersuchungen bereits beobachtet worden sind. Typischerweise erscheinen sie auf Oberflächenbildern, anders als in diesem Fall, dunkel.

²⁵Im Rahmen dieser Arbeit wird es für wahrscheinlich gehalten, dass sich (besonders bei hoher Strahlfokussierung und geringen Scangeschwindigkeiten) STO-seitig Punktdefekte ausbilden oder zumindest aufladen können. Dabei kann die Potentialtiefe dieser Defekte, die als Donatoren bzw. Akzeptoren bei LAO/STO-Proben angesehen werden, stark variieren. Gennaro *et al.* berichten von Zuständen im unteren Bereich der STO-Bandlücke bis hin zur VB-Kante [26, 279]; Rastogi *et al.* berichten von Zuständen (von einigen Zehntel meV bis 2 meV) unterhalb der LB-Kante [288]. Von einer temperaturabhängigen Besetzung dieser Zustände wie auch einer strahlinduzierten Be- und Entvölkerung dieser Zustände wird in dieser Arbeit im Rahmen der Interpretation der Messergebnisse ausgegangen. Die beobachtete Degradation der Proben und die Diskussion um Abb. 5.35 lassen zudem den Schluss zu, dass in geringerem Maße als Be- und Entvölkerungseffekte auch strahlinduziert Defekte entstehen können.

Abbildung a11 zeigt IV -Kennlinien des Korngrenzen-JJ, die bei $T = 4.5$ K ohne das Anlegen eines Magnetfeldes im K3-System vor und nach den in Abb. a12 dargestellten LTSEM- δV -Bildern aufgenommen wurden.

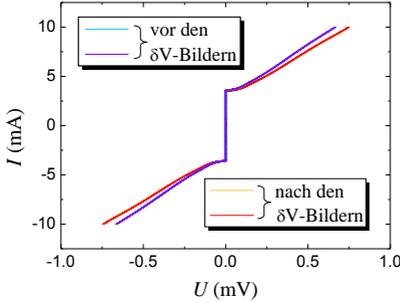


Abbildung a11: IV -Kennlinien des untersuchten Korngrenzen-JJ, aufgenommen im Nullfeld bei $T = 4.5$ K. Die blau/violett (deren Übereinstimmung die Reproduzierbarkeit zeigen) dargestellten Ergebnisse wurden vor und die gelb/rot (deren Übereinstimmung die Reproduzierbarkeit zeigen) dargestellten nach den in Abb. a12 vorgestellten LTSEM- δV -Bildern aufgenommen.

Entsprechend der in Abb. a11 dargestellten IV -Kennlinien, handelt es sich um einen nicht-hysteretischen JJ. Die kritischen Ströme vor $I_{c0}^{\text{vor}} = 3.58$ mA und $I_{c0}^{\text{or}} = -3.56$ mA sowie nach $I_{c0}^{\text{nach}} = 3.47$ mA und $I_{c0}^{\text{nach}} = -3.48$ mA der Bestrahlung verringerten sich durch die in Abb. a12 dargestellten LTSEM- δV -Aufnahmen somit nur sehr wenig. Der Normalwiderstand²⁶ vergrößerte sich hingegen von $R_n^{\text{vor}} = 92$ m Ω auf $R_n^{\text{nach}} = 102$ m Ω um 11%.

Da es sich um einen nichthysteretischen Kontakt handelt, kann entsprechend Kap. 4.3.1 aus dem Lock-In-verstärkten LTSEM- δV -Signal auf die kritische Stromverteilung geschlossen werden. Abbildung a12 zeigt LTSEM- δV -Bilder, die bei $T = 4.5$ K aufgenommen wurden.

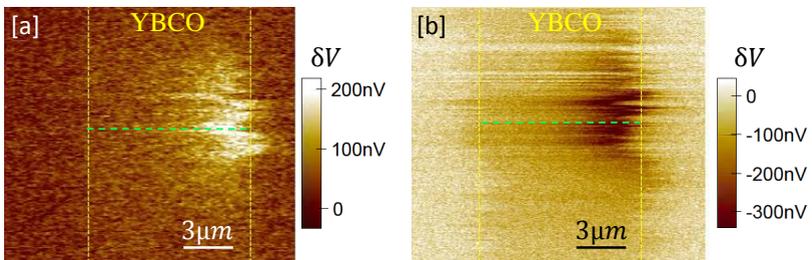


Abbildung a12: LTSEM- δV -Bilder des untersuchten Korngrenzen-JJ (angedeutet durch die grüne gestrichelte Linie), aufgenommen bei $T = 4.5$ K und einem Biasstrom von $I_{\text{Bias}} = 3.6$ mA [a] und $I_{\text{Bias}} = -3.5$ mA [b]. Die gestrichelten gelben Linien deuten den Bereich an, in dem YBCO auf STO strukturiert ist.

²⁶, der aus den Steigungen für $|U| > 0.4$ mV abgeleitet wurde,

Die in Abb. a12 dargestellten LTSEM- δV -Bilder²⁷ zeigen sowohl für einen positiven als auch einen negativen Biasstrom eine inhomogene Verteilung des kritischen Stromes über den JJ. Unter der Annahme einer Barriere mit ortsunabhängigen Eigenschaften ist diese inhomogene Verteilung weder durch einfaches Tunneln von den supraleitenden Ladungsträgern zwischen den beiden YBCO-Elektroden, deren d -Wellen zueinander verdreht sind, noch unter Berücksichtigung von „mid-gap-states“ erklärbar, wenn von homogenen Barriere-Eigenschaften ausgegangen wird. In beiden Fällen würde eine homogene Stromverteilung über den JJ erwartet werden. Das davon abweichende Ergebnis lässt darauf schließen, dass die schwache Kopplung der beiden Supraleiter entlang dieses JJ variiert und auf intrinsische Eigenschaft einer inhomogenen Kopplung beider Supraleiter zurückgeführt werden kann.

A.6 Präparation des Zustandes und Schädigung der Injektor-JJ-Probe 2014#02

Nach intensiven LTSEM-Untersuchungen zeigt die Probe 2014#02, die in Kap. 6.2 vorgestellt wird, ein verändertes Verhalten, das auf eine Schädigung des JJ durch den Elektronenstrahl zurückgeführt werden kann. Dies wird in Abb. a13 [a] anhand einer sich veränderten $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit gezeigt. Die in Abb. a13 schwarz und rot dargestellten Ergebnisse wurden analog zu den in Abb. 6.23 dargestellten Ergebnissen²⁸, bei denen der Injektorstrom sukzessiv von $I_{inj} = +2.0 \text{ mA}$ nach $I_{inj} = -2.0 \text{ mA}$ und anschließend von $I_{inj} = -2.0 \text{ mA}$ nach $I_{inj} = +2.0 \text{ mA}$ variiert wurde, während $I_c(I_{inj})$ gemessen wurde, aufgenommen.

²⁷In den LTSEM- δV -Bildern spiegeln sich Vibrationen des Gebäudes wieder, die auf Umbaumaßnahmen zurückgeführt werden können.

²⁸, die ebenfalls nochmals in Abb. a13 [a] dargestellt sind, um die Veränderungen infolge von LTSEM-Untersuchungen zu verdeutlichen

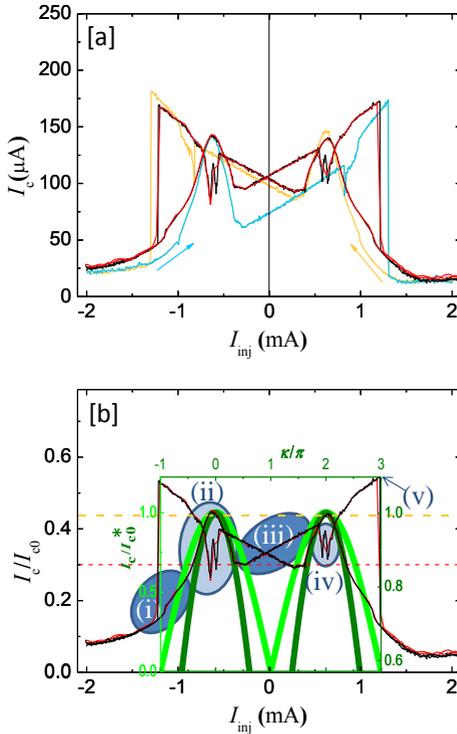


Abbildung a13: Messergebnisse der $I_c(I_{\text{inj}})$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02 bei $T = 4.9\text{ K}$ ohne Elektronenstrahl. In [a] ist gelb und blau das anfängliche Verhalten der Probe entsprechend Abb. 6.23 dargestellt; in schwarz und rot sind sich reproduzierende $I_c(I_{\text{inj}})$ -Messergebnisse nach LTSEM-Untersuchungen dargestellt. Das Spannungskriterium betrug jeweils $100\ \mu\text{V}$. In [b] sind die schwarz und rot dargestellten $I_c(I_{\text{inj}})$ -Messergebnisse normiert auf $I_{c0} = 317\ \mu\text{A}$ dargestellt. Die gelbe gestrichelte Linie definiert einen reduzierten kritischen Strom $I_c^* \equiv 0.43 I_{c0}$, der im Text ausgeführt wird. Entsprechend dieses I_c^* sind im Inset theoretische Ergebnisse entsprechend Abb. 2.36 grün dargestellt. Dabei verläuft das dargestellte Ordinatenintervall des Insets entsprechend des hell- und dunkelgrünen Farbcodes über unterschiedliche Bereiche. Die rote gestrichelte Linie in [b] gibt $\frac{I_c}{I_{c0}} = 0.30$ an.

Die in Abb. a13 [a] dargestellten Ergebnisse zeigen Abweichungen von dem ursprünglichen Verhalten der Probe, wie es anhand Abb. 6.23 in Kap. 6.2 ausgeführt wurde. Insbesondere verhält sich die Probe für kleine Injektorströme nach intensiven LTSEM-Untersuchungen symmetrischer, wie dem Bereich (iii) in Abb. a13 [b] zu entnehmen ist. Zudem treten sprunghafte $I_c(I_{\text{inj}})$ -Änderungen nun bei kleineren Injektorströmen auf.

Dennoch gibt es signifikante Ähnlichkeiten, anhand derer, den Bereichen (i) bis (v) nach Abb. a13 [b] folgend, im Folgenden die $I_c(I_{\text{inj}})$ -Ergebnisse interpretiert werden. Dabei wird von der Annahme ausgegangen, dass sich sowohl ein Abrikosov- (AV) als auch ein Josephsonvortex (JV) in dem JJ befinden können. Beginnend bei $I_{\text{inj}} = -2\text{ mA}$ wird vermutet, dass im Bereich (i) sich ein T-förmiger AV (eventuell unter Propagation) entsprechend der Position des roten Punktes in Abb. 6.28 verankert. Der mit ihm verbundene Fluss $\approx \frac{\Phi_0}{2}$ durch den JJ kann das 0- κ -ähnliche Verhalten des JJ um $\approx \pi$

verschieben, wie der grün dargestellte Inset in Abb. a13 [b] zeigt. Befindet sich ausschließlich ein AV an der vermuteten Stelle, so ist entsprechend Simulationsergebnissen (vgl. Abb. 6.30 [a]) $I_c = 0.43 I_{c0} \equiv I_c^*$, sodass dieser AV einen neuen kritischen Strom I_c^* definieren kann, der in [b] als gelbe gestrichelte Linie eingezeichnet ist. Entsprechend dieses I_c^* und einer Phasenverschiebung von $\kappa \approx \pi$, die beide durch den AV erklärt werden können, moduliert $I_c(I_{inj})$ des Injektor-JJ im Bereich (ii), wie der Vergleich der Messergebnisse mit der grün dargestellten berechneten Kurve im Inset in [b] zeigt. Wird die Reduzierung des kritischen Stromes $I_c = 0.43 I_{c0} \equiv I_c^*$, entsprechend der dunkelgrün dargestellten theoretischen Kurven, berücksichtigt²⁹, so stimmen die $I_c(I_{inj})$ -Messergebnisse sehr gut mit den dunkelgrün dargestellten theoretischen Verläufen überein. Die $I_c(I_{inj})$ -Messergebnisse sind somit im Bereich (ii) gut durch einen symmetrischen $0-\kappa$ -JJ beschreibbar. Auch das Verhalten im Bereich (iii) erinnert ebenfalls an das Doppelmuldenpotential eines φ -JJ, der in der Nähe von $\kappa = \pi$ einen größeren / kleineren kritischen Strom haben kann [335]. Somit weisen auch die Ergebnisse im Bereich (iii) darauf hin, dass κ um π verschoben ist. Ein Vergleich der Bereiche (ii) und (iii) zeigt, dass in (ii) $I_c(I_{inj})$ deutlich schneller mit I_{inj} moduliert als in (iii). Zudem sind die Ergebnisse in (iii) verglichen mit (ii) deutlich zu groß. Dies kann eine Folge des vermuteten JV sein³⁰. Erreicht der Injektorstrom den Bereich (iv), so können die Unstetigkeiten mit der Implantation oder Umorientierung des JV an der Stelle $\kappa \approx 2\pi$ (zusätzlich zum AV) im Kontakt erklärt werden. Entsprechend den Simulationsergebnissen³¹ (vgl. Abb. 6.30 [a]), beträgt der kritische Strom in diesem Fall 30% von I_{c0} , wie ihn die rote gestrichelte Linie in Abb. a13 [b] andeutet. Verbunden mit einem ungeraden Vielfachen $\kappa = (2n - 1)\pi$ (mit $n \in \mathbb{Z}$), werden die Messdaten derart interpretiert, dass ab der Stelle (v) Vortices emittiert werden und damit eine Energiedissipation

²⁹Das Ordinaten-Intervall der rechten Ordinaten-Skala des Insets von Abb. a13 [b] beginnt bei $(1 - 0.43) = 0.57$ (dunkelgrüne Darstellung der Ergebnisse). Während die hellgrüne Inset-Ordinate, verglichen mit der schwarzen Ordinate der Teilabbildung [b], eine Stauchung erfährt, stellt die dunkelgrüne Inset-Ordinate lediglich eine Verschiebung der schwarzen Ordinate um -0.43 dar. Diese Verschiebung (ohne Stauchung) in den negativen Bereich kann durch die negativen Stromdichteanteile des JJ in Folge des AV-Einflusses auf die Phase erklärt werden.

³⁰Am Übergang zwischen Bereich (ii) und (iii) befindet sich ein Minimum in der $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit. Mit 30% von I_{c0} kann der Wert des Minimums den Simulationsergebnissen³¹ dieser Arbeit zufolge auf den Phaseneinfluss eines AV und JV zurückgeführt werden.

³¹Dabei wird ein AV an der Position des roten Punktes in Abb. 6.28 und ein JV, dessen Zentrum sich in der Mitte des JJ befindet, angenommen.

einhergeht. Auf eine analoge Diskussion beim Sweepen des Injektorstromes in die Gegenrichtung wird verzichtet.

Wird mit dem Elektronenstrahl die Stelle des Injektors bestrahlt, so verhält sich die $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit entsprechend Abb. a14.

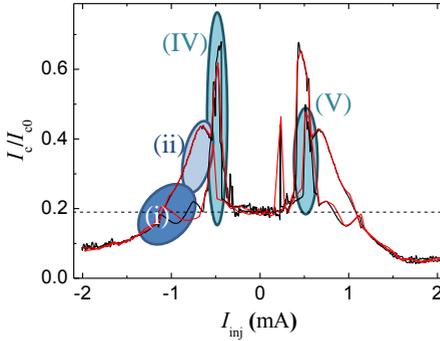


Abbildung a14: $\frac{I_c}{I_{c0}}$ in Abhängigkeit vom Injektorstrom der Probe 2014#02 bei $T = 4.9$ K unter Bestrahlung der Injektorposition mit dem Elektronenstrahl (10 keV; 100 pA). In schwarz und rot sind (auf $I_{c0} = 317 \mu\text{A}$ normierte) Messergebnisse der $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit dargestellt, die die Reproduzierbarkeit zeigen. Das Spannungskriterium betrug $100 \mu\text{V}$. Die gestrichelte Linie gibt $\frac{I_c}{I_{c0}} = 0.19$ an.

Unter Einfluss des Elektronenstrahls folgt die $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit entsprechend der Bereiche (i) und (ii) zunächst dem in Abb. a13 geschilderten Verhalten, sodass der Einfluss des Elektronenstrahls in diesen Bereichen gering zu sein scheint. Anschließend geht unter Bestrahlung der Injektorposition der JJ jedoch frühzeitig sprunghaft in einen anderen Zustand über, wie den Messergebnissen des Bereiches (IV) in Abb. a14 zu entnehmen ist. Im Rahmen der Interpretation der Messergebnisse von Probe 2014#02 kann im Bereich (IV) ein JV in den JJ induziert werden, der (aufgrund seiner Größe) im Zentrum (0/0) des JJ lokalisiert ist. Entsprechend der Interpretation der in Abb. 6.30 dargestellten Messergebnisse, kann der JV den AV an der Stelle $x=0$ verankern. Dabei kann die strahlinduzierte Temperaturverteilung (auch wenn der Elektronenstrahl auf die Stelle des Injektors gerichtet ist) aufgrund ihrer Ausdehnung das intrinsische Pinningpotential, das den AV ohne Strahl an der Stelle des roten Punktes in Abb. 6.28 verankert, überwinden, sodass der AV an die Position $x=0$ ³² (an der sich auch das Zentrum des JV befindet)

³²Die y -Position entspricht den Simulationen (, die die Messdaten beschreibenden können und in Kap. 6.2 vorgestellt werden,) zufolge einem Abstand des AV zum JJ von (70 – 100) nm. Dass der AV, der als „T-förmig“ angenommen wird, sich sehr nahe aber nicht unter dem JJ befindet, stützt die Annahme, dass sich die Vortices gegenseitig verankern. Neben dem Abstand in x -Richtung ist dabei der Anteil der parallelen und antiparallelen Flusskomponenten entscheidend (vgl. Abb. 2.39 und 2.40).

springen kann. Entsprechend der in Abb. 6.30 rot dargestellten Simulationsergebnisse ergeben diese angenommenen Vortexpositionen bei $I_{\text{inj}}=0$ einen kritischen Strom von $I_c = 0.19 I_{c0}$, wie der durch die gestrichelte Hilfslinie in Abb. a14 angezeigt wird. Somit können auch die $I_c(I_{\text{inj}})$ -Messergebnisse unter Strahleinfluss im Rahmen des in dieser Arbeit aufgestellten Modells interpretiert werden. Wird der Injektorstrom über die Stelle $I_{\text{inj}}=0$ hinaus weiter verändert, so tritt im Bereich (V) eine erneute sprunghafte Veränderung ein. Hier wird eine Umorientierung (Vorzeichenwechsel) beider Vortices vermutet, weil im anschließenden Verlauf $I_c \approx 0.19 I_{c0}$ ist, bevor es schließlich wie im Nicht-Bestrahlungsfall weiter abfällt.

Wird der Injektorstrom I_{inj} nicht von $I_{\text{inj}} = -2 \text{ mA}$ auf 0 (bzw. $+2 \text{ mA}$), sondern von $I_{\text{inj}} = +2 \text{ mA}$ auf 0 (bzw. -2 mA) gesweept, so zeigt sich ein Verhalten, das weitgehend symmetrisch zu dem Beschriebenen verläuft, wie Abb. a14 zeigt. In der Interpretation im Rahmen des Modells, dreht sich dabei das Vorzeichen der beiden Vortices um.

A.7 Abkürzungen

An dieser Stelle werden die gängigen in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen zusammengefasst.

AFM	atomic force microscop
ARPES	Angle-resolved photoemission spectroscopy
AV	Abrikosov-Vortex
BCS	Bardeen, Cooper, Schrieffer
BEC	Bose-Einstein-Kondensation
BG	Backgate
BSE	Rückstreuelektronen
CL	Kathodenlumineszenz
CNT	Kohlenstoff-Nano-Röhrchen
DFT	Density-functional-theory
$\mathcal{D}OS$	Zustandsdichte
EELS	electron energy loss spectroscopy
JJ	Josephsonkontakt(e)
(SIS)-JJ	Supraleiter-Isolator-Supraleiter-Josephsonkontakt
(SNS)-JJ	Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter-Josephsonkontakt
(SFS)-JJ	Supraleiter-Ferromagnet-Supraleiter-Josephsonkontakt
(dId)-JJ	d -Wellen-Isolator- d -Wellen-Josephsonkontakt
JV	Josephson-Vortex
LDA	local-density approximation
LAO	LaAlO ₃
LB	Leitungsband
LTSEM	Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop
MGS	mid-gap-states
MOS	Metall-Oxid-Halbleiter
OFHC	Oxygen-Free High Thermal Conductivity
PLD	Pulsed Laser Deposition

RCSJ	Resistively and Capacitively Shunted Junction
SE	Sekundärelektronen
SEM	Rasterelektronenmikroskop
SG	Sidegate
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device
STEM	scanning transmission electron microscope
STO	SrTiO ₃
TEM	Transmissions-Elektronen-Mikroskop
u.c.	Einheitszellen
VA	Spannungsabgriff
VACNT	senkrecht orientierte Kohlenstoff-Nano-Röhrchen
VB	Valenzband
WKB	Wentzel, Kramers, Brillouin)
YBCO	YBa ₂ Cu ₂ O ₇
2DEG	zweidimensionalen Elektronengases
2DEL	zweidimensionalen Elektronenflüssigkeit
2DES	zweidimensionalen Elektronensystem

Literatur

- [1] H. J. H. Ma, S. Scharinger, S. W. Zeng, D. Kohlberger, M. Lange, A. Stöhr, X. R. Wang, T. Venkatesan, R. Kleiner, J. F. Scott, J. M. D. Coey, D. Koelle und Ariando, “Local Electrical Imaging of Tetragonal Domains and Field-Induced Ferroelectric Twin Walls in Conducting SrTiO₃”, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 257601 (2016).
- [2] M. Coll, J. Fontcuberta, M. Althammer, M. Bibes, H. Boschker, A. Calleja, G. Cheng, M. Cuoco, R. Dittmann, B. Dkhil, I. E. Baggari, M. Fanciulli, I. Fina, E. Fortunato, C. Frontera, S. Fujita, V. Garcia, S. Goennenwein, C.-G. Granqvist, J. Grollier, R. Gross, A. Hagfeldt, G. Herranz, K. Hono, E. Houwman, M. Huijben, A. Kalaboukhov, D. Keeble, G. Koster, L. Kourkoutis, J. Levy, M. Lira-Cantu, J. MacManus-Driscoll, J. Mannhart, R. Martins, S. Menzel, T. Mikolajick, M. Napari, M. Nguyen, G. Niklasson, C. Paillard, S. Panigrahi, G. Rijnders, F. Sánchez, P. Sanchis, S. Sanna, D. Schlom, U. Schroeder, K. Shen, A. Siemon, M. Spreitzer, H. Sukegawa, R. Tamayo, J. van den Brink, N. Pryds und F. M. Granozio, “Towards Oxide Electronics: a Roadmap”, *Applied Surface Science* **482**, 1–93 (2019).
- [3] Y.-Y. Pai, A. Tylan-Tyler, P. Irvin und J. Levy, “Physics of SrTiO₃-based heterostructures and nanostructures: a review”, *Reports on Progress in Physics* **81**, 036503 (2018).
- [4] C. N. R. Rao, “Transition Metal Oxides”, *Annual Review of Physical Chemistry* **40**, 291–326 (1989).
- [5] J. Mannhart und D. Schlom, “Oxide - Tausendsassas für die Elektronik”, *Physik Journal Journal* **4** (6), 45–51 (2005).
- [6] J. Hanzig, “SrTiO₃ unter Einfluss von Temperatur und elektrischem Feld”, *Dissertation, Technische Universität Bergakademie Freiberg* (2016).
- [7] C. Moure und O. Peña, “Recent advances in perovskites: Processing and properties”, *Progress in Solid State Chemistry* **43**, 123–148 (2015).

- [8] A. S. Bhalla, R. Guo und R. Roy, “The perovskite structure - a review of its role in ceramic science and technology”, *Materials Research Innovations* **4**, 3–26 (2000).
- [9] T. Ishihara, “Perovskite Oxide for Solid Oxide Fuel Cells”, *Springer Science and Business Media* (2009).
- [10] M. Imada, A. Fujimori und Y. Tokura, “Metal-insulator transitions”, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1039–1263 (1998).
- [11] S.-W. Cheong, “The exciting world of orbitals”, *Nature Materials* **6**, 927–928 (2007).
- [12] A. Sawa, “Resistive switching in transition metal oxides”, *Materials Today* **11**, 28–36 (2008).
- [13] D. Panda und T.-Y. Tseng, “Perovskite Oxides as Resistive Switching Memories: A Review”, *Ferroelectrics* **471**, 23–64 (2014).
- [14] R. Waser, R. Dittmann, G. Staikov und K. Szot, “Redox-Based Resistive Switching Memories - Nanoionic Mechanisms, Prospects, and Challenges”, *Advanced Materials* **21**, 2632–2663 (2009).
- [15] A. Zeb und S. J. Milne, “High temperature dielectric ceramics: a review of temperature-stable high-permittivity perovskites”, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics* **26**, 9243–9255 (2015).
- [16] A. I. Khan, K. Chatterjee, B. Wang, S. Drapcho, L. You, C. Serrao, S. R. Bakaul, R. Ramesh und S. Salahuddin, “Negative capacitance in a ferroelectric capacitor”, *Nature Materials* **14**, 182–186 (2014).
- [17] I. R. de Larramendi, N. Ortiz-Vitoriano, I. B. Dzul-Bautista und T. Rojo, “Designing Perovskite Oxides for Solid Oxide Fuel Cells”, in *Perovskite Materials - Synthesis, Characterisation, Properties, and Applications* (InTech, Feb. 2016).
- [18] S. Stølen, E. Bakken und C. E. Mohn, “Oxygen-deficient perovskites: linking structure, energetics and ion transport”, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **8**, 429–447 (2006).
- [19] A. Bera, K. Wu, A. Sheikh, E. Alarousu, O. F. Mohammed und T. Wu, “Perovskite Oxide SrTiO₃ as an Efficient Electron Transporter for Hybrid Perovskite Solar Cells”, *The Journal of Physical Chemistry C* **118**, 28494–28501 (2014).

-
- [20] F. Cheng und J. Chen, “Metal–air batteries: from oxygen reduction electrochemistry to cathode catalysts”, *Chemical Society Reviews* **41**, 2172 (2012).
- [21] N.-H. Chan, R. K. Sharma und D. M. Smyth, “Nonstoichiometry in SrTiO₃”, *Journal of The Electrochemical Society* **128**, 1762 (1981).
- [22] K. Potzger, J. Osten, A. Levin, A. Shalimov, G. Talut, H. Reuther, S. Arpaci, D. Bürger, H. Schmidt, T. Nestler und D. Meyer, “Defect-induced ferromagnetism in crystalline SrTiO₃”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **323**, 1551–1562 (2011).
- [23] A. Ohtomo, D. A. Muller, J. L. Grazul und H. Y. Hwang, “Artificial charge-modulation in atomic-scale perovskite titanate superlattices”, *Nature* **419**, 378–380 (2002).
- [24] N. Nakagawa, H. Y. Hwang und D. A. Muller, “Why some interfaces cannot be sharp”, *Nature Materials* **5**, 204–209 (2006).
- [25] J. Biscaras, N. Bergeal, A. Kushwaha, T. Wolf, A. Rastogi, R. Budhani und J. Lesueur, “Two-dimensional superconductivity at a Mott insulator/band insulator interface LaTiO₃/SrTiO₃”, *Nature Communications* **1:89**, 1–5 (2010).
- [26] E. D. Gennaro, U. Coscia, G. Ambrosone, A. Khare, F. M. Granozio und U. S. di Uccio, “Photoresponse dynamics in amorphous-LaAlO₃/SrTiO₃ interfaces”, *Scientific Reports* **5**, 8393 (2015).
- [27] E. K. H. Salje, O. Aktas, M. A. Carpenter, V. V. Laguta und J. F. Scott, “Domains within Domains and Walls within Walls: Evidence for Polar Domains in Cryogenic SrTiO₃”, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 247603 (2013).
- [28] G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh und J. F. Scott, “Domain wall nanoelectronics”, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 119–156 (2012).
- [29] H. Sun, Z. Yang, N. V. Kinev, O. S. Kiselev, Y. Lv, Y. Huang, L. Hao, X. Zhou, M. Ji, X. Tu, C. Zhang, J. Li, F. Rudau, R. Wieland, J. S. Hampp, O. Kizilaslan, D. Koelle, B. Jin, J. Chen, L. Kang, W. Xu, R. Kleiner, V. P. Koshelets, H. Wang und P. Wu, “Terahertz Spectroscopy of Dilute Gases Using Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} Intrinsic Josephson-Junction Stacks”, *Phys. Rev. Applied* **8**, 054005 (2017).

- [30] F. Tafuri, J. R. Kirtley, F. Lombardi und F. M. Granozio, “Intrinsic and extrinsic wave effects in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ grain boundary Josephson junctions: Implications for π circuitry”, *Phys. Rev. B* **67**, 174516 (2003).
- [31] B. D. Josephson, “Possible new effects in superconductive tunnelling”, *Physics Letters* **1**, 251–253 (1962).
- [32] H. J. H. Smilde, Ariando, D. H. A. Blank, H. Hilgenkamp und H. Rogalla, “ π -SQUIDS based on Josephson contacts between high- T_c and low- T_c superconductors”, *Phys. Rev. B* **70**, 024519 (2004).
- [33] A. Bauer, J. Bentner, M. Aprili, M. L. Della Rocca, M. Reinwald, W. Wegscheider und C. Strunk, “Spontaneous Supercurrent Induced by Ferromagnetic π Junctions”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 217001 (2004).
- [34] M. Alidoust und J. Linder, “ φ -state and inverted Fraunhofer pattern in nonaligned Josephson junctions”, *Phys. Rev. B* **87**, 060503 (2013).
- [35] A. Buzdin, “Direct Coupling Between Magnetism and Superconducting Current in the Josephson φ_0 Junction”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107005 (2008).
- [36] F. S. Bergeret und I. V. Tokatly, “Theory of diffusive φ_0 Josephson junctions in the presence of spin-orbit coupling”, (2014).
- [37] D. B. Szombati, S. Nadj-Perge, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers und L. P. Kouwenhoven, “Josephson φ_0 -junction in nanowire quantum dots”, *Nature Physics* **12**, 568–572 (2016).
- [38] Y. Tanaka und S. Kashiwaya, “Theory of Josephson effects in anisotropic superconductors”, *Phys. Rev. B* **56**, 892–912 (1997).
- [39] Y. Tanaka und S. Kashiwaya, “Theory of the Josephson effect in d -wave superconductors”, *Phys. Rev. B* **53**, R11957–R11960 (1996).
- [40] G. Testa, E. Sarnelli, A. Monaco, E. Esposito, M. Ejrnaes, D.-J. Kang, S. H. Mennema, E. J. Tarte und M. G. Blamire, “Evidence of midgap-state-mediated transport in 45° symmetric [001] tilt $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ bicrystal grain-boundary junctions”, *Phys. Rev. B* **71**, 134520 (2005).
- [41] A. Gumann und N. Schopohl, “Phase diagram of geometric d -wave superconductor Josephson junctions”, *Phys. Rev. B* **79**, 144505 (2009).
- [42] E. Goldobin, D. Koelle und R. Kleiner, “Tunable $\pm\varphi$, φ_0 , and $\varphi_0 \pm \varphi$ Josephson junction”, *Phys. Rev. B* **91**, 214511 (2015).

-
- [43] H. Sickinger, A. Lipman, M. Weides, R. G. Mints, H. Kohlstedt, D. Koelle, R. Kleiner und E. Goldobin, “Experimental Evidence of a φ Josephson Junction”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 107002 (2012).
- [44] A. Lipman, R. G. Mints, R. Kleiner, D. Koelle und E. Goldobin, “Josephson junctions with tunable current-phase relation”, *Phys. Rev. B* **90**, 184502 (2014).
- [45] T. Gaber, E. Goldobin, A. Sterck, R. Kleiner, D. Koelle, M. Siegel und M. Neuhaus, “Nonideal artificial phase discontinuity in long Josephson $0-\kappa$ junctions”, *Phys. Rev. B* **72**, 054522 (2005).
- [46] S. L. Miller, K. R. Biagi, J. R. Clem und D. K. Finnemore, “Critical currents of cross-type superconducting-normal-superconducting junctions in perpendicular magnetic fields”, *Phys. Rev. B* **31**, 2684–2693 (1985).
- [47] S. Mironov, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, P. Tamarat, B. Lounis und A. Buzdin, “Anomalous Josephson effect controlled by an Abrikosov vortex”, *Phys. Rev. B* **96**, 214515 (2017).
- [48] R. Burioni, D. Cassi, M. Rasetti, P. Sodano und A. Vezzani, “Bose-Einstein condensation on inhomogeneous complex networks”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **34**, 4697 (2001).
- [49] R. Burioni, D. Cassi und A. Vezzani, “Topology, hidden spectra and Bose-Einstein condensation on low-dimensional complex networks”, *Journal of Physics A: Mathematical and General* **35**, 1245 (2002).
- [50] R. Gross und D. Kölle, “Low temperature scanning electron microscopy of superconducting thin films and Josephson junctions.”, *Reports on Progress in Physics* **57**, 651–741 (1994).
- [51] C. Gürlich, “Visualisierung der Stromverteilung in Josephsonkontakten mit 0 - und π -Facetten.”, *Dissertation, Universität Tübingen* (2010).
- [52] 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).
- [53] S. Scharinger, “Lokale elektrische Transporteigenschaften in supraleitenden Bauelementen und Systemen korrelierter Elektronen”, *Dissertation, Universität Tübingen* (2013).
- [54] H. K. Onnes, “The Superconductivity of Mercury”, *Leiden Comm.* **120b** (1911).

- [55] J. Bardeen, L. N. Cooper und J. R. Schrieffer, “Theory of Superconductivity”, *Phys. Rev.* **108**, 1175–1204 (1957).
- [56] H. Fröhlich, “Theory of the Superconducting State. I. The Ground State at the Absolute Zero of Temperature”, *Phys. Rev.* **79**, 845–856 (1950).
- [57] J. Bardeen, “Wave Functions for Superconducting Electrons”, *Phys. Rev.* **80**, 567–574 (1950).
- [58] E. Maxwell, “Isotope Effect in the Superconductivity of Mercury”, *Phys. Rev.* **78**, 477 (1950).
- [59] C. A. Reynolds, B. Serin, W. H. Wright und L. B. Nesbitt, “Superconductivity of Isotopes of Mercury”, *Phys. Rev.* **78**, 487–487 (1950).
- [60] A. Schadschneider, “Theoretische Festkörperphysik II”, Skript, Universität zu Köln (2000).
- [61] D. Kölle, “Experimentalphysik V - Festkörperphysik”, Skript, Eberhard-Karls-Universität Tübingen (2004/05).
- [62] D. K. Kohlberger, “Photoinduzierte quasipermanente Modifikation der elektrischen Transporteigenschaften von Niobdünnfilmen”, Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen (2014).
- [63] M. Tinkham, “Introduction to Superconductivity”, McGraw-Hill, New York (1996).
- [64] V. Ginzburg und L. Landau, “On the theory of superconductivity”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **20**, 1064 (1950).
- [65] W. Buckel und R. Kleiner, “Supraleitung Grundlagen und Anwendungen”, WILEY-VCH, Weinheim (2004).
- [66] W. Meissner und R. Ochsenfeld, “Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitung”, *Naturwissenschaften* **21**, 787 (1933).
- [67] E. H. Brandt, “The flux-line lattice in superconductors”, *Rep. Prog. Phys.* **58** (1995).
- [68] P. G. De Gennes, “Superconductivity of Metals and Alloys”, Westview Press, USA, (1999).
- [69] D.-X. Chen, J. J. Moreno, A. Hernando, A. Sanchez und B.-Z. Li, “Nature of the driving force on an Abrikosov vortex”, *Phys. Rev. B* **57**, 5059–5062 (1998).

- [70] A. A. Abrikosov, “On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group”, *ZhETF* **32**, 1442–1452 (1957).
- [71] J. Pearl, “Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids”, *Appl. Phys. Lett.* **5**, 65–66 (1964).
- [72] A. L. Fetter und P. C. Hohenberg, “The Mixed State of Thin Superconducting Films in Perpendicular Fields”, *Phys. Rev.* **159**, 330–343 (1967).
- [73] L. P. Gorkov, “Microscopic Derivation of the Ginzburg-Landau Equations in the Theory of Superconductivity”, *Sov. Phys. JETP* **9**, 1364–1367 (1959).
- [74] B. Welter, “Tunnelspektroskopie an Korngrenzenkontakten aus elektrodotierten Hochtemperatur-Supraleitern”, *Dissertation, Bayerischen Akademie der Wissenschaften* (2007).
- [75] E. Fermi, “Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico”, *Rendiconti Lincei* **3**, 145 (1926).
- [76] P. A. M. Dirac, “On the Theory of Quantum Mechanics”, *Proc. R. Soc. Lond. A* **112**, 661 (1926).
- [77] A. Zannoni, “On the Quantization of the Monoatomic Ideal Gas”, [arXiv:cond-mat, 9912229](https://arxiv.org/abs/cond-mat/9912229) (1999).
- [78] J. G. Bednorz und K. A. Müller, “Possible highT_c superconductivity in the BaLaCuO system”, *Z. Phys. B - Condensed Matter* **64**, 189–193 (1986).
- [79] Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano und H. Hosono, “Iron-Based Layered Superconductor La[O_{1-x}F_x]FeAs (x= 0.05-0.12) with T_c= 26 K”, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296–3297 (2008).
- [80] F. Steglich, J. Aarts, C. D. Bredl, W. Lieke, D. Meschede, W. Franz und H. Schäfer, “Superconductivity in the Presence of Strong Pauli Paramagnetism: CeCu₂Si₂”, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1892–1896 (1979).
- [81] J. Annett, N. Goldenfeld und A. J. Leggett, “Experimental Constraint on the Pairing State of the Cuprate Superconductors: An Emerging Consensus, in Physical Properties of High Temperature Superconductors”, D. M. Ginsberg (World Scientific, Singapore) **Bd.5** (1996).
- [82] 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).

- [83] C. C. Tsuei und J. R. Kirtley, “Pairing symmetry in cuprate superconductors”, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 969–1016 (2000).
- [84] D. A. Wollman, D. J. Van Harlingen, W. C. Lee, D. M. Ginsberg und A. J. Leggett, “Experimental determination of the superconducting pairing state in YBCO from the phase coherence of YBCO-Pb dc SQUIDS”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2134–2137 (1993).
- [85] 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).
- [86] B. Chesca, K. Ehrhardt, M. Möhle, R. Straub, D. Koelle, R. Kleiner und A. Tsukada, “Magnetic-Field Dependence of the Maximum Supercurrent of $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ Interferometers: Evidence for a Predominant $d_{x^2-y^2}$ Superconducting Order Parameter”, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 057004 (2003).
- [87] C. C. Tsuei und J. R. Kirtley, “Phase-Sensitive Evidence for d -Wave Pairing Symmetry in Electron-Doped Cuprate Superconductors”, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 182–185 (2000).
- [88] M. Wagenknecht, “Korngrenzen-Tunnelspektroskopie am elektronendotierten Kupratsupraleiter $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$.”, *Dissertation, Universität Tübingen* (2008).
- [89] A. Biswas, P. Fournier, M. M. Qazilbash, V. N. Smolyaninova, H. Balci und R. L. Greene, “Evidence of a d - to s -Wave Pairing Symmetry Transition in the Electron-Doped Cuprate Superconductor $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207004 (2002).
- [90] M. M. Qazilbash, A. Biswas, Y. Dagan, R. A. Ott und R. L. Greene, “Point-contact spectroscopy of the electron-doped cuprate superconductor $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_4$: The dependence of conductance-voltage spectra on cerium doping, barrier strength, and magnetic field”, *Phys. Rev. B* **68**, 024502 (2003).
- [91] J. A. Skinta, M.-S. Kim, T. R. Lemberger, T. Greibe und M. Naito, “Evidence for a Transition in the Pairing Symmetry of the Electron-Doped Cuprates $\text{La}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ and $\text{Pr}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4-y}$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207005 (2002).

-
- [92] C. W. Hicks, T. M. Lippman, M. E. Huber, Z.-A. Ren, J. Yang, Z.-X. Zhao und K. A. Moler, “Limits on the Superconducting Order Parameter in $\text{NdFeAsO}_{1-x}\text{F}_y$ from Scanning SQUID Microscopy”, *Journal of the Physical Society of Japan* **78**, 013708 (2009).
- [93] X. Zhang, Y. S. Oh, Y. Liu, L. Yan, K. H. Kim, R. L. Greene und I. Takeuchi, “Observation of the Josephson Effect in $\text{Pb}/\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$ Single Crystal Junctions”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 147002 (2009).
- [94] C. T. Chen, C. C. Tsuei, M. B. Ketchen, Z. A. Ren und Z. X. Zhao, “Integer and half-integer flux-quantum transitions in a niobiumron pnictide loop”, *Nat. Phys.* **6**, 260–264 (2010).
- [95] V. Ambegaokar und A. Baratoff, “Tunneling Between Superconductors”, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 486–489 (1963).
- [96] V. Ambegaokar und A. Baratoff, “Tunneling Between Superconductors”, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 104–104 (1963).
- [97] W. Stewart, “Current-voltage characteristics of josephson junctions”, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 277 (1968).
- [98] D. E. McCumber, “Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions.”, *J. Appl. Phys.* **39(7)**, 3113–3118 (1968).
- [99] H. H. Zappe, “Minimum current and related topics in Josephson tunnel junction devices.”, *J. Appl. Phys.* **44**, 1371–1377 (1973).
- [100] J. Clarke und A. I. Braginski, “The SQUID Handbook”, Wiley **Band 1**. 1. Auflage (2004).
- [101] M. Rudolph, “Development of an ultra-low field magnetic resonance imaging scanner and DC SQUID based current sensors for the investigation of hyperpolarization techniques”, *Dissertation, Universität Tübingen* (2017).
- [102] U. Weiss, “Quantum dissipative systems. Series in Modern Condensed Matter Physics”, World Scientific **Vol. 2** (1993).
- [103] H. A. Kramers, “Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions.”, *Physika (Utrecht)* **7**, 284–304 (1940).
- [104] T. A. Fulton und L. N. Dunkleberger, “Lifetime of the zero-voltage state in Josephson tunnel junctions”, *Phys. Rev. B* **9**, 4760–4768 (1974).

- [105] M. Büttiker, E. P. Harris und R. Landauer, “Thermal activation in extremely underdamped Josephson-junction circuits”, *Phys. Rev. B* **28**, 1268–1275 (1983).
- [106] P. Silvestrini, O. Liengme und K. E. Gray, “Current distributions of thermal switching in extremely underdamped Josephson junctions”, *Phys. Rev. B* **37**, 1525–1531 (1988).
- [107] P. Silvestrini, S. Pagano, R. Cristiano, O. Liengme und K. E. Gray, “Effect of dissipation on thermal activation in an underdamped Josephson junction: First evidence of a transition between different damping regimes”, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 844–847 (1988).
- [108] E. Turlot, D. Esteve, C. Urbina, J. M. Martinis, M. H. Devoret, S. Linkwitz und H. Grabert, “Escape oscillations of a Josephson junction switching out of the zero-voltage state”, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 1788–1791 (1989).
- [109] P. Hänggi, P. Talkner und M. Borkovec, “Reaction-rate theory: fifty years after Kramers”, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 251–341 (1990).
- [110] M. G. Castellano, R. Leoni, G. Torrioli, F. Chiarello, C. Cosmelli, A. Costantini, G. Diambri-Palazzi, P. Carelli, R. Cristiano und L. Frunzio, “Switching dynamics of Nb/AlOx/Nb Josephson junctions: Measurements for an experiment of macroscopic quantum coherence”, *J. Appl. Phys.* **80**, 2922–2928 (1996).
- [111] A. O. Caldeira und A. J. Leggett, “Influence of Dissipation on Quantum Tunneling in Macroscopic Systems”, *Phys. Rev. Lett.* **46**, 211–214 (1981).
- [112] U. Eckern, G. Schön und V. Ambegaokar, “Quantum dynamics of a superconducting tunnel junction”, *Phys. Rev. B* **30**, 6419–6431 (1984).
- [113] M. H. Devoret, J. M. Martinis und J. Clarke, “Measurements of Macroscopic Quantum Tunneling out of the Zero-Voltage State of a Current-Biased Josephson Junction”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1908–1911 (1985).
- [114] D. Esteve, M. H. Devoret und J. M. Martinis, “Effect of an arbitrary dissipative circuit on the quantum energy levels and tunneling of a Josephson junction”, *Phys. Rev. B* **34**, 158–163 (1986).

-
- [115] J. M. Martinis, M. H. Devoret und J. Clarke, “Experimental tests for the quantum behavior of a macroscopic degree of freedom: The phase difference across a Josephson junction”, *Phys. Rev. B* **35**, 4682–4698 (1987).
- [116] A. N. Cleland, J. M. Martinis und J. Clarke, “Measurement of the effect of moderate dissipation on macroscopic quantum tunneling”, *Phys. Rev. B* **37**, 5950–5953 (1988).
- [117] A. Wallraff, A. Lukashenko, C. Coqui, A. Kemp, T. Duty und A. V. Ustinov, “Switching current measurements of large area Josephson tunnel junctions”, *Review of Scientific Instruments* **74**, 3740–3748 (2003).
- [118] A. O. Caldeira und A. J. Leggett, “Quantum Tunnelling in a Dissipative System”, *Annals of Physics* **149**, 374–456 (1983).
- [119] U. Weiß, “Quantum Dissipative Systems, Third Edition”, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd. Singapore **Vol. 13** (2008).
- [120] R. Mendito, “Classical and quantum properties of φ Josephson junctions”, *Dissertation, Universität Tübingen* (2017).
- [121] V. I. Melnikov, “The Kramers problem: Fifty years of development”, *Physics Reports (Review Section of Physics Letters)*, 209, Nos. 1 and 2, Nos. 1 and 2 (1991).
- [122] B. Ruggiero, C. Granata, V. G. Palmieri, A. Esposito, M. Russo und P. Silvestrini, “Supercurrent decay in extremely underdamped Josephson junctions”, *Phys. Rev. B* **57**, 134–137 (1998).
- [123] D. Vion, M. Götz, P. Joyez, D. Esteve und M. H. Devoret, “Thermal Activation above a Dissipation Barrier: Switching of a Small Josephson Junction”, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3435–3438 (1996).
- [124] R. A. Ferrell, “Josephson Tunneling and Quantum Mechanical Phase”, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 527–529 (1965).
- [125] M. Weihnacht, “Influence of Film Thickness on D. C. Josephson Current.”, *Phys. Stat. Sol.* **32**, K169–K172 (1969).
- [126] A.-. Scott, “Distributed device applications of the superconducting tunnel junction.”, *Solid-State Electronics, Pergamon Press* **7**, 137–146 (1964).

- [127] A. Scott, “Propagation of magnetic flux on a long Josephson tunnel junction.”, *Il Nuovo Cimento B* **69**, 241–261 (1970).
- [128] J. Rubinstein, “Sine-Gordon Equation”, *Journal of Mathematical Physics* **11**, 258–266 (1970).
- [129] 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).
- [130] J. C. Swihart, “Field Solution for a Thin-Film Superconducting Strip Transmission Line.”, *J. Appl. Phys.* **32**, 461–469 (1961).
- [131] R. Steuerwald, “Über Ennepersche Flächen und Bäcklundische Transformation.”, *Abhandlungen der Bayerischen Akademie der Wissenschaften* **40**, 1–105 (1936).
- [132] A. Barone und G. Paterno, “Physics and Applications of the Josephson Effect”, John Wiley & Sons, Inc. (1982).
- [133] A. Laub, T. Doderer, S. G. Lachenmann, R. P. Huebener und V. A. Oboznov, “Lorentz Contraction of Flux Quanta Observed in Experiments with Annular Josephson Tunnel Junctions”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1372–1375 (1995).
- [134] B. Mayer, L. Alff, T. Träuble, R. Gross, P. Wagner und H. Adrian, “Superconducting transport properties of $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+x}$ bicrystal grain boundary junctions”, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 996–998 (1993).
- [135] V. V. Schmidt, “The Physics of Superconductors.”, Springer, Berlin (1997).
- [136] R. Gross und A. Marx, “Festkörperphysik”, Gruyter, de Oldenbourg (2014).
- [137] 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**, 290–293 (1977).
- [138] L. N. Bulaevskii, V. V. Kuzii und A. A. Sobyenin, “On possibility of the spontaneous magnetic flux in a Josephson junction containing magnetic impurities.”, *Solid Stat. Comm.* **25**, 1053–1057 (1978).
- [139] A. A. Golubov, M. Y. Kupriyanov und E. Il’ichev, “The current-phase relation in Josephson junctions”, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411–469 (2004).

-
- [140] H. Hilgenkamp, “Pi-phase shift Josephson structures.”, *Supercond. Sci. Technol.* **21**, 034011 (2008).
- [141] E. Goldobin, “Fractional Josephson vortices at phase discontinuities.”, Habilitationsschrift (2012).
- [142] A. V. Ustinov und V. K. Kaplunenko, “Rapid single-flux quantum logic using π -shifters”, *J. Appl. Phys.* **94**, 5405 (2003).
- [143] T. Ortлеpp, 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).
- [144] 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).
- [145] M. I. Khabipov, D. V. Balashov, F. Maibaum, A. B. Zorin, V. A. Oboznov, V. V. Bolginov, A. N. Rossolenko und V. V. Ryazanov, “A single flux quantum circuit with a ferromagnet-based Josephson π -junction”, *Superconductor Science and Technology* **23**, 045032 (2010).
- [146] E. A. Demler, G. B. Arnold und M. R. Beasley, “Superconducting proximity effects in magnetic metals”, *Phys. Rev. B* **55**, 15174–15182 (1997).
- [147] P. Fulde und R. A. Ferrell, “Superconductivity in a Strong Spin-Exchange Field”, *Phys. Rev.* **135**, A550–A563 (1964).
- [148] A. Larkin und Y. Ovchinnikov, “Nonuniform state of superconductors.”, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **47**, 1136 (1964).
- [149] J. J. A. Baselmans, A. F. Morpurgo, B. J. van Wees und T. M. Klapwijk, “Reversing the direction of the supercurrent in a controllable Josephson junction”, *Nature* **397**, 43–45 (1999).
- [150] E. Il’ichev, M. Grajcar, R. Hlubina, R. P. J. IJsselsteijn, H. E. Hoenig, H.-G. Meyer, A. Golubov, M. H. S. Amin, A. M. Zagorskin, A. N. Omelyanchouk und M. Y. Kupriyanov, “Degenerate Ground State in a Mesoscopic $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ Grain Boundary Josephson Junction”, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5369–5372 (2001).

- [151] E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner und A. Buzdin, “Josephson junctions with second harmonic in the current-phase relation: Properties of φ junctions”, *Phys. Rev. B* **76**, 224523 (2007).
- [152] R. G. Mints, “Self-generated flux in Josephson junctions with alternating critical current density”, *Phys. Rev. B* **57**, R3221–R3224 (1998).
- [153] R. G. Mints, I. Papiashvili, J. R. Kirtley, H. Hilgenkamp, G. Hammerl und J. Mannhart, “Observation of Splintered Josephson Vortices at Grain Boundaries in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 067004 (2002).
- [154] 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).
- [155] E. Goldobin, R. Kleiner, D. Koelle und R. G. Mints, “Phase Retrapping in a Pointlike φ Josephson Junction: The Butterfly Effect”, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 057004 (2013).
- [156] R. Menditto, H. Sickinger, M. Weides, H. Kohlstedt, D. Koelle, R. Kleiner und E. Goldobin, “Tunable φ Josephson junction ratchet”, *Phys. Rev. E* **94**, 042202 (2016).
- [157] E. Goldobin, H. Sickinger, M. Weides, N. Ruppelt, H. Kohlstedt, R. Kleiner und D. Koelle, “Memory cell based on a φ Josephson junction”, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 242602 (2013).
- [158] S. Kashiwaya und Y. Tanaka, “Tunnelling effects on surface bound states in unconventional superconductors”, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1641–1724 (2000).
- [159] 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 $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ Grain Boundary Josephson Junctions”, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 207001 (2002).
- [160] T. Löfwander, V. S. Shumeiko und G. Wendin, “Andreev bound states in high- T_c superconducting junctions”, *Supercond. Sci. Technol.* **14**, R53–R77 (2001).
- [161] A. Buzdin und A. E. Koshelev, “Periodic alternating 0- and π -junction structures as realization of φ -Josephson junctions”, *Phys. Rev. B* **67**, 220504 (2003).

- [162] D. M. Heim, N. G. Pugach, M. Y. Kupriyanov, E. Goldobin, D. Koelle und R. Kleiner, “Erratum: Ferromagnetic planar Josephson junction with transparent interfaces: a φ junction proposal”, *J. Phys.: Condens. Matter* **25**, 239601 (2013).
- [163] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, I. I. Soloviev, V. V. Bol’ginov, V. V. Ryazanov, I. V. Vernik, O. A. Mukhanov, M. Y. Kupriyanov und A. A. Golubov, “Theoretical model of superconducting spintronic SIsFS devices”, *Appl. Phys. Lett.* **102**, 192603 (2013).
- [164] S. V. Bakurskiy, N. V. Klenov, T. Y. Karminskaya, M. Y. Kupriyanov und A. A. Golubov, “Josephson φ -junctions based on structures with complex normal/ferromagnet bilayer”, *Supercond. Sci. Technol.* **26**, 015005 (2013).
- [165] I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes und M. H. Du, “Unconventional Superconductivity with a Sign Reversal in the Order Parameter of $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
- [166] K. Kuroki, S. Onari, R. Arita, H. Usui, Y. Tanaka, H. Kontani und H. Aoki, “Unconventional Pairing Originating from the Disconnected Fermi Surfaces of Superconducting $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 087004 (2008).
- [167] K. Seo, B. A. Bernevig und J. Hu, “Pairing Symmetry in a Two-Orbital Exchange Coupling Model of Oxypnictides”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 206404 (2008).
- [168] S. Graser, T. A. Maier, P. J. Hirschfeld und D. J. Scalapino, “Near-degeneracy of several pairing channels in multiorbital models for the Fe pnictides”, *New Journal of Physics* **11**, 025016 (2009).
- [169] J. H. Xu, J. H. Miller und C. S. Ting, “ π -vortex state in a long $0 - \pi$ Josephson junction”, *Phys. Rev. B* **51**, 11958–11961 (1995).
- [170] E. Goldobin, D. Koelle und R. Kleiner, “Semifluxons in long Josephson $0 - \pi$ -junctions”, *Phys. Rev. B* **66**, 100508 (2002).
- [171] 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).
- [172] E. Goldobin, D. Koelle und R. Kleiner, “Ground states of one and two fractional vortices in long Josephson $0 - \kappa$ junctions”, *Phys. Rev. B* **70**, 174519 (2004).

- [173] A. V. Ustinov, “Fluxon insertion into annular Josephson junctions”, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3153–3155 (2002).
- [174] 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**, 064502 (2004).
- [175] 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).
- [176] E. Goldobin, N. Stefanakis, D. Koelle und R. Kleiner, “Fluxon-semifluxon interaction in an annular long Josephson $0-\pi$ junction”, *Phys. Rev. B* **70**, 094520 (2004).
- [177] A. V. Ustinov, T. Doderer, B. Mayer, R. P. Huebener, A. A. Golubov und V. A. Oboznov, “Experimental study of the interaction of fluxons with an Abrikosov vortex in a long Josephson junction”, *Phys. Rev. B* **47**, 944–956 (1993).
- [178] L. G. Aslamazov und E. V. Gurovich, “Pinning of solitons by Abrikosov vortices in distributed Josephson junctions”, *JETP Letters* **40**, 746–749 (1984).
- [179] A. Golubov und A. Ustinov, “Interaction energy of Abrikosov and Josephson vortices in a long Josephson junction”, *Phys. Lett. A* **162**, 409–414 (1992).
- [180] V. N. Gubankov, M. P. Lisitskii, I. L. Serpuchenko, F. N. Sklokin und M. V. Fistul, “Influence of trapped Abrikosov vortices on the critical current of the Josephson tunnel junction”, *Supercond. Sci. and Technol.* **5**, 168–173 (1992).
- [181] M. P. Lisitskiy und M. V. Fistul, “Fiske steps and Abrikosov vortices in Josephson tunnel junctions”, *Phys. Rev. B* **81**, 184505 (2010).
- [182] V. G. Kogan und R. G. Mints, “Interaction of Josephson junction and distant vortex in narrow thin-film superconducting strips”, *Phys. Rev. B* **89**, 014516 (2014).
- [183] V. Kogan und R. Mints, “Manipulating Josephson junctions in thin-films by nearby vortices”, *Physica C: Superconductivity* **502**, 58–62 (2014).

-
- [184] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman und E. A. Cornell, “Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor”, *Science* **269**, 198–201 (1995).
- [185] K. B. Davis, M. -.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn und W. Ketterle, “Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969–3973 (1995).
- [186] P. Buonsante, R. Burioni, D. Cassi und A. Vezzani, “Bose-Einstein condensation on inhomogeneous networks: Mesoscopic aspects versus thermodynamic limit”, *Phys. Rev. B* **66**, 094207 (2002).
- [187] R. Burioni, D. Cassi, I. Meccoli, M. Rasetti, S. Regina, P. Sodano und A. Vezzani, “Bose-Einstein condensation in inhomogeneous Josephson arrays”, *Europhysics Letters (EPL)* **52**, 251–256 (2000).
- [188] R. Rammal, “Spectrum of harmonic excitations on fractals”, *Journal de Physique* **45**, 191–206 (1984).
- [189] K. Hattori, T. Hattori und H. Watanabe, “Gaussian Field Theories on General Networks and the Spectral Dimensions”, *Progress of Theoretical Physics Supplement* **92**, 108–143 (1987).
- [190] D. Cassi und S. Regina, “Diffusion and Harmonic Oscillations on Bundled Structures: Analytical Techniques and Dynamical Dimension Splitting”, *Modern Physics Letters B* **11**, 997–1011 (1997).
- [191] I. Brunelli, G. Giusiano, P. Mancini, P. Sodano und A. Trombettoni, “Topology-induced spatial Bose–Einstein condensation for bosons on star-shaped optical networks”, *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **37**, S275 (2004).
- [192] I. Ottaviani, M. Lucci, R. Menditto, V. Merlo, M. Salvato, M. Cirillo, F. Müller, T. Weimann, M. G. Castellano, F. Chiarello, G. Torrioli und G. Russo, “Characterization of anomalous pair currents in Josephson junction networks”, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 215701 (2014).
- [193] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich und J. Chazelas, “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472–2475 (1988).
- [194] R. von Helmolt, J. Wecker, B. Holzapfel, L. Schultz und K. Samwer, “Giant negative magnetoresistance in perovskitelike $\text{La}_{2/3}\text{Ba}_{1/3}\text{MnO}_x$ ferromagnetic films”, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2331–2333 (1993).

- [195] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong und R. Meservey, “Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273–3276 (1995).
- [196] S. Datta und B. Das, “Electronic analog of the electro-optic modulator”, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665–667 (1990).
- [197] D. J. Monsma, J. C. Lodder, T. J. A. Popma und B. Dieny, “Perpendicular Hot Electron Spin-Valve Effect in a New Magnetic Field Sensor: The Spin-Valve Transistor”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5260–5263 (1995).
- [198] N. A. Spaldin und M. Fiebig, “The Renaissance of Magnetoelectric Multiferroics”, *Science* **309**, 391–392 (2005).
- [199] R. Ramesh und N. A. Spaldin, “Multiferroics: progress and prospects in thin films”, *Nature Materials* **6**, 21–29 (2007).
- [200] A. Tsukazaki, A. Ohtomo, T. Kita, Y. Ohno, H. Ohno und M. Kawasaki, “Quantum Hall Effect in Polar Oxide Heterostructures”, *Science* **315**, 1388–1391 (2007).
- [201] A. Ohtomo und H. Y. Hwang, “A high-mobility electron gas at the LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerface”, *Nature* **427**, 423–426 (2004).
- [202] J. Mannhart, D. Blank, H. Hwang, A. Millis und J.-M. Triscone, “Two-Dimensional Electron Gases at Oxide Interfaces”, *MRS Bulletin* **33**, 1027–1034 (2008).
- [203] J. Mannhart und D. G. Schlom, “Oxide Interfaces—An Opportunity for Electronics”, *Science* **327**, 1607–1611 (2010).
- [204] E. Salje und H. Zhang, “Domain boundary engineering”, *Phase Transitions* **82**, 452–469 (2009).
- [205] J. H. Noh, S. H. Im, J. H. Heo, T. N. Mandal und S. I. Seok, “Chemical Management for Colorful, Efficient, and Stable Inorganic–Organic Hybrid Nanostructured Solar Cells”, *Nano Letters* **13**, 1764–1769 (2013).
- [206] C. J. Bartel, C. Sutton, B. R. Goldsmith, R. Ouyang, C. B. Musgrave, L. M. Ghiringhelli und M. Scheffler, “New tolerance factor to predict the stability of perovskite oxides and halides”, *Science Advances* **5**, eaav0693 (2019).
- [207] P. Zubko, S. Gariglio, M. Gabay, P. Ghosez und J.-M. Triscone, “Interface Physics in Complex Oxide Heterostructures”, *Annual Review of Condensed Matter Physics* **2**, 141–165 (2011).

-
- [208] P. A. Fleury, J. F. Scott und J. M. Worlock, “Soft Phonon Modes and the 110°K Phase Transition in SrTiO₃”, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 16–19 (1968).
- [209] A. Buckley, J. P. Rivera und E. K. H. Salje, “Twin structures in tetragonal SrTiO₃: The ferroelastic phase transition and the formation of needle domains”, *J. Appl. Phys.* **86**, 1653–1656 (1999).
- [210] D. V. Christensen, Y. Frenkel, Y. Z. Chen, Y. W. Xie, Z. Y. Chen, Y. Hikita, A. Smith, L. Klein, H. Y. Hwang, N. Pryds und B. Kalisky, “Strain-tunable magnetism at oxide domain walls”, *Nature Physics* **15**, 269–274 (2018).
- [211] R. A. Cowley, “Lattice Dynamics and Phase Transitions of Strontium Titanate”, *Phys. Rev.* **134**, A981–A997 (1964).
- [212] L. Rimai und G. A. deMars, “Electron Paramagnetic Resonance of Trivalent Gadolinium Ions in Strontium and Barium Titanates”, *Phys. Rev.* **127**, 702–710 (1962).
- [213] N. A. Pertsev, A. K. Tagantsev und N. Setter, “Phase transitions and strain-induced ferroelectricity in SrTiO₃ epitaxial thin films”, *Phys. Rev. B* **61**, R825–R829 (2000).
- [214] N. A. Pertsev, A. K. Tagantsev und N. Setter, “Erratum: Phase transitions and strain-induced ferroelectricity in SrTiO₃ epitaxial thin films [Phys. Rev. B 61, R825 (2000)]”, *Phys. Rev. B* **65**, 219901 (2002).
- [215] A. Hachemi, H. Hachemi, A. Ferhat-Hamida und L. Louail, “Elasticity of SrTiO₃ perovskite under high pressure in cubic, tetragonal and orthorhombic phases”, *Physica Scripta* **82**, 025602 (2010).
- [216] B. Okai und J. Yoshimoto, “Pressure Dependence of the Structural Phase Transition Temperature in SrTiO₃ and KMnF₃”, *Journal of the Physical Society of Japan* **39**, 162–165 (1975).
- [217] H. Hünnefeld, T. Niemöller, J. R. Schneider, U. Rütt, S. Rodewald, J. Fleig und G. Shirane, “Influence of defects on the critical behavior at the 105 K structural phase transition of SrTiO₃ : On the origin of the two length scale critical fluctuations”, *Phys. Rev. B* **66**, 014113 (2002).

- [218] B. S. de Lima, M. S. da Luz, F. S. Oliveira, L. M. S. Alves, C. A. M. dos Santos, F. Jomard, Y. Sidis, P. Bourges, S. Harms, C. P. Grams, J. Hemberger, X. Lin, B. Fauqué und K. Behnia, “Interplay between antiferrodistortive, ferroelectric, and superconducting instabilities in $\text{Sr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{TiO}_{3-\delta}$ ”, *Phys. Rev. B* **91**, 045108 (2015).
- [219] L. Goncalves-Ferreira, S. A. T. Redfern, E. Artacho, E. Salje und W. T. Lee, “Trapping of oxygen vacancies in the twin walls of perovskite”, *Phys. Rev. B* **81**, 024109 (2010).
- [220] S. E. Rowley, L. J. Spalek, R. P. Smith, M. P. M. Dean, M. Itoh, J. F. Scott, G. G. Lonzarich und S. S. Saxena, “Ferroelectric quantum criticality”, *Nature Physics* **10**, 367–372 (2014).
- [221] J. Hemberger, M. Nicklas, R. Viana, P. Lunkenheimer, A. Loidl und R. Böhmer, “Quantum paraelectric and induced ferroelectric states in SrTiO_3 ”, *J. Phys.: Condens. Matter* **8**, 4673–4690 (1996).
- [222] M. Honig, J. A. Sulpizio, J. Drori, A. Joshua, E. Zeldov und S. Ilani, “Local electrostatic imaging of striped domain order in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ ”, *Nature Materials* **12**, 1112–1118 (2013).
- [223] V. Ravikumar, D. Wolf und V. P. Dravid, “Ferroelectric-Monolayer Reconstruction of the SrTiO_3 (100) Surface”, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 960–963 (1995).
- [224] N. Bickel, G. Schmidt, K. Heinz und K. Müller, “Ferroelectric relaxation of the $\text{SrTiO}_3(100)$ surface”, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2009–2011 (1989).
- [225] A. Bussmann-Holder und A. R. Bishop, “Incomplete ferroelectricity in $\text{SrTi}^{18}\text{O}_3$ ”, *The European Physical Journal B* **53**, 279–282 (2006).
- [226] Y. Frenkel, N. Haham, Y. Shperber, C. Bell, Y. Xie, Z. Chen, Y. Hikita, H. Y. Hwang, E. K. H. Salje und B. Kalisky, “Imaging and tuning polarity at SrTiO_3 domain walls”, *Nature Materials* **16**, 1203–1208 (2017).
- [227] J. F. Scott, E. K. H. Salje und M. A. Carpenter, “Domain Wall Damping and Elastic Softening in SrTiO_3 : Evidence for Polar Twin Walls”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 187601 (2012).
- [228] J. Hemberger, P. Lunkenheimer, R. Viana, R. Böhmer und A. Loidl, “Electric-field-dependent dielectric constant and nonlinear susceptibility in SrTiO_3 ”, *Phys. Rev. B* **52**, 13159–13162 (1995).

-
- [229] R. C. Neville, B. Hoeneisen und C. A. Mead, “Permittivity of Strontium Titanate”, *J. Appl. Phys.* **43**, 2124–2131 (1972).
- [230] S. Piskunov, E. Heifets, R. Eglitis und G. Borstel, “Bulk properties and electronic structure of SrTiO₃, BaTiO₃, PbTiO₃ perovskites: an ab initio HF/DFT study”, *Computational Materials Science* **29**, 165–178 (2004).
- [231] K. Shirai und K. Yamanaka, “Mechanism behind the high thermoelectric power factor of SrTiO₃ by calculating the transport coefficients”, *J. Appl. Phys.* **113**, 053705 (2013).
- [232] K. van Benthem, C. Elsässer und R. H. French, “Bulk electronic structure of SrTiO₃: Experiment and theory”, *J. Appl. Phys.* **90**, 6156–6164 (2001).
- [233] B. Kalisky, E. M. Spanton, H. Noad, J. R. Kirtley, K. C. Nowack, C. Bell, H. K. Sato, M. Hosoda, Y. Xie, Y. Hikita, C. Woltmann, G. Pfanzelt, R. Jany, C. Richter, H. Y. Hwang, J. Mannhart und K. A. Moler, “Locally enhanced conductivity due to the tetragonal domain structure in LaAlO₃/SrTiO₃ heterointerfaces”, *Nature Materials* **12**, 1091–1095 (2013).
- [234] T. Zykova-Timan und E. K. H. Salje, “Highly mobile vortex structures inside polar twin boundaries in SrTiO₃”, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 082907 (2014).
- [235] J. Seidel, L. W. Martin, Q. He, Q. Zhan, Y.-H. Chu, A. Rother, M. E. Hawkrige, P. Maksymovych, P. Yu, M. Gajek, N. Balke, S. V. Kalinin, S. Gemming, F. Wang, G. Catalan, J. F. Scott, N. A. Spaldin, J. Orenstein und R. Ramesh, “Conduction at domain walls in oxide multiferroics”, *Nature Materials* **8**, 229–234 (2009).
- [236] J. F. Schooley, W. R. Hosler und M. L. Cohen, “Superconductivity in Semiconducting SrTiO₃”, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 474–475 (1964).
- [237] E. Dagotto, “Correlated electrons in high-temperature superconductors”, *Rev. Mod. Phys.* **66**, 763–840 (1994).
- [238] C. Pfleiderer, “Superconducting phases of *f*-electron compounds”, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1551–1624 (2009).
- [239] G. R. Stewart, “Superconductivity in iron compounds”, *Rev. Mod. Phys.* **83**, 1589–1652 (2011).

- [240] M. Izumi, Y. Konishi, T. Nishihara, S. Hayashi, M. Shinohara, M. Kawasaki und Y. Tokura, “Atomically defined epitaxy and physical properties of strained $\text{La}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ films”, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2497–2499 (1998).
- [241] A. Mukherjee, W. S. Cole, N. Trivedi, M. Randeria und P. Woodward, “Strain controlled colossal magnetoresistance in manganite thin films”, (2012).
- [242] Y. Konishi, Z. Fang, M. Izumi, T. Manako, M. Kasai, H. Kuwahara, M. Kawasaki, K. Terakura und Y. Tokura, “Orbital-State-Mediated Phase-Control of Manganites”, *Journal of the Physical Society of Japan* **68**, 3790–3793 (1999).
- [243] A. Ohtomo und H. Y. Hwang, “A high-mobility electron gas at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterointerface”, *Nature* **427**, 423–426 (2004).
- [244] S. Thiel, G. Hammerl, A. Schmehl, C. W. Schneider und J. Mannhart, “Tunable Quasi-Two-Dimensional Electron Gases in Oxide Heterostructures”, *Science* **313**, 1942–1945 (2006).
- [245] M. Breitschaft, V. Tinkl, N. Pavlenko, S. Paetel, C. Richter, J. R. Kirtley, Y. C. Liao, G. Hammerl, V. Eyert, T. Kopp und J. Mannhart, “Two-dimensional electron liquid state at $\text{LaAlO}_3\text{-SrTiO}_3$ interfaces”, *Phys. Rev. B* **81**, 153414 (2010).
- [246] Y. Chen, N. Pryds, J. E. Kleibeuker, G. Koster, J. Sun, E. Stamate, B. Shen, G. Rijnders und S. Linderoth, “Metallic and Insulating Interfaces of Amorphous SrTiO_3 -Based Oxide Heterostructures”, *Nano Letters* **11**, 3774–3778 (2011).
- [247] M. Basletic, J.-L. Maurice, C. Carrétéro, G. Herranz, O. Copie, M. Bibes, É. Jacquet, K. Bouzehouane, S. Fusil und A. Barthélémy, “Mapping the spatial distribution of charge carriers in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructures”, *Nature Materials* **7**, 621–625 (2008).
- [248] O. Copie, V. Garcia, C. Bödefeld, C. Carrétéro, M. Bibes, G. Herranz, E. Jacquet, J.-L. Maurice, B. Vinter, S. Fusil, K. Bouzehouane, H. Jaffrès und A. Barthélémy, “Towards Two-Dimensional Metallic Behavior at $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ Interfaces”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 216804 (2009).
- [249] G. Khalsa und A. H. MacDonald, “Theory of the SrTiO_3 surface state two-dimensional electron gas”, *Phys. Rev. B* **86**, 125121 (2012).

-
- [250] S. Y. Park und A. J. Millis, “Charge density distribution and optical response of the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface”, *Phys. Rev. B* **87**, 205145 (2013).
- [251] A. Dubroka, M. Rössle, K. W. Kim, V. K. Malik, L. Schultz, S. Thiel, C. W. Schneider, J. Mannhart, G. Herranz, O. Copie, M. Bibes, A. Barthélémy und C. Bernhard, “Dynamical Response and Confinement of the Electrons at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ Interface”, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 156807 (2010).
- [252] Z. Zhong und P. J. Kelly, “Electronic-structure-induced reconstruction and magnetic ordering at the $\text{LaAlO}_3|\text{SrTiO}_3$ interface”, *EPL (Europhysics Letters)* **84**, 27001 (2008).
- [253] J. Lee und A. A. Demkov, “Charge origin and localization at the n -type $\text{SrTiO}_3/\text{LaAlO}_3$ interface”, *Phys. Rev. B* **78**, 193104 (2008).
- [254] Z. Zhong, A. Tóth und K. Held, “Theory of spin-orbit coupling at $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces and SrTiO_3 surfaces”, *Phys. Rev. B* **87**, 161102 (2013).
- [255] A. F. Santander-Syro, O. Copie, T. Kondo, F. Fortuna, S. Pailhès, R. Weht, X. G. Qiu, F. Bertran, A. Nicolaou, A. Taleb-Ibrahimi, P. L. Fèvre, G. Herranz, M. Bibes, N. Reyren, Y. Apertet, P. Lecoeur, A. Barthélémy und M. J. Rozenberg, “Two-dimensional electron gas with universal subbands at the surface of SrTiO_3 ”, *Nature* **469**, 189–193 (2011).
- [256] W. Meevasana, P. D. C. King, R. H. He, S.-K. Mo, M. Hashimoto, A. Tamai, P. Songsiriritthigul, F. Baumberger und Z.-X. Shen, “Creation and control of a two-dimensional electron liquid at the bare SrTiO_3 surface”, *Nature Materials* **10**, 114–118 (2011).
- [257] P. D. C. King, S. M. Walker, A. Tamai, A. de la Torre, T. Eknapakul, P. Buaphet, S.-K. Mo, W. Meevasana, M. S. Bahrmy und F. Baumberger, “Quasiparticle dynamics and spin-orbital texture of the SrTiO_3 two-dimensional electron gas”, *Nature Communications* **5**, 3414 (2014).
- [258] C. Cancellieri, M. L. Reinle-Schmitt, M. Kobayashi, V. N. Strocov, P. R. Willmott, D. Fontaine, P. Ghosez, A. Filippetti, P. Delugas und V. Fiorentini, “Doping-dependent band structure of $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces by soft x-ray polarization-controlled resonant angle-resolved photoemission”, *Phys. Rev. B* **89**, 121412 (2014).

- [259] A. F. Santander-Syro, F. Fortuna, C. Bareille, T. C. Rödel, G. Landolt, N. C. Plumb, J. H. Dil und M. Radović, “Giant spin splitting of the two-dimensional electron gas at the surface of SrTiO₃”, *Nature Materials* **13**, 1085–1090 (2014).
- [260] S. McKeown Walker, S. Riccò, F. Y. Bruno, A. de la Torre, A. Tamai, E. Golias, A. Varykhalov, D. Marchenko, M. Hoesch, M. S. Bahramy, P. D. C. King, J. Sánchez-Barriga und F. Baumberger, “Absence of giant spin splitting in the two-dimensional electron liquid at the surface of SrTiO₃ (001)”, *Phys. Rev. B* **93**, 245143 (2016).
- [261] A. C. Garcia-Castro, M. G. Vergniory, E. Bousquet und A. H. Romero, “Spin texture induced by oxygen vacancies in strontium perovskite (001) surfaces: A theoretical comparison between SrTiO₃ and SrHfO₃”, *Phys. Rev. B* **93**, 045405 (2016).
- [262] P. R. Willmott, S. A. Pauli, R. Herger, C. M. Schlepütz, D. Martoccia, B. D. Patterson, B. Delley, R. Clarke, D. Kumah, C. Cionca und Y. Yacoby, “Structural Basis for the Conducting Interface between LaAlO₃ and SrTiO₃”, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 155502 (2007).
- [263] P.-h. Sun, T. Nakamura, Y. J. Shan, Y. Inaguma, M. Itoh und T. Kitamura, “Dielectric Behavior of (1-x)LaAlO₃-xSrTiO₃Solid Solution System at Microwave Frequencies”, *Japanese Journal of Applied Physics* **37**, 5625–5629 (1998).
- [264] C. Cantoni, J. Gazquez, F. M. Granozio, M. P. Oxley, M. Varela, A. R. Lupini, S. J. Pennycook, C. Aruta, U. S. di Uccio, P. Perna und D. Maccariello, “Electron Transfer and Ionic Displacements at the Origin of the 2D Electron Gas at the LAO/STO Interface: Direct Measurements with Atomic-Column Spatial Resolution”, *Advanced Materials* **24**, 3952–3957 (2012).
- [265] Y. Li, S. N. Phattalung, S. Limpijumng, J. Kim und J. Yu, “Formation of oxygen vacancies and charge carriers induced in the *n*-type interface of a LaAlO₃ overlayer on SrTiO₃(001)”, *Phys. Rev. B* **84**, 245307 (2011).
- [266] N. C. Bristowe, P. B. Littlewood und E. Artacho, “Surface defects and conduction in polar oxide heterostructures”, *Phys. Rev. B* **83**, 205405 (2011).

-
- [267] Z. S. Popovic, S. Satpathy und R. M. Martin, “Origin of the Two-Dimensional Electron Gas Carrier Density at the LaAlO_3 on SrTiO_3 Interface”, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 256801 (2008).
- [268] R. Pentcheva und W. E. Pickett, “Avoiding the Polarization Catastrophe in LaAlO_3 Overlayers on $\text{SrTiO}_3(001)$ through Polar Distortion”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 107602 (2009).
- [269] M. Reinle-Schmitt, C. Cancellieri, D. Li, D. Fontaine, M. Medarde, E. Pomjakushina, C. Schneider, S. Gariglio, P. Ghosez, J.-M. Triscone und P. Willmott, “Tunable conductivity threshold at polar oxide interfaces”, *Nature Communications* **3**, 932 (2012).
- [270] E. Slooten, Z. Zhong, H. J. A. Molegraaf, P. D. Eerkes, S. de Jong, F. Masee, E. van Heumen, M. K. Kruize, S. Wenderich, J. E. Kleibeuker, M. Gorgoi, H. Hilgenkamp, A. Brinkman, M. Huijben, G. Rijnders, D. H. A. Blank, G. Koster, P. J. Kelly und M. S. Golden, “Hard x-ray photoemission and density functional theory study of the internal electric field in $\text{SrTiO}_3/\text{LaAlO}_3$ oxide heterostructures”, *Phys. Rev. B* **87**, 085128 (2013).
- [271] G. Berner, A. Müller, F. Pfaff, J. Walde, C. Richter, J. Mannhart, S. Thiess, A. Gloskovskii, W. Drube, M. Sing und R. Claessen, “Band alignment in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ oxide heterostructures inferred from hard x-ray photoelectron spectroscopy”, *Phys. Rev. B* **88**, 115111 (2013).
- [272] Y. Xie, C. Bell, T. Yajima, Y. Hikita und H. Y. Hwang, “Charge Writing at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ Surface”, *Nano Letters* **10**, 2588–2591 (2010).
- [273] B.-C. Huang, Y.-P. Chiu, P.-C. Huang, W.-C. Wang, V. T. Tra, J.-C. Yang, Q. He, J.-Y. Lin, C.-S. Chang und Y.-H. Chu, “Mapping Band Alignment across Complex Oxide Heterointerfaces”, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 246807 (2012).
- [274] G. Singh-Bhalla, C. Bell, J. Ravichandran, W. Siemons, Y. Hikita, S. Salahuddin, A. F. Hebard, H. Y. Hwang und R. Ramesh, “Built-in and induced polarization across $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterojunctions”, *Nature Physics* **7**, 80–86 (2010).

- [275] C. Cen, S. Thiel, G. Hammerl, C. W. Schneider, K. E. Andersen, C. S. Hellberg, J. Mannhart und J. Levy, “Nanoscale control of an interfacial metal–insulator transition at room temperature”, *Nature Materials* **7**, 298–302 (2008).
- [276] H. Kim, N. Y. Chan, J.-y. Dai und D.-W. Kim, “Enhanced Surface- and-Interface Coupling in Pd-Nanoparticle-coated $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ Heterostructures: Strong Gas- and Photo-Induced Conductance Modulation”, *Scientific Reports* **5**, 8531 (2015).
- [277] G. Berner, M. Sing, H. Fujiwara, A. Yasui, Y. Saitoh, A. Yamasaki, Y. Nishitani, A. Sekiyama, N. Pavlenko, T. Kopp, C. Richter, J. Mannhart, S. Suga und R. Claessen, “Direct k -Space Mapping of the Electronic Structure in an Oxide-Oxide Interface”, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 247601 (2013).
- [278] L. Yu und A. Zunger, “A polarity-induced defect mechanism for conductivity and magnetism at polar–nonpolar oxide interfaces”, *Nature Communications* **5**, 5118 (2014).
- [279] E. D. Gennaro, U. S. di Uccio, C. Aruta, C. Cantoni, A. Gadaleta, A. R. Lupini, D. Maccariello, D. Marré, I. Pallecchi, D. Paparo, P. Perna, M. Riaz und F. M. Granozio, “Persistent Photoconductivity in 2D Electron Gases at Different Oxide Interfaces”, *Advanced Optical Materials* **1**, 834–843 (2013).
- [280] Y. Xie, Y. Hikita, C. Bell und H. Y. Hwang, “Control of electronic conduction at an oxide heterointerface using surface polar adsorbates”, *Nature Communications* **2**, 494 (2011).
- [281] G. D. Luca, A. Rubano, E. di Gennaro, A. Khare, F. M. Granozio, U. S. di Uccio, L. Marrucci und D. Paparo, “Potential-well depth at amorphous- LaAlO_3 /crystalline- SrTiO_3 interfaces measured by optical second harmonic generation”, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 261603 (2014).
- [282] Z. Q. Liu, C. J. Li, W. M. Lü, X. H. Huang, Z. Huang, S. W. Zeng, X. P. Qiu, L. S. Huang, A. Annadi, J. S. Chen, J. M. D. Coey, T. Venkatesan und Ariando, “Origin of the Two-Dimensional Electron Gas at $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ Interfaces: The Role of Oxygen Vacancies and Electronic Reconstruction”, *Phys. Rev. X* **3**, 021010 (2013).
- [283] H. Nakamura, H. Takagi, I. H. Inoue, Y. Takahashi, T. Hasegawa und Y. Tokura, “Low temperature metallic state induced by electrostatic carrier doping of SrTiO_3 ”, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 133504 (2006).

-
- [284] G. Liu, J. Qiu, Y. Jiang, R. Zhao und J. Gao, “Oxygen vacancies modulated photoelectrical properties in $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface”, *Materials Research Express* **5**, 046308 (2018).
- [285] E. Kioupakis, Q. Yan und C. G. V. de Walle, “Interplay of polarization fields and Auger recombination in the efficiency droop of nitride light-emitting diodes”, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 231107 (2012).
- [286] H. J. Queisser und D. E. Theodorou, “Decay kinetics of persistent photoconductivity in semiconductors”, *Phys. Rev. B* **33**, 4027–4033 (1986).
- [287] E. Quartarone, P. Mustarelli, C. Poggio und M. Lombardini, “Surface kinetic roughening caused by dental erosion: An atomic force microscopy study”, *J. Appl. Phys.* **103**, 104702 (2008).
- [288] A. Rastogi, J. J. Pulikkotil, S. Auluck, Z. Hossain und R. C. Budhani, “Photoconducting state and its perturbation by electrostatic fields in oxide-based two-dimensional electron gas”, *Phys. Rev. B* **86**, 075127 (2012).
- [289] P. Stöhr und R. Hübener, “Liquid-helium stage in a scanning electron microscope”, *Cryogenics* **19**, 472 (1979).
- [290] M. Lange, S. Guénon, F. Lever, R. Kleiner und D. Koelle, “A high-resolution combined scanning laser and widefield polarizing microscope for imaging at temperatures from 4 K to 300 K”, *Review of Scientific Instruments* **88**, 123705 (2017).
- [291] private Kommunikation mit: “Elektronen-Optik-Service GmbH”, Zum Lonnenhohl 46, 44319 Dordmund.
- [292] A. Weber, “Fluxodynamik in annularen intrinsischen Josephson-Kontakten.”, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2003).
- [293] E. Goldobin, “Software Manual for GoldExI: Frequently asked questions (F.A.Q.)”, (1997).
- [294] S. B. Kaplan, C. C. Chi, D. N. Langenberg, J. J. Chang, S. Jafarey und D. J. Scalapino, “Quasiparticle and phonon lifetimes in superconductors”, *Phys. Rev. B* **14**, 4854–4873 (1976).
- [295] A. Rubano, D. Paparo, F. Miletto, U. Scotti di Uccio und L. Marrucci, “Recombination kinetics of a dense electron-hole plasma in strontium titanate”, *Phys. Rev. B* **76**, 125115 (2007).

- [296] M. Bailer, “Herstellung und Charakterisierung von dc SQUIDs aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Dünnschichten für die Abbildung einzelner Flussquanten mittels Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie.”, Diplomarbeit, Universität Tübingen.
- [297] D. Doenitz, R. Kleiner, D. Koelle, T. Scherer und K. F. Schuster, “Imaging of thermal domains in ultrathin NbN films for hot electron bolometers”, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 252512 (2007).
- [298] K. Mayer, R. Gross, J. Parisi, J. Peinke und R. Huebener, “Spatially resolved observation of current filament dynamics in semiconductors”, *Solid State Communications* **63**, 55–59 (1987).
- [299] K. M. Mayer, J. Parisi und R. P. Huebener, “Imaging of self-generated multifilamentary current patterns in GaAs”, *Zeitschrift für Physik B Condensed Matter* **71**, 171–178 (1988).
- [300] S. Guénon, S. Scharinger, S. Wang, J. G. Ramírez, D. Koelle, R. Kleiner und I. K. Schuller, “Electrical breakdown in a V_2O_3 device at the insulator-to-metal transition”, *EPL (Europhysics Letters)* **101**, 57003 (2013).
- [301] C. Gürlich, S. Scharinger, M. Weides, H. Kohlstedt, R. G. Mints, E. Goldobin, D. Koelle und R. Kleiner, “Visualizing supercurrents in ferromagnetic Josephson junctions with various arrangements of 0 and π segments”, *Phys. Rev. B* **81**, 094502 (2010).
- [302] H. Ma, “Tuning and imaging the electronic properties of two-dimensional electron systems at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces”, Dissertation, National University of Singapore (2015).
- [303] M. M. Lange, “A High-Resolution Polarizing Microscope for Cryogenic Imaging: Development and Application to Investigations on Twin Walls in SrTiO_3 and the Metal-Insulator Transition in V_2O_3 ”, *Dissertation, Universität Tübingen* (2018).
- [304] J.-C. Ren und J.-S. Wang, “Origin of unexpected large Seebeck effect in SrTiO_3 : nonperturbative polaron study from ab initio cumulant expansion”, (2018).
- [305] P. K. Mühlshlegel, “Ortsaufgelöste Thermospannungen an $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Dünnschichten mit dem Laser-Rasterelektronenmikroskop”, Diplomarbeit, Universität Tübingen (2001).

- [306] I. Pallecchi, M. Codda, E. Galleani d'Agliano, D. Marré, A. D. Caviglia, N. Reyren, S. Gariglio und J.-M. Triscone, "Seebeck effect in the conducting $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface", *Phys. Rev. B* **81**, 085414 (2010).
- [307] I. Pallecchi, F. Telesio, D. Li, A. Fête, S. Gariglio, J.-M. Triscone, A. Filippetti, P. Delugas, V. Fiorentini und D. Marré, "Giant oscillating thermopower at oxide interfaces", *Nature Communications* **6**, 6678 (2015).
- [308] A. H. Reshak, "Transport properties of the n-type $\text{SrTiO}_3/\text{LaAlO}_3$ interface", *RSC Advances* **6**, 92887–92895 (2016).
- [309] T. Okuda, K. Nakanishi, S. Miyasaka und Y. Tokura, "Large thermoelectric response of metallic perovskites: $\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{TiO}_3$ ($0 \leq x \leq 0.1$)", *Phys. Rev. B* **63**, 113104 (2001).
- [310] H. Ohta, S. Kim, Y. Mune, T. Mizoguchi, K. Nomura, S. Ohta, T. Nomura, Y. Nakanishi, Y. Ikuhara, M. Hirano, H. Hosono und K. Koumoto, "Giant thermoelectric Seebeck coefficient of a two-dimensional electron gas in SrTiO_3 ", *Nature Materials* **6**, 129–134 (2007).
- [311] A. Batool, M. Faridi, Q. Mahmood, B. U. Haq, A. Laref und S. E. Awan, "The pressure-induced indirect to direct bandgap transition and thermoelectric response in SrTiO_3 : An ab-initio study", *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **123**, 70–75 (2018).
- [312] M. A. Safeen, M. Can, A. Khare, E. Di Gennaro, A. Sambri, A. Leo, N. Scopigno, U. Scotti di Uccio und F. Granozio, "Non-volatile, reversible metal-insulator transition in oxide interfaces controlled by gate voltage and light", [arXiv:1701.03660](https://arxiv.org/abs/1701.03660) (2017).
- [313] A. Ron und Y. Dagan, "One-Dimensional Quantum Wire Formed at the Boundary between Two Insulating $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ Interfaces", *Phys. Rev. Lett.* **112**, 136801 (2014).
- [314] C. Xiao, Z. Li, H. Guthrey, J. Moseley, Y. Yang, S. Wozny, H. Moutinho, B. To, J. J. Berry, B. Gorman, Y. Yan, K. Zhu und M. Al-Jassim, "Mechanisms of Electron-Beam-Induced Damage in Perovskite Thin Films Revealed by Cathodoluminescence Spectroscopy", *The Journal of Physical Chemistry C* **119**, 26904–26911 (2015).

- [315] Y. V. Danishevskaya, A. S. Krikun, A. S. Nedviga, T. V. Mikhailova und V. N. Berzhansky, “Scanning probe microscopy of high-coercive iron garnet films”, *Journal of Physics: Conference Series* **917**, 072004 (2017).
- [316] N. Mohanta und A. Taraphder, “Oxygen vacancy clustering and pseudogap behaviour at the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface”, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 215703 (2014).
- [317] S. Gurbán, P. Petrik, M. Serényi, A. Sulyok, M. Menyhárd, E. Baradács, B. Parditka, C. Cserháti, G. A. Langer und Z. Erdélyi, “Electron irradiation induced amorphous SiO_2 formation at metal oxide/Si interface at room temperature; electron beam writing on interfaces”, *Scientific Reports* **8** (2018).
- [318] Z. Q. Liu, D. P. Leusink, X. Wang, W. M. Lü, K. Gopinadhan, A. Annadi, Y. L. Zhao, X. H. Huang, S. W. Zeng, Z. Huang, A. Srivastava, S. Dhar, T. Venkatesan und Ariando, “Metal-Insulator Transition in SrTiO_{3-x} Thin Films Induced by Frozen-Out Carriers”, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 146802 (2011).
- [319] H.-L. Lu, Z.-M. Liao, L. Zhang, W.-T. Yuan, Y. Wang, X.-M. Ma und D.-P. Yu, “Reversible insulator-metal transition of $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interface for nonvolatile memory”, *Scientific Reports* **3**, 2870 (2013).
- [320] Y. Lei und J. R. Sun, “Visible light illumination-induced phase transition to the intermediate states between the metallic and insulating states for the $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ interfaces”, *Applied Physics Letters* **105**, 241601 (2014).
- [321] M. Yazdi-Rizi, P. Marsik, B. P. P. Mallett, K. Sen, A. Cerreta, A. Dubroka, M. Scigaj, F. Sánchez, G. Herranz und C. Bernhard, “Infrared ellipsometry study of photogenerated charge carriers at the (001) and (110) surfaces of SrTiO_3 crystals and at the interface of the corresponding $\text{LaAlO}_3/\text{SrTiO}_3$ heterostructures”, *Phys. Rev. B* **95**, 195107 (2017).
- [322] D. V. Lang und R. A. Logan, “Large-Lattice-Relaxation Model for Persistent Photoconductivity in Compound Semiconductors”, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 635–639 (1977).
- [323] J. Y. Lin, A. Dissanayake, G. Brown und H. X. Jiang, “Relaxation of persistent photoconductivity in $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ ”, *Phys. Rev. B* **42**, 5855–5858 (1990).

-
- [324] C. H. Henry und D. V. Lang, “Nonradiative capture and recombination by multiphonon emission in GaAs and GaP”, *Phys. Rev. B* **15**, 989–1016 (1977).
- [325] C. Mauro, C. Barone, E. D. Gennaro, A. Sambri, A. Guarino, F. M. Granozio und S. Pagano, “Photoconductivity in 2D electron gases at the amorphous-LGO/STO oxide interface: a dynamical analysis”, *The European Physical Journal Special Topics* **228**, 675–681 (2019).
- [326] J. Hanzig, B. Abendroth, F. Hanzig, H. Stöcker, R. Strohmeyer, D. C. Meyer, S. Lindner, M. Grobosch, M. Knupfer, C. Himcinschi, U. Mühle und F. Munnik, “Single crystal strontium titanate surface and bulk modifications due to vacuum annealing”, *Journal of Applied Physics* **110**, 064107 (2011).
- [327] J. Hanzig, M. Zschornak, F. Hanzig, E. Mehner, H. Stöcker, B. Abendroth, C. Röder, A. Talkenberger, G. Schreiber, D. Rafaja, S. Gemming und D. C. Meyer, “Migration-induced field-stabilized polar phase in strontium titanate single crystals at room temperature”, *Phys. Rev. B* **88**, 024104 (2013).
- [328] B. Neumeier, “Suche nach Makroskopischen Quanteneffekten in maßgeschneiderten $0\text{-}\kappa$ -Josephsonkontakten”, *Dissertation, Universität Tübingen* (2016).
- [329] M. Brendle, “Strom-Rampen-Generator RampGen.”, *Universität Tübingen* (2006).
- [330] J. M. Meckbach, M. Merker, S. J. Buehler, K. Ilin, B. Neumeier, U. Kienzle, E. Goldobin, R. Kleiner, D. Koelle und M. Siegel, “Sub- μm Josephson Junctions for Superconducting Quantum Devices”, *IEEE Trans. Appl. Supercond* **23**, 1100504 (2013).
- [331] J. M. Meckbach, M. Merker, S. J. Buehler, K. Iliin, B. Neumeier, U. Kienzle, E. Goldobin, R. Kleiner, D. Koelle und M. Siegel, “Sub- μm Josephson Junctions for Superconducting Quantum Devices”, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **23**, 1100504 (2013).
- [332] J. Halbritter, “On the oxidation and on the superconductivity of niobium”, *Applied Physics A Solids and Surfaces* **43**, 1–28 (1987).
- [333] A. I. Gubin, K. S. Il’in, S. A. Vitusevich, M. Siegel und N. Klein, “Dependence of magnetic penetration depth on the thickness of superconducting Nb thin films”, *Phys. Rev. B* **72**, 064503 (2005).

- [334] E. Goldobin, S. Mironov, A. Buzdin, R. G. Mints, D. Koelle und R. Kleiner, “Effective model for a short Josephson junction with a phase discontinuity”, *Phys. Rev. B* **93**, 134514 (2016).
- [335] R. Menditto, M. Merker, M. Siegel, D. Koelle, R. Kleiner und E. Goldobin, “Evidence of macroscopic quantum tunneling from both wells in a φ Josephson junction”, *Phys. Rev. B* **98**, 024509 (2018).
- [336] M. Asheghi, M. N. Touzelbaev, K. E. Goodson, Y. K. Leung und S. S. Wong, “Temperature-Dependent Thermal Conductivity of Single-Crystal Silicon Layers in SOI Substrates”, *Journal of Heat Transfer* **120**, 30–36 (1998).
- [337] C. J. Glassbrenner und G. A. Slack, “Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3°K to the Melting Point”, *Phys. Rev.* **134**, A1058–A1069 (1964).
- [338] S. M. Wasim und N. H. Zebouni, “Thermal Conductivity of Superconducting Niobium”, *Phys. Rev.* **187**, 539–548 (1969).
- [339] E. Yalon, O. B. Aslan, K. K. H. Smithe, C. J. McClellan, S. V. Suryavanshi, F. Xiong, A. Sood, C. M. Neumann, X. Xu, K. E. Goodson, T. F. Heinz und E. Pop, “Temperature-Dependent Thermal Boundary Conductance of Monolayer MoS₂ by Raman Thermometry”, *ACS Appl. Mater. Interfaces* **9**, 43013–43020 (2017).
- [340] private Kommunikation mit: Prof. Dr. E. Goldobin, Universität Tübingen.
- [341] private Kommunikation mit: Dr. B. Neumeier, Universität Tübingen.
- [342] C. Poole, H. Farach, R. Creswick und R. Prozorov, “Superconductivity”, Academic Press, 2nd Edition (2007).
- [343] R. Mendito, “New Condensation Phenomena in Superconductivity”, Tesi di Laurea Magistrale in Fisica, Università degli Studi di Roma Tor Vergata (2012).
- [344] private Kommunikation mit: Dr. R. Mendito, Universität Tübingen.
- [345] M. Lorenzo, M. Lucci, V. Merlo, I. Ottaviani, M. Salvato, M. Cirillo, F. Müller, T. Weimann, M. Castellano, F. Chiarello und G. Torrioli, “On Bose–Einstein condensation in Josephson junctions star graph arrays”, *Physics Letters A* **378**, 655–658 (2014).

-
- [346] J. V. Gates, M. A. Washington und M. Gurvitch, “Critical current uniformity and stability of Nb/Al-oxide-Nb Josephson junctions”, *J. Appl. Phys.* **55**, 1419–1421 (1984).
- [347] P. Silvestrini, R. Russo, V. Corato, B. Ruggiero, C. Granata, S. Rombetto, M. Russo, M. Cirillo, A. Trombettoni und P. Sodano, “Topology-induced critical current enhancement in Josephson networks”, *Physics Letters A* **370**, 499–503 (2007).
- [348] private Kommunikation mit: Dr. J. Lehman, National Institute of Standards and Technology, Physical Measurement Laboratory / Applied Physics Division, Boulder, Colorado, USA.
- [349] N. A. Tomlin, M. White, I. Vayshenker, S. I. Woods und J. H. Lehman, “Planar electrical-substitution carbon nanotube cryogenic radiometer”, *Metrologia* **52**, 376–383 (2015).
- [350] J. Lehman, A. Steiger, N. Tomlin, M. White, M. Kehrt, I. Ryger, M. Stephens, C. Monte, I. Mueller, J. Hollandt und M. Dowell, “Planar hyperblack absolute radiometer”, *Optics Express* **24**, 25911 (2016).
- [351] J. Lehman, C. Yung, N. Tomlin, D. Conklin und M. Stephens, “Carbon nanotube-based black coatings”, *Applied Physics Reviews* **5**, 011103 (2018).
- [352] C. Yung, N. Tomlin, C. Straatsma, J. Rutkowski, E. Richard, D. Harber, J. Lehman und M. Stephens, “BABAR: black array of broadband absolute radiometers for far infrared sensing”, in *Image Sensing Technologies: Materials, Devices, Systems, and Applications VI*, hrsg. von N. K. Dhar, A. K. Dutta und S. R. Babu (Mai 2019).
- [353] J. L. Lineweaver, “Oxygen Outgassing Caused by Electron Bombardment of Glass”, *Journal of Applied Physics* **34**, 1786–1791 (1963).
- [354] N. Itoh, “Creation of lattice defects by electronic excitation in alkali halides”, *Advances in Physics* **31**, 491–551 (1982).
- [355] J. Denatale und D. Howitt, “A mechanism for radiation damage in silicate glasses”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **1**, 489–497 (1984).
- [356] G. S. Chen, C. B. Boothroyd und C. J. Humphreys, “Electron-beam-induced damage in amorphous SiO₂ and the direct fabrication of silicon nanostructures”, *Philosophical Magazine A* **78**, 491–506 (1998).

- [357] D. C. Joy und C. S. Joy, “Low voltage scanning electron microscopy”, *Micron* **27**, 247–263 (1996).
- [358] X. Qu und Q. Deng, “Damage and recovery induced by a high energy e-beam in a silicon nanofilm”, *RSC Advances* **7**, 37032–37038 (2017).
- [359] H. Gu, G. Li, C. Liu, F. Yuan, F. Han, L. Zhang und S. Wu, “Considerable knock-on displacement of metal atoms under a low energy electron beam”, *Scientific Reports* **7** (2017).
- [360] N. Jiang, “Electron beam damage in oxides: a review”, *Reports on Progress in Physics* **79**, 016501 (2016).
- [361] K. K. Neelisetty, X. Mu, S. Gutsch, A. Vahl, A. Molinari, F. von Seggern, M. Hansen, T. Scherer, M. Zacharias, L. Kienle, V. K. Chakravadhanula und C. Kübel, “Electron Beam Effects on Oxide Thin Films—Structure and Electrical Property Correlations”, *Microscopy and Microanalysis* **25**, 592–600 (2019).
- [362] R. Evarestov, E. Blokhin, D. Gryaznov, E. A. Kotomin, R. Merkle und J. Maier, “Jahn-Teller effect in the phonon properties of defective SrTiO₃ from first principles”, *Phys. Rev. B* **85**, 174303 (2012).
- [363] L. C. Walters und R. E. Grace, “Diffusion of point defects in strontium titanate”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **28**, 245–248 (Pergamon Press 1967).
- [364] A. Paladino, L. Rubin und J. Waugh, “Oxygen ion diffusion in single crystal SrTiO₃”, *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **26**, 391–397 (1965).
- [365] B. Thomas, N. Marks und B. Begg, “Defects and threshold displacement energies in SrTiO₃ perovskite using atomistic computer simulations”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **254**, 211–218 (2007).
- [366] R. J. Nicholls, F. S. Hage, D. G. McCulloch, Q. M. Ramasse, K. Refson und J. R. Yates, “Theory of momentum-resolved phonon spectroscopy in the electron microscope”, *Phys. Rev. B* **99**, 094105 (2019).
- [367] L. W. Hobbs, “Murphy’s law and the uncertainty of electron probes”, *Scanning Electron Microsc. Suppl.* **4** (1990).
- [368] E. Blokhin, “Ab initio thermodynamic study of defective strontium titanate”, *Dissertation, Universität Stuttgart* (2013).

-
- [369] J. Hanzig, M. Zschornak, E. Mehner, F. Hanzig, W. Münchgesang, T. Leisegang, H. Stöcker und D. C. Meyer, “The anisotropy of oxygen vacancy migration in SrTiO₃”, *Journal of Physics: Condensed Matter* **28**, 225001 (2016).
- [370] S. B. Lee, J. Park und P. A. van Aken, “Formation of Pt–Zn Alloy Nanoparticles by Electron-Beam Irradiation of Wurtzite ZnO in the TEM”, *Nanoscale Research Letters* **11** (2016).
- [371] R. Egerton, P. Li und M. Malac, “Radiation damage in the TEM and SEM”, *Micron* **35**, 399–409 (2004).
- [372] M. Matsui, S. Machida, T. Mine, K. Hozawa, K. Watanabe, Y. Goto, J. Inoue und H. Nagaishi, “Evaluation of damage induced by electron-beam irradiation to metal-oxide semiconductor gate pattern and method for damage-free inspection”, *Journal of Micro/Nanolithography, MEMS, and MOEMS* **6**, 1–7 (2007).
- [373] Y. Lin, J. Wen, L. Hu, J. A. McCarthy, S. Wang, K. R. Poepfelmeier und L. D. Marks, “Electron-induced Ti-rich surface segregation on SrTiO₃ nanoparticles”, *Micron* **68**, 152–157 (2014).
- [374] K. Szot und W. Speier, “Surfaces of reduced and oxidized SrTiO₃ from atomic force microscopy”, *Phys. Rev. B* **60**, 5909–5926 (1999).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Darstellung der Cooper-Paar-Dichte, der magnetischen Flussdichte und der Suprastromdichte eines Abrikosov-Vortex	23
2.2	Darstellung der orthorombisch-verzerrten Kristallstruktur von $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_7$ und des Bravaisgitters: orthorombisch C	27
2.3	Darstellung der Singulett-Paarzustände einer CuO_2 -Ebene.	27
2.4	Darstellung des Ordnungsparameters in der ersten Brioullin-Zone.	28
2.5	Schematische Darstellung eines SIS-JJ.	31
2.6	Schematische Darstellung der <i>IV</i> -Kennlinie eines überdämpften und unterdämpften (SIS)-JJ.	32
2.7	Ersatzschaltbild eines JJ nach dem RCSJ-Modell.	33
2.8	Waschprettpotential des JJ im RCSJ-Modell und hysteretische <i>IV</i> -Kennlinie.	35
2.9	Einfluss des Rauschparameters Γ auf die <i>IV</i> -Kennlinie.	36
2.10	Darstellung des verkippten Josephsonpotentials.	37
2.11	Schematische Darstellung eines ausgedehnten JJ.	39
2.12	Einfluss externer Magnetfelder auf die Stromdichteverteilung.	41
2.13	Abhängigkeit des maximalen Josephsonstromes von einem externen Magnetfeld.	42
2.14	Ersatzschaltbild eines langen JJ.	43
2.15	Schematische Darstellung eines Fluxons in einem langen JJ.	46
2.16	Darstellung der Wellenfunktion an der Supraleiter-Normalleiter- und Supraleiter-Ferromagnet-Grenzfläche. Darstellung Cooper-Paar an der Fermikante eines Supraleiters und in einem Ferromagneten. Entstehung des Schwerpunktimpulses eines Cooper-Paares im Austauschfeld.	49
2.17	Darstellung der Bildung von gebundenen Andreev-Zuständen in einem SNS-JJ.	51
2.18	Darstellung der Bildung gebundener Andreev-Zustände an der Oberfläche von <i>d</i> -Wellensupraleitern.	51

2.19	Darstellung eines SNS-JJ, bei dem durch Anlegen einer Spannung V_{control} die Zustandsdichte stufenförmig beeinflusst werden kann.	52
2.20	Darstellung der Geometrie eines $\text{YBa}_2\text{Cu}_2\text{O}_{7-x}$ -Korngrenzen-JJ.	53
2.21	Darstellung der Geometrie eines Mikrobrücken-JJ.	54
2.22	Abhängigkeit der Energie und des Josephsonstromes von der Phasendifferenz für einen 0-, π - und φ_0 -JJ mit $\varphi_0 = \frac{\pi}{4}$	56
2.23	Abhängigkeit der Energie und des Josephsonstromes eines φ -JJ von der Phasendifferenz.	58
2.24	Darstellung der Reflexion und Transmission eines Quasiteilchens.	60
2.25	Darstellung der Aufsicht eines Korngrenzen-JJ.	61
2.26	Phasendiagramm eines „nano-constriction-type“-JJ.	62
2.27	Darstellung eines planaren ferromagnetischen JJ und eines SISFS-JJ.	64
2.28	Abhängigkeit des maximalen Josephsonstromes eines symmetrischen 0- π -JJ von einem externen Magnetfeld.	67
2.29	Phase $\delta(x)$ und $\mu(x)$, sowie magnetisches Felde und die supraleitende Stromdichte eines Semifluxons sowie eines fraktionalen κ -Vortex und $(\kappa - 2\pi)$ -Vortex mit $\kappa = \frac{\pi}{2}$	69
2.30	Darstellung eines 0- π -Kontaktes.	69
2.31	Effektive Strom-Phasenrelation $j(\psi)$ und Josephsonenergie $\mathcal{U}(\psi)$ eines 0- π -JJ.	71
2.32	Phasendiagramm für $j_{c0} = -j_{c\pi}$	72
2.33	$j_c(h)$ für unterschiedliche Facettenlängen.	73
2.34	Darstellung eines Injektorkontakts.	74
2.35	Ortsabhängigkeit der Phase $\delta(x)$ eines Injektor-JJ.	76
2.36	Kritischer Strom in Abhängigkeit von der 0- κ -Stufe.	78
2.37	Trajektorie der Bewegung eines Fluxons/Anti-Fluxons unter Wechselwirkung mit einem Abrikosov-Vortex.	80
2.38	Darstellung eines JJ mit Josephson-Vortex bzw. Abrikosov-Vortex.	81
2.39	Darstellung eines JJ mit Josephson-Vortex und „T-förmigem“ Abrikosov-Vortex.	82
2.40	Kraft zwischen einem Josephson-Vortex und einem Abrikosov-Vortex.	82
2.41	Flussdichte eines „misaligned“- und „aligned“-Abrikosov-Vortex.	83

2.42	Konstruktion zur Berechnung der Josephsonphase eines „T-förmigen“-Abrikosov-Vortex.	84
2.43	Darstellung eines planaren JJ mit einem Abrikosov-Vortex.	85
2.44	Beitrag eines Abrikosov-Vortexes zu der Josephsonphase.	86
2.45	κ -Diskontinuität in Abhängigkeit vom Abstand des Abrikosov-Vortex vom JJ.	87
2.46	Sternförmiger Graph mit der Wellenfunktion.	94
2.47	Wellenfunktion in Abhängigkeit von der Entfernung zum Zentrum des sternförmigen Graphen.	95
3.1	Darstellung der Perovskit-Gitterstruktur.	101
3.2	Darstellung der STO-Gitterstruktur	103
3.3	Darstellung der STO-Gitterstruktur beim Phasenübergang.	103
3.4	Zwillingsdomänen mit Orientierungen der langen Achse.	106
3.5	Darstellung der polaren Katastrophe und der „Elektronische Rekonstruktion“.	113
3.6	Darstellungen des Banddiagramms einer LAO/STO-Heterostruktur.	115
3.7	Widerstandesänderungen bei/nach Photonenbestrahlung.	118
3.8	Darstellung des Bändermodells des LAO/STO-Grenzbereiches.	119
4.1	Schnittdarstellung des Heliumkryostaten K2 und Photographie der Probenkammer des LTSEM-K3.	126
4.2	Stickstoffschild des K3 bis zur Tür.	127
4.3	Mechanik der x, y -Positionierung des K3 und des K2.	128
4.4	Schnittdarstellung des K3-Probentisches.	129
4.5	Darsellung des K3-Probenträgers.	130
4.6	Achtel-Schnittdarstellung des K3-Probentisches.	131
4.7	Abbildung des Probentisch des K2.	134
4.8	Temperaturstabilität des K2- und K3-Systems.	135
4.9	Bildstabilität des K2- und K3-Systems anhand einer LAO/STO-Probe und agglomerierten CNTs.	136
4.10	Darstellung des Messaufbaus und der Bildaufnahme.	138
4.11	Darstellung der Messtechnik zur Bestimmung der lokalen kritischen Stromdichte mittels δV	145
4.12	Darstellung der Vierpunktmessung und des Backgates.	147
4.13	SEM-Oberflächenbild der Probe LAO/STO#5a.	148
4.14	$R(T)$ der Probe LAO/STO#5a.	148
4.15	Temperaturabhängigkeit von LTSEM- δV -Bildern.	149

4.16	Temperaturabhängigkeit des maximalen δV -Signals.	150
4.17	LTSEM-Linescan, mit simulten aufgenommenem Signal des Differential- und Lock-In-Verstärkers mit $I_{\text{Bias}}=0$	151
4.18	LTSEM-Bild, mit simulten aufgenommenem Signal des Differential- und Lock-In-Verstärkers mit $I_{\text{Bias}}=0$	151
4.19	LTSEM-Linescan, mit simulten aufgenommenem Signal des Differential- und Lock-In-Verstärkers mit $I_{\text{Bias}}=100 \mu\text{A}$	155
4.20	LTSEM-Linescan, mit simulten aufgenommenem Signal des Differential- und Lock-In-Verstärkers mit $I_{\text{Bias}}=100 \mu\text{A}$	156
4.21	LTSEM-Bilder, mit simulten aufgenommenem Oberflächenbild und Signal des Differential- und Lock-In-Verstärkers mit $I_{\text{Bias}}=100 \mu\text{A}$	157
4.22	Kontrastiert dargestellte LTSEM-Bilder, mit simulten aufgenommenem Signal des Differential- und Lock-In-Verstärkers mit $I_{\text{Bias}}=100 \mu\text{A}$	158
4.23	Bandmodell an der LAO/STO-Grenzschicht im postulierten Modell (ohne und mit Elektronenbestrahlung).	164
4.24	Bandmodell an der LAO/STO-Grenzschicht im postulierten Modell (nach der Elektronenbestrahlung).	166
4.25	Darstellung der LAO/STO-Heterostruktur mit einer Zwillingsgrenze unter lokaler Bestrahlung im postulierten Modell.	169
5.1	LTSEM-Oberflächenbild der Probe LAO/STO#5a und den Zuleitungen.	172
5.2	LTSEM- δV -Abbildungen der Proben Nr. 2 aus Tab. 5.1.	173
5.3	LTSEM- δV -Abbildungen der Proben aus Tab. 5.1.	173
5.4	Darstellungen von Sidegate- und der Backgate- Untersuchungen.	175
5.5	Zahl der feldinduzierten Zwillingsgrenzen in Abhängigkeit vom angelegten elektrischen Feld.	176
5.6	LTSEM- δV -Bilder nach Temperaturzyklen auf $T=300 \text{ K}$	179
5.7	LTSEM- δV -Bilder nach Temperaturzyklen auf $T \gtrsim 130 \text{ K}$	180
5.8	Kontrastierte Darstellung von Abb. 5.6 (überlagert mit Oberflächenbild).	181
5.9	LTSEM- δV -Bild der Probe und Zuleitungen (überlagert mit Oberflächenbild).	182
5.10	LTSEM- δV -Bilder der Probe und Zuleitungen.	183
5.11	Modell des δV -Beitrag bei Bestrahlung der Zuleitungen.	184
5.12	Modell eines zeitabhängigen Widerstandes.	185

5.13	Kontrastreiche Darstellung von Abb. 5.9.	187
5.14	δI -Bild des über das Sidegate zur Masse fließenden Strahlstromes bzw. eines ladungsausgleichenden Stromes.	189
5.15	Kontrastreiche Darstellung orts aufgelöster δI -Messergebnisse.	191
5.16	Kontrastreiche Darstellung orts aufgelöster δI -Messergebnisse.	192
5.17	Imaginärteil des δI -Bildes.	193
5.18	δI -Bild des über das Backgate zur Masse fließenden Stromes bzw. eines ladungsausgleichenden Stromes.	194
5.19	δV -Messergebnisse der Potentialdifferenz zwischen 2DES und dem Backgate.	195
5.20	Bei $T \approx 6$ K nacheinander aufgenommene BSE-Oberflächenbilder.	198
5.21	Bei $T \approx 6$ K erzeugte Strukturen, die bei $T \approx 60$ K fortbestehen.	199
5.22	„Scanning probe microscope“-Abbildungen der Topologie von Strukturen eines Granat-Films.	201
5.23	IV -Kennlinien bei $T = 5$ K: nach dem Abkühlen von Raumtemperatur, nach einer LTSEM-Aufnahme mit optimaler Fokussierung sowie nach 12 weiteren Bildaufnahmen.	202
5.24	IV -Charakteristik bei $T \cong 6$ K nach unterschiedlichen Vorbehandlungen der Probe.	205
5.25	Zeitabhängige Spannungsmessungen bei $I_{\text{Bias}} = \pm 10 \mu\text{A}$ (vor, während und nach homogener Bestrahlung).	208
5.26	$\Delta U \equiv U(t) - U_0 $ nach 8 min homogener Bestrahlung.	209
5.27	$\frac{\Delta U}{\Delta_{\text{ges}} U}$ -Messergebnisse nach 8 min Bestrahlung.	210
5.28	$\frac{\Delta U}{\Delta_{\text{ges}} U}$ -Messergebnisse nach 8 min Bestrahlung sowie Fitergebnisse.	213
5.29	$\frac{1}{U(t)}$ -Messergebnisse nach 8 min Bestrahlung sowie Fitergebnisse.	218
5.30	$\Delta U(t)$ -Ergebnisse im Vergleich mit Ergebnissen von [325].	219
5.31	$\frac{1}{U(t)}$ -Messergebnisse nach 8 min Bestrahlung sowie Fitergebnisse.	221
5.32	$U(t)$ -Messergebnisse nach 8 min Bestrahlung sowie Fitergebnisse.	225
5.33	$ U_A - U(t) $ -Messergebnisse während homogener Bestrahlung sowie Fitergebnisse.	229
5.34	$ \frac{1}{U(t)} - \frac{1}{U_A} $ -Messergebnisse während homogener Bestrahlung sowie Fitergebnisse.	232
5.35	$ U_A - U(t) $ -Messergebnisse während homogener Bestrahlung sowie Fitergebnisse.	235

5.36	LTSEM- δV -Bilder aufgenommen mit unterschiedlicher Scanrichtung.	241
6.1	Schematische Darstellung der Messtechnik des Stromrampens.	244
6.2	Darstellung weiterte Setup-Komponenten für die elektronische Strahlauslenkung und Strahlpositionierung sowie den Injektorstrom und Spulenstroms (des Magnetfeldes).	245
6.3	Schnitt eines mittels „self-planarized-Prozess“ hergestellten JJ.	246
6.4	SE-Abbildung der Probe 2016#39.	247
6.5	IV -Kennlinien im Null-Feld und ohne Injektorstrom.	248
6.6	Abhängigkeit von I_c von einem externen Magnetfeld.	248
6.7	LTSEM- δV -Abbildungen in den ersten beiden $I_c(H)$ -Minima.	249
6.8	$I_c(I_{inj})$ -Kalibrierungskurve der Probe 2016#39 im Nullfeld.	253
6.9	Kritischer Strom und Phase in Abhängigkeit von κ	254
6.10	Histogramme, die die Häufigkeit des gemessenen kritischen Stromes bei $\kappa > \pi$ anzeigen.	256
6.11	$\delta I_c(x)$ -Messergebnisse ohne Injektorstrom ($\kappa=0$).	259
6.12	COMSOL-Simulationsergebnisse der Wärmeverteilung.	262
6.13	$\delta I_c(x)$ -Messergebnisse für $\kappa=0$ und $\kappa=\pi$ sowie Simulationsergebnisse.	264
6.14	SE-Abbildung mit Tunnelbarriere und Strahltrajektorien.	265
6.15	$\delta I_c(x)$ -Ergebnisse entlang der x -Trajektorie für $\kappa=0$	265
6.16	$\delta I_c(y)$ -Ergebnisse von drei y -Trajektorien für $\kappa=0$	266
6.17	$\delta I_c(x)$ -Ergebnisse entlang der x -Trajektorie für $\kappa=\pi$	268
6.18	Kritische Stromdichte unter der Annahme eines linearen Phasenverlaufes.	268
6.19	$\delta I_c(y)$ -Ergebnisse von drei y -Trajektorien für $\kappa=\pi$	269
6.20	$\delta I_c(x)$ -Ergebnisse entlang der x -Trajektorie für verschiedene κ	270
6.21	Darstellung der Kontaktierung von Probe 2014#02.	272
6.22	$I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02.	274
6.23	$I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02.	274
6.24	$I_c(H)$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02 im Zustand 0.	275
6.25	IV -Kennlinien der drei Zustände.	276
6.26	$I_c(H)$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02 im Zustand κ^+ und κ^-	278
6.27	$I_c(H)$ -Abhängigkeit der drei Zustände 0, κ^+ und κ^- sowie Simulationsergebnisse.	279
6.28	Oberflächenbild mit Elektronenstrahltrajektorien.	281

6.29	<i>IV</i> -Charakteristiken und kritischer Strom in Abhängigkeit von der Endposition der Elektronenstrahltrajektorie.	283
6.30	<i>IV</i> -Charakteristiken und kritischer Strom in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlposition sowie Simulationsergebnisse. . .	285
6.31	Kritischer Strom in Abhängigkeit von der Elektronenstrahlposition.	288
6.32	BSE-Bildausschnitte von Teilbereichen der Probe #JJA. . . .	292
6.33	Schematische Darstellung eines kammförmigen JJ-Netzwerkes und Referenzproben.	293
6.34	<i>IV</i> -Charakteristiken kammförmiger JJ-Netzwerke und der untersuchten Probe #JJA.	294
6.35	<i>IV</i> -Charakteristik mit/ohne Elektronenbestrahlung.	296
6.36	Simultan aufgenommenes BSE-Oberflächenbild und LTSEM- δV -Bilder.	297
6.37	LTSEM- δV -Bilder von drei supraleitenden Inseln und den JJ für unterschiedliche Biasströme.	298
6.38	LTSEM- δV -Bilder von supraleitenden Inseln und den JJ naher der Zentralinsel für unterschiedliche Biasströme.	299
6.39	Ausschnitt der <i>IV</i> -Kennlinie bei $T = 3$ K sowie das Oberflächenbild und LTSEM- δV -Bilder von supraleitenden Inseln und den JJ naher der Zentralinsel für $I = 30 \mu\text{A}$	300
6.40	<i>IV</i> -Charakteristik der Referenzprobe bei $T = 4.8$ K.	301
a1	BSE-Bilder dicht beieinanderstehender Kohlenstoff-Nanoröhrchen bei unterschiedlichen Temperaturen während des Abkühlens.	310
a2	Einteilung einer LAO/STO-Probe in $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ Bereiche. . .	312
a3	Simultan aufgenommene ΔV_{ac} - und ΔV_{dc} -Messergebnisse bei $I_{\text{Bias}} = 100 \mu\text{A}$	314
a4	Simultan aufgenommene $\frac{\Delta V_{\text{ac}}}{I_{\text{Bias}}}$ - und $\frac{\Delta V_{\text{dc}}}{I_{\text{Bias}}}$ -Messergebnisse für unterschiedliche Biasströme.	316
a5	Simultan aufgenommene $\frac{\Delta V_{\text{ac}}}{I_{\text{Bias}}}$ - und $\frac{\Delta V_{\text{dc}}}{I_{\text{Bias}}}$ -Messergebnisse für unterschiedliche Biasströme.	318
a6	„Knock-on“-Streuquerschnitte von Sauerstoff für verschiedene Schwellenenergien der irreversiblen atomaren Verschiebung. . .	320
a7	Modell eines radiolytischen Prozesses.	322
a8	Darstellung des elektrischen Feldes durch Ladungen an den Oberflächen bei TEM-Bestrahlung sowie eine TEM-Abbildung einer Probe, die nach Bestrahlung Schädigungen aufweist. . .	324

a9	Ortsaufgelöste Kathodenlumineszenz-Messergebnisse aus [314] eines CsPbI ₃ -Perovskits.	328
a10	Oberflächenbilder des untersuchten Korngrenzen-JJ bei $T = 77$ K.	333
a11	IV -Kennlinien des untersuchten Korngrenzen-JJ vor und nach Elektronenbestrahlung.	334
a12	LTSEM- δV -Bilder des Korngrenzen-JJ bei $T = 4.5$ K mit $I_{\text{Bias}} = 3.6$ mA und $I_{\text{Bias}} = -3.5$ mA.	334
a13	$I_c(I_{\text{inj}})$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02 ohne Elektronenstrahl sowie theoretische Kurven.	336
a14	$I_c(I_{\text{inj}})$ -Abhängigkeit der Probe 2014#02 unter Bestrahlung der Injektorposition.	338

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die mich während der letzten Jahre unterstützt haben. Ohne ihr Mitwirken hätte diese Arbeit nicht umgesetzt werden können.

Ich möchte mich bei Prof. Dr. Reinhold Kleiner und Prof. Dr. Dieter Kölle bedanken, die mir mit der Vergabe meines Promotionsthemas und ihrer Bereitschaft, meine Arbeit zu betreuen, die Möglichkeit der Promotion am Physikalischen Institut der Universität Tübingen eröffneten. Sie standen mir mit ihrer Erfahrung und ihrem Wissen bei physikalischen Fragen ebenso wie Prof. Dr. Edward Goldobin, bei dem ich mich ebenfalls bedanke, zur Seite. Mit Auslaufen der SFB-Projektmittel stellte zudem Prof. Dr. Dieter Kölle den Kontakt zu Dr. Günter Lang und Dr. Thorsten Hehl, denen ich ebenfalls danke, her, so dass ich eigenfinanziert diese Arbeit fortsetzen konnte.

Ebenso möchte ich mich bei Dr. Sebastian Scharinger für meine Einarbeitung auf dem Gebiet der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie bedanken.

Besonders bei Manfred Kleinmann und allen weiteren Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt wie auch bei Dr. Christoph Back bedanke ich mich für ihre Unterstützung bei der Realisierung des K3-Systems und weiteren technischen Projekten meiner Arbeit. Zudem möchte ich mich bei Dr. Matthias Rudolph für dessen Unterstützung bei der Implementierung des SSAs in das K3-System bedanken.

Ebenso möchte ich mich sehr bei Dr. Rosina Menditto bedanken. Sie stellte mir die untersuchte $0\text{-}\kappa$ -Probe wie auch das JJA zur Verfügung. Zudem möchte ich mich für die hervorragende Zusammenarbeit mit ihr und ihre Unterstützung bei der Adaption der Stromrampe bedanken.

Weiterer Dank gebührt Dr. Benjamin Neumeier, der mir den untersuchten Injektor-Kontakt mit atypischer $I_c(I_{inj})$ -Abhängigkeit zur Verfügung stellte.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Prof. Dr. Haijiao Harsan Ma, der die untersuchten LAO/STO-Proben zur Verfügung stellte und großes Interesse an der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie zeigte.

Für die Bereitstellung des für die Messungen notwendigen flüssigen Heliums möchte ich mich auch bei Elmar Baur und Manuel Brandt bedanken. In meiner Rolle als Beauftragter für die Chemikalien unserer Arbeitsgruppe konnte ich auch in diesem Bereich auf eine sichere und adäquate Zusammenarbeit

bezüglich dieser Stoffe mit Herrn Brandt vertrauen.

Bei unserer Sekretärin Marie-Luise Fenske bedanke ich mich für die Unterstützung bei organisatorischen Angelegenheiten. Der gesamten Arbeitsgruppe, deren Mitglieder nicht alle namentlich genannt werden können, danke ich für die Zusammenarbeit und für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe.

Zum Schluss geht ein besonderer Dank für die Unterstützung und den Rückhalt, auf den ich stets vertrauen konnte, an meine Familie.