

Abbildung, Manipulation und Flussrauschen
einzelner Abrikosov-Vortices
in $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ dc SQUIDs

Dissertation

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

vorgelegt von
Matthias Bailer
aus Reutlingen

Tübingen
2013

Tag der mündlichen Qualifikation:

Dekan:

1. Berichterstatter:

2. Berichterstatter:

27.09.2013

Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel

Prof. Dr. Dieter Kölle

Prof. Dr. Reinhold Kleiner

Kurzfassung

Die Arbeit befasst sich mit der Abbildung und Untersuchung von einzelnen Abrikosov-Flussquanten in dc Korngrenzen-SQUIDs¹ aus dem Hochtemperatursupraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$.

Für die Messungen wurde die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) verwendet, welche eine lokale, orts aufgelöste Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von Materialien bei tiefen Temperaturen ermöglicht. Der Vorteil gegenüber anderen Flussquanten-Abbildungsverfahren ist die Möglichkeit, dabei das niederfrequente Flussrauschen im SQUID zu bestimmen. Es wurden spezielle SQUID-Designs entworfen, welche ein reproduzierbares Einkühlen von einzelnen Flussquanten erlauben. Zur Vorcharakterisierung der SQUIDs wurden elektrische Transport- und Rauschmessungen durchgeführt.

Im Rahmen der Arbeit wurden erstmals Antivortices mit dem TTREM abgebildet. Die Möglichkeiten einer Manipulation von Flussquanten (mit dem Elektronenstrahl) wurden untersucht und aufgezeigt.

Durch die gemittelte Messung des Signalverlaufs über einen einzelnen Vortex, konnten Linescans mit bisher nicht erreichter Auflösung gewonnen werden. Dies ermöglichte den ausstehenden Vergleich der gemessenen, virtuellen Vortex-Verschiebung mit verschiedenen, theoretisch bestimmten Signalverläufen.

Die Versuche zum Flussrauschen lieferten neue Einblicke in das Rauschverhalten einzelner Flussquanten, welche das für einzelne Fluktuatoren typische Random Telegraph Signal aufweisen, und erlaubten die Analyse der zugehörigen Hüpfprozesse. So konnten konkrete Werte für die spektrale Rauschleistungsdichte $S_r \approx 196 \text{ nm}^2/\text{Hz} - 0,28 \mu\text{m}^2/\text{Hz}$ radial zum SQUID-Loch von unterschiedlichen, gepinnten Flussquanten bestimmt werden. Eine Beeinflussung des Hüpfverhaltens und damit des Flussrauschens gelang durch Variation eines angelegten Magnetfeldes. Durch

¹SQUID: Superconducting QUantum Interference Device (Supraleitendes Quanteninterferometer)

Verkipfung des Potenzialverlaufs eines Vortex konnte mittels stochastischer Analyse der Zeitspurdaten der Verlauf des Pinningpotenzials bei unterschiedlichen Hüpfvorgängen rekonstruiert werden.

Mit der Arbeit konnte überzeugend gezeigt werden, dass das Vortex-Abbildungsverfahren des TTREM in Verbindung mit Rausch- und Zeitspurmessungen ein geeignetes Verfahren zur Untersuchung von einzelnen Flussquanten darstellt.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	7
2.1. Grundlegende Eigenschaften der Supraleitung	7
2.2. Josephson-Tunnelkontakt	14
2.2.1. Der Josephson-Effekt	15
2.2.2. RCSJ-Modell	16
2.2.3. Arten von Josephson-Kontakten	18
2.3. dc SQUID	19
2.3.1. Grundlagen und elektrische Transporteigenschaften	19
2.3.2. Rauschen im SQUID	24
2.4. Elektronenstrahl-induzierte virtuelle Vortex-Verschiebung	31
3. Probenherstellung	39
3.1. Dünnfilmherstellung	39
3.1.1. Materialien	39
3.1.2. Gepulste Laserablation	43
3.1.3. Dünnfilmablation Ym 81	45
3.1.4. Charakterisierung Ym 81	46
3.1.5. Dünnfilmablation und Charakterisierung B 664 . .	50
3.2. SQUID-Designs	50
3.2.1. Bisherige SQUID-Designs der Probe B 664	51
3.2.2. Neue SQUID-Designs	52
3.3. Probenstrukturierung	55
3.3.1. Optische Lithografie	56
3.3.2. Argon-Ionenstrahlätzen	58
3.3.3. Nasschemisches Ätzen	60

4. Messtechnik	61
4.1. Transportmessungen	61
4.1.1. Transportmessungen im Badkryostaten	62
4.1.2. Transportmessungen im TTREM	64
4.2. Rauschmessungen	65
4.2.1. SQUID-Ausleseelektronik	65
4.2.2. Magnicon SQUID-Elektroniken	67
4.2.3. STAR Cryo. SQUID-Elektronik PFL-100	72
4.2.4. Rauschmessungen im Badkryostaten	73
4.2.5. Rauschmessungen im TTREM	75
4.3. Abbildung von Flussquanten im TTREM	75
4.3.1. Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop	76
4.3.2. Signalentstehung im TTREM	82
4.3.3. Abbildungsverfahren zur Vortex-Abbildung	84
5. Ergebnisse I: Charakterisierung der Probe B 664 und Optimierung der Rauschmessungen	87
5.1. Transportmessungen B 664	87
5.1.1. $I(V)$ -Kennlinien	88
5.1.2. $I_c(B)$ -Kennlinien	94
5.1.3. $V(\Phi)$ -Kennlinien	96
5.2. Rauschmessungen B 664	97
5.2.1. Bestimmung der Transferfunktion und der Systembandbreite	98
5.2.2. Vergleich von DC- und AC-Messungen	100
5.2.3. Niedrigstes gemessenes Rauschen der SQUIDs	101
5.2.4. Schwierigkeiten mit den Magnicon Elektroniken	103
5.2.5. Messungen mit der Star Cryo. Elektronik	104
5.2.6. Rauschen im Badkryostaten und TTREM	105
5.2.7. Rauschen von leicht asymmetrischen SQUIDs	105
5.3. Abbildungen im TTREM B 664	107
5.4. Vergleich der Proben B 663 und B 664	109
5.5. Zusammenfassung und Ausblick B 66x	111
6. Ergebnisse II: Vortex-Abbildungen und Flussrauschen der Probe Ym 81	113
6.1. Transportmessungen Ym 81	113
6.1.1. Transportmessungen Ym 81 im Badkryostaten	113

6.1.2. Transportmessungen Ym 81 im TTREM	117
6.2. Rauschmessungen Ym 81	123
6.3. Vortex-Abbildungen	124
6.3.1. Stabilität und Beeinflussbarkeit von Vortex- Anordnungen	126
6.3.2. Vortex-Antivortex-Konfiguration	129
6.4. Vortex-Anordnung und niederfrequentes Rauschen abhängig vom Einkühlmagnetfeld	134
6.4.1. Vortex-Anordnung	135
6.4.2. Vortex-Anzahl	139
6.4.3. Rauschen abhängig vom Einkühlfeld	140
6.4.4. Korrelation von Rauschen und Abbildungen	141
6.5. Linescan über Vortex	143
6.5.1. Linescan über feldgekühlten Vortex mit Schlitz- signalkorrektur	143
6.5.2. Linescan über ins SQUID gedrückten Vortex	158
6.5.3. Zusammenfassung und Diskussion	163
6.6. Niederfrequentes Flussrauschen in SQUIDS	165
6.6.1. Dominanter 2-Niveau-Fluktuator	166
6.6.2. Mehrniveauhüpfprozesse	174
6.6.3. Beeinflussung von Hüpfprozessen und des Fluss- rauschens	184
 7. Zusammenfassung	 203
 A. Größen und Definitionen	 209
 Abbildungsverzeichnis	 211
 Abkürzungsverzeichnis	 214
 Literaturverzeichnis	 216
 Tabellenverzeichnis	 239

Kapitel 1.

Einleitung

Mit der Anfang des 20. Jahrhunderts errungenen technischen Möglichkeit das Edelgas Helium zu verflüssigen, welches mit $T_{\text{Sdp.}} = 4,15 \text{ K}$ die niedrigste Siedetemperatur aller chemischen Elemente aufweist, bestand die Voraussetzung, um Materialien bei sehr tiefen Temperaturen zu erforschen. *H. K. Onnes* untersuchte daraufhin an der Universität Leiden das Verhalten des spezifischen, elektrischen Widerstands von hochreinen Metallen bei tiefen Temperaturen, wobei er beim Element Quecksilber eine sprunghafte Abnahme des elektrischen Widerstands auf einen nicht messbaren Wert feststellte [89]. Mit dieser Beobachtung wurde die Tür zu einem ganz neuen Teilgebiet der Festkörperphysik aufgestoßen: Die Supraleitung war entdeckt.

Neben vielen weiteren Entdeckungen und Einführungen von Theorien zur Klärung des Zustandekommens des Phänomens Supraleitung war es doch die spektakuläre Entdeckung der Hochtemperatursupraleitung im Jahr 1986 durch *J. G. Bednorz* und *K. A. Müller* [10], welche in der mittlerweile bereits hundertjährigen Geschichte der Supraleitung für besonderes Interesse sorgte. Diese Hochtemperatursupraleiter (HTSL) bestehen aus komplexen Kupferoxidverbindungen, den Kupraten, und weisen Sprungtemperaturen T_c von maximal 135 K auf. Damit liegen diese über der Siedetemperatur von flüssigem Stickstoff (77,35 K) und ermöglichen eine technisch weniger aufwendige und kostengünstigere Kühlung der Materialien, wodurch sich mögliche Anwendungen vereinfachen.

Zu den bekanntesten und am häufigsten verwendeten Kupratsupraleitern zählt das Yttrium-Barium-Kupferoxid $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO), welches auch in der vorliegenden Arbeit Verwendung findet. $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ zählt zur Klasse der Typ II Supraleiter, welche sich dadurch auszeichnen, dass sie oberhalb eines unteren kritischen Magnetfeldes $H_{c,1}$ ei-

nem Magnetfeld das Eindringen in den Supraleiter in Form von quantisierten Flussschläuchen gestatten. Diese Flussquanten oder Abrikosov-Vortices besitzen einen normalleitenden Kern, welcher von ringförmigen Abschirmströmen umgeben ist und welcher ein Festhalten (pinning) der Vortices an Haftstellen (z.B. Kristallbaufehlern) ermöglicht. Durch die thermisch aktivierte Bewegung von gepinnten Flussquanten kommt es bei den HTSL zu einem zusätzlichen Flussrauschen, welches zu einem starken Anstieg des niederfrequenten Rauschens im Supraleiter führt. Für die Verwendung von HTSL anstelle von herkömmlichen Supraleitern (im Folgenden vereinfacht als Niedertemperatursupraleiter (NTSL) bezeichnet) stellt dies eine Einschränkung dar, da beispielsweise bei medizinischen Anwendungen wie der Magnetokardiographie (MKG) oder der (fetalen) Magnetoenzephalographie (MEG) sehr niederfrequente Signale von typischerweise 1 – 100 Hz zu messen sind [23]. Durch Fortschritte in der Herstellungstechnik von Dünnschichten ist es gelungen, die Kristallqualität von Schichten aus komplexen Oxiden deutlich zu verbessern, wodurch eine Reduzierung des Flussrauschens erreicht werden konnte.

Für eine weitere Verringerung des störenden Rauschens ist ein genaueres Verständnis der Vortex-Bewegung und dem korrelierten Rauschen erforderlich. So fehlt nach wie vor ein detailliertes, mikroskopisches Verständnis zur Bewegung von Flussquanten, sodass das Interesse an der Erforschung des Zusammenspiels zwischen thermisch aktivierten Flussquanten, Vortex-Vortex-Interaktionen und den Pinningzentren ungebrochen ist.

Ein weiterer, wichtiger Aspekt für die genauere Untersuchung und für Experimente zur Manipulierbarkeit von Flussquanten ist deren Nutzung für mögliche Anwendungen, welche ebenfalls ein detaillierteres Verständnis über das (De-)Pinning von Vortices erfordern. So gab es bereits Experimente, in denen das von in HTSL gepinnten Flussquanten erzeugte Magnetfeld zusammen mit einem externen, homogenen Magnetfeld zur Konstruktion einer Falle für ultrakalte Atome genutzt wurde [132, 165]. In Hinblick auf Spintronik-Anwendungen ist ein Hybridsystem aus Supraleiter und paramagnetischen, semimagnetischen Halbleiter (diluted magnetic semiconductors) mit Quantentrögen von Interesse, da das inhomogene Magnetfeld der Vortices zur Beeinflussung der Spin- und Ladungsstruktur im semimagnetischen Halbleiter verwendet werden kann [11].

Für die Abbildung und Untersuchung von Flussquanten steht eine Vielzahl an unterschiedlichen Verfahren zur Verfügung. Beispielsweise seien

hier die magnetische Rasterkraftmikroskopie, die Raster-SQUID-Mikroskopie, die Lorentz-Mikroskopie und magnetooptische Abbildungsverfahren genannt. Darüber hinaus gibt es in Tübingen die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM), welche seit Jahrzehnten erfolgreich zur lokalen, orts aufgelösten Untersuchung der elektrischen Eigenschaften von Supraleitern und anderen Materialien bei tiefen Temperaturen eingesetzt wird. Die TTREM bietet durch eine einzigartige Abbildungsmethode ebenfalls die Möglichkeit Flussquanten im Supraleiter abzubilden und zu untersuchen. Für das Abbildungsverfahren wird ein supraleitendes Quanteninterferometer (Superconducting QUantum Interference Device, SQUID) benötigt, welches sowohl die Probe darstellt, in welcher sich die Flussquanten befinden, als auch den Detektor zur Erfassung der hervorgerufenen Flussänderungen. SQUIDs gehören zu den wichtigsten supraleitenden Bauelementen und bestehen aus einer supraleitenden Ringgeometrie, welche für gewöhnlich durch einen (rf SQUID) oder zwei (dc SQUID) Josephson-Tunnelkontakte unterbrochen ist.

SQUIDs stellen die empfindlichsten bekannten Sensoren für den magnetischen Fluss dar und finden daher Anwendung in der Forschung, der zerstörungsfreien Materialprüfung, der SQUID-Mikroskopie, der Geophysik und der medizinischen Diagnostik. Die Methode zur Vortex-Abbildung mit dem TTREM fand bereits Verwendung bei verschiedensten Untersuchungen an YBCO dc SQUIDs [35, 176, 105, 94]. Unter anderem konnten aus TTREM-Vortex-Abbildungen die Verteilung der Supraströme in einem SQUID im vortexfreien Zustand bestimmt werden [36]. Der große Vorteil des TTREMs gegenüber anderen Abbildungsverfahren ist die direkte Abbildung der Elektronenstrahl-induzierten Vortex-Verschiebung, anstatt der Flussdichteverteilung außerhalb der Probe. Des Weiteren besteht sehr einfach die Möglichkeit, zusätzlich zu den Abbildungen, auch das Rauschen der SQUIDs zu messen.

Nachdem zu größeren Ensembles von Flussquanten bereits zahlreiche Untersuchungen existieren, ist die Erforschung und Analyse des Verhaltens einzelner Flussquanten in den Fokus gerückt. Von besonderem Interesse ist die gezielte Untersuchung eines individuellen Flussquants, da sich dieses ohne die zusätzlichen, störenden Wechselwirkungen mit anderen Vortices analysieren lässt und da man sich von den statischen und dynamischen Eigenschaften eines spezifischen Flussquants mehr Informationen zum Pinning und zum Zustandekommen des Rauschens erhofft [3]. Insbesondere soll eine kontrollierte Manipulation von Flussquanten durch

eine Beeinflussung des Pinningverhaltens zu einem besseren Verständnis des Zustandekommens von Vortex-Bewegungen beitragen [146].

Unter anderem stellen sich in diesem Zusammenhang die folgenden zu klärenden Fragen:

- Welches (dynamische) Verhalten zeigt ein einzelner, an unterschiedlichen Arten von Kristallbaufehlern gepinnter Vortex?
- Wie verläuft das Depinning von Vortices?
- Wie groß sind die wirkenden Pinningkräfte und -energien und wovon sind diese abhängig? Wird das Pinningpotenzial durch die Vortex-Dynamik beeinflusst?
- Wie trägt ein einzelner Vortex zum Rauschen bei?

In verschiedenen Experimenten [3, 59, 75, 179] wurden bereits individuelle Flussquanten untersucht und Möglichkeiten zu deren Beeinflussung aufgezeigt. So gelang *Auslaender et al.* die Abbildung und Manipulation isolierter Flussquanten in einem YBCO-Einkristall mit der magnetischen Rasterkraftmikroskopie, mit dem Ergebnis, dass das Wegziehen des Vortex abhängig von der Kristallachsenorientierung unterschiedlich gut gelingt. Als mögliche Ursache dieser Anisotropie im Pinning werden Clusterbildungen von Sauerstoff-Fehlstellen entlang der CuO-Ketten diskutiert [3].

Um mit dem TTREM einzelne Flussquanten untersuchen zu können, werden SQUIDS benötigt, welche ein reproduzierbares Einkühlen von einzelnen Flussquanten ermöglichen. Mit den in [5] beschriebenen SQUID-Designs ist dies zwar gelungen, jedoch kam es aufgrund der geringen Größe der SQUIDS zu Problemen mit der für das Auslesen der SQUID-Signale erforderlichen SQUID-Elektronik.

Ausgehend von den vorangegangenen Arbeiten zu Vortex-Untersuchungen mit dem TTREM am Physikalischen Institut der Universität Tübingen [5, 33, 95, 178, 202] sollten in der vorliegenden Arbeit Abbildungen und Untersuchungen an einzelnen Flussquanten mit dem TTREM durchgeführt werden. Auf der Basis von Dünnschichten aus $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ mussten SQUIDS hergestellt werden, welche sich für diese Aufgabe eignen.

Zum vorrangigen Ziel dieser Arbeit gehörten hochauflösende Linescan-Aufnahmen über einen einzelnen Vortex für die ausstehende experimentelle Überprüfung von bestehenden, theoretischen Modellen. Weiter sollten die Möglichkeiten der Vortex-Manipulation mit dem TTREM und die Entstehung des Flussrauschens und der vom Vortex vollzogenen Hüpfprozesse analysiert werden. Insbesondere erhoffte man sich durch die Kombination von Vortex-Abbildungen und Untersuchung des korrelierten Flussrauschens neue Erkenntnisse zu dessen Entstehung und Vermeidung.

Gliederung der Arbeit:

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen vorgestellt, welche für das Verständnis der Arbeit erforderlich sind. Dazu gehören die elementaren Eigenschaften der Supraleitung und das grundlegendste Bauelement der Supraleitungselektronik, der Josephson-Tunnelkontakt. In Abschnitt 2.3 wird das dc SQUID und dessen Rauschen behandelt. Es folgt ein Auszug der von *J. Clem* publizierten, quantitativen Beschreibung der Elektronenstrahl-induzierten, virtuellen Vortex-Verschiebung [26].

Die Herstellung der untersuchten SQUIDS ist in Kapitel 3 beschrieben. Dabei wird auf die Herstellung und Charakterisierung von Dünnschichten eingegangen. Weiter werden die SQUID-Designs und die Strukturierungsschritte erläutert.

Das Kapitel 4 befasst sich mit den für die Messungen erforderlichen experimentellen Vorrichtungen. Neben dem Messaufbau für die Transport- und Rauschmessungen wird die Funktionsweise der SQUID-Ausleseelektronik beschrieben. Weiter wird das TTREM mit Stickstoff-Kryostat und das Vortex-Abbildungsverfahren erklärt.

Die erzielten Ergebnisse der Messungen sind getrennt für die zwei untersuchten Proben in den beiden folgenden Kapiteln aufgeführt.

In Kapitel 5 werden die Resultate der Probe B 664 vorgestellt. Ein Vergleich mit der ohne zusätzlichen Ätzschritt hergestellten Probe B 663 belegt die veränderten Eigenschaften der SQUIDS, welche in der anschließenden Zusammenfassung diskutiert werden.

Das Kapitel 6 befasst sich mit den Ergebnissen der Probe Ym 81. Neben den Transportmessungen werden die Stabilität und die Beeinflussbarkeit von Vortex-Anordnungen untersucht. Weiter wird auf die erstmalige Abbildung von Vortex-Antivortex-Konfigurationen mit dem TTREM

eingegangen. Die Ergebnisse zweier Messreihen zur Vortex-Anordnung und korreliertem Flussrauschen im SQUID in Abhängigkeit vom Einkühlmagnetfeld werden in Abschnitt 6.4 vorgestellt. Als zentraler Punkt der Arbeit werden in Abschnitt 6.5 hochauflösende Linescans von einzelnen Flussquanten mit den theoretischen Berechnungen aus Abschnitt 2.4 verglichen. Darüber hinaus wird das Rauschverhalten einzelner Flussquanten untersucht und die Rekonstruktion komplexer Mehrfachsprünge von Fluktuatoren beschrieben. Außerdem wird die Beeinflussung des Rauschens durch Magnetfelder und den Elektronenstrahl des TTREMs untersucht, sowie eine stochastische Analyse zur Rekonstruktion des Pinningpotenzialverlaufs vorgestellt.

Eine Zusammenfassung der in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse mit anschließendem Ausblick auf zukünftige Untersuchungen wird in Kapitel 7 gegeben.

Kapitel 2.

Grundlagen

2.1. Grundlegende Eigenschaften der Supraleitung

Mit der Entdeckung der Supraleitung wurde zunächst deren wesentliche Eigenschaft, das **Verschwinden des elektrischen Widerstandes** [89], beobachtet: Wird ein Supraleiter unterhalb seiner materialspezifischen und von einem äußeren Magnetfeld abhängigen, kritischen Temperatur T_c abgekühlt, so besitzt er keinen messbaren elektrischen Gleichstromwiderstand mehr. Der Stromtransport erfolgt verlustfrei, solange die kritische Stromdichte j_c des Supraleiters nicht überschritten wird, oberhalb derer die Supraleitung zusammenbricht.

Befindet sich ein solcher Supraleiter in einem äußeren Magnetfeld und wird dann unterhalb von T_c abgekühlt, so würde man ausgehend vom nicht vorhandenen Widerstand erwarten, dass das ihn durchdringende Magnetfeld bestehen bleibt. Es zeigte sich jedoch, dass ein langer, supraleitender Zylinder ohne Kristalldefekte den ihn durchdringenden magnetischen Fluss eines parallelen magnetischen Feldes bis auf eine dünne Oberflächenschicht vollständig aus seinem Inneren verdrängt. Dabei darf das äußere Magnetfeld eine für den Supraleiter spezifische, kritische Flussdichte B_c nicht übersteigen. Diese Eigenschaft der Supraleiter wird, nach ihren Entdeckern benannt, als **Meißner-Ochsenfeld-Effekt** [126] oder, da sich der Supraleiter wie ein idealer Diamagnet verhält, als idealer Diamagnetismus (Suszeptibilität $\chi = -1$) bezeichnet. Da die Verdrängung des Magnetfeldes beim Supraleiter unabhängig von der Vorgesichte stattfindet, konnte durch den Meißner-Ochsenfeld-Effekt gezeigt werden, dass es sich beim supraleitenden Zustand um eine eigenständige, thermodynamische Phase handelt.

Die von *J. Bardeen*, *L. N. Cooper* und *J. R. Schrieffer* aufgestellte und nach ihnen benannte **BCS-Theorie** [6] liefert eine mikroskopische Erklärung des supraleitenden Zustands. Nach ihr kommt es zwischen Elektronen im Supraleiter zu einer attraktiven Wechselwirkung, welche durch Phononen (Schwingungen des Kristallgitters) vermittelt wird. Daraufhin bilden jeweils zwei Elektronen mit entgegengesetzten, gleich großen Impulsen und entgegengesetzten Spins ein sogenanntes Cooper-Paar. Diese Cooper-Paare besitzen dann einen Gesamtspin¹ $S = 0$. Die Gesamtheit der Cooper-Paare lässt sich durch eine kohärente Materiewelle, makroskopische Wellenfunktion genannt, mit wohldefinierter Phase beschreiben:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_0(\vec{r}) \cdot e^{i\varphi(\vec{r})}. \quad (2.1)$$

Die Größe $|\Psi(\vec{r})|^2$ entspricht dabei der lokalen Dichte n_s der supraleitenden Ladungsträger, sprich den Cooper-Paaren.

Die Eindeutigkeit der kohärenten Materiewelle Ψ macht es erforderlich, dass beim einmaligen Umlaufen eines ringförmigen Integrationswegs im Supraleiter die Phase $\varphi(\vec{r})$ wieder in sich selbst oder einem Vielfachen von 2π übergeht [185]. Mit dieser Forderung und der Betrachtung des Integrationswegs in einem äußeren Magnetfeld ergibt sich die sogenannte **Fluxoidquantisierung**:

$$\mu_0 \lambda_L^2 \oint_C \vec{j}_s \cdot d\vec{l} + \Phi = n \frac{h}{q_s}. \quad (2.2)$$

Der linke Teil der Gleichung wird als Fluxoid bezeichnet und beinhaltet das Wegintegral über die Suprastromdichte \vec{j}_s entlang des Integrationsweges C und den magnetische Fluss Φ innerhalb des Integrationsweges C . Weiter wurde die **London'sche Eindringtiefe** λ_L eingeführt:

$$\lambda_L = \sqrt{\frac{m_s}{\mu_0 n_s q_s^2}}. \quad (2.3)$$

Sie ergibt sich aus der Masse m_s , der Dichte n_s und der Ladung q_s der supraleitenden Ladungsträger. Ein äußeres Magnetfeld ($B < B_c$) dringt am Rand eines Supraleiters in diesen ein und fällt zu seinem Inneren hin

¹Der Gesamtspin S der Cooper-Paare ist bei den meisten Supraleitern null (Spin-Singulett), kann aber auch 1 (Spin-Triplett) sein. Sr_2RuO_4 und UPt_3 sind Supraleiter, bei welchen sich die Cooper-Paare vermutlich zu einem Spin-Triplett-Zustand zusammenschließen.

auf der charakteristischen Längenskala der London'sche Eindringtiefe λ_L exponentiell ab. Die Temperaturabhängigkeit von $\lambda_L(T)$ ergibt sich über die Abhängigkeit der Cooper-Paardichte von der Temperatur, welche für $T \rightarrow T_c$ gegen null geht, womit die London'sche Eindringtiefe λ_L nahe T_c divergiert. Über einen großen Temperaturbereich kann $\lambda_L(T)$ durch die empirische Formel

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)^4}} \quad (2.4)$$

angenähert werden [19].

Wird der Integrationsweg C in Gleichung (2.2) weit innerhalb des supraleitenden Rings gelegt, wo die an der Oberfläche fließenden Supraströme bereits exponentiell abgefallen sind, so kann das Wegintegral vernachlässigt werden und man erhält den folgenden Ausdruck für die **Flussquantisierung**:

$$\Phi = n \frac{h}{q_s} . \quad (2.5)$$

Der magnetische Fluss Φ durch einen supraleitenden Ring kann somit nur ganzzahlige Vielfache von $\frac{h}{q_s}$ annehmen. Wird also ein beliebig großes äußeres Magnetfeld an den Ring angelegt, so bildet sich im Ring ein Kreisstrom J aus, welcher dafür sorgt, dass der gesamte Fluss durch den Ring, sprich die Summe aus dem Fluss durch das Magnetfeld Φ_{ext} und dem durch J selbst erzeugte Fluss $\Phi = LJ$ ein Vielfaches von $\frac{h}{q_s}$ ist. Der experimentelle Nachweis der Flussquantisierung wurde nahezu zeitgleich und unabhängig voneinander durch *Deaver et al.* [32] und *Doll et al.* [37] erbracht. Ihre Experimente zeigten auch, dass die supraleitenden Ladungsträger eine Ladung² $|q_s| = 2e$ besitzen, womit sich Gleichung (2.5) zu

$$\Phi = n \Phi_0 \quad (2.6)$$

ergibt. Dabei ist $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15}$ Vs das elementare Flussquant.

²Wie bereits beschrieben bilden sich die Cooper-Paare bei vielen Supraleitern aus zwei Elektronen, sodass sich eine negative Ladung ergibt. Gerade bei den HTSL gibt es aber auch Löcherleitung, sodass die Cooper-Paar-Ladung positiv ist.

Die von *V.L. Ginzburg* und *L.D. Landau* noch vor der BCS-Theorie aufgestellte Ginzburg-Landau-Theorie (**GL-Theorie**) liefert ausgehend von *Landaus* Theorie der Phasenübergänge eine phänomenologische Beschreibung der Supraleitung [63]. Darin wird der Übergang vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand als ein Phasenübergang 2. Ordnung betrachtet. Ein solcher Übergang lässt sich durch Einführung eines komplexen Ordnungsparameters $\Psi(\vec{r})$, welcher für $T > T_c$ null ist und für $T < T_c$ kontinuierlich anwächst, bis er bei $T = 0$ K seinen Maximalwert erreicht, beschreiben. Dabei lässt sich $|\Psi_0(\vec{r})|^2$ als die Cooper-Paardichte n_s verstehen.

Im Rahmen der Ginzburg-Landau-Theorie wird eine weitere charakteristische Größe der Supraleitung, die **Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge** ξ_{GL} eingeführt. Sie gibt an auf welcher Längenskala sich die Dichte der Cooper-Paare beziehungsweise die makroskopische Wellenfunktion $\Psi(\vec{r})$ ändern kann. Für die Temperaturabhängigkeit der Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} und der London'sche Eindringtiefe ergibt sich aus der Ginzburg-Landau-Theorie für Temperaturen nahe der kritischen Temperatur T_c :

$$\xi_{GL}(T) = \frac{\xi_{GL}(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)}}, \quad (2.7)$$

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1 - (T/T_c)}}. \quad (2.8)$$

Das Verhältnis aus der London'schen Eindringtiefe λ_L und der Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} definiert den sogenannten Ginzburg-Landau-Parameter κ :

$$\kappa \equiv \frac{\lambda_L}{\xi_{GL}}. \quad (2.9)$$

Der Parameter ist innerhalb der GL-Theorie unabhängig von der Temperatur und vom Magnetfeld. Abhängig von der Größe des Ginzburg-Landau-Parameters κ lassen sich zwei Arten von Supraleitern unterscheiden. Diese zeigen ein andersartiges Verhalten, wenn sie einem äußeren Magnetfeld ausgesetzt werden.

Weist der Supraleiter ein $\kappa < 1/\sqrt{2}$ auf, so spricht man von einem **Typ I Supraleiter** oder Supraleiter erster Art. Diese verdrängen gemäß des

Meißner-Ochsenfeld-Effekts das anliegende Magnetfeld bis zu einer oberen kritischen Flussdichte B_c vollständig aus ihrem Inneren. Bei Feldern mit $B > B_c$ bricht die Supraleitung zusammen.

Gilt jedoch $\kappa \geq 1/\sqrt{2}$, so handelt es sich um einen **Typ II Supraleiter**, oder Supraleiter zweiter Art. Sie verdrängen ein Magnetfeld ebenfalls bis zu einer unteren kritischen Flussdichte B_{c1} vollständig aus ihrem Inneren. Steigt das Magnetfeld weiter an, so ist es für einen Typ II Supraleiter im Gegensatz zu einem Supraleiter erster Art energetisch günstiger Grenzflächen zwischen normalleitenden und supraleitenden Bereichen aufzubauen. Die Einsparung an Verdrängungsenergie, welche für das Verdrängen des Magnetfeldes aus dem Supraleiter aufgebracht werden muss, ist dann größer als der Energieverlust durch Reduzierung der Kondensationsenergie, welche frei wird, wenn sich Elektronen zu Cooper-Paaren zusammenschließen. Daher dringt magnetischer Fluss in Form von **Flussschläuchen**, welche jeweils den magnetischen Fluss von einem Φ_0 tragen, in den Supraleiter ein [15]. Diese Flussschläuche werden auch als Flussquanten, Flusswirbel, Vortices oder Abrikosov-Vortices bezeichnet. In dieser Arbeit werden die Begriffe synonym verwendet.

Mit Erhöhung des anliegenden Magnetfeldes dringen immer mehr dieser Flussquanten in den Supraleiter ein, wobei sich der Abstand zwischen den Vortices verkleinert. Bei der oberen kritischen Flussdichte $B_{c2} > B_{c1}$ überlappen die Flussquanten so stark, dass der Supraleiter in den normalleitenden Zustand übergeht.

Das zugehörige Phasendiagramm ist in Abbildung 2.1 gezeigt. Unterhalb von B_{c1} verhält sich der Typ II Supraleiter wie ein Typ I Supraleiter und befindet sich in der Meißner-Phase. Für Flussdichten $B_{c1} < B < B_{c2}$ treten im Supraleiter Flussschläuche auf. Dieser Zustand wird als Shubnikov-Phase bezeichnet.

Für die kritischen Flussdichten ergibt sich nach der Ginzburg-Landau-Theorie für $\kappa \gg 1$:

$$B_{c1} \approx \frac{1}{2\kappa} (\ln \kappa + 0,08) B_{c,th} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda_L^2} (\ln \kappa + 0,08), \quad (2.10)$$

$$B_{c2} = \sqrt{2}\kappa B_{c,th} = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi_{GL}^2}. \quad (2.11)$$

Die thermodynamische kritische Flussdichte $B_{c,th}$ ist dabei über die Differenz der freien Enthalpien des supraleitenden und normalleitenden Zu-

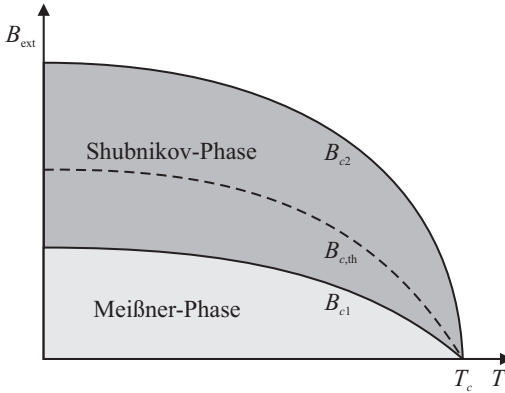


Abb. 2.1.: Schematische Darstellung des Phasendiagramms eines Typ II Supraleiters. Der Verlauf der kritischen Flussdichten ist in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld in Form von B_{ext} und der Temperatur T aufgetragen.

stands definiert, vergleiche [19].

In der Mitte eines Flussquanten befindet sich dessen normalleitender Kern, welcher einen Durchmesser von etwa $2\xi_{\text{GL}}$ besitzt. Die Cooper-Paardichte n_s fällt zur Mitte des Vortex hin auf 0 ab. Diese Abnahme erfolgt über die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} . Der Kern des Vortex ist umgeben von ringförmigen Abschirmströmen mit der Stromdichte j_s , welche den normalleitenden Kern vom umgebenden Supraleiter trennen. Die Abschirmströme erzeugen das Magnetfeld des Vortex. Die magnetische Flussdichte B nimmt im Zentrum des Vortex ihr Maximum an und fällt nach außen hin mit der London'schen Eindringtiefe λ_L ab. Ein Flussquant besitzt dabei jeweils den magnetischen Fluss von einem Φ_0 . Für einen isolierten Vortex und für $\kappa \gg 1$ ergeben sich näherungsweise die folgenden Verläufe [16]:

$$n_s(r) \approx \frac{1}{1 + \frac{2\xi_{\text{GL}}^2}{r^2}}, \quad (2.12)$$

$$B(r) \approx \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_L^2} K_0\left(\frac{\tilde{r}}{\lambda_L}\right), \quad (2.13)$$

$$j(r) \approx \frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0\lambda_L^2} \frac{r}{\lambda_L\tilde{r}} K_1\left(\frac{\tilde{r}}{\lambda_L}\right). \quad (2.14)$$

Dabei ist $\tilde{r} = \sqrt{r^2 + 2\xi_{\text{GL}}^2}$ und K_0 sowie K_1 sind die modifizierten Bessel-Funktionen nullter und erster Ordnung, welche für $\tilde{r} \gg \lambda_L$ angenähert

werden können mit

$$K_0 \left(\frac{\tilde{r}}{\lambda_L} \right) \approx K_1 \left(\frac{\tilde{r}}{\lambda_L} \right) \approx \frac{e^{-\tilde{r}/\lambda_L}}{\sqrt{2\tilde{r}/\pi\lambda_L}}. \quad (2.15)$$

Damit nehmen das Magnetfeld und die Abschirmströme für $\tilde{r} \gg \lambda_L$ exponentiell mit dem Abstand r vom Zentrum des Vortex ab. In Abbildung 2.2 ist der räumliche Verlauf der beschriebenen Größen am Ort eines Flussquants schematisch dargestellt.

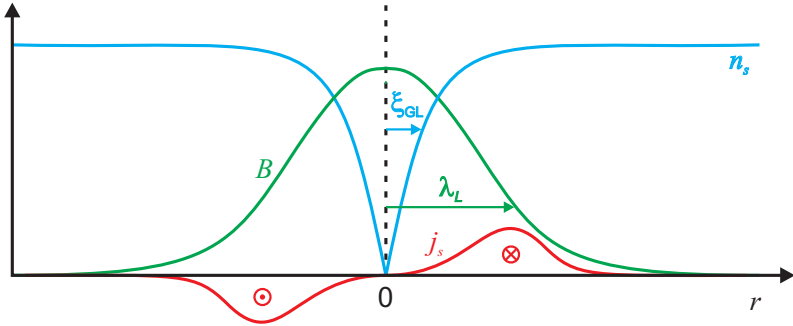


Abb. 2.2.: Schematische Darstellung der räumlichen Verteilung der Cooper-Paardichte n_s , der Flussdichte B und der Suprastromdichte j_s durch einen Flusswirbel.

Aufgrund der um die Vortices fließenden Ringströme stoßen sich die einzelnen Flussquanten im Supraleiter gegenseitig ab. Sie ordnen sich idealerweise in einem regelmäßigen, periodischen Gitter an, dem **Abrikosov-Gitter**. Abrikosov konnte zeigen, dass eine 2-dimensionale, hexagonale Gitteranordnung die niedrigste Enthalpie aufweist [2]. Die Gitterkonstante dieses Dreiecksgitters nimmt mit zunehmendem äußerem Magnetfeld und damit zunehmender Anzahl an Flussquanten immer weiter ab, bis die Vortices so stark überlappen, dass die Normalleitung eintritt.

In einem idealen Typ II Supraleiter sind die Flussschläuche frei beweglich, sodass bereits für kleinste Ströme aufgrund der dann wirkenden Lorentzkraft eine Energiedissipation auftritt. Im idealen Supraleiter ist in der Shubnikov-Phase daher kein verlustfreier Suprastrom möglich. Jedoch wird in einem realen Typ II Supraleiter die Bewegung der Flussschläuche durch Haftzentren behindert. Durch ihren normalleitenden Kern können

die Vortices an Stellen im Supraleiter festgehalten werden, an denen die Supraleitung lokal unterdrückt ist. Dieses Festhalten an Kristallbaufehlern oder normaleitenden Einschlüssen wird Pinning genannt. Ist die durch die Haftzentren aufgebrachte Haftkraft größer als die auftretende Lorentzkraft, so sind die Flussschläuche unbeweglich beziehungsweise gepinnt und es ist ein verlustfreier Stromtransport gegeben. Um eine Bewegung von Vortices zu ermöglichen, muss die sogenannte Pinningenergie aufgebracht werden.

In Dünnschichten mit einer Dicke $d \ll \lambda_L$ dehnen sich die Ströme und das Magnetfeld eines Vortex zu größeren Abständen hin aus. Die sogenannte **Pearl-Länge**

$$\Lambda = \frac{2\lambda_L^2}{d} \tag{2.16}$$

ersetzt dann die London'sche Eindringtiefe λ_L [137]. Der Vortex-Kern besitzt außerdem einen vergrößerten Durchmesser von etwa $2(12\Lambda\xi_{\text{GL}}^2)^{1/3}$. Für große Abstände $r \gg \Lambda$ vom Zentrum des Vortex nimmt die Stromdichte $j(r)$ der Abschirmströme und die magnetische Flussdichte $B(r)$ nur noch mit $1/r^2$ ab.

Neben Vortices können sich auch Antivortices, sprich Vortices mit entgegengesetzt orientiertem Fluss und Abschirmströmen, im Supraleiter befinden. Zwischen den Vortices und Antivortices wirkt eine attraktive Wechselwirkung, sodass sie sich gegenseitig anziehen. Sofern diese Anziehung nicht durch das Pinning an Haftzentren verhindert wird, können sich ein Vortex und ein Antivortex so nahe kommen, dass sie sich gegenseitig auslöschen.

2.2. Josephson-Tunnelkontakt

Der Josephson-Tunnelkontakt ist das wesentliche, supraleitende Bauelement von supraleitenden Quanteninterferometern (SQUIDS). Deshalb sollen an dieser Stelle zunächst die grundlegenden Eigenschaften eines Josephson-Kontaktes beschrieben werden. Dabei werden die von *Brian D. Josephson* [84] aufgestellten Gleichungen aufgeführt und das RCSJ-Modell behandelt.

2.2.1. Der Josephson-Effekt

Ein Josephson-Kontakt entsteht, wenn zwei Supraleiter über eine dünne Barriere miteinander verbunden sind. Die makroskopischen Wellenfunktionen Ψ der Supraleiter fallen im Bereich der Barriere ab. Ist diese dünn genug, so überlappen sich die Wellenfunktionen der beiden Supraleiter. Durch die so entstehende schwache Kopplung der Supraleiter sind Tunnelprozesse von Cooper-Paaren und Elektronen durch die Barriere hindurch möglich.

Sind $\Psi_n = |\Psi_n| \cdot e^{i\varphi_n}$ mit $n = 1, 2$ die beiden makroskopischen Wellenfunktionen der schwach gekoppelten Supraleiter, so gilt für deren eichinvariante Phasendifferenz δ :

$$\delta = \varphi_2 - \varphi_1 - \frac{2e}{\hbar} \int_1^2 \vec{A} d\vec{r}. \quad (2.17)$$

Der letzte Term beinhaltet das Wegintegral über das Vektorpotenzial \vec{A} entlang eines Weges von Supraleiter 1 über die Barriere zu Supraleiter 2. Der über die Barriere fließende Suprastrom I_s , welcher von durch die Barriere tunnelnden Cooper-Paaren getragen wird, variiert mit der Phasendifferenz δ :

$$I_s = I_0 \cdot \sin \delta. \quad (2.18)$$

Dies ist die **1. Josephson-Gleichung**. Der maximale Strom, welcher verlustfrei über den Josephson-Kontakt fließen kann, ist der kritische Strom I_0 .

Die **2. Josephson-Gleichung** beschreibt die zeitliche Entwicklung der Phasendifferenz δ :

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{2e}{\hbar} U = \frac{2\pi}{\Phi_0} U. \quad (2.19)$$

Liegt eine endliche Spannung³ U am Josephson-Kontakt an, so nimmt die Phase δ mit der Zeit zu und es ergibt sich ein oszillierender Josephson-Wechselstrom. Ist die über den Josephson-Kontakt abfallende Spannung $V \equiv \langle U \rangle$ zeitlich konstant, so oszilliert der Josephson-Wechselstrom mit der Frequenz

³Die hochfrequente, zeitabhängige Spannung U des Josephson-Kontakts wird als zeitlich gemittelte Spannung $V \equiv \langle U \rangle$ gemessen.

$$f = \frac{2e}{h}V = \frac{V}{\Phi_0} \approx V \cdot 483,6 \frac{\text{MHz}}{\mu\text{V}}. \quad (2.20)$$

Die Frequenz f ist proportional zur angelegten Spannung V , wobei die Proportionalitätskonstante gerade dem elementaren Flussquant Φ_0 entspricht. Diese Tatsache bietet die Möglichkeit, mit Hilfe von Josephson-Kontakten die Spannungseinheit Volt über die Frequenz des Josephson-Wechselstroms zu definieren.

Eine Herleitung der Josephson-Gleichungen ist in verschiedenen Büchern [19, 185] zu finden.

2.2.2. RCSJ-Modell

Das dynamische Verhalten von Josephson-Kontakten⁴ lässt sich durch das Resistively and Capacitively-Shunted Junction (RCSJ)-Modell [175, 125] beschreiben. In ihm wird der Josephson-Kontakt als eine Kombination von verschiedenen elektrischen Elementen betrachtet. Ein entsprechendes Ersatzschaltbild ist in Abbildung 2.3 dargestellt.

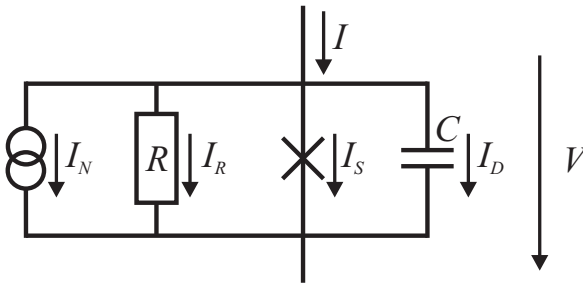


Abb. 2.3.: Ersatzschaltbild eines Josephson-Kontakts im RCSJ-Modell: Dem Josephson-Element mit dem Supraström I_S sind eine Kapazität C , ein normalleitender Widerstand R und eine Rauschstromquelle mit dem Strom I_N parallel geschaltet.

Der über den Josephson-Kontakt fließende Gesamtstrom I setzt sich demnach aus dem durch das ideale Josephson-Element (dargestellt als

⁴Das RCSJ-Modell geht von punktförmigen Kontakten aus, was für kurze Josephson-Kontakte (Kontaktbreite $W \leq 4\lambda_J$ (Josephson-Eindringtiefe)) in guter Näherung gilt.

Kreuz) fließenden Supraström I_S , dem von Quasiteilchen (Elektronen) getragenen Tunnelstrom I_R über einen normalleitenden Widerstand R , dem Verschiebestrom I_D der Kapazität und dem Rauschstrom I_N , welcher das Nyquist-Rauschen der normalleitenden Elektronen beschreibt, zusammen.

Damit ergibt sich gemäß der Kirchhoff'schen Knotenregel für die Ströme:

$$I = I_D + I_R + I_S + I_N = C \frac{dU}{dt} + \frac{U}{R} + I_0 \sin \delta + I_N . \quad (2.21)$$

Einsetzen der zweiten Josephson-Gleichung (2.19) liefert eine nichtlineare Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$I = \frac{\Phi_0 C}{2\pi} \ddot{\delta} + \frac{\Phi_0}{2\pi R} \dot{\delta} + I_0 \sin \delta + I_N . \quad (2.22)$$

Durch die Einführung eines normierten Speisestroms $i \equiv I/I_0$ sowie des entsprechend normierten Rauschstroms $i_N \equiv I_N/I_0$ wird daraus

$$i = \frac{1}{\omega_p^2} \ddot{\delta} + \frac{1}{\omega_c} \dot{\delta} + \sin \delta + i_N . \quad (2.23)$$

Im letzten Schritt wurde mit $\omega_p \equiv \sqrt{2\pi I_0/\Phi_0 C}$ die Josephson-Plasmafrequenz und die charakteristische Frequenz $\omega_c = 2\pi I_0 R/\Phi_0$ eingeführt. Mit der normierten Zeit $\tau = \omega_c t$ ergibt sich aus (2.23) die dimensionslose Bewegungsgleichung

$$i = \beta_C \frac{d^2\delta}{d\tau^2} + \frac{d\delta}{d\tau} + \sin \delta + i_N . \quad (2.24)$$

Dabei ist β_C der dimensionslose **Stewart-McCumber-Parameter**:

$$\beta_C \equiv \left(\frac{\omega_c}{\omega_p} \right)^2 = \frac{2\pi I_0 R^2 C}{\Phi_0} . \quad (2.25)$$

Er beschreibt die Dämpfung des Systems und bestimmt somit das Verhalten des Josephson-Kontakts.

Für ein große Kapazität C und damit $\beta_C > 1$, spricht man von einem unterdämpften Kontakt. Die zugehörige Strom-Spannungs-Kennlinie weist eine typische Hysterese auf: Wird der Strom über den kritischen Strom I_0 erhöht, so fällt eine Spannung über den Kontakt ab. Diese Spannung bleibt aber bestehen, auch wenn der Strom wieder auf Werte unterhalb

von I_0 reduziert wird. Erst beim sogenannten Rücksprungstrom $I_r < I_0$ geht der Josephson-Kontakt wieder in den spannungslosen Zustand zurück.

Ist die Kapazität C klein, so ist $\beta_C < 1$ und es handelt sich um einen überdämpften Kontakt. Dieser zeigt keinen hysteretischen Verlauf in der $I(V)$ -Kennlinie, sodass der Kontakt sofort beim Zurückfahren des Stroms wieder bei $I_0 = I_r$ in den spannungslosen Zustand wechselt. Für die Verwendung von Josephson-Kontakten in dc SQUIDS ist es erforderlich, dass diese ein nicht-hysteretisches Verhalten zeigen, um eine eindeutige Strom-Spannungs-Beziehung zu erhalten.

Wenn $\beta_C \ll 1$ ist, was für Josephson-Kontakte aus HTSL oftmals der Fall ist, kann die Kapazität C vernachlässigt werden und das RCSJ-Modell reduziert sich auf das einfacher zu lösende Resistively Shunted Junction-Modell (RSJ-Modell).

Die Gleichung (2.22) entspricht der Differentialgleichung, welche man für die Bewegung eines gedämpften physikalischen Pendels oder für ein Masseteilchen in einem gekippten Waschbrettspotenzial erhalten würde [19, 65, 185]. Ein Josephson-Kontakt lässt sich daher mit dem Verhalten dieser zweier mechanischen Systeme vergleichen.

2.2.3. Arten von Josephson-Kontakten

Die Herstellung von Josephson-Kontakten lässt sich mit verschiedenen Techniken auf ganz unterschiedliche Art und Weise realisieren. Allen gemeinsam ist die Erzeugung einer schwachen Kopplung zwischen zwei Supraleitern. Wird als Barriere ein Isolator verwendet, so darf diese Schicht nur einige nm dick sein, damit sich ein sogenannter Supraleiter-Isolator-Supraleiter (SIS)-Kontakt ergibt. Bei einem Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter (SNS)-Kontakt wird anstatt des Isolators eine normalleitende Zwischenschicht verwendet. Da die Cooper-Paare deutlich tiefer in diese eindringen können, kann hier mit größeren Schichtdicken gearbeitet werden.

Bei einem Punktkontakt wird eine supraleitende Spitze gegen einen flachen Supraleiter gedrückt, wobei sich die Kontakteigenschaften durch den Anpressdruck variieren lassen.

Bei supraleitenden Dünnschichten reicht eine Einschnürung des Supraleiters zu einer dünnen Brücke mit einer Breite $b < 1 \mu\text{m}$ oder deutlich darunter aus, um einen Josephson-Kontakt zu erzeugen.

Aufgrund der sehr kurzen Kohärenzlänge des supraleitenden Ordnungsparameters ist in Hochtemperatursupraleitern eine Unterdrückung der Supraleitung bereits durch lokale Defekte im Material gegeben [67]. Somit lassen sich durch dünne Stege mit Breiten von einigen μm , welche über Korngrenzen verlaufen, bereits Josephson-Kontakte in Dünnschichten realisieren [74]. Der HTSL $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ wird daher häufig auf Bikristallsubstraten, welche aus zwei verdrehten Einkristallen zusammengesetzt werden, epitaktisch aufgewachsen. Die Problematik, dass die Josephson-Kontakte auf Bikristallsubstraten nur eingeschränkt positioniert werden können, tritt bei Rampenkontakten nicht auf. Hier wird der Josephson-Kontakt an einer frei platzierbaren Rampe in einem Mehrlagenprozess aufgebaut.

2.3. dc SQUID

2.3.1. Grundlagen und elektrische Transporteigenschaften

Supraleitende Quanteninterferometer (Superconducting QUantum Interference Device, SQUID) [77] lassen sich grob in zwei Arten unterteilen, in solche mit einem Josephson-Kontakt, sogenannte rf (radio frequency) SQUIDs und in solche mit zwei Kontakten, den dc (direct current) SQUIDs. In dieser Arbeit wurden nur dc SQUIDs verwendet, daher soll im Weiteren nicht auf andere Arten von SQUIDs eingegangen werden. Eine ausführliche Beschreibung verschiedener SQUIDs findet sich in [22, 23, 106]. Wenn im Folgenden von SQUID die Rede ist, so bezieht sich dies immer auf ein dc SQUID.

Der wesentliche Aufbau eines dc SQUIDs ist in Abbildung 2.4 schematisch gezeigt. Die supraleitende Ringgeometrie mit der Induktivität L ist durch zwei, in diesem Fall, identische Josephson-Kontakte (schwarze Balken) unterbrochen. Das dc SQUID kombiniert damit die zwei physikalischen Phänomene der Flussquantisierung im supraleitenden Ring und des Josephson-Tunnels in sich. Es kommt zu einer räumlichen Interferenz der makroskopischen Wellenfunktionen $\Psi(\vec{r}) = \Psi_0(\vec{r}) \cdot e^{i\varphi(\vec{r})}$ der beiden Supraleiter in den SQUID-Armen. Bei der Integration des Phasengradienten $\vec{\nabla}\varphi$ der makroskopischen Wellenfunktion $\Psi(\vec{r})$ über eine geschlossene Kontur C entlang des SQUID-Rings muss beachtet werden,

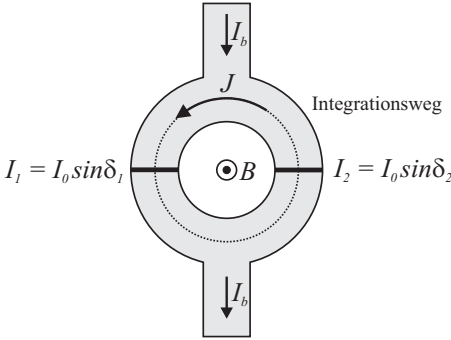


Abb. 2.4.: Schematische Darstellung eines dc SQUIDs mit zwei identischen Josephson-Kontakten.

dass im Gegensatz zum reinen supraleitenden Ring nun durch die beiden Josephson-Kontakte Phasensprünge auftreten können [19]. Wegen der Eindeutigkeit der makroskopischen Wellenfunktion muss

$$\oint_C \vec{\nabla} \varphi d\vec{r} = 2\pi n, \quad n \in \mathbb{Z} \quad (2.26)$$

gelten. Unter der Annahme, dass die Breite der Josephson-Kontakte viel kleiner sei als der Ringdurchmesser, lässt sich der folgende Zusammenhang zwischen den eichinvarianten Phasendifferenzen δ_i ($i = 1, 2$) der beiden Josephson-Kontakte herleiten:

$$\delta_2 - \delta_1 + 2\pi n = \frac{2\pi}{\Phi_0} \left(\Phi_t + \mu_0 \lambda_L^2 \oint_{C'} \vec{j}_s d\vec{r} \right), \quad n \in \mathbb{Z}. \quad (2.27)$$

Die Kontur C' entspricht dabei dem in Abbildung 2.4 eingezeichnete Integrationsweg um den Ring abzüglich der Integration über die Kontakte. Der magnetische Fluss Φ_t setzt sich aus dem externen Fluss Φ_{ext} und dem vom Ringstrom $J = (I_1 - I_2)/2$ in der geometrischen Induktivität L_{geo} des Rings induzierten Fluss $L_{\text{geo}}J$ zusammen:

$$\Phi_t = \Phi_{\text{ext}} + L_{\text{geo}}J. \quad (2.28)$$

Der externe magnetische Fluss Φ_{ext} ist mit dem äußeren Magnetfeld über die effektive Fläche des SQUIDs verbunden: $\Phi_{\text{ext}} = B \cdot A_{\text{eff}}$. Die effektive Fläche A_{eff} ist stark von der Geometrie des SQUIDs abhängig, da durch sie Flussfokussierungseffekte, welche durch die Feldverdrängung des Supraleiters entstehen, berücksichtigt werden.

Das Integral über die Supraströmdichte \vec{j}_s in Gleichung (2.27) liefert mit $L_{\text{kin}}J$ einen weiteren Beitrag zur SQUID-Induktivität. Dabei ist L_{kin} die kinetische Induktivität⁵, welche gegenüber der geometrischen Induktivität L_{geo} meist vernachlässigt werden kann. Mit der Gesamtinduktivität $L = L_{\text{geo}} + L_{\text{kin}}$ lässt sich Gleichung (2.27) dann als

$$\delta_2 - \delta_1 + 2\pi n = \frac{2\pi}{\Phi_0} \Phi = \frac{2\pi}{\Phi_0} (\Phi_{\text{ext}} + LJ), \quad n \in \mathbb{Z} \quad (2.29)$$

schreiben. Der gesamte magnetische Fluss Φ setzt sich somit aus dem externen Fluss Φ_{ext} und dem durch den Ringstrom J erzeugten Fluss, für welchen $LJ \leq \Phi_0/2$ gilt, zusammen.

Modulation des kritischen Stroms

Der maximale kritische Strom I_c , der über das SQUID fließen kann, ergibt sich aus den kritischen Strömen der zwei Josephson-Kontakte $I_i = I_{0,i} \sin \delta_i$ ($i = 1, 2$). Nach dem 1. Kirchhoff'schem Gesetz gilt $I_c = I_{0,1} \sin \delta_1 + I_{0,2} \sin \delta_2$. Bei identischen kritischen Strömen $I_{0,i} = I_0$ gilt

$$I_c = 2I_0 \cos\left(\frac{\delta_1 - \delta_2}{2}\right) \sin\left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}\right). \quad (2.30)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (2.29) ergibt sich

$$I_c = 2I_0 \cos\left(\pi n - \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \sin\left(\delta_1 - \pi n + \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \quad (2.31)$$

$$= 2I_0 \cos\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right) \sin\left(\delta_1 + \frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right). \quad (2.32)$$

Folglich moduliert der kritische Strom $I_c(\Phi)$ des SQUIDs periodisch mit dem gesamten magnetischen Fluss Φ im SQUID-Ring und kann durch die Phasendifferenz δ_1 maximiert werden. Nach Gleichung (2.29) gilt für den Gesamtfluss $\Phi = \Phi_{\text{ext}} + LJ$. Ohne externes Magnetfeld ($\Phi_{\text{ext}} = 0$) fließt bei identischen Josephson-Kontakten kein Ringstrom und es ergibt sich der maximale kritische Strom $I_{c,\text{max}} = 2I_0$. Ist $\Phi_{\text{ext}} \neq 0$, so kann ein Ringstrom J im SQUID induziert werden, welcher die kritischen Ströme der Kontakte reduziert und damit deren Phasendifferenz beeinflusst.

⁵Die kinetische Induktivität wird relevant, wenn die Filmdicke klein gegenüber λ_L ist oder wenn der Querschnitt des SQUID-Rings sehr klein wird.

Für $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2) \Phi_0$ wird der Kreisstrom maximal. Dadurch wird der kritische Strom maximal reduziert und es ergibt sich der minimale kritische Strom $I_{c,\text{min}}$. Wohingegen $I_{c,\text{max}} = 2I_0$ immer bei $\Phi_{\text{ext}} = n \Phi_0$ erreicht wird.

Die Modulationstiefe $\Delta I_c = I_{c,\text{max}} - I_{c,\text{min}}$ des kritischen Stroms ist somit abhängig vom äußeren magnetischen Fluss Φ_{ext} und vom Fluss LJ des Ringstroms und der Ringinduktivität L . Der Abschirmparameter oder **Induktivitätsparameter** β_L ist ein Maß für die Stärke des maximal durch J erzeugten Flusses $LJ_{\text{max}} = LI_0$, normiert auf ein halbes Flussquant:

$$\beta_L \equiv \frac{2LI_0}{\Phi_0}. \quad (2.33)$$

Im Fall kleiner Induktivitäten ($\beta_L \ll 1$), ist der Fluss des Ringstroms vernachlässigbar, sodass sich die Gleichung (2.32) vereinfacht zu

$$I_c \approx 2I_0 \left| \cos \left(\frac{\pi \Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0} \right) \right|. \quad (2.34)$$

Der kritische Strom moduliert zwischen $2I_0$ und 0 mit einer Periode von Φ_0 und erreicht die volle Modulationstiefe von $\Delta I_c = 2I_0$.

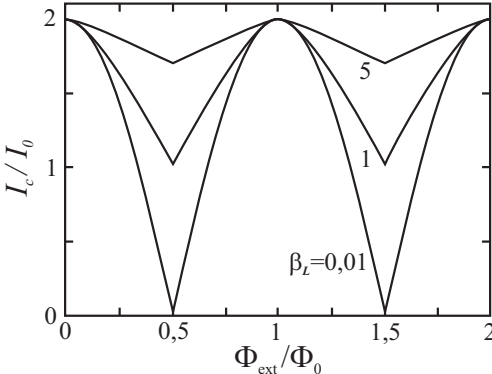


Abb. 2.5.: Schematische Darstellung der Modulation des kritischen Stroms im SQUID: Der kritische Strom I_c des SQUIDs, normiert auf I_0 , moduliert mit dem externen Fluss Φ_{ext} , normiert auf Φ_0 , abhängig vom Abschirmparameter β_L unterschiedlich stark. (Nach [22])

Für große Induktivitäten, sprich $\beta_L \gg 1$ ($I_0L \gg \Phi_0/2$), ergibt sich mit der Bedingung $LJ \leq \Phi_0/2$ (das heißt der Ringstrom muss maximal ein halbes Flussquant erzeugen), dass der Ringstrom $J \ll I_0$ ist. Damit werden die kritischen Ströme I_0 der Kontakte durch den Ringstrom nur

gering beeinflusst, sodass unabhängig vom externen Fluss $I_c \approx 2I_0$ ist und die Modulationstiefe sehr gering ausfällt. In Abbildung 2.5 ist die Modulation von I_c für drei verschiedene Werte von β_L dargestellt. Für $\beta_L = 1$ moduliert I_c ungefähr bis zur Hälfte seines Maximalwerts $I_{c,\max}$. Durch die Modulation des kritischen Stroms zeigen die $I(V)$ -Kennlinien des SQUIDs für unterschiedliche externe Flüsse verschiedene Verläufe. Die Kennlinien verlaufen im Bereich zwischen den beiden in Abbildung 2.6 a) schematisch dargestellten Extrema. Diese Verläufe ergeben sich für $\Phi_{\text{ext}} = n \Phi_0$ mit $I_{c,\max} = 2I_0$ und für $I_{c,\min}$ bei $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2) \Phi_0$.

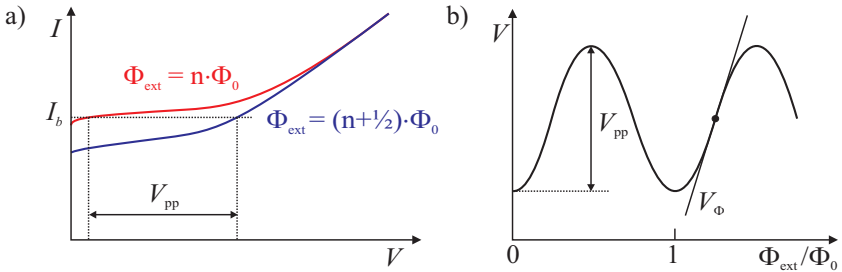


Abb. 2.6.: Kennlinien des dc SQUIDs: a) $I(V)$ -Kennlinie bei externen Flusszuständen von $n\Phi_0$ und $(n + 1/2)\Phi_0$ b) Spannungs-Fluss-Kennlinie $V(\Phi_{\text{ext}})$ mit der Transferfunktion V_Φ im steilsten Punkt der Kurve.

Transferfunktion

Wird ein konstanter Speisestrom $I_b \gtrsim I_c = 2I_0$ über das SQUID geleitet, so fällt eine über die hochfrequenten Josephsonoszillationen zeitgemittelte Spannung V über dem SQUID ab, welche in Abhängigkeit vom äußeren magnetischen Fluss Φ_{ext} mit der Periode Φ_0 moduliert. Dies ist in Abbildung 2.6 b) gezeigt. Die $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Kennlinie ist durch die Fluss-zu-Spannungs-Transferfunktion V_Φ und den Spannungshub V_{pp} gekennzeichnet. Die Transferfunktion $V_\Phi(I_b, \Phi_{\text{ext}})$ ist definiert als die bezüglich I_b und Φ_{ext} maximierte Steigung $\partial V/\partial \Phi_{\text{ext}}$ der $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Kennlinie:

$$V_\Phi \equiv \left(\frac{\partial V}{\partial \Phi_{\text{ext}}} \right)_{\text{max}}. \quad (2.35)$$

Durch die Abhängigkeit der Spannung V vom externen magnetischen Fluss Φ_{ext} , kann ein SQUID als Fluss-Spannungs-Konverter eingesetzt

werden. Damit eine kleine Flussänderung $\delta\Phi$ eine möglichst große Spannungsänderung $\delta V = (\partial V/\partial\Phi) \cdot \delta\Phi$ im SQUID bewirkt und eine große Sensibilität erreicht wird, ist eine große Transferfunktion V_Φ nötig. Dies geht mit großen Widerständen R beziehungsweise I_0R -Produkten und kleinen Induktivitäten L einher. Durch eine Vergrößerung der Fläche des SQUIDs erhöht sich zwar dessen Magnetfeldempfindlichkeit, aber damit nimmt auch die Induktivität L zu. Dadurch reduziert sich die Modulationstiefe des kritischen Stroms und folglich der Spannungshub V_{pp} .

Asymmetrien

In den bisherigen Betrachtungen wurde der Einfachheit halber vom Spezialfall des symmetrischen dc SQUIDs mit identischen Kontakten ausgegangen. Sind die Kontakte-Parameter $I_{0,i}$, R_i und C_i ($i = 1, 2$) und die Anteile an der Ringinduktivität L jedoch unterschiedlich groß, so führt dies zu Asymmetrien, die über Asymmetriekoeffizienten α beschrieben werden können. Eine Asymmetrie in den kritischen Strömen ($\alpha_I = (I_{0,2} - I_{0,1})/(I_{0,1} + I_{0,2})$) oder den Induktivitäten ($\alpha_L = (L_2 - L_1)/(L_1 + L_2)$) verschiebt die Maxima der $I_c(B)$ -Kurve. Für die relative Verschiebung $\Delta\Phi$ der Maxima für positive und negative kritische Ströme gilt:

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} = \beta_L(\alpha_I + \alpha_L). \quad (2.36)$$

Zusätzlich zur Verschiebung der Maxima reduziert sich mit α_I die Modulation des kritischen Stroms I_c .

Eine ausführliche Behandlung von asymmetrischer SQUIDs und die Herleitung der Gleichung (2.36) ist in [174] zu finden. Im Folgenden wird, wenn nicht anders erwähnt, von symmetrischen SQUIDs ausgegangen.

2.3.2. Rauschen im SQUID

Der Einfluss von thermischen Fluktuationen im SQUIDs blieb bisher unberücksichtigt, was einer Temperatur $T = 0$ K entsprechen würde. Tatsächlich werden SQUIDs, insbesondere solche aus Hochtemperatursupraleitern, jedoch bei endlichen Temperaturen ($T > 0$ K) betrieben. Dadurch treten unweigerlich intrinsische, thermische Fluktuationen auf, sodass die über das SQUID abfallende Spannung $V(\Phi_{\text{ext}})$ einen zeitlich fluktuierenden Anteil, die Rauschspannung $V_N(t)$, beinhaltet. Die spektrale Rauschleistungsdichte des Spannungsrauschens $S_V(f)$ ergibt sich zu

$$S_V(f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \left| \int_{-T}^T V_N(t) e^{-i\omega t} dt \right|^2. \quad (2.37)$$

Über die Transferfunktion V_Φ lässt sich aus der Rauschspannung $V_N(t)$ ein äquivalenter Rauschfluss $\Phi_N(t) = V_N(t)/V_\Phi$ bestimmen⁶. Für die spektrale Rauschleistungsdichte des äquivalenten Flussrauschens S_Φ gilt

$$S_\Phi = \frac{S_V}{V_\Phi^2}. \quad (2.38)$$

Je nach Entstehungsmechanismus des Rauschens besitzt die spektrale Rauschleistungsdichte $S_\Phi(f)$ verschiedenartigen Frequenzabhängigkeiten. Ein Frequenzspektrum für die unterschiedlichen Rauscharten ist in Abbildung 2.7 schematisch dargestellt. Darin ist $S_\Phi(f)$ in doppeltlogarithmischer Darstellung gegenüber der Frequenz f aufgetragen. Das thermische oder weiße Rauschen besitzt einen frequenzunabhängigen Anteil am Gesamtrauschen, somit sind alle Frequenzen gleich stark in diesem weißen Spektrum vertreten. Es tritt oberhalb der Eckfrequenz f_{Eck} und unterhalb der Josephson-Frequenz $f_J = V/\Phi_0$ auf. Unterhalb von f_{Eck} überwiegt der Anteil des niederfrequenten Rauschens, welches für gewöhnlich mit $1/f$ skaliert, weshalb es $1/f$ - oder rosa Rauschen genannt wird. In Abbildung 2.7 sind diese beiden Arten durch den roten Spektrumsverlauf dargestellt.

Weiter ist ein lorentzförmiges Spektrum (blau) gezeigt, welches durch das Telegraphenrauschen oder RTS-Rauschen, siehe Abschnitt 2.3.2.3, einzelner dominanter Fluktuatoren erzeugt wird. Aufgrund des $1/f^2$ -Abfalls spricht man von $1/f^2$ -Rauschen, braunem oder rotem Rauschen.

In der gezeigten Darstellung besitzen das weiße, das $1/f$ - und das $1/f^2$ -Rauschen die Steigungen 0, -1 und -2 . Die Frequenzspektren im Ergebnisteil weisen die übliche Darstellung auf, wonach die Wurzel der spektralen Rauschleistungsdichte $S_\Phi^{1/2}(f)$ aufgetragen wird. Die Steigung von $1/f$ - und $1/f^2$ -Rauschen betragen darin $-1/2$ und -1 .

Auf die unterschiedlichen, oben genannten Rauscharten wird im Folgenden näher eingegangen.

⁶Genau genommen müsste V_Φ durch $\partial V/\partial\Phi_{\text{ext}}$ ersetzt werden. Da das SQUID meist mit maximiertem $\partial V/\partial\Phi_{\text{ext}}$ betrieben wird, ist hier V_Φ verwendet worden.

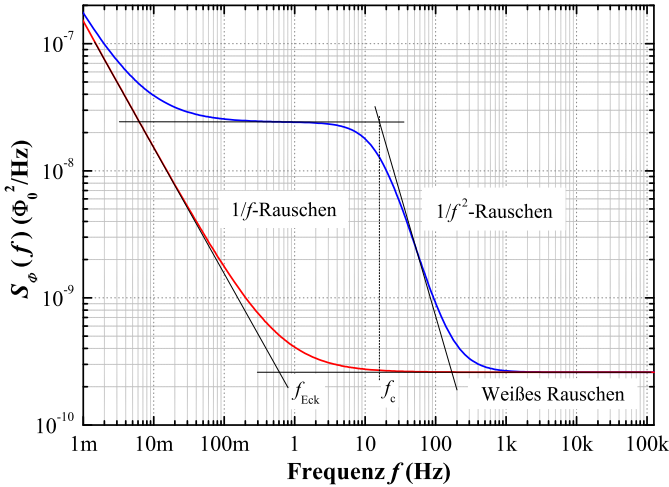


Abb. 2.7.: *Schematische Darstellung eines Frequenzspektrums:* Die spektrale Rauschleistungsdichte $S_{\Phi}(f)$ ist in doppeltlogarithmischer Darstellung gegenüber der Frequenz f aufgetragen. Gezeigt ist ein Spektrum mit weißem und $1/f$ -Rauschen (rot) und ein weiteres mit zusätzlichem lorentzförmigen Spektrumsanteil (blau), welches oberhalb der charakteristischen Frequenz f_c mit $1/f^2$ abfällt.

2.3.2.1. Thermisches Rauschen in SQUIDs

Das thermische Rauschen oder Nyquist-Rauschen ist frequenzunabhängig und entsteht durch die normalleitenden Widerstände R der Josephson-Kontakte. Da SQUIDs für gewöhnlich im resistiven Bereich der $I(V)$ -Kennlinie betrieben werden, fließt neben dem Suprastrom ein Quasiteilchenstrom über R . Zusätzlich werden Nyquist-Rauschströme erzeugt. Durch diese entsteht in den Widerständen thermisches Spannungsrauschen mit $S_V = 4k_B T R$, wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist. Das Spannungsrauschen skaliert linear mit der Temperatur T und lässt sich nicht vermeiden. Lediglich durch eine geeignete Wahl der SQUID-Parameter kann es minimiert werden.

Aufgrund der höheren Temperatur ist der Beitrag des thermischen Rauschens bei HTSL-SQUIDs deutlich größer als bei NTSL-SQUIDs. Dies macht sich in den $I(V)$ -Kennlinien meist durch eine Rauschverrundung

im Bereich kleiner Spannungen bemerkbar. Der Rauschparameter Γ , welcher sich aus dem Verhältnis der thermischen Energie $E_{\text{th}} = k_B T$ und der Josephson-Kopplungsenergie $E_J = I_0 \Phi_0 / 2\pi$ ergibt, ist ein Maß für die Stärke der thermischen Fluktuationen:

$$\Gamma \equiv \frac{E_{\text{th}}}{E_J} = \frac{2\pi k_B T}{I_0 \Phi_0} = \frac{I_{\text{th}}}{I_0} \quad T=77\text{ K} \quad \frac{3,23 \mu\text{A}}{I_0}. \quad (2.39)$$

Im Grenzfall starker thermischer Fluktuationen ($\Gamma \gtrsim 1$) wird die thermische Energie E_{th} größer als die Josephson-Kopplungsenergie E_J , sodass die Josephson-Kopplung zerstört wird. Über den thermischen Rauschstrom $I_{\text{th}} \equiv 2\pi k_B T / \Phi_0$ ergibt sich daraus die Bedingung, dass bei $T = 77\text{ K}$ $I_0 \gg 3,23 \mu\text{A}$ sein muss, damit sich das SQUID im Bereich schwacher thermischer Fluktuationen befindet.

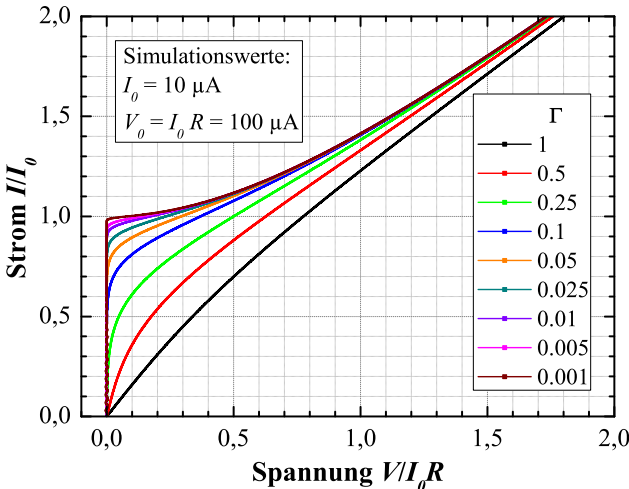


Abb. 2.8.: $I(V)$ -Kennlinien für unterschiedliche Werte des Rauschparameters Γ : Die Kennlinien wurden mit dem Smoluchowski IVC Calculator 1.0, siehe Abschnitt 5.1.1.1, unter Verwendung des RSJ-Modells berechnet.

In Abbildung 2.8 wurden $I(V)$ -Kennlinien unter Verwendung des RSJ-Modells berechnet, wobei der Rauschparameter Γ von 0,001 bis 1 variiert wurde. Die Rauschverrundung der Kennlinien nimmt mit steigendem Γ zu, bis bei $\Gamma=1$ die Kennlinie praktisch einen ohmschen Verlauf aufweist.

Bei Kontakten mit mittlerer Dämpfung kann die Rauschverrundung zu einer Unterdrückung der Hysterese in der $I(V)$ -Kennlinie führen.

2.3.2.2. Niederfrequentes $1/f$ -Rauschen in SQUIDs

Unterhalb der Eckfrequenz f_{Eck} , welche bei HTSL-SQUIDs im Bereich von 0,01–1 kHz liegt, tritt ein meist mit $1/f$ skalierendes Zusatzrauschen auf. Dieses $1/f$ -Rauschen reduziert die Sensibilität der SQUIDs bei niedrigen Frequenzen, wodurch Anwendungen in diesem Bereich erschwert werden. Im Vergleich zu NTSL-SQUIDs ergibt sich in HTSL-SQUIDs ein deutlich höheres $1/f$ -Rauschen, für welches im Wesentlichen die zwei folgenden Mechanismen verantwortlich sind:

Fluktuationen im Josephson-Kontakt In HTSL-Josephson-Kontakten kommt es in der Regel zu starken Fluktuationen in den Kontakt-Parametern. Im Rahmen des Intrinsically Shunted Junction (ISJ)-Modells [66, 67] wird das $1/f$ -Rauschen durch resonantes Tunneln von Quasiteilchen an in der Kontakt-Barriere lokalisierten Ladungszentren erklärt [122, 123, 151]. Die Ladungsträger werden an lokalisierten Zuständen eingefangen, an denen sie für eine gewisse Zeit τ verweilen, bevor sie wieder abgegeben werden. Während der Besetzung eines Zustands wird die Barrierenhöhe und damit die kritische Stromdichte lokal verändert, was zu einer Fluktuation des kritischen Stroms I_0 und des Widerstands R des Kontakts führt. Ein einzelner Zustand erzeugt durch Einfang und Abgabe von Elektronen bei exponentiell verteilten Verweilzeiten τ ein RTS-Rauschen, vergleiche Abschnitt 2.3.2.3. Bereits die Überlagerung einiger weniger solcher Spektren mit unterschiedlichen charakteristischen Frequenzen f_c führt zu einem $1/f^\nu$ -abhängigen Frequenzspektrum, wobei $\nu \approx 1$ ist [46, 47].

Beim dc SQUID lassen sich die I_0 -Fluktuationen in einen gleich- und einen gegenphasigen Anteil aufgliedern. Die gleichphasigen Fluktuationen führen zu einer über das SQUID abfallenden Rauschspannung, wohingegen der gegenphasige Anteil einen Rauschfluss in das SQUID ein koppelt. Die Fluktuationen der normalleitenden Widerstände R beeinflussen das SQUID-Rauschen auf ähnliche Weise, sind jedoch für Speiseströme $I_b \approx I_0$ weniger dominant. Mit Hilfe von speziellen SQUID-Ausleseverfahren, wie der Bias-Reversal-Technik, siehe Abschnitt 4.2.2.3

auf Seite 70, lässt sich das durch die I_0R -Fluktuationen verursachte $1/f$ -Rauschen stark reduzieren oder vollständig unterdrücken.

Flussrauschen Eine weitere Ursache für das niederfrequente $1/f$ -Rauschen ist die thermisch aktivierte Bewegung von Flussquanten. Beim Unterschreiten der kritischen Temperatur können an Haftzentren (Pinning-Zentren) im Supraleiter Vortices eingefangen werden. Wenn die thermische Energie ausreichend groß wird, können diese Vortices das Pinningpotenzial der Haftzentren überwinden und zwischen diesen hin und her hüpfen, wodurch sie ein zusätzliches Flussrauschen erzeugen.

Zum einen ändert sich durch die Bewegung eines Flussquants direkt von ihm in das SQUID-Loch eingekoppelte Streufluss Φ . Das dadurch erzeugte Flussrauschen besitzt die spektrale Rauschleistungsdichte

$$S_{\Phi}(f) = \left(\frac{\partial \Phi}{\partial r}(r) \right)^2 \cdot S_r(f). \quad (2.40)$$

Dabei ist $S_r(f)$ die spektrale Rauschleistungsdichte der radialen Flussbewegung und $\partial \Phi / \partial r(r)$ die Kopplungsstärke mit r dem radialem Abstand des Vortex zum SQUID-Loch [22].

Zum anderen wird durch einen senkrecht zu supraleitenden Leitungsstrukturen, welche zur Signaleinkopplung verwendet werden, fluktuierenden Vortex der gesamte magnetische Fluss in der Einkoppelstruktur verändert. Zur Erhaltung des magnetischen Flusses werden sich ändernde Abschirmströme erzeugt, welche indirekt zu einer Fluktuation des magnetischen Flusses im SQUID führen [53].

Im Gegensatz zu den I_0R -Fluktuationen kann das durch Flussrauschen erzeugte $1/f$ -Rauschen nicht mit einer geeigneten Auslesemethode beseitigt werden. Jedoch lässt sich das Rauschen reduzieren, indem die Bewegung der Vortices eingeschränkt wird oder das Eindringen von Flussquanten erschwert beziehungsweise ganz verhindert wird. Es konnte gezeigt werden, dass mit zunehmender Kristallqualität der $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Dünnsfilme sich das Flussrauschen beachtlich reduzieren lässt [52]. Das Einbringen von künstlichen, starken Pinning-Zentren in den Supraleiter kann die Bewegung der Flussquanten stark reduzieren. Realisiert wurde dies durch den Beschuss mit Protonen und schweren Ionen [164] und durch kleine in den Dünnsfilm eingebrachte Löcher, sogenannte Antidots [162, 163, 197]. Wird der SQUID-Washer mit Schlitzten oder Löchern

versehen, sodass die supraleitenden Flächen auf schmale Stege reduziert sind, so können beim Einkühlen durch T_c unterhalb eines Schwellenmagnetfeldes keine Flussquanten in die Dünnschichtstruktur eindringen [30]. Für die SQUIDs der Probe Ym 81 wurde dieses Prinzip verwendet, damit beim Einkühlen Flussquanten nur in definierten Flächen neben dem SQUID-Loch eingefroren wurden, vergleiche Abschnitt 3.2.2. Die kritische, magnetische Flussdichte B_{ex} , ab welcher Vortices nicht mehr aus dem supraleitenden Steg verdrängt werden, wird in Abschnitt 6.3 genauer betrachtet.

2.3.2.3. Niederfrequentes RTS-Rauschen in SQUIDs

Sowohl das durch I_0R -Fluktuationen als auch das durch sich bewegende Flussquanten hervorgerufene $1/f$ -Rauschen beruht letztlich auf dem Telegraphenrauschen oder Random Telegraph Signal (RTS)-Rauschen einzelner, unabhängig voneinander rauschender Fluktuatoren.

Springt ein solcher Fluktuator, beispielsweise ein in einem Doppelmuldenpotenzial sitzendes Flussquant, durch thermische Aktivierung zwischen zwei Zuständen hin und her, so gilt für die mittleren Verweilzeiten τ_i ($i=1, 2$) in den Zuständen [51]:

$$\tau_i(T) = \tau_{0,i} \cdot \exp\left(\frac{U_i(T)}{k_B T}\right). \quad (2.41)$$

Dabei ist $\tau_{0,i}$ die materialabhängige Zeitkonstante des i -ten Zustands, mit welcher versucht wird die Energiebarriere $U_i(T)$ des Zustands zu überwinden. Für HTSL liegt τ_0 im Bereich von $10^{-10} - 10^{-12}$ s [71, 80, 136].

Die spektrale Rauschleistungsdichte $S_{\Phi}(f)$ dieses Fluktuatoren ergibt sich aus den beiden mittleren Verweilzeiten τ_i ($i=1, 2$) und dem Signalunterschied zwischen der Besetzung der beiden Zustände i , im Falle des Vortex ist dies die Flussänderung $\Delta\Phi$, zu [118]:

$$S_{\Phi}(f, T) = \frac{4(\Delta\Phi)^2}{(\tau_1 + \tau_2) \cdot \left[\left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right)^2 + (2\pi f)^2 \right]}. \quad (2.42)$$

Im Grenzfall niedriger Frequenzen ($2\pi f \ll (1/\tau_1 + 1/\tau_2)$) ist dieses lorentzförmige Rauschspektrum konstant und unabhängig von der Frequenz. Wohingegen sich für den Fall hoher Frequenzen ($2\pi f \gg (1/\tau_1 +$

$1/\tau_2$) ein mit $1/f^2$ abfallender Verlauf ergibt. Der Übergang vom konstanten in ein abfallendes Spektrum erfolgt bei der charakteristischen Frequenz f_c , für die gilt

$$f_c = \frac{1}{2\pi} \cdot \left(\frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} \right). \quad (2.43)$$

Damit das lorentzförmige Spektrum eines einzelnen Fluktuators nicht im $1/f$ -Rauschen des SQUIDs untergeht, muss f_c deutlich höher sein, als f_{Eck} und die sich aus dem Hüpfprozess ergebene Signaländerung muss ausreichend groß sein.

2.4. Elektronenstrahl-induzierte virtuelle Vortex-Verschiebung

Wird ein Elektronenstrahl über einen im SQUID gepinnten Vortex geführt, so ergibt sich dadurch eine vom SQUID detektierbare Flussänderung, die zur Abbildung des Flussquants genutzt werden kann. Die genauen Einzelheiten zu diesem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Vortex-Abbildungsverfahren werden in Abschnitt 4.3.3 auf Seite 84 erläutert.

Mit einer von *John Clem* entwickelten theoretischen Beschreibung kann die durch den Elektronenstrahl hervorgerufene Verschiebung der magnetischen Flussverteilung des Vortex in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Elektronenstrahl und Vortex-Kern quantitativ berechnet werden [26]. Im Folgenden sollen die wesentlichen Punkte dieser Arbeit zusammengefasst und erläutert werden, um die in Abschnitt 6.5 gezeigten Vergleiche mit gemessenen, virtuellen Verschiebungen aus Linescan-Aufnahmen nachvollziehen zu können.

Die Betrachtungen gehen von einem Vortex aus, welcher im Ursprung eines unendlich ausgedehnten Dünnsfilms mit der Dicke $d < \lambda_L$ gepinnt ist. Die für das Magnetfeld relevante Eindringtiefe ist damit die Pearlänge $\Lambda(T)$, welche mit

$$\Lambda(T) = \frac{\lambda_L^2}{d} \quad (2.44)$$

angegeben ist. Wird der Dünnsfilm mit der Temperatur T_0 vom Elektronenstrahl an der Position $\boldsymbol{\rho}_0(t) = x_0(t)\hat{x} + y_0(t)\hat{y}$ bestrahlt, so kommt es zu einer lokalen Temperaturerhöhung $\delta T(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0)$ am Ort $\boldsymbol{\rho} = x\hat{x} + y\hat{y}$. Durch Lösen der stationären Wärmediffusionsgleichung ließe sich $\delta T(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0)$ berechnen, sofern detaillierte Kenntnisse über die thermische Energiedeposition des Elektronenstrahls bekannt wären. Da diese nicht bekannt sind, wird im Weiteren auf die in [36] gemachte Abschätzung zurückgegriffen, dass die maximale Temperaturerhöhung $\Delta T = \delta T(0)$ bei einer Temperatur T_0 nahe 77 K^7 lediglich einige Kelvin beträgt. Dann weicht Λ nur geringfügig von $\Lambda_0 = \Lambda(T_0)$ ab, womit $\delta\Lambda = (d\Lambda/dT)\delta T(\boldsymbol{\rho})$ als kleine Störung betrachtet werden kann. Unter der Annahme, dass $\Delta T \ll T_0$ ist und durch Anwendung der Störungstheorie erster Ordnung erhält man für die Verschiebung $\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}_0)$ den allgemeinen Ausdruck:

$$\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}_0) = \frac{\hat{\rho}_0}{\pi} \frac{d\Lambda}{dT} \int_0^\infty \frac{\delta\tilde{T}(q)}{1 + 2q\Lambda_0} J_1(q\rho_0)q dq. \quad (2.45)$$

Dieser ist von der Position des Elektronenstrahls $\boldsymbol{\rho}_0 = x_0\hat{x} + y_0\hat{y}$ abhängig. Weiter gilt $\rho_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$, $\hat{\rho}_0 = \boldsymbol{\rho}_0/\rho_0$ und J_n ist die Bessel-Funktion erster Art und n -ter Ordnung. $\delta\tilde{T}(q)$ ist die zweidimensionale Fourier-Transformierte der Temperaturerhöhung $\delta T(\boldsymbol{\rho})$, für welche

$$\delta\tilde{T}(\mathbf{q}) = \int \delta T(\boldsymbol{\rho}) e^{-i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho}} d^2\rho \quad (2.46)$$

gilt. Dabei ist $\mathbf{q} = q_x\hat{x} + q_y\hat{y}$, $q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$ und $\hat{q} = \mathbf{q}/q$. Um das Integral in Gleichung (2.45) lösen zu können, muss für $\delta\tilde{T}(q)$ ein geeigneter Ausdruck gefunden werden.

Die Erwärmung erfolgt durch die in die Probe eindringenden Elektronen, welche ihre Energie entlang ihres Diffusionspfades durch Streuprozesse an das Dünnsfilmmaterial abgeben. Dabei legen sie die Entfernung R von ihrem Auftreffpunkt auf der Dünnsfilmoberfläche bis zum Ort, an dem sie thermalisiert sind, zurück. Durch Lösen der thermischen Diffusionsgleichung unter Beachtung entsprechender Randbedingungen ergibt sich für $\delta\tilde{T}(q)$ ein von der lokalen Dichte der thermischen Leistungsdeposition

⁷Für deutlich niedrigere Temperaturen muss der thermische Grenzflächenwiderstand zwischen Dünnsfilm und Substrat berücksichtigt werden, wodurch die folgenden Betrachtungen zur Berechnung der Temperaturstörung nicht mehr gültig sind.

$P_V(\rho, z)$ abhängiger Ausdruck. Die Komplexität der Streu- und Diffusionsvorgänge verhindert jedoch, dass sich $P_V(\rho, z)$ mit hoher Genauigkeit durch eine analytische Formel beschreiben lässt.

Im Folgenden werden vier Modelle vorgestellt, mit welchen sich die räumliche Verteilung der vom Elektronenstrahl an die Probe übertragenen thermischen Leistung annähern lässt. Bei allen Modellen wird $P_V(\rho, z)$ als zylindersymmetrisch zur z -Achse angenommen und das Volumenintegral über $P_V(\rho, z)$ ergebe die gesamte an die Probe übertragene, thermische Leistung $P_0 = f I_{\text{Strahl}} U_B$. Dabei ist $f = 0, 4 - 0, 8$ ein Gewichtungsfaktor, welcher angibt wie viel der Strahlenergie tatsächlich in Wärme umgewandelt wird, I_{Strahl} der Strahlstrom und U_B die Beschleunigungsspannung der Elektronen. Für $\delta\tilde{T}(q)$ lässt sich abhängig von der zusätzlichen Funktion $h(u)$ die Gleichung

$$\delta\tilde{T}(q) = \frac{P_0}{\kappa q} h(u) \quad (2.47)$$

finden, wobei κ die Wärmeleitfähigkeit der Probe und $u = qR$ ist.

Modell KO

Nach *K. Kanaya* und *S. Ono* (KO) verteilt sich die thermische Leistung gleichmäßig über einen Zylinder mit dem Durchmesser des Strahldurchmessers $2a$ und einer Länge, welche der Reichweite R der Elektronen entspricht. Dadurch sollen Aufheizeffekte in Materialien mit niedriger Ordnungszahl Z , wie zum Beispiel Kohlenstoff, angenähert werden, da in diesen Materialien die Elektronen relativ geradlinig eindringen. Für die in Gleichung (2.47) eingeführte Funktion $h(u)$ ergibt sich für dieses Modell:

$$h_{\text{KO}}(u) = \frac{J_1(\alpha u)}{(\alpha u/2)} \frac{(1 - e^{-u})}{u} . \quad (2.48)$$

Dabei erzeugt der Parameter α ,

$$\alpha = \frac{a}{R} \quad (2.49)$$

eine zusätzliche Abhängigkeit der Funktion $h_{\text{KO}}(u, \alpha)$ vom Elektronenstrahlradius a , was sonst nur noch bei der Funktion $h_C(u, \alpha)$ des Modells C der Fall ist.

Modell C

In Materialien mit hoher Ordnungszahl Z breiten sich die Elektronen sehr schnell seitlich zur Strahlrichtung aus, sodass sie von ihrem Eintrittspunkt aus näherungsweise in einen halbkugelförmigen Bereich mit dem Radius R gestreut werden. Das Modell C entspricht der Annahme, dass die maximale Dichte an eingebrachter, thermischer Leistung im Zentrum des Strahls auftritt und dass die radial nach außen gestreuten Elektronen darüber hinaus ihre Energie mit einer konstanten Rate an immer größer werdende Halbkugelschalen abgeben, bis sie thermalisieren. Die Funktion $h_C(u, \alpha)$ ergibt sich zu

$$\begin{aligned}
 h_C(u) = & 1 - \frac{1}{(1 - 2\alpha/3)} [u[J_0(u) - (2\alpha^2/3)J_0(\alpha u)] \\
 & - [J_1(u) - (2\alpha/3)J_1(\alpha u)] - J_2(\alpha u)/3u \\
 & - (\pi u/2)[J_0(u)\mathbf{H}_1(u) - J_1(u)\mathbf{H}_0(u)] \\
 & + (\pi u\alpha^2/2)[J_0(\alpha u)\mathbf{H}_1(\alpha u) - J_1(\alpha u)\mathbf{H}_0(\alpha u)] \\
 & + [J_0(u) - J_0(\alpha u)]/u]. \tag{2.50}
 \end{aligned}$$

Wobei \mathbf{H}_n die Struve-Funktion n -ter Ordnung und $\alpha = a/R$ ist.

Modell R

Im Modell nach *L. Reimer* (R) wird der größeren Leistungsdissipation in der Nähe des Auftreffpunktes des Strahls dadurch Rechnung getragen, dass die thermische Leistung P_0 gleichmäßig innerhalb einer Halbkugel mit dem Radius der halben mittleren Elektronenreichweite ($r = R/2$) platziert wird. Für die Funktion $h_R(u)$ gilt

$$\begin{aligned}
 h_R(u) = & 1 - (u/2)J_0(u/2) + J_1(u/2) + (2/u)J_2(u/2) + (\pi u/4) \\
 & \times [J_0(u/2)\mathbf{H}_1(u/2) - J_1(u/2)\mathbf{H}_0(u/2)]. \tag{2.51}
 \end{aligned}$$

Modell B

Das Modell nach *Bresse* (B) nähert die Aufheizeffekte der Probe auf ähnliche Art und Weise an. Die thermische Leistung P_0 wird hier jedoch gleichmäßig auf eine Kugel mit dem Radius $r = R/2$ verteilt, welche sich

in einer Tiefe von $t = R/2$ unterhalb der Probenoberfläche befindet. In diesem Modell ergibt sich die einfache Funktion

$$h_B(u) = e^{-u/2}. \quad (2.52)$$

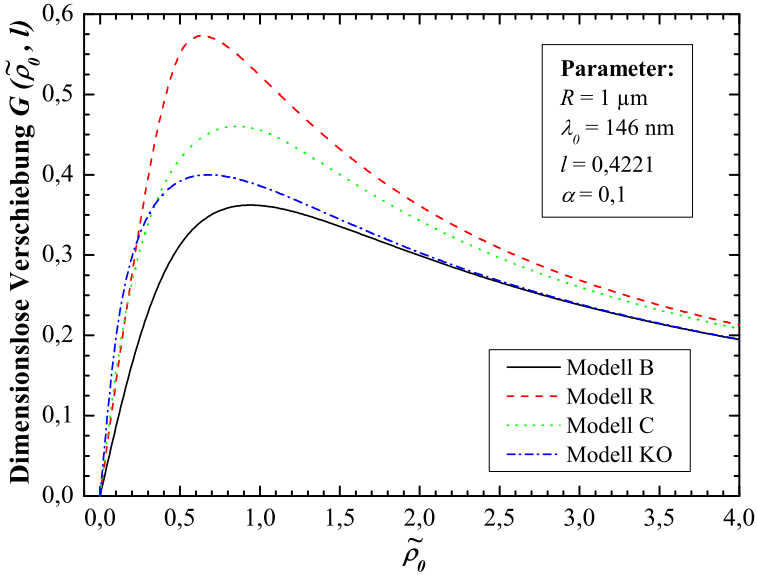


Abb. 2.9.: *Dimensionslose Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l=0,4221)$ für die vier Modelle berechnet für $l=0,4221$ und $\alpha=0,1$, aufgetragen gegenüber $\tilde{\rho}_0$.*

Die virtuelle Verschiebung $S(\rho_0)$ stellt sich für die vier Modelle wie folgt dar:

$$S(\rho_0) = \hat{\rho}_0 \frac{P_0}{\pi \kappa R} \frac{d\Lambda}{dT} G(\tilde{\rho}_0, l). \quad (2.53)$$

Dabei ist P_0 die gesamte übertragene, thermische Leistung, κ die Wärmeleitfähigkeit der Probe, R die mittlere Elektronenreichweite und $d\Lambda/dT$ die Ableitung der Eindringtiefe nach der Temperatur. Die Verschiebung $S(\rho_0)$ ist abhängig vom Abstand ρ_0 zwischen der Elektronenstrahlposition und der Vortex-Mitte. Die Funktion $G(\tilde{\rho}_0, l)$ ist die dimensionslose Verschiebung

$$G(\tilde{\rho}_0, l) = \int_0^\infty \frac{h(u)J_1(\tilde{\rho}_0 u)}{1 + lu} du, \quad (2.54)$$

welche durch die Abhängigkeit von $h(u)$ für die vier Modelle jeweils separat zu bestimmen ist, wobei sich das Integral in Gleichung (2.54) numerisch lösen lässt. Die dimensionslose Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l)$ ist abhängig von $\tilde{\rho}_0$ und l , für die gilt:

$$\tilde{\rho}_0 = \frac{\rho_0}{R}, \quad (2.55)$$

$$l = \frac{2\Lambda_0}{R} = \frac{2\lambda^2(T_0)}{Rd}. \quad (2.56)$$

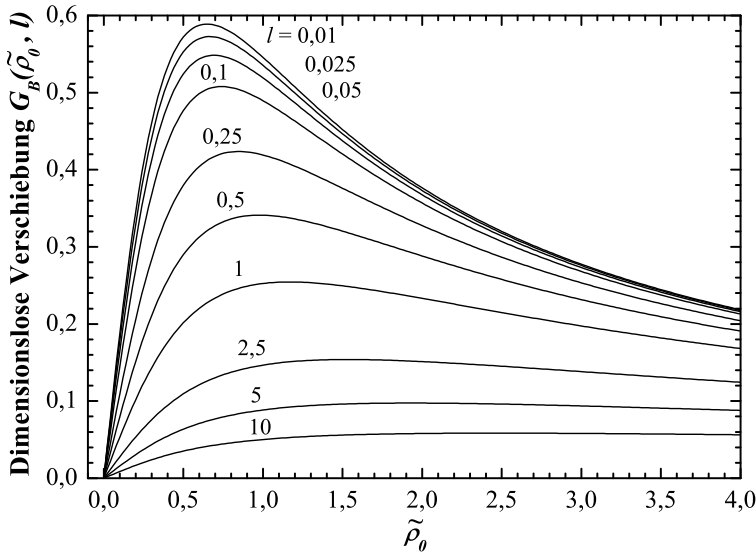


Abb. 2.10.: *Dimensionslose Verschiebung $G_B(\tilde{\rho}_0, l)$ für das Modell B berechnet für verschiedene Werte von l , aufgetragen gegenüber $\tilde{\rho}_0$.*

In Abbildung 2.9 ist die dimensionslose Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l = 0,4221)$ für die vier Modelle in Abhängigkeit von $\tilde{\rho}_0$ im Bereich um den Ursprung dargestellt. Für die Berechnung wurde eine Elektronenreichweite

$R = 1 \mu\text{m}$, eine London'sche Eindringtiefe $\lambda_0(T=0) = 146 \text{ nm}$, eine Filmdicke $d = 101 \text{ nm}$ und ein Strahlradius $a = 100 \text{ nm}$ angenommen. Damit ergeben sich die Parameter l und α gemäß Gleichung (2.56) und (2.49) zu $l = 0,4221$ und $\alpha = 0,1$. Abgesehen vom Modell B ergeben sich für die Modelle sehr ähnliche Anstiege in der Nähe des Ursprungs. Der Verlauf im Bereich der Maxima fällt dann recht unterschiedlich aus, wohingegen der Abfall bei großen $\tilde{\rho}_0$ wieder recht ähnlich verläuft.

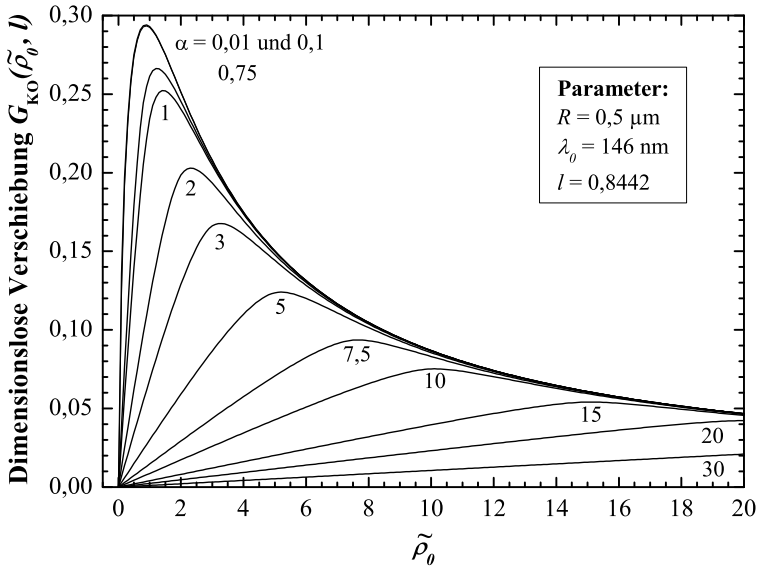


Abb. 2.11.: *Dimensionslose Verschiebung $G_{KO}(\tilde{\rho}_0, l = 0,8442)$ für das Modell KO für verschiedene Werte von α , aufgetragen gegenüber $\tilde{\rho}_0$. Die Kurvenverläufe für $\alpha = 0,01$ und $\alpha = 0,1$ sind nahezu identisch und liegen somit übereinander.*

Der Einfluss des Parameters l auf den Verlauf der dimensionslosen Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l)$ ist in Abbildung 2.10 anhand des Modells B gezeigt. Dabei wurden für l Werte von 10 bis 0,01 angenommen, was mit $\lambda_0(T=0) = 146 \text{ nm}$ und $d = 101 \text{ nm}$ einer Elektronenreichweite R von 0,042 bis 42,21 μm entspricht. Es zeigt sich, dass mit abnehmendem l und damit zunehmendem R die dimensionslose Verschiebung zunimmt. Die virtuelle Verschiebung $S(\rho_0)$ ist jedoch proportional zu $1/R$, wodurch der

Zunahme der dimensionslosen Verschiebung entgegengewirkt wird. Die beiden Modelle KO und C sind zusätzlich vom Strahlradius a abhängig. In Abbildung 2.11 sind verschiedene Verläufe der dimensionslosen Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l=0,8442)$ für das Modell KO gezeigt, wobei der Parameter $\alpha = a/R$ von 0,01 bis 30 variiert wurde. Die Reichweite der Elektronen wurde mit $R=0,5 \mu\text{m}$ angenommen, sodass dies Strahlradien a von 5 nm bis $15 \mu\text{m}$ entsprechen. Mit abnehmendem Strahldurchmesser verlagert sich das Maximum der dimensionslosen Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l)$ zu kleineren Werten von $\tilde{\rho}_0$ und nimmt zu. Ab einem Strahlradius von $0,5 \mu\text{m}$ nimmt die Änderung immer weiter ab, bis sich für $a < 50 \text{ nm}$ keine signifikante Änderung in $G(\tilde{\rho}_0, l)$ mehr ergibt. Für das Modell C erhält man einen qualitativ ähnlichen Verlauf.

Kapitel 3.

Probenherstellung

Im folgenden Kapitel wird die Herstellung der in dieser Arbeit verwendeten SQUIDS beschrieben, welche sich in die Ablation der dünnen Schicht, dem Dünnsfilm, und die Strukturierung der SQUIDS gliedert. Dabei wird fast ausschließlich auf die Probe Ym 81 eingegangen, da die Herstellung der Probe B 664 noch während der Diplomarbeit erfolgte und in [5] genau beschrieben ist.

3.1. Dünnsfilmherstellung

Der für die SQUIDS verwendete Dünnsfilm des Hochtemperatursupraleiters Yttrium-Barium-Kupferoxid $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO, YBaCuO oder Y123) wurde durch gepulste Laserdeposition auf ein Substrat aus Strontium-Titanat¹ SrTiO_3 (STO) epitaktisch aufgewachsen. Eine abschließende, dünne Goldschicht (Au) diente als Schutz.

3.1.1. Materialien

Für das epitaktische Aufwachsen von Dünnsfilmen ist ein geeignetes Substratmaterial erforderlich. Dieses muss passende Gitterkonstanten besitzen, um die Gitterfehlanpassung zwischen Substrat und Film gering zu halten. Da die Proben bei tiefen Temperaturen untersucht werden, ist weiter eine vergleichbare Wärmeausdehnung der Materialien erforderlich. Weiter muss das Substratmaterial den Anforderungen des Herstellungsprozesses genügen, so zum Beispiel hohen Temperaturen standhalten.

¹Nebenbei bemerkt ist reduziertes oder mit Niob n-dotiertes STO (Nb-STO) supraleitend und war die erste Oxid-Verbindung, in welcher eine Supraleitung entdeckt wurde [108, 139, 158].

3.1.1.1. Substratmaterial SrTiO₃

Strontiumtitanat SrTiO₃ ist eines der am häufigsten verwendeten Substratmaterialien² für YBa₂Cu₃O_{7-δ}-Dünnschichten, da es eine Gitterkonstante $a = 3,901 \text{ \AA}$ und einen thermischen Ausdehnungskoeffizienten $\alpha = 9,4 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ besitzt und sich so sehr gut für ein epitaktisches Aufwachsen von c -Achsen-orientiertem YBCO eignet. Die Schmelztemperatur $T_S = 2080 \text{ °C}$ [8] ist ausreichend hoch, sodass diesbezüglich keine Probleme beim Herstellungsprozess auftreten.

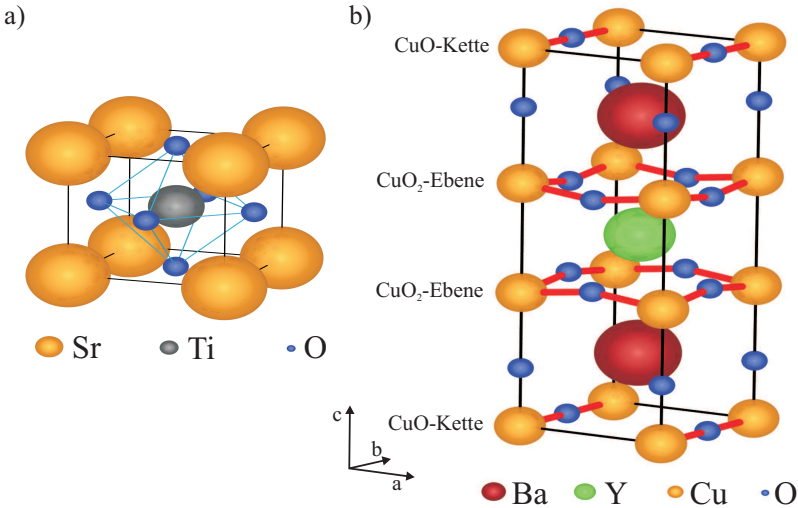


Abb. 3.1.: *Kristallstruktur von STO und YBCO: a) Einheitszelle von SrTiO₃ in der kubischen Perovskit-Struktur, b) Einheitszelle von YBa₂Cu₃O₇ in der orthorhombischen Phase mit $\delta = 0$. Die Atomradien sind im richtigen Größenverhältnis dargestellt ($r_{O_2} = 66 \text{ pm}$). Abbildung übernommen von [5].*

In Abbildung 3.1 a) ist die Kristallstruktur von SrTiO₃ in der kubischen Phase dargestellt. Es besitzt bei hohen Temperaturen eine Perovskit-Struktur ABO₃ mit den Kationen A und B. In der Einheitszelle befindet sich mittig ein Titan-Atom, welches von einem Oktaeder aus Sauerstoff-Atomen umgeben ist. Der Sauerstoff-Oktaeder ist seinerseits von einem

²Eine Übersicht an weiteren Substratmaterialien für YBa₂Cu₃O_{7-δ} ist in [74, 196] zu finden.

aus Strontium-Atomen gebildeten Würfel umgeben. SrTiO_3 besteht somit aus einer Abfolge von SrO- und TiO_2 -Ebenen. Die Oberfläche eines senkrecht zu den Hauptachsen orientierten Substrates endet abhängig von der Oberflächenenergie mit einer SrO-, TiO_2 -Schicht oder einer Mischung aus beiden [148]. Bei der Oberflächenterminierung nutzt man die unterschiedliche Ätzung der Schichten aus, um eine einheitlich abschließende Substratoberfläche zu erhalten [93, 110]. Dadurch wird die Stapelsequenz der aufwachsenden YBCO-Einheitszelle festgelegt [109].

Bei einer Temperatur $T \approx 108$ K findet in STO ein Phasenübergang zweiter Ordnung von der kubischen ($Pm\bar{3}m$) in eine tetragonale ($I4/mcm$) Phase statt [131, 166]. Bei diesem antiferrodistortiven Übergang rotiert der aus Sauerstoff-Oktaeder um die leicht verlängerte, tetragonale c-Achse, welche parallel zu einer der kubischen Hauptachsen verläuft.

3.1.1.2. Hoch- T_c -Supraleiter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Mit Yttrium-Barium-Kupferoxid wurde erstmals ein Hochtemperatursupraleiter mit einer kritischen Temperatur oberhalb des Siedepunktes von flüssigem Stickstoff ($T_{Sdp} = 77,35$ K) entdeckt [198]. Seitdem zählt YBCO zu einem der am meisten untersuchten und verwendeten HTSL.

In Abbildung 3.1 b) ist die Kristallstruktur der orthorhombischen Phase von $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ mit $\delta = 0$ dargestellt, welche dreier gestapelten Perovskit-Einheitszellen ähnelt. Symmetrisch zum mittig sitzenden Yttrium-Atom schließen sich entlang der kristallografischen c-Achse zwei CuO_2 -Ebenen, zwei BaO-Ebenen und die CuO-Ebenen an. Die CuO_2 -Ebenen stellen Leitungsebenen dar, welche begrenzt werden durch die Sperrschichten aus BaO und der dazwischen liegenden Trennschicht aus Y. Die CuO-Ebenen bilden isolierende Schichten zwischen den Leitungsblöcken [159]. In den CuO_2 -Ebenen findet die Supraleitung statt, wohingegen die übrigen Schichten als Ladungsträgerreservoir für die Cooper-Paar-Bildung dienen [19]. Bei den Ladungsträgern handelt es sich um Löcher, welche durch Sauerstofffehlstellen in den CuO-Ketten entstehen [141]. Damit ist YBCO ein Loch-dotierter HTSL, welcher bei tiefen Temperaturen mit zunehmender Löcher-Konzentration von einem antiferromagnetischen Isolator mit einer Néel-Temperatur $T_N \approx 500$ K [186] zu einem Metall übergeht. In einem begrenzten Bereich der Löcherdotierung tritt die Supraleitung auf. Die kritische Temperatur ist bei optimaler Dotierung ($\delta \approx 0,11$) maximal [48].

Eigenschaft	SrTiO ₃	YBa ₂ Cu ₃ O ₇
Kristallsystem	Kubisch	Orthorhombisch
Raumgruppe	$Pm\bar{3}m$	$Pmmm$
Gitterkonstante a (Å)	3,901 [1]	3,8206 [20]
Gitterkonstante b (Å)	3,901 [1]	3,8851 [20]
Gitterkonstante c (Å)	3,901 [1]	11,6757 [20]
Dichte ρ (g/cm ³)	5,12 [121]	6,37 [103]
Thermischer Ausdehnungs- koeffizient α (10 ⁻⁶ 1/K)	9,4 [196]	10 – 13 [196]
Phasenübergang nach findet statt bei	Tetragonal $T \lesssim 108$ K	Tetragonal $\delta \gtrsim 0,6$
Kritische Temperatur T_c (K)	$\approx 0,4^3$ [140]	91 – 95 [21, 48]
London'sche Eindring- tiefe $\lambda_{L,ab} / \lambda_{L,c}$ (nm)	—	130 / 450 [113]
Ginzburg-Landau-Kohärenz- länge $\xi_{GL,ab} / \xi_{GL,c}$ (nm)	—	1,3 / 0,2 [113]
Untere kritische magnetische Flussdichte $B_{c1\perp CuO_2} / \parallel CuO_2$ (mT)	—	53 / 18 [113]
Obere kritische magnetische Flussdichte $B_{c2\perp CuO_2} / \parallel CuO_2$ (T)	—	128 / 240 [161]

Tab. 3.1.: *Materialeigenschaften von SrTiO₃ und YBa₂Cu₃O₇:* Die angegebenen Gitterkonstanten beziehen sich bei SrTiO₃ auf $T = 296$ K und bei YBa₂Cu₃O₇ auf $T = 300$ K. Die Werte der vier untersten Größen gelten für $T = 0$ K und unterscheiden sich je nach Kristallachse oder Orientierung bezüglich der CuO₂-Ebenen.

In der supraleitenden, orthorhombischen Phase sind die Sauerstoffatome der Kupfer(II)-oxid (CuO)-Ebenen entlang der kristallographischen b -Achse ausgerichtet (bilden CuO-Ketten) und bewirken die Streckung der Gitterkonstanten b gegenüber der Gitterkonstanten a . Nimmt der Sauerstoffgehalt in den CuO-Ebenen ab, so findet bei $\delta \approx 0,6$ ein Ordnung-

³mit Niob n-dotiertes STO (Nb-STO)

Unordnung-Phasenübergang in die tetragonale Kristallstruktur ($a = b$) statt. In der tetragonalen Phase sind die verbleibenden Sauerstoffatome der CuO -Ketten zufällig und ungeordnet in der a, b -Ebene verteilt und besetzen auch die Zwischengitterplätze entlang der kristallografischen a -Achse. Oft wird die tetragonale Kristallstruktur so dargestellt, dass alle möglichen Sauerstoffpositionen besetzt sind, was falsch ist, da eine Besetzung nur nach dem stöchiometrischen Sauerstoffanteil erfolgt.

Die stark ausgeprägte Schichtung in der Kristallstruktur führt zu einer starken Anisotropie der Eigenschaften von YBCO. In Tabelle 3.1 sind einige Eigenschaften von YBCO und STO aufgeführt. Dabei ist zu beachten, dass die angegebenen Werte stark von der Temperatur und vom Sauerstoffgehalt im Material abhängen [73, 83]. Da die London'sche Eindringtiefe λ_L deutlich größer ist als die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ_{GL} handelt es sich bei YBCO um einen Typ II Supraleiter.

3.1.1.3. Gold Au

Gold ist ein Übergangsmetall und gehört zu den Reinelementen. Es zeichnet sich durch seine chemische Widerstandsfähigkeit (Korrosionsbeständigkeit), seine hohe elektrische Leit- und Wärmeleitfähigkeit und gute Kontaktierung aus.

Bei den Dünnschichten dient die aufgebrachte Goldschicht in erster Linie dem Schutz der YBCO-Schicht vor Feuchtigkeit und mechanischen Beanspruchungen während des Strukturierungsprozesses. Die auf den Kontaktpads verbleibende Goldschicht vereinfacht eine Kontaktierung beim Bonden. Weiter können durch eine über dem SQUID verbleibende Goldschicht die Josephson-Kontakte resistiv kurzgeschlossen werden.

3.1.2. Gepulste Laserablation

Die Herstellung von glatten und epitaktisch aufgewachsenen Dünnschichten gestaltet sich bei komplexen Materialien wie den HTSL oft als schwierig. Die gepulste Laserablation (Pulsed Laser Deposition, PLD) stellt ein gängiges Verfahren für derartige Aufgabenstellungen dar.

In Abbildung 3.2 ist eine solche PLD-Anlage schematisch dargestellt. Das geheizte Substrat, auf welchem der Dünnschicht aufwächst, befindet sich in einer Vakuumkammer, welche vor der Ablation mit dem Prozessgas geflutet wird. Gegenüber dem Substrat ist das Target angeordnet, welches

die stöchiometrische Zusammensetzung des zu ablatierenden Dünnsfilms besitzt. Ein gepulster, fokussierter Laserstrahl wird über das Target gerastert, wodurch kurzfristig eine so große Energiedichte erzeugt wird, dass die Kristallbindungen im Targetmaterial aufbrechen und die erzeugten Ionen explosionsartig freigesetzt werden. Die Teilchen erfahren durch das Prozessgas eine Abbremsung, sodass sich eine Plasmakeule bildet. Bei passenden Prozessparametern wächst auf dem im entsprechenden Abstand zum Target angeordneten Substrat ein stöchiometrischer, epitaktischer Dünnsfilm auf.

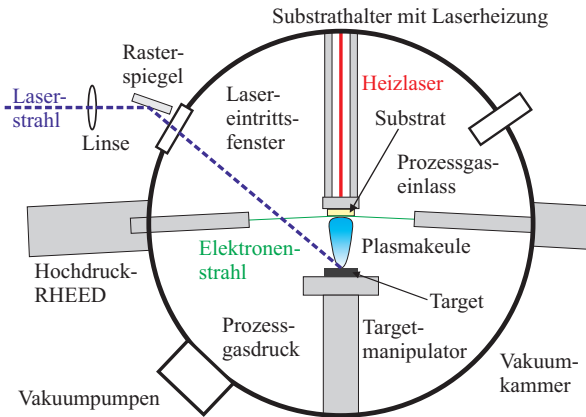


Abb. 3.2.: *Schematische Darstellung einer PLD-Anlage mit integrierter Hochdruck-RHEED-Anlage.*

Parallel zur Dünnsfilmbablition kann mit dem Hochdruck-RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction) [14, 149] in-situ eine Strukturanalyse der Oberfläche der einzelnen aufwachsenden Filmlagen durchgeführt werden. Dazu wird ein monochromatischer Elektronenstrahl unter einem Winkel von etwa $1-3^\circ$ auf die Substratoberfläche gerichtet. Das an oberflächennahen Atomen erzeugte Beugungsbild gibt unter anderem Aufschluss über die vorherrschende Wachstumsart (Lagenwachstum oder Inselwachstum). Die Oszillationen des spiegelnd reflektierten Elektronenstrahls ermöglichen beim Lagenwachstum eine atomlagengenaue Ablation. Dies ist für die Pulsed Laser Interval Deposition (PLID) [13, 111] wichtig, bei der durch eine hohe Depositionsrate und Intervalle ohne Ablation gezielt einzelne Monolagen nacheinander aufgewachsen werden. Eine genaue Beschreibung der RHEED findet sich in [9, 18, 101].

Bei der Deposition von YBCO ist nach der Dünnsfilmbablition ein zu-

sätzlicher Temperschritt erforderlich, da auf Grund des geringen Sauerstoffdrucks während der Ablation, die tetragonale, nicht supraleitende $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Phase ($\delta > 0,6$) aufwächst. Beim Tempern mit erhöhtem Sauerstoff-Partialdruck von etwa 0,5 bar wird die Sauerstoffkonzentration im Dünnschichtfilm erhöht und es erfolgt beim Abkühlen eine Phasenumwandlung in die supraleitende, orthorhombische Kristallstruktur [81, 82, 160]. In der orthorhombischen Phase bilden sich bei einem ausreichend hohen Sauerstoffgehalt die CuO-Ketten, welche maßgeblich zur Supraleitung beitragen.

3.1.3. Dünnschichtablation Ym 81

Für die Herstellung der Probe Ym 81 wurde die in [4] beschriebene UHV-Dünnschichtdepositionsanlage⁴ verwendet, welche im Wesentlichen aus separaten Prozesskammern für gepulste Laserablation, Magnetronspütern und Elektronenstrahlverdampfen besteht. Der Dünnschichtfilm Ym 81 wurde von *Markus Turad*⁵ hergestellt. Für nähere Details zur Vorgehensweise sei auf [187, 188] verwiesen.

Als Substrat wurde ein quadratischer SrTiO_3 -Bikristall mit einer Kantenlänge von 10 mm und einer Dicke von 1 mm verwendet. Der symmetrische Bikristall ist (100)-orientiert und besitzt einen Kippkorngrenzenwinkel von 24° . Die Oberfläche war einseitig poliert.

Ausgehend von einem Kammerdruck von $p = 7,9 \cdot 10^{-8}$ mbar wurde das Substrat auf eine Temperatur $T = 744^\circ\text{C}$ gebracht und ein Sauerstoff-Partialdruck $p_{\text{O}_2} = 0,23$ mbar eingestellt. Beim Ablationslaser handelt es sich um einen Excimerlaser mit einer Krypton-Fluor-Gasmischung mit einer Wellenlänge $\lambda = 248$ nm. Die wichtigsten Prozessparameter waren:

Prozessparameter $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Deposition Ym 81:

Sauerstoff-Gasfluss $\Phi_{\text{O}_2} = 50$ sccm	Prozessdruck $p_{\text{O}_2} = 0,23$ mbar
Heizlaser-Leistung $P_{\text{HL}} = 62,8$ W	Substrattemperatur $T = 744^\circ\text{C}$
Abstand zum Target $d_{\text{TS}} = 62$ mm	Pulsenergie $E_L = 150$ mJ
Pulsfrequenz $f = 2$ Hz	Energiedichte $\omega \approx 7,5$ J/cm ²
Laserpulse $n = 1850$	

⁴UHV steht für Ultrahochvakuum, Kammerdruck im Bereich von 10^{-9} mbar

⁵Dr. Markus Turad, Center for Light-Matter Interaction, Sensors & Analytics (LISA⁺), Eberhard Karls Universität Tübingen.

Nach der Ablation wurde der Sauerstoff-Gasfluss auf $\Phi_{\text{O}_2} = 500 \text{ sccm}$ erhöht und der Dünnfilm wurde für 20 Minuten bei $T = 755^\circ\text{C}$ getempert. Danach wurde über Zwischenschritte von jeweils 15 Minuten Dauer bei $T = 650, 500, 450$ und 400°C die Temperatur reduziert.

Mit einer Anzahl von 1850 Laserpulsen und etwa 20 – 21 Pulsen pro Einheitszelle und einer Einheitszellenhöhe in c-Richtung von 1,168 nm ergibt sich eine Filmdicke von 103 – 108 nm.

Elektronenstrahlverdampfen

Direkt im Anschluss an die YBCO-Ablation wurde in-situ eine $\approx 50 \text{ nm}$ dicke Goldschicht mittels Elektronenstrahlverdampfens aufgebracht. Bei diesem thermischen Aufdampfprozess wird ein Elektronenstrahl durch Magnetfelder auf einen Tiegel hin umgelenkt. Durch die beschleunigten Elektronen wird das sich im Tiegel befindende Verdampfungsgut aufgeschmolzen und verdampft. Das Material scheidet sich auf der Probe wieder ab. Aufgrund der hohen Energiedichten können mit dem Elektronenstrahlverdampfen nahezu alle Feststoffe verdampft und mit hoher Verdampfungsrate aufgebracht werden.

3.1.4. Charakterisierung Ym 81

Nach der Dünnfilmherstellung wurden Charakterisierungsmessungen gemacht, um wichtige Eigenschaften und die Qualität des Dünnfilmes zu bestimmen. An dieser Stelle sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die im Folgenden gezeigten Messungen zur Röntgendiffraktometrie und induktiven T_c -Messung noch von *Markus Turad* durchgeführt wurden.

Beim Probe Ym 81 war eine Untersuchung der Oberflächenbeschaffenheit des YBCO-Filmes mit dem Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope, AFM) nicht möglich, da direkt nach der Ablation in-situ die Goldschicht aufgebracht wurde. Daher wurde die Kristallstruktur durch Röntgendiffraktometrie (X-Ray Diffraction, XRD) untersucht und die kritische Temperatur T_c wurde bestimmt.

3.1.4.1. Röntgendiffraktometrie

Für die röntgendiffraktometrischen Untersuchungen wurde ein PANalytical X'Pert Pro PW 3050/65-Diffraktometer (Vierkreis-Goniometer mit

Eulerwiege in Bragg-Brentano-Anordnung) verwendet. Die in der Röntgenröhre ($U = 45 \text{ kV}$, $I = 40 \text{ mA}$) produzierte und monochromatisierte $\text{Cu K}_{\alpha 1}$ -Strahlung besitzt eine Wellenlänge von $\lambda_{\text{K}_{\alpha 1}} = 1,5406 \text{ \AA}$. Der auf die Probe treffende Röntgenstrahl wird gemäß der Bragg-Gleichung

$$n \lambda_{\text{K}_{\alpha 1}} = 2d \sin(\Theta) \quad (3.1)$$

an den Netzebenen der Kristallite im Dünnschicht gebeugt. Dabei ist d der Abstand der parallel zueinander liegenden Netzebenen, $n \in \mathbb{N}$ die Ordnung der Beugungsmaxima und Θ der Winkel zwischen einfallender Röntgenstrahlung und den Netzebenen. Die Intensität des gebeugten Röntgenstrahls wird in einem Detektor gemessen. Tritt konstruktive Interferenz auf, so ergeben sich im Röntgendiffraktogramm Intensitätsmaxima, sogenannte Reflexe.

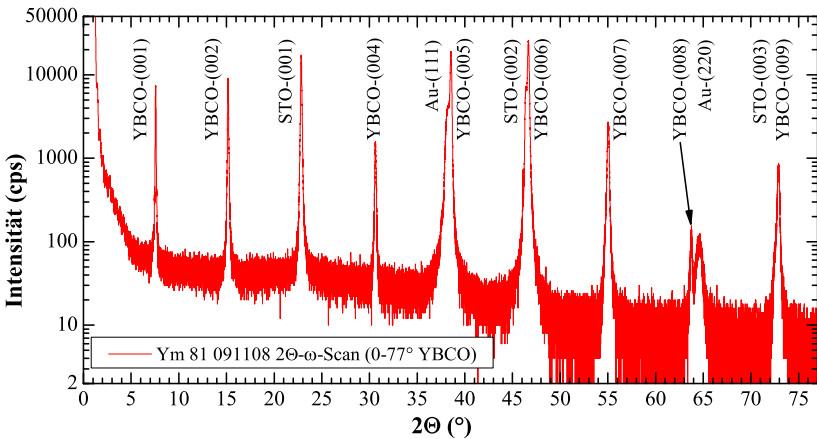


Abb. 3.3.: Röntgendiffraktogramm von Dünnschicht Ym 81: $2\Theta - \omega$ -Scan von 0° bis 77° . Die Intensität ist in counts per second (cps) angegeben. (Gemessen von M. Turad)

Von der Probe Ym 81 wurde ein $2\Theta - \omega$ -Scan ($\Theta - 2\Theta$ -Scan), siehe Abbildung 3.3, aufgenommen. Dabei trifft der Röntgenstrahl unter dem Winkel ω auf die Probe und wird beim Winkel 2Θ detektiert. Bis auf den zuvor eingestellten Offset der Probe gilt $\Theta = \omega$. Im Röntgendiffraktogramm sind die äquidistanten Reflexe des YBCO-Filmes, sowie die

Reflexe des STO-Substrates zu sehen, wobei der YBCO (003) Peak vom STO (001) Peak verdeckt wird. Weiter tritt der sehr intensitätsstarke Gold-(111) Reflex und ein breiter, dem Gold-(220) Reflex zuzuordnender Peak auf. Die Intensität ist in count per second (cps) angegeben. Je schmaler und intensitätsstärker die Peaks ausfallen, desto besser ist die kristalline Ordnung der Netzebenen im Dünnfilm.

Der YBCO (001) Reflex wurde in einem separatem $2\Theta - \omega$ -Scan, mit höherer Winkelauflösung, weiter untersucht. In Abbildung 3.4 a) sind neben dem Hauptreflex weitere Nebenmaxima, sogenannte Satellitenpeaks (Fringes), sichtbar. Diese gehen von Laue-Oszillationen (Schichtdickenoszillationen) aus, welche auf eine hohe Anzahl an parallelen Netzebenen hindeuten. Über die Position der Satellitenpeaks lässt sich die Dicke der Dünnfilmschicht bestimmen. Die sich ergebende Dicke von etwa 101 nm entspricht den geplanten 100 nm und ist geringer, als die durch die Laserpulse abgeschätzte Dicke.

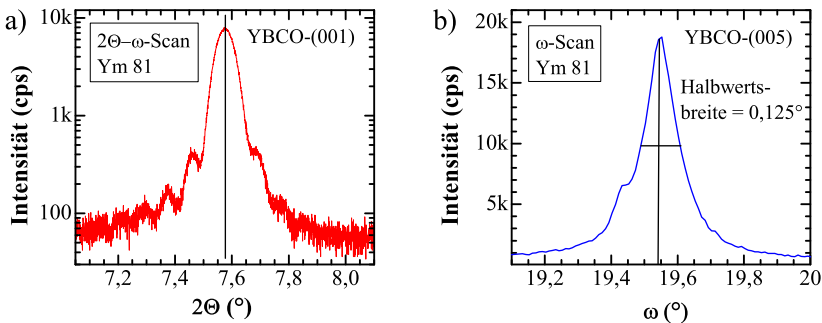


Abb. 3.4.: Röntgendiffraktogramme von Dünnfilm Ym 81: a) $2\Theta - \omega$ -Scan vom YBCO (001) Reflex. Neben dem Hauptpeak sind mehrere Satellitenpeaks zu sehen, welche durch Laue-Oszillationen hervorgerufen werden. b) Rockingkurve, ω -Scan des YBCO (005) Reflexes. (Gemessen von M. Turad)

Weiter wurde vom YBCO (005) Reflex ein ω -Scan oder Θ -Scan (Rockingkurve) gemessen, siehe Abbildung 3.4 b). Dabei wird der Winkel ω durchfahren und der Detektor befindet sich ortsfest bei der 2Θ Position des untersuchten Reflexes. So kann die Verkippung der Netzebenen der einzelnen Kristallite im Film parallel zur Drehachse bestimmt werden. Je schmaler der sich ergebene Peak ist, desto paralleler sind die Netz-

ebenscharfen bezüglich der Filmoberfläche angeordnet. Die bestimmte Halbwertsbreite (full width at half maximum, FWHM) des YBCO (005) Peaks betrug $0,125^\circ$.

Für weitere Informationen zur Röntgendiffraktometrie sei auf [12, 138, 170] verwiesen.

3.1.4.2. Induktive T_c -Messung

Die kritische Temperatur T_c des Dünnschichtes wurde über eine induktive Messmethode bestimmt. In einer Anregungsspule, welche direkt über dem Dünnschicht angeordnet ist, wird ein magnetisches Wechselfeld erzeugt. Wird der YBCO-Dünnschicht supraleitend, so verdrängt er das Magnetfeld gemäß des Meißner-Ochsenfeld-Effektes aus seinem Innern. Die in einer zweiten Spule induzierte Wechselspannung, welche über einen Lock-in-Verstärker gemessen wird, verändert sich dadurch. In Abbildung 3.5 ist die vom Lock-in-Verstärker ausgegebene Spannung gegenüber der gemessenen Temperatur aufgetragen. Durch den Temperaturgradienten zwischen Probe und Temperatursensor ergibt sich eine Differenz zwischen dem beim Abkühlen und Aufwärmen gemessenen Signal.

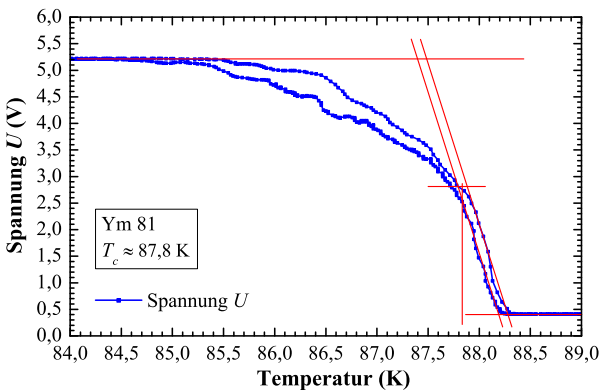


Abb. 3.5.: Induktive T_c -Messung: Die beiden Messkurven des Dünnschichtes Ym 81. Die Sprungtemperatur T_c liegt bei ungefähr 87,8 K. (Gemessen von M. Turad)

Für die kritische Temperatur T_c lässt sich ein Wert von etwa 87,8 K angeben. Die kritische Temperatur T_c wurde auch über eine $I_c(T)$ -Messung an SQUID Ym 81-14 bestimmt. Siehe dazu Abschnitt 6.1.2.3 auf Seite 120.

3.1.5. Dünnschichtablation und Charakterisierung B 664

Der YBCO-Dünnschicht B 664 wurde von *Christof Schneider*⁶ an der Universität Augsburg hergestellt. Als Substrat diente ebenfalls ein (100)-orientierter, symmetrischer SrTiO₃-Bikristall von der selben Größe, jedoch betrug der Kippkorngrenzenwinkel nicht 24° wie bei Probe Ym 81 sondern 30°. Die bekannten Prozessparameter [157] der Dünnschichtablation sind:

Prozessparameter YBa₂Cu₃O_{7-δ}-Deposition B 664:

Sauerstoff-Gasfluss $\Phi_{\text{O}_2} = 10$ sccm	Energiedichte $\omega \approx 2$ J/cm ²
Prozessdruck $p_{\text{O}_2} = 0,25$ mbar	Pulsfrequenz $f = 5$ Hz
Substrattemperatur $T = 760$ °C	Laserpulse $n = 600$

Über eine Temperaturrampe, beschrieben in [72], wurde der Dünnschicht nach der Ablation auf $T = 400$ °C gebracht und bei einem Sauerstoffdruck $p_{\text{O}_2} = 400$ mbar für eine Stunde getempert. Ausgehend von der Laserpulsanzahl ist der Dünnschicht etwa 100 – 110 nm dick. Anschließend wurde eine etwa 50 nm dicke Goldschicht aufgebracht.

Die Charakterisierung der Probe B 664 fand in Tübingen statt. Die Untersuchungen mittels Röntgendiffraktometrie ergab eine Intensität des YBCO-(001) Peaks von 7526 cps und eine Halbwertsbreite des YBCO-(005) Peaks von 0,19175°.

Die induktiv bestimmt kritische Temperatur T_c des Dünnschichtes betrug 89,4 K.

3.2. SQUID-Designs

Die Eigenschaften eines SQUIDs werden wesentlich durch die charakteristischen Parameter kritischer Strom I_c , normaleitender Widerstand R_n , SQUID-Induktivität L und damit verbundenem Induktivitätsparameter β_L bestimmt. Um SQUIDs mit einem möglichst niedrigen Eigenrauschen, einer hohen Sensibilität und einer großen Transferfunktion V_Φ zu erhalten sind ein großes $I_c R_n$ -Produkt und ein $\beta_L \approx 1$ erforderlich [106]. Für

⁶PD Dr. Christof Schneider, Paul Scherrer Institut (PSI), CH-Villigen.

eine eindeutige Fluss-Spannungs-Beziehung ist weiter eine nicht-hystere-tische $I(V)$ -Kennlinie vonnöten, sodass $\beta_C \equiv 2\pi I_0 R^2 C / \Phi_0 \lesssim 0,8$ sein sollte.

Simulationsprogramm 3D-MLSI

Somit ist eine genaue Kenntnis der SQUID-Induktivität L von Bedeutung. Daher wurde diese nicht nur über die Modulationstiefe der $I_c(B)$ -Kennlinie bestimmt, sondern auch mit dem Simulationsprogramm 3D-MLSI [96] von *M.M. Khapaev* für jedes SQUID-Design separat berechnet. Die Software kann, die Induktivität, die Stromverteilung [97] und die Magnetfeldverteilung von mehrlagigen supraleitenden Schaltkreisen berechnen und darstellen [98, 99, 100]. Die Bedienung und Funktionsweise des Programmes sind unter anderem in [155, 201] beschrieben. Im Zusammenhang mit YBCO ergibt sich aus der Simulation eine zu geringe Induktivität, vergleiche [195].

Die für die Auswertung benötigte Kopplungsstärke $\Phi_r(\vec{r}) = \partial\Phi(\vec{r})/\partial r$ am Ort des Vortex wurde aus Simulationen der skalaren Strömungsfunktion $g(\vec{r})$ berechnet, welche ebenfalls mit diesem Programm bestimmt wurden.

Das Design der SQUIDs muss den obigen Vorgaben entsprechend angepasst werden, insbesondere darf die Induktivität L nicht zu groß werden. Da die SQUIDs für die Abbildung und Untersuchung von einzelnen Flussquanten mit dem TTREM vorgesehen sind, muss ein reproduzierbares Einkühlen von einzelnen Flussquanten in der SQUID-Fläche möglich sein. Dazu verfügen die SQUIDs über eine spezielle Geometrie.

3.2.1. Bisherige SQUID-Designs der Probe B 664

Die im Rahmen der Diplomarbeit hergestellten SQUIDs besitzen alle eine seitliche, halbkreisförmige Auswölbung oder eine runde Fläche mit einem Durchmesser von 10 oder 20 μm . In diesen kreisförmigen Flächen lassen sich einzelne Flussquanten einkühlen [5]. In Abbildung 3.6 sind die acht unterschiedlichen SQUID-Geometrien von Probe B 664 gezeigt, welche sich auf der Lithografie-Maske *C. Guerlich, I. Schittenhelm, M. Turad, Dez. 2006* befinden und in [155] genauer beschrieben sind.

Die längs angeordneten SQUID-Schlitze haben Längen von 6, 30 oder 100 μm und eine Breite von 2 μm . Die quer angeordneten Schlitze haben eine Größe von 30 x 5 μm^2 . Die Stege über die Korngrenze, welche die Josephson-Kontakte bilden, sind 2 μm breit und 5 μm lang. Von jedem

Design befinden sich zwei SQUIDs auf der Probe, sodass insgesamt 16 SQUIDs zur Verfügung stehen.

Die simulierten SQUID-Induktivitäten wurden von [155] übernommen und sind in Tabelle 5.1 auf Seite 89 aufgeführt.

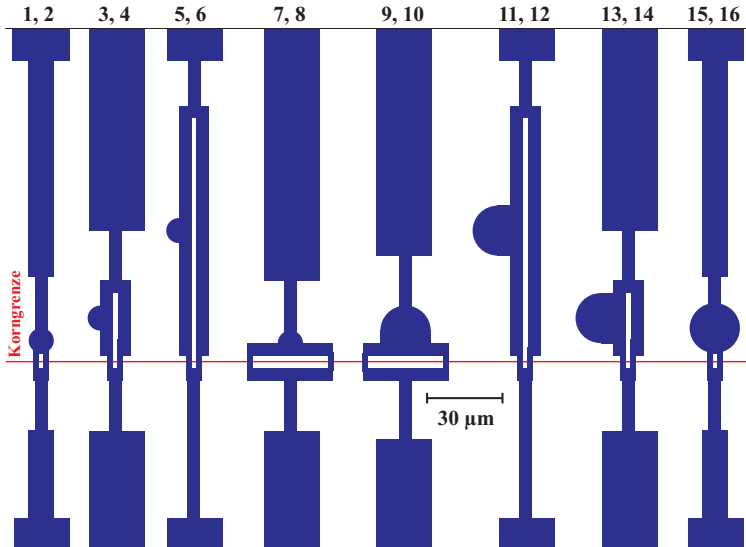


Abb. 3.6.: *SQUID-Designs der Probe B 664 auf Maske F6:* Abgebildet sind die 8 verschiedenen SQUID-Designs der insgesamt 16 SQUIDs auf dem Chip. Die rote Linie markiert den optimalen Verlauf der Korngrenze. Oberhalb und unterhalb der SQUIDs sind die 22 µm breiten Zuleitungen zu sehen, welche zu den Kontaktpads führen.

3.2.2. Neue SQUID-Designs

Die zum Auslesen der SQUIDs erforderliche SQUID-Ausleseelektroniken, vergleiche Abschnitt 4.2.1, konnten für den Speisefluss Φ_b lediglich einen sehr begrenzten Strom bereitstellen, siehe Tabelle 4.1 auf Seite 68. Durch die kleine effektive Fläche der bisherigen SQUID-Designs machte dies folglich eine sehr große Feedbackspule erforderlich, um eine ausreichende Kopplung zwischen SQUID und Elektronik zu erhalten. Dies führte zu Problemen mit der Elektronik, vergleiche Abschnitt 5.2.4, da diese

im Bias-Reversal-Modus nicht mit der großen Induktivität der Spule zu recht kam.

Zur Lösung dieses Problems wurden die ursprünglichen SQUID-Designs überarbeitet, wobei zwei Ansätze verfolgt wurden: Zum einen sollte die effektive Fläche der SQUIDs vergrößert werden, damit kleinere Feedbackspulen mit kleineren Induktivitäten verwendet werden können. Zum anderen sollte ganz auf eine Feedbackspule verzichtet und die SQUID-Ausleselektronik direkt mit dem SQUID gekoppelt werden.

Eine größere effektive Fläche lässt sich durch größere SQUID-Washer⁷ erzielen, wobei dann allerdings leichter Flussquanten ins SQUID eindringen und so das Einkühlen von einzelnen Flussquanten erschwert wird. Daher wurden SQUID-Designs mit gelochten und geschlitzten Washer-Flächen verwendet, wie sie in [30, 31] beschrieben sind. Diese weisen die gleiche oder etwas größere effektive Flächen als reine Washer-SQUIDs auf [78, 79], behindern jedoch das Eindringen von Vortices aufgrund der schmalen Stegbreiten.

Die direkte Kopplung der SQUID-Ausleselektronik mit dem SQUID wird dadurch erreicht, dass der von der Elektronik erzeugte Feedbackstrom über zusätzliche Zuleitungen zum SQUID direkt über einen Teil der SQUID-Ringinduktivität geleitet wird. Auf diese Weise wird der vom Feedbackstrom durchflossene Teil des SQUIDs galvanisch an die SQUID-Elektronik gekoppelt.

Die ausgehend von diesen beiden Ideen neu entworfenen SQUID-Designs sind auf der Lithografie-Maske *Bailer et al. 2010* zu finden. Es wurden unterschiedliche Washer-SQUIDs mit einer Größe von $112 \times 105 \mu\text{m}^2$ realisiert, welche in Abschnitt 3.2.2.1 detaillierter beschrieben werden. Weiter gibt es kleinere Washer-SQUIDs mit einer Größe von $92 \times 69 \mu\text{m}^2$ auf der Maske. Deren Schlitz ist $30 \mu\text{m}$ lang und $2 \mu\text{m}$ breit. Wie bei den größeren Washer-SQUIDs sind verschiedene Ausführungen mit Schlitzten und Löchern und mit eingelassenen Flächen vorgesehen. In Abbildung 3.7 b) ist ein solches Washer-SQUID mit runden Löchern, welche einen Durchmesser von 2 oder $4 \mu\text{m}$ besitzen, gezeigt.

Für die direkt gekoppelten SQUIDs wurden die bisherigen Designs 3 und 13, welche am vielversprechendsten waren, mit zusätzlichen Zuleitungen auf die neue Maske übernommen. In Abbildung 3.7 a) ist ein galvanisch

⁷Damit sind SQUIDs gemeint, welche eine große und breite, meist rechteckige SQUID-„Ring“geometrie besitzen.

gekoppeltes SQUID mit zwei zusätzlichen Flusseinkopplungsschleifen abgebildet. Der Feedbackstrom fließt durch die zwei seitlichen Zuleitungen über einen Großteil der Ringinduktivität. Über die zwei zusätzlichen zum SQUID führenden, galvanisch getrennten Flusseinkopplungsschleifen kann versucht werden ohne ein Einkühlmagnetfeld und nur mittels Strompulsen einzelne Flussquanten ins SQUID zu bringen. Weiter können so lokale Magnetfelder erzeugt werden, welche zur Beeinflussung von Flussquanten dienen sollen.

Bei einigen Masken wurde das Layout der Zuleitungen und Kontaktpads verbessert, siehe Abbildung 3.7 c). Die neue Anordnung stellt für die verwendeten Probenhalter eine Vereinfachung beim Bonden dar.

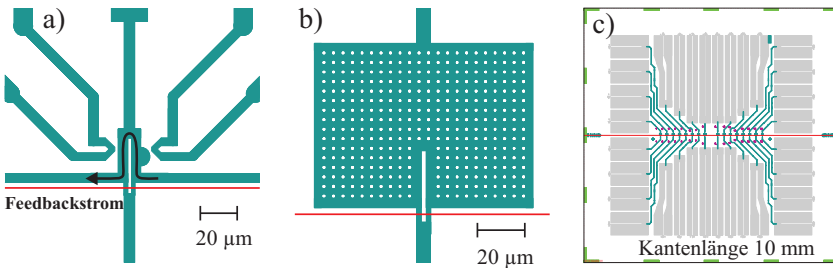


Abb. 3.7.: *Neue SQUID-Designs auf der Maske Bailer et al. 2010:* a) Galvanisch gekoppeltes SQUID 04 in der Maske C1 mit zwei Flusseinkopplungsschleifen, b) Kleines Washer-SQUID 12 der Maske B4 mit 2 µm großen Kreislöchern, c) Maske B2 mit optimiertem Kontaktpad-Layout. Die roten Linien zeigen den Verlauf der Korngrenze an.

3.2.2.1. SQUID-Designs der Probe Ym 81

In Abbildung 3.8 sind die 7 verschiedenen SQUID-Designs der insgesamt 16 SQUIDs von Probe Ym 81 abgebildet. Alle SQUIDs besitzen eine rechteckige Washer-Geometrie von $112 \times 105 \mu\text{m}^2$. Neben zwei reinen Washer-SQUIDs gibt es geschlitzte und gelochte SQUIDs mit und ohne eingelassenen Washer-Flächen. Der SQUID-Schlitz ist bei allen Designs $56 \mu\text{m}$ lang und $2 \mu\text{m}$ breit. Die sich bei den geschlitzten und gelochten SQUIDs ergebenden Stege haben eine Breite von $5 \mu\text{m}$. In den SQUIDs 4 bis 13 befinden sich kleine Washer-Flächen, in welche einzelne Flussquanten eingekühlt werden können. Diese sind 15×15 , 25×30 oder $25 \times 25 \mu\text{m}^2$

groß. Die Stege über die Korngrenze sind $6\ \mu\text{m}$ lang und $2\ \mu\text{m}$ breit, so dass die Josephson-Kontaktbreite $2\ \mu\text{m}$ beträgt. Die Eigeninduktivitäten der SQUIDS wurden mit der oben beschriebenen Simulationssoftware 3D-MLSI bestimmt und sind in Tabelle 6.1 auf Seite 116 aufgeführt.

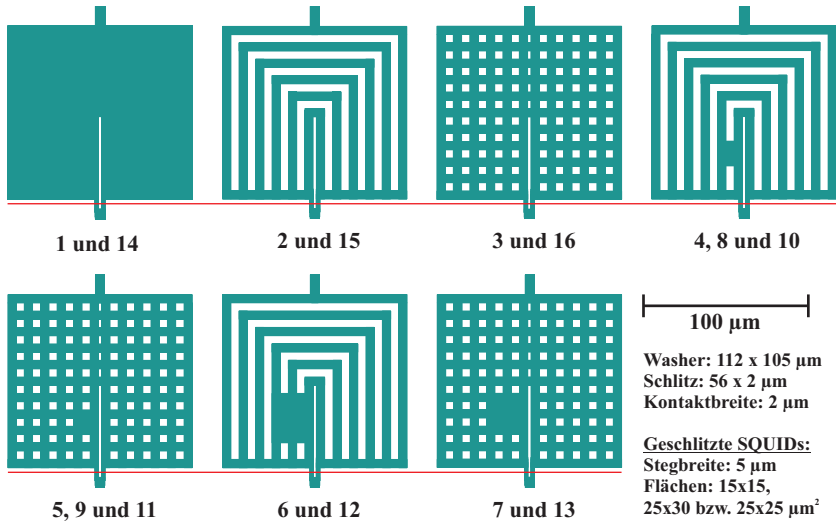


Abb. 3.8.: *SQUID-Designs der Probe Ym 81 auf Maske E3: Abgebildet sind die 7 verschiedenen SQUID-Designs der insgesamt 16 SQUIDS. Die rote Linie markiert den Verlauf der Korngrenze. Nicht mehr abgebildet sind die $20\ \mu\text{m}$ breiten Zuleitungen, welche oben und unten an die SQUIDS anschließen.*

3.3. Probenstrukturierung

Die Mikrostrukturierung der Korngrenzen-SQUIDS erfolgt mittels Photolithografie, Argon-Ionenstrahlätzen und nasschemischen Ätzverfahren. Im Folgenden wird der Strukturierungsprozess von Probe Ym 81 beschrieben. Die Strukturierung von Probe B 664 verlief nahezu identisch, bis auf einen zusätzlichen Ätzschritt, auf welchen in Abschnitt 3.3.3.2 kurz eingegangen wird.

3.3.1. Optische Lithografie

Die Strukturierung von fehlerfreien Bauteilen erfordert einen optimal funktionierenden Lithografie-Prozess, um anschließende Strukturierungsschritte präzise ausführen zu können.

Die optische Lithografie oder Photolithografie überträgt die SQUID-Strukturen auf der Maske in eine auf den Dünnfilm aufgebrauchte Lack-schicht.

Zunächst wird auf die Probenoberfläche eine dünne Abdecklackschicht aufgebracht, welche durch den Schattenwurf einer Chrommaske selektiv mit Licht bestrahlt wird. An den belichteten Stellen verändert sich die Löslichkeit des Lacks. Je nachdem, ob sich die belichteten oder die unbelichteten Stellen beim Entwickeln ablösen, wird zwischen Positiv- und Negativlack unterschieden.

Für weitere Informationen zu Lithografieverfahren sei auf [127, 143, 184, 189, 193] verwiesen. Praktische Hilfen und Hinweise zur Anwendung und Problemlösung finden sich in Lithografie-Broschüren [129].

Es folgen die einzelnen Lithografieschritte mit den optimierten Prozessparametern.

Korngrenze sichtbar machen

Beim Dünnfilm Ym 81 zeichnete sich die Korngrenze weder in der Gold- noch in der YBCO-Schicht ab, weshalb beide Schichten zunächst am Rand entfernt wurden. Denn für die Herstellung von Korngrenzenkontakten ist es zwingend erforderlich die Korngrenze exakt an den vorgesehenen Stegen der Maskenstruktur auszurichten. In einem ersten Lithografieschritt wurde dazu die Randentlackungsmaske E1 in den Lack übertragen. Das Vorgehen ist dabei analog zu den im Anschluss beschriebenen Schritten. Anschließend wurde die Goldschicht am Rand durch 5 Sekunden langes Ätzen mit Lugol'scher Lösung, vgl. Abschnitt 3.3.3.1, entfernt. Die YBCO-Schicht am Rand wurde durch 20 Sekunden langes nasschemisches Ätzen mit 0,04 %iger Salpetersäure (HNO_3) entfernt.

Reinigung

Der Dünnfilm wurde im Ultraschallbad für jeweils 5 Minuten in Aceton und Isopropanol gereinigt, danach mit Stickstoff trocken geblasen und für 10 Sekunden bei 97°C auf der Heizplatte ausgeheizt. Unter dem optischen Lichtmikroskop wurde die Filmoberfläche auf Verunreinigungen untersucht.

Belackung

Für den Lithografieprozess fand der Positiv-Photolack AR-P3540 der Firma Allresist⁸ Verwendung. 3 Tropfen des Lacks wurden mittels eines manuellen Belackers Convac 1001 und dem Rezept M (Enddrehzahl 6000 U/min., Rampenwert 120 und Schleuderzeit 45 Sekunden) auf die Probe aufgeschleudert. Das anschließende Ausheizen der Lackschicht für 3 Minuten bei 95°C (pre exposure bake) erfolgte nach einer Wartezeit von 1 Minute.

Randentlackung

Beim Aufschleudern bildet sich am Rand des Substrats eine Lacküberhöhung, welche den Abstand zwischen Maske und Dünnfilm zusätzlich vergrößert. Zur Entfernung des Randwalls wird der Randbereich belichtet und im Entwicklerbad wegentwickelt. Dazu wurde die in Abbildung 3.9 a) gezeigte Randentlackungsmaske E1 verwendet, welche sich wie die anderen verwendeten Masken auf der Maske *Bailer et al. 2010* befindet. Zur Justierung und Belichtung wurde ein Maskaligner Karl Suss MA6/BA6 mit einer Quecksilberdampflampe (350 W, Hg i-Linie, $\lambda = 365$ nm) verwendet, welche im Constant Power-Modus bei 210 W betrieben wurde. Der Rand wurde 190 Sekunden lang belichtet und nach einer Wartezeit von 3 Minuten für 30 Sekunden entwickelt.

Belichtung

Es wurden die SQUID-Strukturen der in Abbildung 3.9 b) gezeigten Maske E3 verwendet. Diese besitzt 32 U-förmige Zuleitungspaare (grau und grün) zwischen denen sich die SQUIDs befinden (kleine Rechtecke), vergleiche Abschnitt 3.2.

Die Korngrenze des Dünnfilms musste mit Hilfe des Maskaligners an den seitlichen Justagemarkierungen der Maske ausgerichtet werden, damit die Korngrenze exakt durch die Kontaktstege der späteren SQUIDs verläuft. Die Strukturen wurden im Hard Contact-Programm für 18 Sekunden belichtet.

Entwicklung

Für den Entwicklungsprozess wurde der Entwickler AR 300-35 (1 Teil) von Allresist mit entionisiertem Wasser (2 Teile) verdünnt. Die belichtete Lackstruktur wurde nach einer Wartezeit von 2 Minuten unter ständiger Bewegung im Entwicklerbad abgelöst. Nach einer Entwicklungszeit von

⁸Allresist GmbH, 15344 Strausberg, www.allresist.de

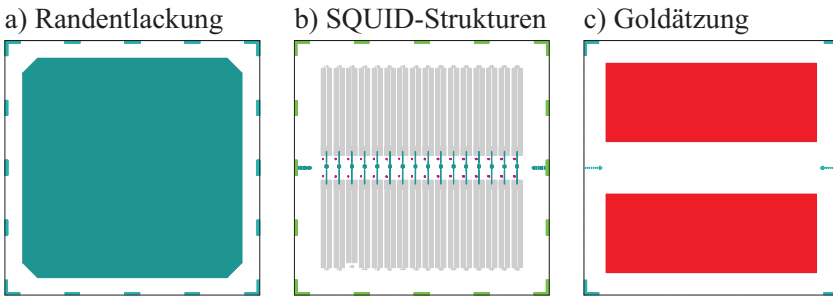


Abb. 3.9.: Verwendete Lithografie-Masken: a) Rantentlackungsmaske E1 mit $700\ \mu\text{m}$ breitem Randbereich und abgeschrägten Ecken. b) Maske E3 mit den 16 SQUID-Strukturen und den Zuleitungen. Die Korngrenze verläuft horizontal durch die Mitte der Maske. Entlang dieser sind die einzelnen SQUIDs als kleine Rechtecke zu erkennen. Für eine vergrößerte Darstellung siehe Abbildung 3.8. c) Maske 3 für das Ätzen der Goldschicht. Die roten Rechtecke überdecken den Bereich der Zuleitungen, wodurch hier die Goldschicht erhalten bleibt. Die Masken sind jeweils $10\ \text{mm}$ breit.

30 Sekunden wurde der Entwicklungsvorgang durch Spülen in entionisiertem Wasser gestoppt und die Probe mit Stickstoff trocken geblasen.

Kontrolle der Lackstruktur

Unter dem optischen Mikroskop wurde die Lage der Korngrenze und die Beschaffenheit der Kontaktstege, welche nicht zu schmal sein dürfen, kontrolliert.

Die Lackschichtdicke wurde mit einem Alpha-Stepper⁹ bestimmt und variierte zwischen $1\ \mu\text{m}$ in der Mitte und $1,2\ \mu\text{m}$ am Rand der Probe und ist ausreichend für den weiteren Herstellungsprozess.

3.3.2. Argon-Ionenstrahlätzen

Im eigentlichen Strukturierungsschritt werden die SQUID-Strukturen in der Lackschicht durch Argon-Ionenstrahlätzen in den YBCO-Dünnsfilm übertragen.

Dazu werden in einer Kaufman-Quelle [91, 92] durch Glühemission freie Elektronen erzeugt, welche, zur Anode hin beschleunigt, das in die Vaku-

⁹Tencor Instruments, alpha-step 200

umkammer eingeleitete Arbeitsgas Argon ionisieren. Die aus dem so entstehenden Niederdruckplasma abgesaugten Argonionen (Ar^+ , teilweise Ar^{2+}) werden zur Probe hin beschleunigt, wo sie durch Impulsübertrag das Probenmaterial an den vom Lack unbedeckten Stellen des Dünnsfilms abtragen. Um eine Aufladung der Probe zu verhindern, wird in einem zweiten Glühfilament, dem Neutralizer, ein auf die Probe gerichteter Emissionsstrom erzeugt.

Die Probe wurde mit flüssigem Stickstoff gekühlt, um eine Schädigung des YBCO-Dünnsfilms durch Erwärmung zu verhindern. Weiter wurde nach einer Ätzzeit von 5 Sekunden eine 10 Sekunden lange Unterbrechung des Ätzvorgangs durch Schließen einer Shutterblende durchgeführt. Um einen gleichmäßigen Materialabtrag zu gewährleisten, rotierte der Probenhalter.

Zur besseren Bestimmung der Ätzzeit und um ein Durchätzen der Lackschicht zu verhindern, wurde für die einzelnen Schichten die Ätzrate an der „Ätze I“ bestimmt. Dies sind im Einzelnen:

Photolack AR-P3540	$\approx 0,2 \text{ nm/s}$	Gold	$2,26 \text{ nm/s}$
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$	$0,278 \text{ nm/s}$	SrTiO_3	$0,138 \text{ nm/s}$

Um ein vollständiges Durchätzen der oberen beiden Dünnsfilmschichten zu gewährleisten, wurde eine Ätzzeit von 970 Sekunden, aufgeteilt auf 5 Sekunden lange Ätzphasen, gewählt. Mit der Ätzzeit $t = 970 \text{ s}$, den Ätzraten und den Schichtdicken von Gold ($\approx 50 \text{ nm}$) und YBCO (101 nm) ergibt sich eine Äztiefe von $\approx 81 \text{ nm}$ im SrTiO_3 -Substrat.

Die verwendeten Ätzparameter sind im Folgenden aufgeführt. Die Bedeutung der einzelnen Parameter sind unter anderem in [187] erklärt.

Prozessparameter Argon-Ionenstrahlätzen Ym 81:

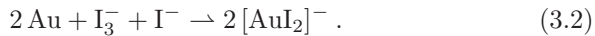
Ausgangsdruck $p = 3,98 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$	Argon-Gasfluss $\Phi_{\text{Ar}} = 2,68 \text{ sccm}$
Prozessdruck $p_{\text{Ar}} = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ mbar}$	Reine Ätzzeit $t = 970 \text{ s}$
Prozenttemperatur $T \approx 77 \text{ K}$	
Cathode Filament Current $I_{\text{CFC}} = 3,1 \text{ A}$	
Discharge Current $I_D = 0,35 \text{ A}$	Discharge Voltage $U_D = 55 \text{ V}$
Beam Current $I_B = 20 \text{ mA}$	Beam Voltage $U_B = +400 \text{ V}$
Accelerator Current $I_A = 2 \text{ mA}$	Accelerator Voltage $U_A = -300 \text{ V}$
Neutralizer Em. Current $I_{\text{NE}} = 25 \text{ mA}$	Filament Current $I_F = 2,65 \text{ A}$

3.3.3. Nasschemisches Ätzen

In einem abschließenden Fertigungsschritt wurde die Goldschicht über den strukturierten SQUIDs entfernt. Da die Goldschicht auf den Kontaktpads bestehen bleiben sollte, war ein weiterer Lithografieprozess erforderlich. In eine neue Lackschicht wurde die in Abbildung 3.9 c) gezeigte Struktur der Goldätzmaske 3 übertragen, welche die Zuleitungen bedeckt.

3.3.3.1. Ätzen mit Lugol'scher Lösung

Die Gold-Schicht wurde nasschemisch mit Lugol'scher Lösung geätzt, wobei es sich um eine wässrige Lösung aus Kaliumiodid und Iod handelt¹⁰, welche wie folgt mit Gold reagiert:



Auf Grund der sehr großen Ätzrate von ungefähr 16 nm/s [130] reichten bereits 7 Sekunden Ätzzeit aus, um die Goldschicht vollständig zu entfernen. Anschließendes Spülen in entionisiertem Wasser für 2 Sekunden stoppte den Ätzprozess. Sofort danach wurde die Probe mit Stickstoff trocken geblasen, um zu verhindern, dass die nun frei liegende YBCO-Schicht zu lange der Feuchtigkeit ausgesetzt ist.

3.3.3.2. Ätzen mit Flusssäure

Bei Probe B664 fand nach dem Argon-Ionenstrahlätzen ein nasschemischer Ätzprozess mit Flusssäure¹¹ ($\text{HF}_{(\text{aq})}$) statt. Die Probe wurde mit verbleibender Lackschicht 16 Sekunden lang in ungepufferter 3%iger Flusssäure (ohne Ultraschallbad) geätzt. Dadurch wird die durch den Beschuss mit Argonionen geschädigte, oberste Substratschicht mit Sauerstofffehlstellen und einer Tiefe von etwa 20 nm [90] entfernt. Die Ätzrate für das geschädigte STO beträgt $\approx 1,35 \text{ nm/s}$, sodass die geschädigte Schicht vollständig entfernt sein sollte.

¹⁰Die verwendete Lösung wurde aus 4 g KI, 1 g I_2 und 40 ml entionisiertem Wasser hergestellt.

¹¹Flusssäure, auch als Fluorwasserstoffsäure bezeichnet, ist die wässrige Lösung des Gases Fluorwasserstoff (HF) und eine sehr gefährliche und heimtückische Säure. Beim Umgang mit Flusssäure ist größte Vorsicht geboten und es sind unbedingt die vom Hersteller angegebenen Sicherheitshinweise [128] zu beachten.

Kapitel 4.

Messtechnik

In diesem Kapitel wird die verwendete Messtechnik erläutert. Dazu gehören das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM) mit einem Kryostaten für flüssigen Stickstoff¹, die SQUID-Ausleseelektronik und die akkubetriebenen Messelektroniken.

Zum Schutz der empfindlichen SQUIDs vor elektrostatischen Entladungen wurde beim Kontaktieren ein Potenzialausgleich (1 M Ω -Widerstand) durchgeführt, ein Antistatik-Armband getragen und alle verwendeten Geräte geerdet. So konnten Beschädigungen an den SQUIDs verhindert werden.

Da sich im TTREM nur ein SQUID kontaktieren lässt und der Ein- und Umbau der Proben zeitaufwändig ist, wurden alle SQUIDs vorher durch Transport- und Rauschmessungen in einem separaten Aufbau charakterisiert, um nur geeignete und funktionierende SQUIDs ins TTREM einzubauen.

Magnetfelder, wie das Erdmagnetfeld, und elektromagnetische Wellen können die intrinsischen Eigenschaften von SQUIDs beeinflussen, sodass für eine störungsfreie Charakterisierung ein ausreichend abgeschirmter Messaufbau erforderlich ist.

4.1. Transportmessungen

Zur ersten Charakterisierung der SQUIDs wurden elektrische Transportmessungen in einem Badkryostaten durchgeführt. Zur Nachcharakterisierung fanden bei einigen SQUIDs auch Transportmessungen im TTREM statt.

¹Auf die zwei vorhandenen Helium-Kryostaten wird in dieser Arbeit nicht eingegangen. Siehe dazu [34, 65, 154, 178]

4.1.1. Transportmessungen im Badkryostaten

Die Messungen fanden bei $T \approx 77,4\text{K}$ in einem mit flüssigem Stickstoff (LN_2) gefülltem Badkryostaten aus glasfaserverstärkten Kunststoff (GFK) statt. Dieser war zur Abschirmung externer magnetischer Felder von drei konzentrisch angeordneten und je 1 mm dicken Zylinderblechen aus Mumetall^{®2} umgeben. Zusätzlich befanden sich der Kryostat und die unten beschriebene Messelektronik in einer Abschirmkammer gegen elektromagnetische Hochfrequenz-Strahlung.

Die hergestellten Proben wurden mit Leitsilberlösung in einen nicht magnetischen LCC³ eingeklebt. Die Kontaktierung der SQUIDs erfolgte mittels Ultraschallbonden mit Aluminiumdraht. Mit den 44 Bondpads des Chipcarriers konnten 11 SQUIDs gleichzeitig kontaktiert werden, sodass diese im selben Einkühlvorgang in Vier-Punkt-Kontaktierung charakterisiert werden können. In Abbildung 4.1 ist der Chipcarrier mit Probe B 664 dargestellt.

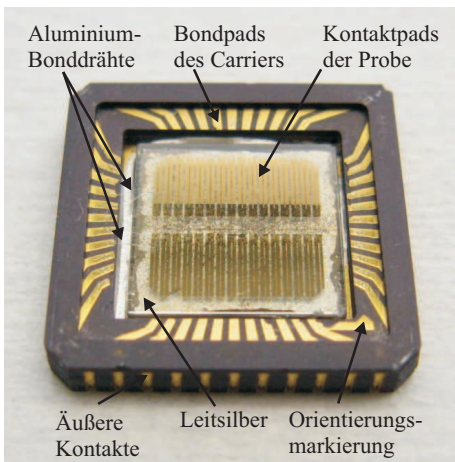


Abb. 4.1.: LCC-Probenhalter mit Probe B 664 für die Transportmessungen. Der Halter besitzt 44 Kontaktpads, sodass insgesamt 11 SQUIDs gleichzeitig kontaktiert werden können. In der Abbildung ist SQUID 01 mit Bonddrähten kontaktiert.

Der Chipcarrier mit der Probe wurde dann in den entsprechenden LCC-Sockel auf der Trägerplatine des verwendeten Probenstabes eingesetzt. Dieser ist speziell für Transportmessungen konstruiert worden und ist in

²Mumetall[®] ist eine Nickel-Eisen-Legierung mit hoher Sättigungsinduktion. VACUUMSCHMELZE GmbH & Co. KG, Hanau, www.vacuumschmelze.de

³Leadless chip carrier (LCC)

[95, 202] näher beschrieben. Als zusätzliche magnetische Abschirmung wurde um die Trägerplatine an der Stabunterseite ein Cryoperm^{®4}-Becher angebracht.

Die Kontakte des LCC-Sockels führten über verdrehte Kupferlackdrähte zu den vier BNC⁵-Buchsen an der Staboberseite. Über zwei Drehschalter in den Zuleitungen konnten die einzelnen SQUIDs ausgewählt werden. Zum Schutz vor Spannungsspitzen und gegen Signalübersprechen zwischen den Zuleitungen waren weiter RC -Filter mit einer Abschneidefrequenz von etwa 1 kHz ($R = 160 \Omega$, $C = 1 \mu\text{F}$) integriert. Über Schalter konnten die SQUIDs vollständig abgetrennt werden. Zwei zusätzliche BNC-Anschlüsse dienten jeweils zur Kontaktierung des PT 100⁶-Temperatursensors und der auf der Platine angebrachten Magnetfeldspule.

Zur Erzeugung von Magnetfeldern senkrecht zur Probenoberfläche war eine aus Kupferlackdraht gewickelte Spule um den LCC-Sockel herum angeordnet. Die ringförmige und planare Spule hatte 200 Windungen, einen Außendurchmesser von 30 mm und einen Innendurchmesser von 26 mm. Die magnetische Flussdichte-Strom-Beziehung lässt sich mit der folgenden Formel berechnen:

$$B(I, x) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I \cdot r^2}{2 \cdot (r^2 + x^2)^{3/2}}. \quad (4.1)$$

Hierbei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante, N die Windungszahl, r der mittlere Radius und x der Abstand entlang der Spulenachse vom Spulenzentrum aus [144]. Für die Spulenmitte $x = 0$ und $r = 14 \text{ mm}$ ergibt sich demnach:

$$B(I, 0) = \frac{\mu_0 \cdot N \cdot I}{2 \cdot r} = 8,98 \cdot I \text{ (mT/A)}. \quad (4.2)$$

Bei der verwendeten Messelektronik handelt es sich um Eigenkonstruktionen. Für den Speisestrom I_b über das SQUID und den Spulenstrom für das Magnetfeld wurden zwei rauscharme Stromquellen verwendet.

⁴Cryoperm[®] ist eine Nickel-Eisen-Legierung mit hoher Permeabilität bei tiefen Temperaturen. VACUUMSCHMELZE GmbH & Co. KG, Hanau.

⁵Bayonet *Neill Concelman*

⁶Platin-Messwiderstand gemäß DIN EN 60751. Kalibriert auf einen Widerstand von 100Ω bei einer Temperatur von 0°C .

Zusammen mit dem Verstärker, welcher die über das SQUID abfallende Spannung rauscharm verstärkte, waren diese in einem Rack montiert. Dieses wurde über einen 18 V-Akkublock betrieben, wodurch sich eine Trennung vom Stromnetz erreichen ließ. Kabeldurchführungen in der Abschirmkammer erlaubten die Verbindung der Messelektronik mit einem Messrechner. Über eine BNC-Anschlussleiste NI BNC-2090 und die eingebaute PCI-Messkarte NI 6052E von National Instruments und dem Messprogramm GoldExI [64] wurden die Komponenten angesteuert und die Messdaten erfasst. Das Programm ist speziell für Messungen an supraleitenden Bauteilen wie Josephson-Kontakten und SQUIDs gedacht und ist in der Lage, alle für die Charakterisierung von SQUIDs nötigen Transportmessungen durchzuführen. Vorrangig waren dies $I(V)$ -Kennlinien, $I_c(B)$ -Kennlinien und $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Kennlinien.

4.1.2. Transportmessungen im TTREM

Das TTREM weist einige Unterschiede im Vergleich zum Badkryostaten auf, welche im Folgenden kurz genannt werden.

Um im TTREM Transportmessungen durchführen zu können, ist es erforderlich die SQUIDs mit vier Zuleitungen zu kontaktieren, auch wenn die SQUID-Elektroniken von Magnicon nur drei Zuleitungen benötigen, vergleiche Abbildung 4.3. Durch den im Probenhalter eingebauten Heizer ist im Gegensatz zum Badkryostaten eine variable Temperaturregelung möglich. Die magnetische Abschirmung fällt dagegen schwächer aus, so fehlt eine Cryoperm[®]-Schirmung und es sind lediglich zwei Mumetall[®]-Abschirmungen um den Probenhaltereinsatz angeordnet, siehe Abbildung 4.7. Da in den Zuleitungen zum SQUID keine Filter vorgesehen sind, wurden die im Charakterisierungsstab verbauten RC -Filter und Trennschalter in einer externen Anschlussbox untergebracht. Für Magnetfelder konnte wahlweise die Einkühlfeldspule oder die Feedbackspule des Probenhalters verwendet werden. Beide Spulen werden weiter unten beschrieben. Über eine Adapterbox wurden die SQUID-Zuleitungen vom Anschluss der Magnicon Elektroniken auf BNC-Buchsen überführt. Die Messelektronik war bis auf die PCI-Messkarte NI PCI 6014 baugleich wie im Aufbau des Badkryostaten.

Für weitere Details zum Aufbau des LN_2 -Kryostaten sei auf Abschnitt 4.3.1.1 verwiesen.

4.2. Rauschmessungen

Die hergestellten SQUIDs wurden als Fluss-Spannungs-Wandler für die Abbildung von Flussquanten mittels des TTREM-Abbildungsverfahrens verwendet. Für eine hohe Sensitivität ist wichtig, dass sie ein ausreichend niedriges, intrinsisches Eigenrauschen aufweisen. Für den Betrieb der SQUIDs ist eine spezielle Ausleseelektronik erforderlich, deren Funktionsweise im Folgenden erklärt wird.

4.2.1. SQUID-Ausleseelektronik

Die nicht lineare, periodische Fluss-Spannungs-Beziehung eines SQUIDs, die $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Charakteristik, ist schematisch in Abbildung 4.2 a) dargestellt. Die größte Empfindlichkeit gegenüber Flussänderungen wird an der steilsten Stelle der $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Kennlinie erzielt. Dies ist der optimale Arbeitspunkt A mit der Transferfunktion $V_{\Phi} = \partial V / \partial \Phi_{\text{ext}}$ als Steigung. Eine kleine Änderung des äußeren Flusses $\delta \Phi_{\text{ext}}$ führt zu einer proportionalen Änderung der Spannung $\delta V = V_{\Phi} \cdot \delta \Phi_{\text{ext}}$.

Prinzipiell lässt sich ein SQUID so als Fluss-zu-Spannungs-Konverter betreiben, jedoch ist in diesem small-signal mode die Proportionalität zwischen Φ_{ext} und V lediglich für sehr kleine Flussänderungen $\delta \Phi_{\text{ext}}$ innerhalb eines linearen Bereichs Φ_{lin} gegeben. Für diesen gilt bei einer als sinusförmig angenommenen $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Kennlinie:

$$\Phi_{\text{lin}} = \frac{V_{\text{pp}}}{|V_{\Phi}|} \lesssim \frac{\Phi_0}{\pi}. \quad (4.3)$$

Dabei ist V_{pp} der maximale Spannungshub der Kennlinie.

4.2.1.1. Flussregelschleife

Für die praktische Verwendbarkeit eines SQUIDs ist es erforderlich, auch größere Flussänderungen $\delta \Phi_{\text{ext}}$ linear in eine Spannung V umzuwandeln. Die Linearisierung der $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Kennlinie kann durch eine Flussregelschleife (Flux-Locked Loop, FLL) erzielt werden. Ein einfacher, direkt an das SQUID angeschlossener FLL-Schaltkreis ist in Abbildung 4.2 b) gezeigt. Die Differenz $\delta V = V - V_b$ der über das SQUID abfallende Spannung V und der Spannung V_b am Arbeitspunkt A wird von

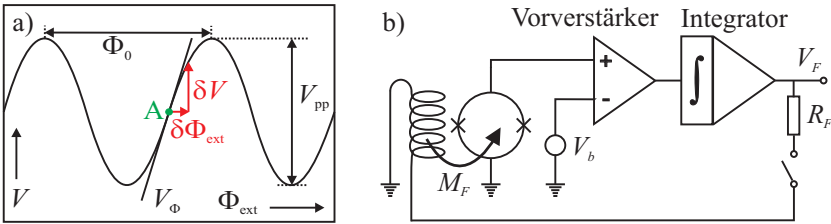


Abb. 4.2.: SQUID als Fluss-Spannungs-Wandler: a) Schematische $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Charakteristik mit optimalem Arbeitspunkt A und Flussänderung $\delta\Phi_{\text{ext}}$, wodurch eine Spannungsänderung δV resultiert. b) Einfacher direkt gekoppelter FLL-Schaltkreis mit Feedbackspule.

einem sehr rauscharmen Vorverstärker verstärkt. Das integrierte Verstärkerausgangssignal, die Feedback-Spannung V_F , wird über den Feedback-Widerstand R_F auf die Feedback-Spule gegeben, welche über die Gegeninduktivität M_F den magnetischen Fluss

$$\Phi_F = M_F \cdot I_F \quad (4.4)$$

in die SQUID-Schleife einkoppelt. Dabei ist I_F der durch die Spule fließende Feedback-Strom. Durch den in das SQUID eingekoppelten Fluss Φ_F wird die vom äußeren Fluss Φ_{ext} verursachte Flussänderung $\delta\Phi_{\text{ext}}$ kompensiert. Dadurch wird das SQUID am Arbeitspunkt A gehalten und befindet sich weiter im linearen Bereich der $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Kennlinie.

Mit $V_F = R_F \cdot I_F$ und der Gleichung (4.4) ergibt sich der zur Kompensation erforderliche magnetische Fluss zu

$$\Phi_F = \frac{M_F}{R_F} \cdot V_F . \quad (4.5)$$

Wegen der Flusskompensation der FLL hängt die FLL-Transferfunktion $V_F/\delta\Phi_{\text{ext}} = R_F/M_F$ nicht mehr vom Arbeitspunkt ab, sondern lediglich von den konstanten Schaltungsparametern R_F und M_F [22, Seite 130]. Der dynamische Bereich lässt sich durch Verkleinern von R_F und/oder Vergrößern von M_F deutlich erhöhen. Der maximale Bereich ist meist durch den Analog-Digital-Wandler (analog-to-digital converter, ADC) des sich an die FLL anschließenden Datenaufnahmesystems begrenzt. Durch das Mitzählen von Flussquanten kann eine wesentlich grö-

ßere Auflösung erreicht werden. Dabei nutzt man die Periodizität der $V(\Phi_{\text{ext}})$ -Charakteristik aus und setzt den Feedbackbereich und den zugehörigen ADC-Eingangsbereich auf $\pm n \Phi_0$, $n \in \mathbb{N}$ [116, 117, 190, 203]. Für die Realisierung einer Flussregelschleife stehen im Grunde zwei unterschiedliche Methoden zur Verfügung:

Die verbreitete Flussmodulation [54, 24] wird von der in Abschnitt 4.2.3 erwähnten SQUID-Elektronik PFL-100 von STAR Cryoelectronics⁷ verwendet. Für eine Beschreibung dieses Verfahrens sei auf [22] verwiesen. Eine neuere Methode, welche aus der Entwicklung zum vereinfachten Auslesen von biomagnetischen Mehrkanalsystemen stammt, ist das direkte Auslesen der SQUIDs, das direct-readout Verfahren [41]. Dieses Ausleseverfahren wird von den beiden SQUID-Elektroniken der Firma Magnicon⁸ verwendet und ist im folgenden Abschnitt erläutert.

4.2.2. Magnicon SQUID-Elektroniken

Für Rauschmessungen wurden die SQUID-Elektroniken XXF-1 und SEL-1-CS der Firma Magnicon verwendet. Beide Elektroniken werden direkt auf die Anschlussbuchse am Kryostaten gesteckt, um die Distanz zwischen SQUID und FLL-Elektronik zu minimieren. Die FLL-Elektronik ist über ein Kabel mit der Connector Box verbunden, welche sämtliche Anschlüsse der Elektroniken zur Verfügung stellt. In der Connector Box ist ein zuschaltbarer Anti-Alias-Filter mit einer Abschneidefrequenz von $10 \text{ kHz} \pm 2,5\%$ integriert. Alle Einstellungen der Elektronik erfolgen über das LabVIEW⁹-Programm SQUID Viewer von einem angeschlossenen PC aus.

In Tabelle 4.1 sind die wesentlichen Spezifikationen der Elektroniken aufgeführt. Die neuere XXF-1 ist primär für Nieder- T_c -SQUIDs gedacht und ermöglicht Messungen mit großen Bandbreiten. Die hauptsächlich verwendete SEL-1-CS zeichnet sich durch die integrierte Bias-Reversal-Technik aus, welche für die Messung von niederfrequentem Rauschen in SQUIDs unerlässlich ist. Die SEL-1-CS ist dadurch auch für Hoch- T_c -SQUIDs geeignet. Die Elektronik verfügt weiter über eine sehr rauschar-

⁷STAR Cryoelectronics, Santa Fe, NM (USA), www.starcryo.com

⁸Magnicon GmbH, Hamburg.

⁹LabVIEW ist eine grafische Entwicklungsumgebung von National Instruments für Mess- und Steuerungsaufgaben, www.ni.com/labview

Eigenschaften	XXF-1	SEL-1-CS
Einstellbereiche:		
Speisestrom I_b	0...180 μA	0...250 μA
Speisespannung V_b	0...1300 μV	0...300 μV
Speisefluss Φ_b	$\pm 125 \mu\text{A}$	1,7...85 μA
Offset-Fluss Φ_o	—	$\pm 83 \mu\text{A}$
Vorverstärker:		
Eingangsbereich	$\pm 2 \text{ mV}$	$\pm 1,1 \text{ mV}$
Weißes Spannungsrauschen	0,32 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	0,4 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Spannungsrauschen bei 0,1 Hz	0,8 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$	0,6 nV/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Weißes Stromrauschen	2,7 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$	4 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$
Stromrauschen bei 0,1 Hz	40 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$	50 pA/ $\sqrt{\text{Hz}}$
FLL:		
maximale FLL Bandbreite	20 MHz	6 MHz
Bias-Reversal	—	f_{BR} bis 250 kHz
SQUID Gain	pos. und neg.	pos.
Amp Mode:		
Verstärkungsfaktor	1100...2000	500...4000
Amp Gain	pos. und neg.	neg.
Spannungsversorgung	15 V	18 V

Tab. 4.1.: Vergleich der beiden SQUID-Elektroniken von Magnicon

me Stromquelle, welche zur Kompensation von Magnetfeldern in ungeschirmten Umgebungen benutzt werden kann [45].

4.2.2.1. Kontaktierung der SQUIDs

Beide Elektroniken besitzen einen LEMO¹⁰-Stecker (FAG.3B.324.CLA) zum Anschluss der SQUIDs. Am Probenstab und am TTREM-Kryostataten wurde eine passende LEMO-Apparatedose (HGG.3B.324.CLLPV), deren Pinbelegung in Abbildung 4.3 b) gezeigt ist, verbaut. Da die verwendeten Elektroniken mit jeweils nur einem Kanal ausgestattet waren, sodass nur ein Drittel der Kontaktpins benötigt wurden, war es möglich,

¹⁰LEMO Elektronik GmbH, München, www.lemo.de

eine vierte Zuleitung $+I$ zu kontaktieren. Diese vierte Zuleitung (Pin 22 des 3. Kanals) zum SQUID ermöglicht es somit, auch im Messaufbau für Rauschmessungen Transportmessungen durchzuführen.

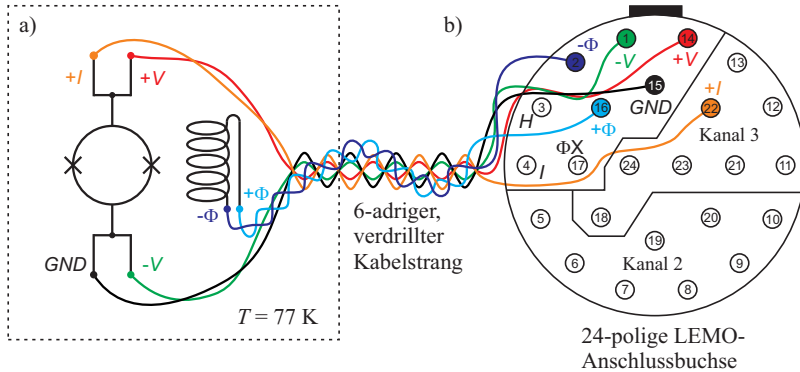


Abb. 4.3.: *Kontaktierung der SQUIDs für Messungen mit den Magnicon Elektronik:* a) Das SQUID wird mit 4 Zuleitungen kontaktiert, von welchen jedoch lediglich 3 durch die Elektronik benutzt werden. b) Pinbelegung der LEMO-Apparatedose am Kryostaten (Aufsicht): Die $+I$ Zuleitung wurde auf den von den Elektroniken unbenutzten Pin 22 gelegt.

Die Elektroniken verwenden lediglich die drei Zuleitungen $-V$, $+V$, GND um das SQUID zu kontaktieren, wobei die $-V$ und GND Leitungen so nahe wie möglich am SQUID miteinander verbunden sein sollen. Wie in Abbildung 4.3 a) zu sehen ist, wurden die Leitungen separat gebündelt und direkt bis zum SQUID getrennt geführt. Die zwei Anschlüsse $-\Phi$ und $+\Phi$ dienen zum Anschluss der Feedbackspule.

4.2.2.2. direct-readout Verfahren

Beim direct-readout Verfahren wird das SQUID direkt mit dem Vorverstärker der Elektronik verbunden und ausgelesen, siehe Abbildung 4.2 b). Dadurch lassen sich gegenüber der Flussmodulation höhere Systembandbreiten erzielen [44]. Insbesondere kommt kein vorgeschalteter Transformator im Kalten zur rauscharmen Vorverstärkung zum Einsatz. Das vereinfacht den Messaufbau, setzt aber voraus, dass der Vorverstärker der FLL-Elektronik ein niedrigeres Eigenrauschen aufweist als das intrinsi-

sche Rauschen der SQUIDs, da sonst das Eigenrauschen der SQUIDs im Vorverstärkerrauschen untergeht.

Das Spannungsrauschen von Verstärkern auf Basis von Sperrschicht-Feldeffekttransistoren und Bipolar-Transistoren erreicht Werte von etwa $0,4 \text{ nV}/\sqrt{\text{Hz}}$ [40, 42, 70, 117, 135, 153], sodass bei SQUIDs mit einer ausreichend hohen Transferfunktion ein direktes Auslesen möglich ist.

Um ein direktes Auslesen auch bei niedrigeren Transferfunktionen zu ermöglichen, wurden unterschiedliche Techniken entwickelt, um die über das SQUID abfallende Spannung zu vergrößern, wodurch sich der Einfluss des Verstärkerrauschens reduziert. Unter anderem zählen dazu additional positive feedback (APF), series SQUID arrays und two-stage-readout Verfahren. Für eine detaillierte Beschreibung der Verfahren sei auf [22, 43] verwiesen.

4.2.2.3. Bias-Reversal-Technik

Bei HTSL-SQUIDs tritt durch Fluktuationen im kritischen Strom I_0 und im Normalwiderstand R der Josephson-Kontakte ein starkes niederfrequentes $1/f$ -Rauschen auf, vergleiche Abschnitt 2.3.2.2. Die Bias-Reversal-Technik beseitigt dieses Zusatzrauschen weitestgehend, sodass diese Technik für die Messung von niederfrequentem Rauschen unverzichtbar ist. Das SQUID wird dabei mit einem Speisewechselstrom (AC-Bias) anstatt mit einem Speisegleichstrom (DC-Bias) betrieben.

Wie in Abschnitt 2.3.2.2 erwähnt, unterteilen sich die I_0 -Fluktuationen in gleich- und gegenphasige Anteile. Bei einem symmetrischen SQUID sind bei gleichphasigen Fluktuationen die I_0 -Änderungen identisch und führen zu einer Änderung der SQUID-Spannung δV^* , welche sich durch eine Verschiebung der $V(\Phi)$ -Kennlinie entlang der Spannungsachse äußert. Die gegenphasigen I_0 -Fluktuationen erzeugen im SQUID-Ring einen zusätzlichen Fluss $\delta\Phi^*$, wodurch eine horizontale Verschiebung der $V(\Phi)$ -Kennlinie entlang der Flussachse stattfindet. Die Schwankungen im Widerstand R wirken sich ähnlich aus, sind jedoch weniger stark ausgeprägt. Wird ein geeignetes Bias-Reversal-Schema verwendet, so lassen sich die I_0R -Fluktuationen über die Dauer einer Periode des Bias-Reversals herausmitteln [43]. Durch die Umkehr des Speisestroms dreht sich die $V(\Phi)$ -Charakteristik um. Werden der Speisestrom I_b , die Speisespannung V_b und der Speisefluss Φ_b periodisch im Vorzeichen geändert, so springt das SQUID zwischen den beiden äquivalenten Arbeitspunkten 1 und 3 in Ab-

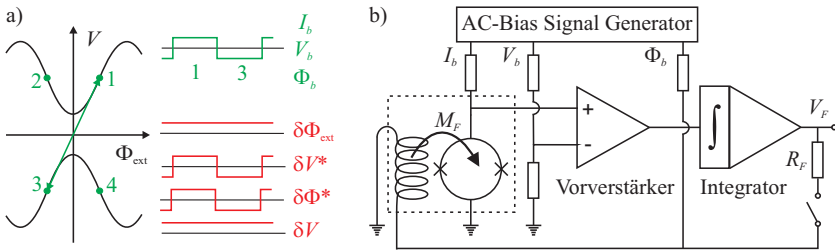


Abb. 4.4.: Bias-Reversal-Schema für direct-readout: a) Ist die FLL geöffnet, ergeben sich die dargestellten Signalverläufe am Verstärkerausgang, wenn eine Flussänderung $\delta\Phi_{\text{ext}}$, gleichphasige I_0R -Fluktuation δV^* , gegenphasige I_0R -Fluktuation $\delta\Phi^*$ oder Vorverstärker Spannungsfuktuationen δV auftreten. b) Bias-Reversal-FLL-Schaltkreis für direct-readout. (Nach [43])

bildung 4.4 a) periodisch hin und her. Ändert sich der äußere Fluss Φ_{ext} , so führt dies zu einem Gleichnungssignal, welches über die Flussregelschleife als Feedback-Flussänderung $\delta\Phi_F$ ins SQUID eingekoppelt wird. Folglich detektiert das SQUID weiterhin externe Flussänderungen. Die gleichphasigen δV^* und gegenphasigen Fluktuationen $\delta\Phi^*$ erzeugen dagegen ein Rechtecksignal, welches sich im zeitlichen Mittel aufhebt. Eine Spannungsfuktuation δV am Verstärkereingang wird nicht unterdrückt. Die Bias-Reversal-Technik ermöglicht eine Unterscheidung zwischen einer von außen auf das SQUID einwirkenden Flussänderung $\delta\Phi_{\text{ext}}$ und den durch die I_0R -Fluktuationen hervorgerufenen Änderungen. Die Frequenz des Bias-Reversal-Schemas f_{BR} muss deutlich über den Frequenzen der I_0R -Fluktuationen liegen, sprich oberhalb der $1/f$ -Eckfrequenz f_{Eck} , sodass meist mit Frequenzen $f_{\text{BR}} > 100 \text{ kHz}$ gearbeitet wird. Die SEL-1-CS erlaubt Bias-Reversal-Frequenzen bis $f_{\text{BR}} = 250 \text{ kHz}$. Die Elektronik verfügt darüber hinaus über eine automatic voltage bias (AVB)-Funktion [40], welche die Speisespannung V_b des SQUIDs automatisch regelt, wodurch ein stabilerer Betrieb ermöglicht wird.

4.2.2.4. Bestimmung der System-Bandbreite

Nach dem Einstellen des Arbeitspunktes A können wichtige Parameter der Flussregelschleife bestimmt werden. Aus der Spannung V_{periode} für eine Periode der $V(\Phi)$ -Kennlinie und dem Peak-to-peak-Wert des Gene-

rators I_{Gen} ergibt sich bei der XXF-1 die reziproke Gegeninduktivität $1/M_F$, sprich der Spulenstrom, der für ein Φ_0 benötigt wird:

$$\frac{1}{M_F} = \frac{V_{\text{periode}}}{1 \text{ V}} \cdot I_{\text{Gen}} . \quad (4.6)$$

Zur Bestimmung von M_F mit der SEL-1-CS siehe [119].

Mit der Steigung y/x der $V(\Phi)$ -Kennlinie in A und dem Verstärkungsfaktor Amp lässt sich die Transferfunktion

$$V_{\Phi} = \frac{y}{x} \cdot \frac{V_{\text{periode}}}{Amp} \quad (4.7)$$

bestimmen. Daraus folgt mit dem Feedback-Widerstand R_F und M_F die SQUID Verstärkung G_S :

$$G_S = \frac{V_{\Phi} M_F}{R_F} . \quad (4.8)$$

Diese gibt die gesamte Verstärkung zwischen dem FLL Ausgang und dem Vorverstärkereingang an. Die Transitfrequenz (unity gain frequency) f_1 berechnet sich aus G_S und dem FLL Verstärkerbandbreitenprodukt GBP mit

$$f_{3\text{dB}} \geq f_1 = G_S \cdot GBP . \quad (4.9)$$

Für Frequenzen bis etwa 1 MHz entspricht die Transitfrequenz f_1 in etwa der 3 dB-Systembandbreite $f_{3\text{dB}}$. Für höhere Frequenzen nimmt $f_{3\text{dB}}$ zu und erreicht den 2 bis 2,5-fachen Wert von f_1 .

Für weitere Informationen zu den Magnicon SQUID-Elektroniken, zur Bedienung der SQUID Viewer-Software und dem Einstellen des Arbeitspunktes sei auf [5, 42, 43, 44, 119, 120] verwiesen.

4.2.3. STAR Cryo. SQUID-Elektronik PFL-100

Mit der pcSQUID™-SQUID-Elektronik von STAR Cryoelectronics wurden versuchsweise Messungen mit Probe B664 durchgeführt. Die Elektronik verfügt über eine programmierbare Feedback-Schleife PFL-100, welche durch das PCI-1000 Anschlussmodul mit einem PC verbunden wird. Von dort aus regelt die Steuersoftware pcSQUID™ alle Funktionen der Elektronik. Die PFL-100 arbeitet nach dem Prinzip der Flussmodulation, sodass hier das SQUID nicht direkt mit der Elektronik verbunden

ist, sondern die SQUID-Spannung zuerst durch einen oder zwei Transformator(en) rauscharm vorverstärkt wird. Für die genauen Spezifikationen und weitere Informationen siehe [171].

4.2.4. Rauschmessungen im Badkryostaten

Für die Messungen wurde derselbe GFK-Kryostat wie für die Transportmessungen und der in [5] detailliert beschriebene Magnicon Probenstab verwendet. Die Verkabelung des Stabes wurde erneuert, sodass 4 Zuleitungen zum SQUID führten, wie in Abbildung 4.3 gezeigt. Zusätzlich wurden Zuleitungen für die STAR Cryoelectronics SQUID-Elektronik ergänzt, sodass diese ebenfalls mit dem Stab verwendet werden konnte. Der Stab verfügt am oberen Ende über Anschlussbuchsen für die SQUID-Elektroniken und besitzt am unteren Ende eine Platine, auf welche der Probenhalter aufgeklebt wurde. Das untere Ende war bei den Messungen von einer Cryoperm-Abschirmung umschlossen. Zur Temperaturüberwachung wurde ein PT 100 Temperatursensor verwendet.

Aufgrund der unterschiedlichen effektiven Flächen der SQUIDs wurden für die Proben B 664 und Ym 81 unterschiedliche Feedbackspulen und Probenhalter verwendet. Die aus Kupferlackdraht gewickelten Feedbackspulen wurden in den Probenhalter integriert, welcher aus zwei oder einem runden Saphirsubstraten und einem Bondrahmen bestand. Die Komponenten wurde mit Stycast¹¹ verklebt.

Für die Probe B 664 wurde der Magnicon Probenhalter 2 verwendet, dessen Feedbackspule 2 so ausgelegt war, dass die meisten SQUIDs von Probe B 664 ausgelesen werden konnten, vergleiche Abschnitt 5.2.4. Aufgrund der größeren Höhe der Feedbackspule 2 wurde beim Probenhalter 2 ein zweites Saphirsubstrat mit einer Dicke von 0,53 mm zwischen der Probe und dem unteren Saphirsubstrat eingeklebt, vergleiche Abbildung 4.9 in [5, Seite 47], sodass sich die SQUIDs genau mittig in der Spule befinden.

In Abbildung 4.5 ist der Magnicon Probenhalter 4 mit Probe Ym 81 gezeigt, dessen Feedbackspule 4 eine deutlich geringere Wicklungszahl N besitzt.

Die Eigenschaften der Feedbackspulen 2 und 4 sind in Tabelle 4.2 aufgeführt. Die magnetische Flussdichte-Strom-Beziehung $B(I)$ wurde mit

¹¹Stycast® 2850FT Blue und Katalysator Catalyst 24LV, Zweikomponenten-Epoxidharz, Emerson & Cuming, www.emersoncuming.com.

Gleichung (4.1) berechnet, wobei von $x = 0$ ausgegangen wurde.

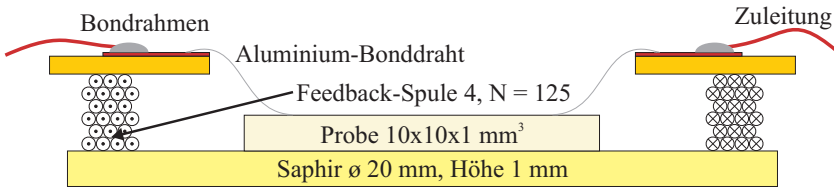


Abb. 4.5.: Magnicon Probenhalter 4: Maßstabsgetreue Zeichnung des für die Probe Ym 81 verwendeten Probenhalters. Die Ebene mit den SQUIDS, welche über Aluminium-Bonddrähte mit den Kupferlackdrahtzuleitungen verbunden sind, liegt mittig in der Spule.

Eigenschaft	Feedbackspule 2 (Probe B 664)	Feedbackspule 4 (Probe Ym 81)
Windungszahl N	1000	125
Drahtdurchmesser d	$80 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$
Außendurchmesser d_a	21 mm	19 mm
Innendurchmesser d_i	16 mm	16 mm
Länge l	$\approx 3 \text{ mm}$	2 mm
Widerstand R @ 77 K	$48,85 \Omega$	$4,02 \Omega$
Induktivität L @ 77 K	25,28 mH	$442,5 \mu\text{H}$
$B(I)$ -Beziehung	$67,9 \mu\text{T/mA}$	$8,98 \mu\text{T/mA}$

Tab. 4.2.: Eigenschaften der Feedbackspulen für die Magnicon Probenhalter: Je nach Probe wurden unterschiedliche Spulen verwendet.

Für die eigentlichen Rauschmessungen der SQUIDS wurde die Flussreleis Schleife geschlossen und das Ausgangssignal der SQUID-Elektronik, die Feedbackspannung V_F , mit einem Spektralanalysator untersucht. Dabei wird eine Zeitspur des Spannungssignals V_F mittels Fourier-Transformation in das Frequenzspektrum der spektralen Rauschleistungsdichte $S_{V_F}(f)$ umgerechnet. Je nach Verfügbarkeit wurden unterschiedliche Spektralanalysatoren verwendet: Hauptsächlich war dies ein Signal Analysator HP 35665A Dynamic Signal Analyzer (DSA) von Hewlett-Packard. Um auch bei niedrigen Frequenzen eine gute Auflösung zu erhal-

ten, wurden mit diesem mehrere Einzelmessungen über unterschiedliche Frequenzbereiche aufgenommen, welche anschließend zu einem kompletten Spektrum zusammengesetzt wurden. Zeitweise wurde in Verbindung mit der PCI-Messkarte NI PCI 6014 von National Instruments ein softwarebasierender LabVIEW-Spektrumsanalysator (LVSA) benutzt.

Mit der Kenntnis von $\frac{R_F}{M_F}$ kann aus der gemessenen spektralen Rauschleistungsdichte S_{V_F} das äquivalente Flussrauschen S_Φ berechnet werden. Der Feedback-Widerstand R_F ist durch die Elektronik vorgegeben und die Gegeninduktivität M_F lässt sich bestimmen. Die Wurzel des äquivalenten Flussrauschens $S_\Phi^{1/2}(f)$ berechnet sich gemäß

$$S_\Phi^{1/2}(f) = \frac{S_{V_F}^{1/2}}{R_F/M_F}. \quad (4.10)$$

Die Größe $S_\Phi^{1/2}$ entspricht den Fluktuationen im eingekoppelten Fluss Φ_{ext} , welche notwendig wären, um das gemessene Rauschen von V_F zu verursachen.

4.2.5. Rauschmessungen im TTREM

Der Messaufbau für Rauschmessungen im TTREM entspricht exakt dem normalen TTREM-Aufbau, so wie er für die Abbildung von Flussquanten verwendet wird. Die SQUID-Ausleseelektronik ist für die Vortex-Abbildung standardmäßig im Aufbau integriert, vergleiche Abbildung 4.8. Lediglich das Ausgangssignal der Elektronik wird nicht auf den Lock-in-Verstärker gegeben, sondern auf den Eingang des Spektrumsanalysators. Von im TTREM untersuchten SQUIDs wurden daher immer auch Rauschspektren aufgenommen. An dieser Stelle sei auf die Beschreibung des TTREM-Aufbaus in Abschnitt 4.3.1 verwiesen.

4.3. Abbildung von Flussquanten im TTREM

Durch die Vorcharakterisierung war gewährleistet, dass nur geeignete SQUIDs mit ausreichend großen Transferfunktionen V_Φ und einem möglichst niedrigem intrinsischen Rauschen ins TTREM eingebaut wurden, sodass sensitive SQUIDs zur Vortex-Abbildung zur Verfügung standen.

Die Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie ermöglicht ortsauflöste, elektronenstrahlinduzierte Messungen von unterschiedlichen Eigenschaften von Proben bei kryogenen Temperaturen.

Im Folgenden wird das TTREM mit dem für die $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ SQUIDs verwendeten Stickstoff-Kryostaten und das Prinzip der Signalentstehung beschrieben.

4.3.1. Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop

Das Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM) oder englisch Low Temperature Scanning Electron Microscope (LTSEM) besteht aus einem konventionellen Rasterelektronenmikroskop (REM), welches um einen Kryostaten zur Probenkühlung und ein Steuer- und Bildaufnahmesystem erweitert wurde. Zurzeit stehen am Lehrstuhl für Experimentalphysik II der Universität Tübingen zwei TTREM's zur Verfügung. Das neuere TTREM 3 besteht aus einem Vega Tescan XL-H¹² Rasterelektronenmikroskop, welches lediglich kurzzeitig für Messungen verwendet werden konnte. Die meisten Messungen und Abbildungen wurden mit dem älteren TTREM 2, einem CamScan Serie 4 (Cambridge Scanning Comp. Ltd.) Rasterelektronenmikroskop, aufgenommen. Für die Untersuchung von SQUIDs aus dem HTSL $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ist eine Kühlung mit flüssigem Stickstoff ausreichend, weshalb für die Messungen der LN_2 -Kryostat verwendet wurde.

Im Folgenden wird nur der Aufbau des TTREM 2 und des LN_2 -Kryostaten beschrieben. Für eine genauere Beschreibung des sehr ähnlichen Aufbaus von TTREM 3 und des gegenwärtig verwendeten Helium-Kryostaten K2 sei auf [154] verwiesen.

Das CamScan Serie 4 des TTREM 2 verwendet eine Glühemissionskathode als Elektronenquelle, wobei die emittierten Elektronen mit Energien von 500 eV bis 40 keV beschleunigt werden können. Der Strahlstrom I_{Strahl} lässt sich zwischen 10 pA und 150 nA variieren [95] und kann über einen in den Strahlengang fahrbaren Faraday-Becher gemessen werden. Im Strahlengang befindet sich ein für die Lock-in-Messung erforderlicher Strahlausblender (Beam Blanker), mit welchem der Elektronenstrahl mit Frequenzen von bis zu einigen kHz ausgeblendet werden kann. Für die

¹²TESCAN a.s., Brno - Kohoutovice (CZ), <http://www.tescan.com>

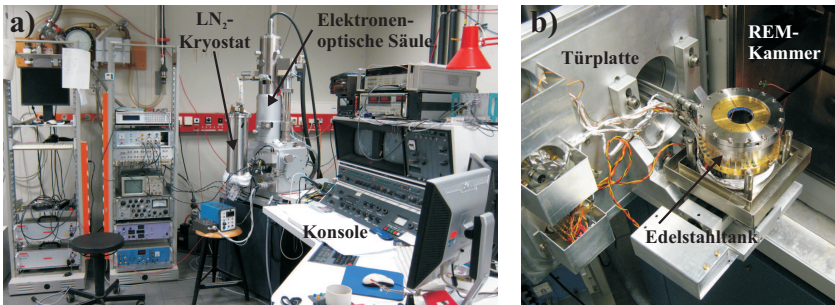


Abb. 4.6.: *Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop 2:* a) Gesamtansicht mit angebautem Stickstoffkryostat, Bedienkonsole und zugehöriger Messtechnik. b) Geöffnete REM-Kammer und eingebautem Probenhalter. Die Mumetallabschirmungen sind nicht abgebildet.

Aufnahme von Oberflächenbildern, wie dies beim normalen REM geschieht, wurde ein Sekundärelektronendetektor verwendet.

4.3.1.1. Stickstoff-Kryostat

Die Kryostaten der TTREME sind an der Türplatte der REM-Probenkammern angebracht. Da die Probenkammern und Türen der beiden TTREME identisch sind, kann durch Umhängen der Tür-Kryostat-Kombination ohne Umbauarbeiten an der Probe das TTREM gewechselt werden. Der verwendete Stickstoff-Kryostat wurde von *Ralf Gerber* konstruiert und ist im Detail in [60, 61, 62] beschrieben. Der Kryostat verfügt über einen drei Liter großen Vorratstank für flüssigen Stickstoff, welcher sich in einem Isoliervakuum an der Außenseite der Türplatte befindet. Über eine große Öffnung in der Türplatte wird dieses Isoliervakuum direkt vom Vakuumsystem des REMs abgepumpt. Der flüssige Stickstoff gelangt über zwei flexible Wellschläuche in einen kleineren Tank, welcher innerhalb der Probenkammer auf dem x-y-Verschiebetisch der Tür-Kryostat-Kombination befestigt ist. Der Aufbau ist im linken Teil von Abbildung 4.7 veranschaulicht.

Im rechten Teil der Abbildung ist eine vergrößerte Darstellung des kleinen Edelstahltanks und des Probenhalters gezeigt. Der Probenhalter ist in den kleinen Tank eingesetzt, wobei an der Kontaktfläche eine Indium-

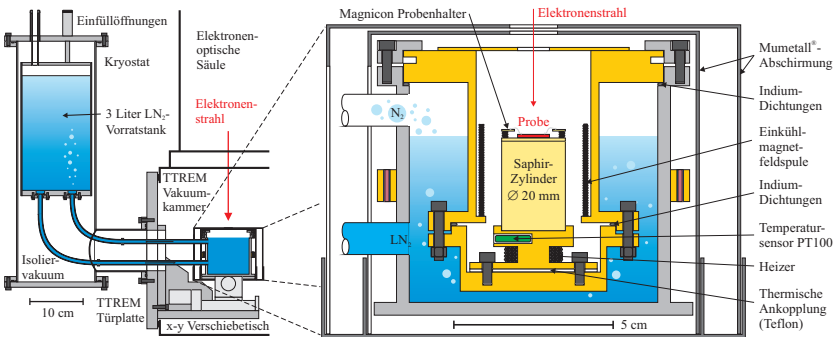


Abb. 4.7.: Maßstabgetreue Schnittzeichnung des TTREM Stickstoff-Kryostaten: Der Kryostat ist an der Türplatte des TTREM befestigt und verfügt über einen 3 Liter LN₂-Vorratstank. Über zwei Wellschläuche ist dieser mit dem kleinen Tank, in welchem sich der Probenhalter befindet, verbunden. Der vergrößerte Ausschnitt rechts zeigt den Probenhaltereinsatz (gelb), welcher vom umgebenen flüssigen Stickstoff gekühlt wird. Gezeigt ist die neue breitere Ummantelung.

Dichtung den Stickstoff im Tank vom Kammervakuum trennt. Der Probenhalter besteht aus drei vergoldeten Kupferbauteilen: Der Wanne, in welche getrennt durch eine thermische Ankopplung aus Teflon der eigentliche Probenhaltereinsatz eingeschraubt ist, und der Ummantelung. In den Probenhaltereinsatz ist ein PT 100 Temperatursensor zur Bestimmung der Proben temperatur und ein aus verdrehtem Manganindraht gewickelter Heizer zur Temperaturregelung integriert. An der Oberseite des Sockels ist ein 30 mm langer Saphirzylinder befestigt, auf welchem mit Leitsilber der Magnicon Probenhalter mit gebondeter Probe aufgeklebt wurde. Durch den Saphirzylinder soll ein von metallischen Materialien verursachtes Nyquist-Rauschen in der Nähe der Probe verhindert werden. Die Ummantelung des Probenhaltereinsatzes ist über Indium-Dichtungen mit der Wanne und dem Rand des kleinen Tanks vakuumdicht verbunden.

Die bisherige Ummantelung verfügte zur magnetischen Abschirmung und zur Stabilisierung des magnetischen Felds in der Nähe der Probe im Innern über ein YBCO-Zylinderrohr mit einem Innendurchmesser von ≈ 24 mm. Dadurch ergaben sich Platzprobleme mit der großen Feedbackspule der Probe B 664 und es wurde vermutet, dass die YBCO-

Abschirmung während des Abkühlens eine zufällige Flusskonfiguration am Probenort erzeugt, sodass kein reproduzierbares Einkühlen von Flussquanten in SQUIDs möglich war, vergleiche [5].

Daher wurde eine neue Ummantelung konstruiert, welche mit dem bisherigen Probenhaltereinsatz kompatibel ist, jedoch keinen YBCO-Zylinder mehr enthält und einen größeren Innendurchmesser von nun 36 mm aufweist, vergleiche Abbildung 4.7. In der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, dass entgegen früherer Aussagen, der YBCO-Zylinder nicht zwingend erforderlich ist. Weiter ließen sich die großen Unterschiede in den Gegeninduktivitäten M_F beim Wechsel vom Badkryostaten zum TTREM mit dem neuen Mantel deutlich reduzieren.

Die neue Ummantelung besitzt am unteren Ende einen nach innen gerichteten Vorsprung, auf welchem die Einkühlmagnetfeldspule platziert wurde. Bei dieser handelt es sich um eine lange Zylinderspule, welche um den Saphirzylinder des Probenhalters angeordnet ist. Da der Elektronenstrahl bei dieser Anordnung die Spule nicht mehr direkt passiert, konnten die in [5] beobachteten, S-förmigen Verzerrungen behoben werden. Die Probe befindet sich innerhalb der Spule und die Position der SQUIDs liegt 4,9 mm vom Ende der Spule entfernt. Die magnetische Flussdichte-Strom-Beziehung entlang der Längsachse einer (langen) Zylinderspule lässt sich mit der folgenden Formel [194] berechnen:

$$B(I, z) = \frac{\mu_0 N I}{2L} \left[\frac{\frac{L}{2} - z}{\sqrt{r^2 + (\frac{L}{2} - z)^2}} + \frac{\frac{L}{2} + z}{\sqrt{r^2 + (\frac{L}{2} + z)^2}} \right]. \quad (4.11)$$

Dabei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante, $N = 702$ die Windungszahl, $L = 28,9$ mm die Spulenlänge, $z = 9,55$ mm der Abstand zwischen der Spulenmitte und dem Probenort entlang der Spulenachse und $r = 16,3$ mm der mittlere Radius der Windungen. Damit ergibt sich

$$B(I, 9,55 \text{ mm}) = 16,07 \mu\text{T}/\text{mA}. \quad (4.12)$$

Für die Auswertungen wurde eine Spulenkonstante von $16 \mu\text{T}/\text{mA}$ verwendet.

Der Probenhalter ist mit einer Lochblende gegen Wärmestrahlung abgedeckt. Zur magnetischen Abschirmung ist der kleine Tank von zwei Schachteln aus 1 mm dickem Mumetall-Blech umgeben.

Zur Positionierung der Probe unter dem Elektronenstrahl kann der x-y-Verschiebetisch elektrisch verfahren werden. Der Verschiebetisch bereitete große Probleme, da er seine Position nicht beibehielt. Dadurch traten bei den Abbildungen Drifts auf und wenn das SQUID aus dem Bildbereich wanderte, mussten die SQUIDS neu positioniert und die Abbildungen neu gestartet werden.

4.3.1.2. Messaufbau des TTREM 2

Für die Vortex-Abbildung im TTREM bedarf es eines recht umfangreichen, elektronischen Messaufbaus, welcher in Abbildung 4.8 schematisch dargestellt ist.

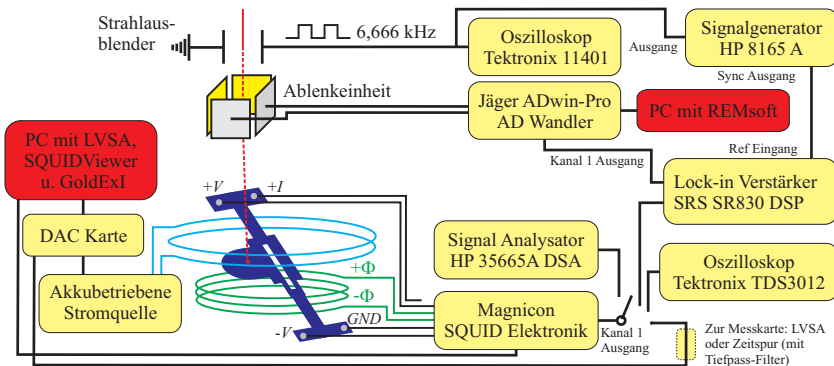


Abb. 4.8.: Schematischer Messaufbau von TTREM 2 für die Vortex-Abbildung: Magnetfeldspule für Einkühlfeld, Magnicon SQUID-Elektronik, Lock-in-Messtechnik, Strahlsteuerung und Signal Analysator. Der Ausgang der SQUID-Elektronik wurde wahlweise auf das Oszilloskop, den Lock-in-Verstärker oder den Signal Analysator gegeben.

Über ein Rechtecksignal mit einer Frequenz von 6666 Hz und einer Amplitude von 5 V wurde der Strahlausblender angesteuert, sodass der Elektronenstrahl mit dieser Blank-Frequenz ausgetastet wurde. Das Ausgangssignal der SQUID-Elektronik wurde zum Einstellen des Arbeitspunkts auf einem Tektronix TDS3012 Oszilloskop betrachtet und für die Bildaufnahme auf den Lock-in-Verstärker SRS SR830 DSP gegeben. Dieser detektiert das SQUID-Signal phasenselektiv auf die Referenzfrequenz des

Strahlausblenders von 6666 Hz, wodurch sich das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis des Signals verbessert. Das analoge Ausgangssignal des Lock-in-Verstärkers gelangte über einen Analog-Digital-Wandler ADwin-Pro zum Steuer- und Datenaufnahme-PC. Auf diesem lief das LabVIEW-Programm REMsoft [191, Seite 58], welches die Bildaufnahme und die Ansteuerung der Ablenkeinheit zur Abrasterung der Probe übernimmt, welche über einen ADwin-Pro Digital-Analog-Wandler läuft. Das vom Programm REMsoft abgespeicherte Spannungsbild enthält Spannungswerte von -10 bis $+10$ V, welche mit der am Lock-in-Verstärker eingestellten Sensitivität und dem Verhältnis R_F/M_F über

$$\text{Signal}(\Phi_0) = \frac{\text{Signal (V)} \cdot \text{Sensitivität}}{10 \text{ V}} \cdot \frac{M_F}{R_F} \quad (4.13)$$

direkt in eine $\Delta\Phi$ -Abbildung mit Flussänderung in Φ_0 umgerechnet werden können.

Die Einstellung und Bedienung der Magnicon SQUID-Elektronik erfolgt über einen zweiten Messrechner, welcher darüber hinaus über eine PCI-Messkarte NI PCI 6014 verfügt. Über diese und das Messprogramm GoldExI erfolgt die Ansteuerung einer akkubetriebenen Stromquelle, welche die Einkühlmagnetfeldspule im Probenhalter versorgt. Darüber hinaus wurden über die Messkarte und einen in die Zuleitung integrierten RC -Tiefpassfilter mit einer Abschneidefrequenz von etwa 100 Hz Zeitspuren des Ausgangssignals der SQUID-Elektronik aufgenommen.

Für die Rauschmessungen wurde das Ausgangssignal der SQUID-Elektronik entweder ebenfalls auf die Messkarte gegeben (ungefiltert) und durch den LabVIEW-Spektrumsanalysator (LVSA) ausgewertet oder auf den Hardware Signal Analysator HP 35665A gegeben.

In der Abbildung nicht dargestellt ist der Lakeshore 340 Temperatur Controller, welcher die Temperatur überwachte und regelte. Zum Auslesen des PT 100-Sensors und zum Anschluss des Heizers, wurde dieser über eine Adapterbox mit den bestehenden Anschlüssen des ursprünglichen PI¹³-Reglers verbunden. Bei der Überprüfung der Kalibrierung des PT 100 in flüssigem Stickstoff ($T_{\text{Sdp.}} = 77,35$ K bei $p = 1013,25$ hPa, Siedepunktserniedrigung durch Druckabnahme wurde berücksichtigt) wurde festgestellt, dass die angezeigte Temperatur um ≈ 320 mK zu hoch war.

¹³Proportional-Integral (PI)

Im Folgenden wird trotzdem die angezeigte Temperatur angegeben, da der Offset bei den meisten Messungen vernachlässigbar ist.

Im Laufe der Arbeit wurde das LabVIEW-Programm REMsoft mehrmals angepasst und ergänzt: So war eine Anpassung auf eine neuere LabVIEW-Version nötig und die Bildaufnahme-VI wurde optional von zwei auf drei Kanäle erweitert, um auch die Phaseninformation des Lock-in-Verstärkers abspeichern zu können, wodurch es möglich war diese nachträglich in den Bildern anzupassen. Die Sub-VI Linescan wurde für die Aufnahme von detaillierteren Vortex-Linescans um die Möglichkeit ergänzt, über mehrere hintereinander aufgenommene Linescans zu mit-teln.

Für weitere Informationen über den Aufbau und die Funktionsweise eines TTREMs sei unter anderem auf [25, 69] verwiesen.

4.3.2. Signalentstehung im TTREM

Im Rasterelektronenmikroskop wird die Probe mit dem Elektronenstrahl lokal bestrahlt und die globale Antwort auf diesen Beschuss mit Elektronen, meist ist dies die Ausbeute an Sekundär- und Rückstreu-elektronen, wird durch einen entsprechenden Detektor bestimmt. Durch Abrastern der gesamten Probenoberfläche erhält man nach und nach eine vollständige Abbildung der Probe.

Die Signalentstehung im TTREM entspricht ebenfalls diesem Grundprinzip: Der Elektronenstrahl erzeugt an der Position (x, y) eine kleine, lokale Störung und die globale Antwort der kontaktierten Probe auf diese lokale Störung wird als bildgebendes Signal verwendet und der Position (x, y) zugeordnet.

Die Elektronen des Strahls wechselwirken mit dem Probenmaterial durch Streuprozesse. Es bildet sich eine von der Beschleunigungsspannung U_B , dem Strahlstrom I_{Strahl} und dem Probenmaterial abhängige Streu-vertei-lung aus, die sogenannte Streubirne, vergleiche Abbildung 6.17 auf Seite 150. Die räumliche Auflösung beim TTREM ist durch die Ausdehnung der lokalen Störung begrenzt, welche größer ist als der Elektronenstrahl-durchmesser und bei $\approx 1 - 2 \mu\text{m}$ [69] liegt. Die Energie der gestreuten Elektronen wird in Wärme umgewandelt, wodurch eine lokale Temperaturerhöhung der Probe hervorgerufen wird. Dadurch verursachte Änderungen von temperaturabhängigen Größen, wie zum Beispiel dem Wi-

derstand R oder dem kritischen Strom I_c , der Probe können mit dem TTREM abgebildet werden.

Beim TTREM wird ausgehend von der Entstehung zwischen zwei Signalarten unterschieden: Die Signale, welche auf die erzeugte Erwärmung zurück zu führen sind, werden als ΔT -Signale bezeichnet. Durch die in die Probe eingebrachten Elektronen, was einem Strom entspricht, werden Strahlstromsignale hervorgerufen.

4.3.2.1. Strahlstromsignale

Der vom Elektronenstrahl eingebrachte Strahlstrom I_{Strahl} fließt über die Probe ab, wobei durch die endliche Induktivität der SQUIDS eine Flussänderung erzeugt wird, welche vom SQUID detektiert wird und damit als sichtbares Signal erscheint. Der Strahlstrom fließt sowohl in als auch entgegen des Uhrzeigersinns um den SQUID-Schlitz und über beide Josephson-Kontakte ab, sodass sich je nach Position der Bestrahlung und der Probengeometrie eine positive und negative Flussänderung ergibt. Welche der beiden überwiegt, hängt vom Verhältnis des zurückgelegten Weges der abfließenden Ströme ab. Wird die Schlitzoberkante des SQUIDS bestrahlt und der symmetrisch abfließende Strom erzeugt betragsmäßig die gleiche Flussänderung, so ist kein Schlitzsignal sichtbar, da sich die beiden Anteile aufheben. Die durch den Strahlstrom hervorgerufene Flussänderung nimmt linear mit dem Strahlstrom zu.

Die am Rand des SQUID-Washers auftretenden Washer-Randsignale sind laut [95] zu groß, als dass sie allein durch den abfließenden Strahlstrom verursacht werden könnten. Vermutlich werden an Oberflächendefekten im Substratmaterial SrTiO_3 Elektronen-Loch-Paare erzeugt, welche an den Filmrändern zum Stromfluss beitragen. Die Oberflächendefekte lassen sich vermutlich auf das Argon-Ionenstrahlätzen zurückführen, da nasschemisch geätzte Proben fast keine Washer-Randsignale zeigten. Um die unerwünschten Randsignale zu reduzieren, wurde versucht, die nach dem Argon-Ionenstrahlätzen erzeugte Defektschicht im STO bei Probe B 664 mit Flusssäure zu entfernen, siehe Abschnitt 3.3.3.2.

4.3.2.2. ΔT -Signale

Die lokale durch den Elektronenstrahl hervorgerufene, maximale Temperaturerhöhung ΔT_{max} lässt sich im Bereich von 77 K über

$$\Delta T_{\max} = \frac{3P_0}{2\pi\kappa R} \quad (4.14)$$

berechnen [69]. Die deponierte Elektronenstrahlleistung $P_0 = U_B I_{\text{Strahl}}$ ergibt sich mit einer Beschleunigungsspannung $U_B = 10 \text{ kV}$ und einem Strahlstrom $I_{\text{Strahl}} = 3,5 \text{ nA}$ zu $35 \mu\text{W}$. Mit einer Wärmeleitfähigkeit für STO von $\kappa(77 \text{ K}) \approx 17,4 \text{ Wm/K}$ und der mittleren Elektronenreichweite $R \approx 0,5 \mu\text{m}$ lässt sich so eine maximale Temperaturerhöhung $\Delta T_{\max} \approx 1,9 \text{ K}$ abschätzen.

Besitzt das SQUID eine endliche Magnetisierung, sprich ist das mittlere Magnetfeld im Supraleiter vom äußeren Magnetfeld verschieden, so fließen am Rand der supraleitenden Probe Abschirmströme. Durch die lokale Temperaturerhöhung $\Delta T(x, y)$ ändert sich die temperaturabhängige London'schen Eindringtiefe $\lambda_L(T)$, gemäß Gleichung (2.4), sodass sich die Abschirmströme umverteilen, wodurch eine magnetische Flussänderung im SQUID und somit ein ΔT -Signal entsteht. Die ΔT -Signale treten hauptsächlich in der Nähe des SQUID-Schlitzes auf, da die verursachten Flussänderungen nur dort einen nennenswerten Einfluss besitzen.

Eine Unterdrückung der ΔT -Schlitzsignale ist durch eine Anpassung des äußeren Magnetfeldes möglich, sodass das SQUID nur noch eine minimale Magnetisierung besitzt.

4.3.3. Abbildungsverfahren zur Vortex-Abbildung

Um Flussquanten mit dem TTREM abbilden zu können, werden SQUIDs benötigt, welche zum einen als supraleitende Probe fungieren, in welchen sich die Flussquanten befinden und zum anderen werden sie als sehr sensible Detektoren zum Messen der auftretenden Flussänderungen verwendet. Das zur Flussquantenabbildung verwendete Abbildungsverfahren ist in [95] ausführlich beschrieben und macht es sich zu Nutze, dass Vortices aus Abschirmströmen bestehen. Folglich kann über den Signalentstehungsmechanismus der ΔT -Signale, zu denen damit die Vortex-Signale gehören, eine Abbildung von Flussquanten erfolgen.

In Abbildung 4.9 ist der Signalentstehungsmechanismus der Vortexabbildung schematisch veranschaulicht. In 1) ist gezeigt, dass ein im SQUID-Washer gepinnter Vortex einen Streufluss Φ in den SQUID-Schlitz ein koppelt. Wird nun ein Elektronenstrahl von rechts nach links über den Vortex hinweg geführt, so ergeben sich für ausreichend große Abstände

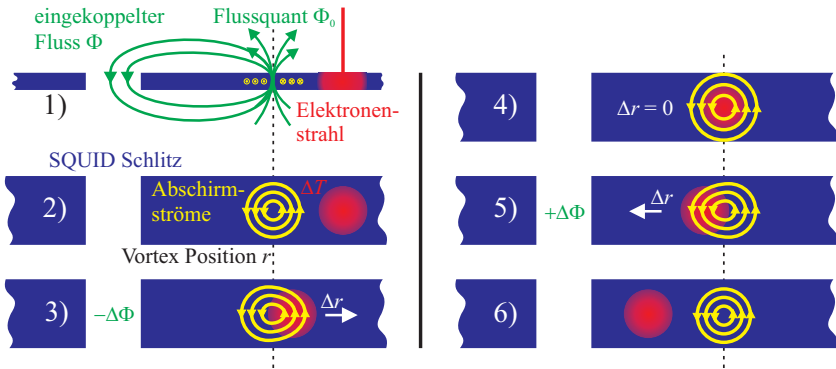


Abb. 4.9.: Prinzip der Signalentstehung bei der Vortex-Abbildung: 1) Seitenansicht: Streufluss koppelt in den SQUID-Schlitz ein. 2)-6): Draufsicht: Der von rechts nach links über das Flussquant rasternde Elektronenstrahl erzeugt eine virtuelle Verschiebung Δr , wodurch sich eine Flussänderung im SQUID ergibt.

zwischen Vortex und dem Bereich der lokalen Störung keine Änderungen des eingekoppelten Flusses 2). Erst wenn der Bereich der Abschirmströme erreicht wird, kommt es durch die Temperaturerhöhung des Elektronenstrahls zu einer lokalen Vergrößerung der temperaturabhängigen London'schen Eindringtiefe $\lambda_L(T)$. Dies führt zu einer Umverteilung der um den Vortex fließenden Abschirmströme. Diese macht sich in einer maximalen virtuellen Verschiebung Δr des Vortex in Richtung des Elektronenstrahls bemerkbar, was in 3) zu einer vom SQUID detektierten Änderung des magnetischen Flusses im SQUID-Schlitz führt. In 4) wird der Vortex zentral vom Elektronenstrahl bestrahlt, wodurch eine gleichmäßige Ausdehnung der Abschirmströme zu allen Seiten erfolgt und somit keine Verschiebung auftritt. Wird der Strahl in 5) weiter über den Vortex geführt, so erfolgt eine virtuelle Verschiebung Δr in die entgegengesetzte Richtung und es ergibt sich eine Flussänderung mit umgekehrtem Vorzeichen als der in 3) gemessenen. Das Teilbild 6) entspricht dann wieder dem Fall 2). Die virtuelle Verschiebung weg vom Schlitz führt zu einer negativen Flussänderung, wohingegen bei einer Verschiebung in Richtung des Schlitzes eine positive Flussänderung detektiert wird. Somit zeigt sich ein Vortex in Form eines bipolaren Signals bei der Abbildung

im TTREM.

Für die im SQUID-Schlitz hervorgerufene maximale Flussänderung $\Delta\Phi$ gilt [53]:

$$\Delta\Phi(\vec{r}) = \frac{\partial\Phi(\vec{r})}{\partial r} \cdot \Delta r . \quad (4.15)$$

Damit wird die Signalstärke $\Delta\Phi$ von der virtuellen Verschiebung Δr und der Kopplungsstärke $\Phi_r(\vec{r}) = \partial\Phi(\vec{r})/\partial r$ bestimmt. Die virtuelle Verschiebung Δr ist von der lokalen Temperaturänderung ΔT abhängig, welche unabhängig vom Ort ist. Eine Ortsabhängigkeit ergibt sich durch die Kopplungsstärke $\Phi_r(\vec{r})$, welche ausgehend vom SQUID-Schlitz hin zum Washer-Rand stark abnimmt. Die Kopplungsstärke ist der Grund, warum die Vortex-Signalstärke immer kleiner wird, je weiter die Flussquanten vom SQUID-Schlitz entfernt sind. Eine quantitative Beschreibung der virtuellen Vortex-Verschiebung Δr ist in Abschnitt 2.4 beschrieben.

Weitere Arbeiten, in welchen das Abbildungsverfahren beschrieben ist, sind [33, 94, 105, 177].

Kapitel 5.

Ergebnisse I: Charakterisierung der Probe B 664 und Optimierung der Rauschmessungen

Im folgenden Kapitel werden die Messergebnisse der Probe B 664 dargestellt und diskutiert. Im anschließenden Vergleich mit den Ergebnissen der Probe B 663 aus [5] geht es hauptsächlich um eine mögliche Verbesserung der SQUID-Eigenschaften in Bezug auf den zusätzlichen Ätzschritt mit Flußsäure.

5.1. Transportmessungen B 664

Nach der Herstellung wurden die wesentlichen Eigenschaften der SQUIDs durch die Messungen von $I(V)$ -Kennlinien, $I_c(B)$ -Kennlinien und $V(\Phi)$ -Kennlinien bestimmt. Diese Messungen liefern wichtige SQUID-Parameter wie beispielsweise das $I_c R_n$ -Produkt, die Modulationstiefe ΔI_c des kritischen Stroms und den maximalen Spannungshub V_{pp} . Die Transportmessungen dienen in erster Linie dazu, geeignete SQUIDs für die weiteren Messungen zu ermitteln.

Bei der Charakterisierung zeigte sich, dass die SQUIDs 11 bis 14 keine Funktion aufwiesen, was nicht überraschend war, da der Dünnsfilm B 664 im Bereich dieser SQUIDs eine sehr stark zerkratzte Oberfläche besaß. Bei der Dünnsfilmherstellung in Augsburg ist beim Ablösen des Substrats das verwendete Skalpell über den Dünnsfilm geschabt [156] und hat tiefe Kratzer hinterlassen, welche, wie sich zeigte, nicht auf die Goldschicht beschränkt waren.

Im Folgenden werden die durchgeführten Messungen und die daraus bestimmten Parameter erklärt. Stellvertretend für alle SQUIDs sind in Abbildung 5.1 die einzelnen Kennlinien von SQUID B 664-02 gezeigt. Das entsprechende SQUID-Design ist in Abbildung 3.6 auf Seite 52 zu sehen.

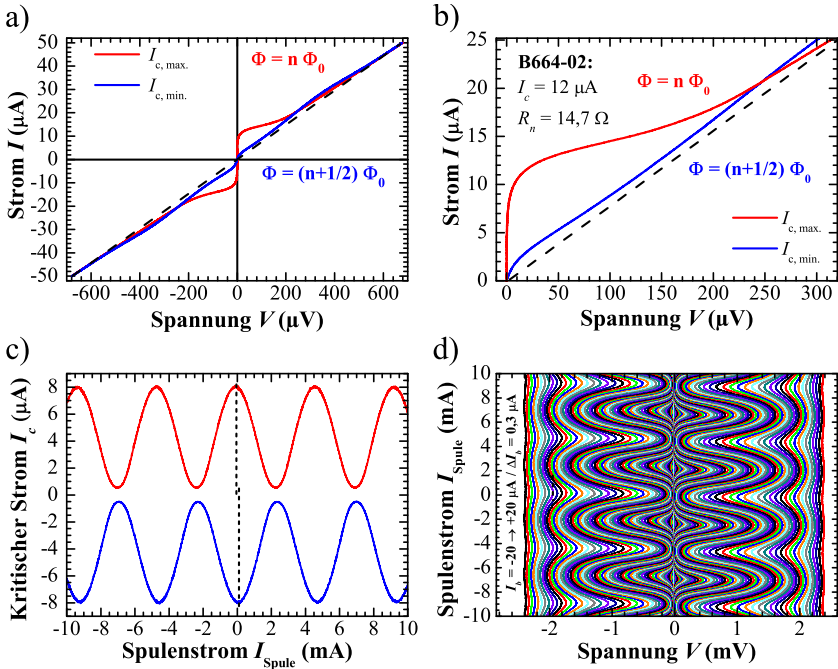


Abb. 5.1.: *Transportmessungen von SQUID B 664-02: a) $I(V)$ -Kennlinie bei ganz- und halbzahigen Vielfachen von Φ_0 , b) Vergrößerte Darstellung des positiven Astes der $I(V)$ -Kennlinien, c) $I_c(B)$ -Kennlinien für positive und negative kritischen Strom, d) $V(\Phi)$ -Kennlinien: Beginnend bei $-20 \mu\text{A}$ wurde der Speisestrom I_b jeweils um $0,3 \mu\text{A}$ erhöht, bis zum Endwert von $+20 \mu\text{A}$.*

5.1.1. $I(V)$ -Kennlinien

Die $I(V)$ -Kennlinie gibt den Verlauf der SQUID-Spannung in Abhängigkeit vom angelegten Speisestrom I_b wieder. Aus ihr lassen sich der

kritische Strom I_c und der normalleitende Widerstand R_n des SQUIDS bestimmen. Es wurden zwei $I(V)$ -Kennlinien (IVC s) bei Flusszuständen von ganz- und halbzahligen Vielfachen von Φ_0 aufgenommen. Dazu wurden Magnetfelder angelegt, bei denen sich in der $V(\Phi)$ -Kennlinie ein Minimum beziehungsweise ein Maximum ergab. Die beiden Kennlinien sind in Abbildung 5.1 a) und b) dargestellt.

Der normalleitende Widerstand R_n wurde aus der inversen Steigung der Kennlinie im näherungsweise linearen Bereich bei hohen Speiseströmen I_b ermittelt. Die Widerstände R_n hatten Werte von $8\ \Omega$ bis $27\ \Omega$. Somit sind die SQUIDS recht hochohmig, was für ein großes $I_c R_n$ -Produkt spricht.

SQUID	$I_{c, g}$ (μA)	R_n (Ω)	$I_c R_n$ (μV)	β_L ΔI_c	L_{I_c} (pH)	L_{3D} (pH)	V_{pp} (μV)	V_Φ ($\frac{\mu\text{V}}{\Phi_0}$)
B 664-01	8,5	18,2	154,7	0,79	192	12	73	229
B 664-02	12	14,7	176,4	0,08	14	12	117	369
B 664-03	7	23,4	163,8	1,52	448	34	41,9	132
B 664-04	4,5	26,6	119,7	0,08	38	34	63,5	200
B 664-05	3,5	27,2	95,2	0,62	368	97	18,3	57
B 664-06	4,5	24,5	110,3	1,25	576	97	26,4	83
B 664-07	16	12,6	201,6	0,37	47	42	86,9	273
B 664-08	9,5	17,7	168,2	0,67	146	42	78,6	247
B 664-09	6	23,1	138,6	0,17	58	41	78,4	246
B 664-10	7	22,4	156,8	0,11	32	41	86,5	272
B 664-11/12	—	—	—	—	—	96	—	—
B 664-13/14	—	—	—	—	—	33	—	—
B 664-15	22	10,5	231,0	0,60	57	12	132	415
B 664-16	28	8,0	224,0	0,21	16	12	130	407

Tab. 5.1.: *Ergebnisse der Transportmessungen B 664:* Dargestellt sind die wichtigsten Parameter der SQUIDS von Probe B 664. Nähere Erläuterungen finden sich im Text.

Der kritische Strom I_c , bei welchem erstmals eine Spannung über das

SQUID abfällt, kann im Bereich kleiner thermischer Fluktuationen ($\Gamma \ll 1$) durch ein geeignetes Spannungskriterium bestimmt werden. Bedingt durch thermisches Rauschen zeigen die bei $T = 77$ K gemessenen Kennlinien allerdings eine deutliche Rauschverrundung im Bereich von I_c , wodurch dessen Bestimmung erschwert wurde. Der ungestörte Kennlinienverlauf wurde abgeschätzt, indem oberhalb der Rauschverrundung eine Gerade grafisch an die Kennlinie angepasst wurde und deren Schnittpunkt mit der Ordinatenachse wurde dann als grafisch ermittelter, kritischer Strom $I_{c,g}$ verwendet. Dabei dürfte es sich um untere Grenzwerte handeln, da der tatsächliche Wert von I_c etwas höher sein dürfte. Für die SQUIDs ergaben sich so kritische Ströme von 3,5 bis $28 \mu\text{A}$. Die Kontaktfläche betrug $0,4 \mu\text{m}^2$, sodass dies kritischen Stromdichten von maximal $j_c = 7000 \text{ A/cm}^2$ entspricht.

In Tabelle 5.1 sind die kritischen Ströme I_c , die normalleitenden Widerstände R_n und die charakteristischen Spannungen $V_c = I_c R_n$ von allen SQUIDs der Probe B 664 aufgeführt. Für die SQUIDs ergaben sich charakteristische Spannungen bis zu $231 \mu\text{V}$.

5.1.1.1. Smoluchowski Fit

Mit Hilfe des Fit- und Simulationsprogramms Smoluchowski IVC Calculator - 1.0 [169] wurde versucht den kritischen Stroms der SQUIDs zu bestimmen. Das Programm passt die $I(V)$ -Kennlinie an das RSJ -Modell eines stark gedämpften Kontakts ($\beta_C \ll 1$) unter Berücksichtigung von thermischen Fluktuationen iterativ an. Eigentlich ist es für Einzelkontakte gedacht, kann aber auch bei SQUIDs brauchbare Ergebnisse liefern. Alternativ kann das Programm auch Kennlinien anhand von vorgegebenen Parametern berechnen.

Die gemessenen $I(V)$ -Kennlinien wichen teilweise erkennbar von den angepassten Kurvenverläufen des Einzelkontaktes ab. Grund hierfür ist, dass nur für den Grenzfall kleiner Induktivitäten $L/L_{\text{th}} \rightarrow 0$ und Kapazitäten $\beta_C \rightarrow 0$ die berechnete Einzelkontakt-Kennlinie der Kennlinie eines SQUIDs entspricht [7]. Die normierte Induktivität

$$\frac{L}{L_{\text{th}}} = \frac{L \cdot 4\pi k_B T}{\Phi_0^2} = \Gamma \cdot \beta_L \quad (5.1)$$

ergibt aus der SQUID-Induktivität L und der thermischen Induktivität L_{th} . Da einige SQUIDs eine ausgeprägte LC -Resonanz aufwiesen, ver-

gleiche Abschnitt 5.1.1.2, treffen die Annahmen auf diese SQUIDs nicht zu, was sich in einer deutlichen Unterschätzung von $I_{c, \text{Fit}}$ und Γ_{Fit} bemerkbar macht.

In Tabelle 5.2 sind neben den grafisch bestimmten $I_{c, g}$ -Werten die Fit-Parameter I_c , R_n und $I_c R_n$ aufgeführt. Der Parameter Γ_{I_c} wurde über den $I_{c, \text{Fit}}$ -Wert und der bekannten $T = 77 \text{ K}$ gemäß Gleichung (2.39) berechnet.

SQUID	$I_{c, g}$ (μA)	$I_{c, \text{Fit}}$ (μA)	$R_{n, \text{Fit}}$ (Ω)	$I_c R_{n, \text{Fit}}$ (μV)	Γ_{I_c}
B 664-01	8,5	8,88	16,82	149,4	0,73
B 664-02	12	11,94	14,03	167,5	0,54
B 664-03	7	7,53	21,39	161,1	0,86
B 664-04	4,5	4,74	25,84	122,5	1,36
B 664-05	3,5	4,06	26,55	107,8	1,59
B 664-06	4,5	5,08	23,64	120,1	1,27
B 664-07	16	15,18	11,79	178,9	0,43
B 664-08	9,5	8,67	16,54	143,4	0,75
B 664-09	6	5,54	22,18	122,9	1,17
B 664-10	7	5,98	21,52	128,7	1,08
B 664-15	22	21,92	10,26	224,8	0,29
B 664-16	28	29,18	8,26	241,0	0,22

Tab. 5.2.: *Ergebnisse des Smoluchowski-Fits für B 664:* Neben dem grafisch abgeschätzten $I_{c, g}$ sind die vom Fit-Programm bestimmten Werte sowie der über die Temperatur und $I_{c, \text{Fit}}$ berechnete Γ_{I_c} -Wert angegeben.

5.1.1.2. LC-Resonanz

In den bisherigen Betrachtungen wurde von einem $\beta_C = 0$ ausgegangen und die Kontaktkapazität C vernachlässigt. Bei einigen SQUIDs trat in den $I(V)$ -Kennlinien eine deutlich ausgeprägte LC-Resonanz auf, sodass dies nicht für alle SQUIDs hinlänglich erfüllt war. Die LC-Resonanz äü-

ßert sich in der $I(V)$ -Kennlinie, die bei einem Vielfachen eines halbzahli- gen Flussquants aufgenommen wurde, in Form von Stromüberhöhungen, welche bei der Spannung V_s liegen. Dadurch kann es zu Überschneidungen der $I(V)$ -Kennlinien kommen, wie dies in Abbildung 5.2 anhand von SQUID B 664-10 zu sehen ist.

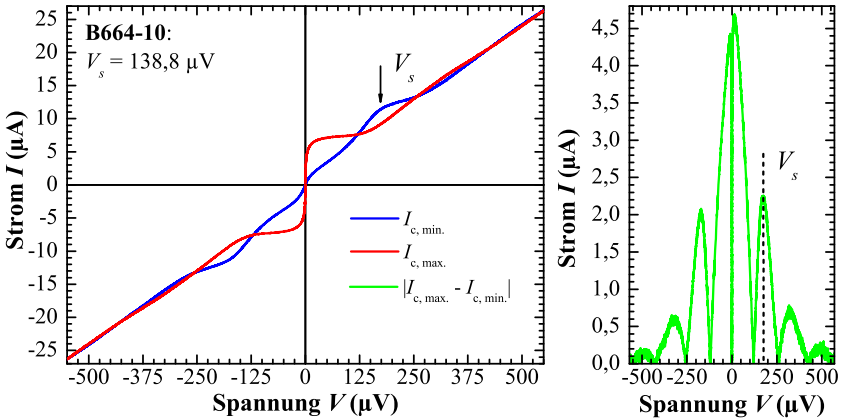


Abb. 5.2.: LC-Resonanz von SQUID B 664-10: Im linken Diagramm sind die $I(V)$ -Kennlinien, welche deutliche Merkmale einer LC-Resonanz aufweisen, abgebildet. Rechts ist der Betrag der Differenz der Kennlinien dargestellt. Die Spannung V_s befindet sich an der Position des zweiten Maximums.

Die LC-Resonanz im dc SQUID werden durch einen LC-Parallelschwingkreis ausgelöst, welcher sich durch die Ringinduktivität L und die endlichen Kapazitäten C der Josephson-Kontakte bildet. Darüber hinaus können beim verwendeten Substratmaterial STO mit seiner hohen Dielektrizitätskonstante $\epsilon_r = 1930$ bei $T = 77 \text{ K}$ parasitäre Kapazitäten auftreten, welche einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss besitzen [49].

Über die LC-Resonanz kann der Stewart-McCumber-Parameter β_C und die Kapazität C abgeschätzt werden [192, Seite 26f]. Dazu wird von einer vernachlässigbaren Dämpfung R_D ausgegangen, sodass man aus der Resonanzfrequenz $\omega_{\text{LC}} = \sqrt{2/LC}$ des Schwingkreises und der zweiten Josephson-Gleichung (2.20) eine Abschätzung für die Spannung V_s erhält:

$$V_s = \Phi_0 \cdot f_{\text{LC}} = \frac{\Phi_0}{2\pi} \omega_{\text{LC}} = \frac{\Phi_0}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{LC}}. \quad (5.2)$$

Einsetzen der Definition von β_C liefert:

$$V_s = \sqrt{\frac{\Phi_0 I_0 R^2}{\pi L \beta_C}} \quad \Rightarrow \quad \beta_C = \frac{\Phi_0 I_0 R^2}{\pi L V_s^2} = \frac{2(I_0 R)^2}{\pi \beta_L V_s^2}. \quad (5.3)$$

Bei $I(V)$ -Kennlinien mit sichtbarer LC -Resonanz wurde mit Gleichung (5.3) der Stewart-McCumber-Parameter β_C bestimmt. Die Spannung V_s wurde an der Position des zweiten Maximums der Betragsdifferenz der beiden Kennlinien abgelesen, wie in Abbildung 5.2 dargestellt.

In der Tabelle 5.3 sind für die SQUIDs mit LC -Resonanzen alle für die Berechnung notwendigen Parameter und die Stewart-McCumber-Parameter β_C und die Kapazitäten C aufgeführt. Die berechneten β_C -Werte lagen zwischen 0,14 und 7,45. Somit ergeben sich entsprechende Kapazitäten im Bereich von 8 bis 349 fF.

SQUID	I_0 (μA)	R (Ω)	β_L ΔI_c	V_s (μV)	β_C	C (fF)
B 664-01	4,25	36,4	0,79	366,0	0,14	8
B 664-02	6	29,4	0,08	390,4	1,65	104
B 664-07	8	25,2	0,37	124,3	4,56	296
B 664-08	4,75	35,4	0,67	144,9	1,28	71
B 664-09	3	46,2	0,17	147,5	3,33	171
B 664-10	3,5	44,8	0,11	138,8	7,45	349
B 664-15	11	21	0,60	323,5	0,54	37
B 664-16	14	16	0,21	336,1	1,33	122

Tab. 5.3.: Ergebnisse der Transportmessungen B 664 - LC -Resonanz: Die aufgeführten SQUIDs zeigten Merkmale einer LC -Resonanz, sodass für diese SQUIDs die Parameter β_C und C abgeschätzt werden konnten.

Der Stewart-McCumber-Parameter β_C ist teilweise doch deutlich größer als 1, sodass die Vorgabe für nicht-hysteretische $I(V)$ -Kennlinien von $\beta_C \lesssim 1$ [106] nicht mehr erfüllt ist. Bei den untersuchten SQUIDs konnte jedoch keine Hysterese in den $I(V)$ -Kennlinien festgestellt werden. Ein Grund hierfür kann die aufgetretene Rauschverrundung sein, welche eine

schwache Hysterese überlagern kann, sodass diese nicht mehr sichtbar ist. Entsprechende numerische Simulationen zeigen, dass eine bei $\beta_C = 3$ auftretende Hysterese bereits bei einem Rauschparameter $\Gamma = 0,1$ nicht mehr als solche zu erkennen ist [23, 174].

5.1.2. $I_c(B)$ -Kennlinien

Für die Messung der $I_c(B)$ -Kennlinien wurde der in GoldExI integrierte Algorithmus verwendet, welcher anhand eines Spannungskriteriums den kritischen Strom I_c in Abhängigkeit von der externen, magnetischen Flussdichte B_{ext} bestimmt. Das Spannungskriterium wurde etwas größer gewählt als das Spannungsrauschen im spannungsfreien Bereich einer ohne Mittelungen aufgenommenen $I(V)$ -Kennlinie war. Für die SQUIDS wurden typischerweise Kriterien von 1 bis $5 \mu\text{V}$ gewählt, lediglich bei SQUID 06 war ein Spannungskriterium von $20 \mu\text{V}$ erforderlich. Die Rauschverrundung der $I(V)$ -Kennlinien machte es teilweise schwierig geeignete Spannungskriterien zu finden, um möglichst die volle Modulationstiefe ΔI_c zu bestimmen. Die $I_c(B)$ -Kennlinien wurden jeweils für positive und negative Speiseströme I_b aufgenommen, vergleiche Abbildung 5.1 c).

Über die Flussdichte-Strom-Beziehung (4.2) lässt sich die magnetische Flussdichte B_{ext} bestimmen: Ein Spulenstrom $I_{\text{Spule}} = 1 \text{ mA}$ entspricht einer Flussdichte $B_{\text{ext}} = 8,98 \mu\text{T}$.

Durch die unterschiedliche Größe der verschiedenen SQUID-Designs waren für eine Flussänderung von einem Φ_0 Spulenströme I_{Spule} von 0,26 bis 5 mA erforderlich. Die Modulationstiefe des kritischen Stroms ΔI_c variierte bei den SQUIDS von 0,5 bis $19,5 \mu\text{A}$.

5.1.2.1. Abschirmparameter β_L

Aus dem Verhältnis der Modulationstiefe ΔI_c zum maximalen kritischen Strom $I_{c,\text{max}}$ lässt sich der Abschirmparameter oder Induktivitätsparameter β_L bestimmen. Denn für $\beta_L \gg 1$ nimmt $\Delta I_c/I_{c,\text{max}}$ mit $1/\beta_L$ ab [22]. Für $\beta_L = 1$ moduliert der kritische Strom gerade bis zur Hälfte des maximalen kritischen Stroms. Um auch kleine β_L -Werte genau bestimmen zu können, wurde die in [22] dargestellte Beziehung zwischen β_L und $\Delta I_c/I_{c,\text{max}}$ angefitet. Mit der Fitfunktion wurden aus den $\Delta I_c/I_{c,\text{max}}$ -Verhältnissen der Parameter β_L bestimmt. Gemäß Gleichung (2.33) er-

gibt sich daraus die SQUID-Induktivität L zu

$$L \equiv \frac{\beta_L \Phi_0}{2I_0}.$$

Unter der Annahme, dass die beiden Josephson-Kontakte des SQUIDs identisch sind, wurde für den kritischen Strom I_0 des Einzelkontakts der halbe Wert des grafisch bestimmten $I_{c,g}$ verwendet. Da in diesem Fall sich der kritische Strom des Einzelkontakts I_0 gerade als die Hälfte des kritischen Stroms des SQUIDs I_c ergibt. Der Normalwiderstand des SQUIDs $R_n = R/2$ ist gerade halb so groß wie der Widerstand des Einzelkontakts, da für die charakteristische Spannung $V_c = I_c R_n = I_0 R$ gilt. Die über ΔI_c bestimmten β_L -Werte und die mit $I_{c,g}$ berechneten L_{I_c} -Werte sind in Tabelle 5.1 angegeben.

Die Induktivitäten L der SQUIDs wurden, wie in Abschnitt 3.2 erwähnt, auch mit dem Simulationsprogramm 3D-MLSI berechnet [155], wobei eine London'sche Eindringtiefe $\lambda_L(T) = 205 \text{ nm}$ angenommen wurde. Die simulierten Induktivitäten L_{3D} sind ebenfalls in der Tabelle 5.1 aufgeführt. Der Vergleich der unterschiedlich bestimmten L -Werten zeigt ein sehr gemischtes Bild. Teilweise stimmen die Werte sehr gut überein, andererseits treten aber Abweichungen von mehr als einer Größenordnung auf. Wodurch diese starke Abweichung zustande kommt, ist nicht ersichtlich. Es konnte kein Zusammenhang mit der Größe des kritischen Stroms, dem gewählten Spannungskriterium oder der simulierten Induktivität festgestellt werden.

Aus der Verschiebung der $I_c(B)$ -Kennlinien entlang der Flussachse lässt sich eine Aussage über auftretende Asymmetrien im SQUID treffen. Dazu wird die Verschiebung der Maxima relativ zueinander ins Verhältnis zur Modulationsperiode von einem Φ_0 gesetzt. Bei bekanntem β_L lässt sich dann gemäß der Gleichung (2.36) mit der relativen Verschiebung $\Delta\Phi/\Phi_0$ der Asymmetrieparameter α_{IL} bestimmen:

$$\alpha_{IL} = (\alpha_I + \alpha_L) = \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} \cdot \frac{1}{\beta_L}. \quad (5.4)$$

Die durch eine Asymmetrie in den kritischen Strömen oder den Induktivitäten des SQUIDs verursachte Verschiebung erfolgt in dieselbe Richtung. Beim in Abbildung 5.1 gezeigten SQUID B 664-02 ergibt sich beispielsweise ein Asymmetrieparameter von $\alpha_{IL} = 0,3$.

5.1.3. $V(\Phi)$ -Kennlinien

Die $V(\Phi)$ -Kennlinien-Scharen, siehe Abbildung 5.1 d), ermöglichen die Bestimmung des maximalen Spannungshubs V_{pp} und die Abschätzung der zu erwartenden Transferfunktion V_Φ in Abhängigkeit vom Speisestrome I_b . Die Kennlinie mit dem maximalen Spannungshub gibt den optimalen Speisestrom für eine maximale Sensitivität des SQUIDs an. Bei den SQUIDs ergaben sich Spannungshübe V_{pp} von 18,3 bis 132 μV .

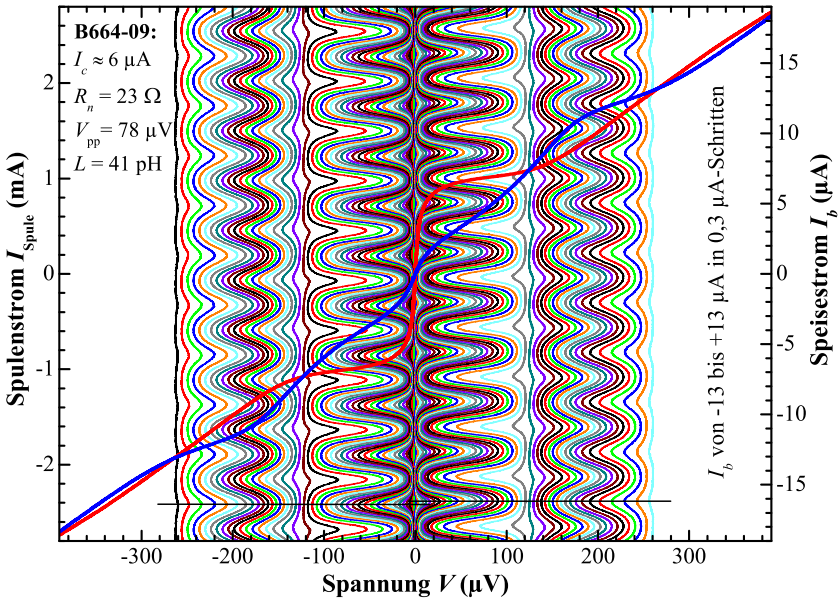


Abb. 5.3.: $I(V)$ - und $V(\Phi)$ -Kennlinien von SQUID B 664-09: Überlagerte Abbildung der $V(\Phi)$ -Kennlinien-Schar mit auf der linken Ordinatenachse aufgetragenem Spulenstrom I_{Spule} und der beiden $I(V)$ -Kennlinien mit auf der rechten Ordinatenachse aufgetragenem Speisestrom I_b . Die IVCs sind für ganzzahlige (rot) und halbzahlige (blau) Vielfache eines Flussquants dargestellt.

Für sinusförmige $V(\Phi)$ -Kennlinien kann aus dem Spannungshub V_{pp} die Transferfunktion V_Φ mit

$$V_\Phi \approx \frac{\pi \cdot V_{pp}}{\Phi_0} \quad (5.5)$$

abgeschätzt werden. Bei den gemessenen Kurvenscharen ergaben sich abgeschätzte Transferfunktionen V_Φ von 57,4 bis 414,7 $\mu\text{V}/\Phi_0$. Die Spannungshübe V_{pp} und Transferfunktionen V_Φ der SQUIDs sind ebenfalls in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Der Zusammenhang zwischen den $I(V)$ -Kennlinien und den $V(\Phi)$ -Kennlinien ist in Abbildung 5.3 anhand der Messungen von SQUID 09 dargestellt. Das SQUID zeigt eine deutliche LC -Resonanz, was sich im mehrfachen Überschneiden der IVC s äußert. In der überlagerten Darstellung ist gut zu sehen, dass an den Schnittpunkten der IV -Kennlinien keine Modulation der Spannung in der entsprechenden $V(\Phi)$ -Kennlinie auftritt. Nach einer Überschneidung dreht sich die Modulation der $V(\Phi)$ -Kennlinien um. Die dargestellten $V(\Phi)$ -Kennlinien wurden bis zu einer Spannung von ungefähr 260 μV gemessen. In den $V(\Phi)$ -Kennlinien tritt lediglich eine minimale Flussverschiebung auf, sodass von einem symmetrischen SQUID ausgegangen werden kann.

5.2. Rauschmessungen B 664

Im Anschluss an die Transportmessungen wurde die SQUIDs, welche gute Transporteigenschaften, wie einen großen Spannungshub V_{pp} aufwiesen, auf ihr Rauschen hin untersucht. Dabei wurden vorrangig SQUIDs ausgewählt, deren Design bei der Probe B 663 gute Abbildungseigenschaften besaßen. Dies waren die SQUID-Designs mit mittellangem Schlitz und seitlich liegender Auswölbung, wozu auch die durch den Kratzer auf der Probe zerstörten SQUIDs 13 und 14 zählten.

Die Rauschmessungen wurden hauptsächlich mit den SQUID-Elektroniken von Magnicon (XXF-1 und SEL-1-CS) und im GFK-Badkryostaten durchgeführt. Die pcSQUID™ -Elektronik von Star Cryoelectronics wurde kurzzeitig für Vergleichsmessungen verwendet, nachdem der Magnicon Probenstab für diese Elektronik erweitert wurde. Von SQUID B 664-10 wurden zusätzlich Rauschspektren im TTREM gemessen.

Die gemessenen Rauschspektren müssen einen sehr großen Frequenzbereich von etwa 0,1 Hz oder kleiner bis hin zu 100 kHz umfassen. Dies ist erforderlich, um eine Aussage über den Verlauf des Rauschen sowohl bei niedrigen Frequenzen als auch bei Frequenzen im Bereich der Blank-Frequenz $f_B = 6666$ Hz und der Eckfrequenz $f_{\text{Eck}} \approx 10$ kHz der SQUIDs treffen zu können. Die einzelnen Teilspektren wurden bis zu einer obe-

ren Frequenz von 100 Hz 200-mal gemittelt, bei niedrigeren Frequenzen wurde die Anzahl an Mittelungen auf Grund der schnell zunehmenden Messzeit entsprechend reduziert.

5.2.1. Bestimmung der Transferfunktion und der Systembandbreite

Vor den Rauschmessungen wurde die Transferfunktion V_Φ und die 3 dB-Systembandbreite $f_{3\text{dB}}$ der SQUIDs bestimmt. Aus der am Oszilloskop dargestellten $V(\Phi)$ -Kennlinie wurde der Spannungshub $V_{\text{PP}} = 142\text{ mV}$, die Periodenlänge $V_{\text{periode}} = 0,54\text{ V}/\Phi_0$ und die Steigung der Kennlinie im Arbeitspunkt $y/x = 1,54$ ermittelt. Die angegebenen Werte stammen von Rauschmessung R140, vergleiche Abbildung 5.4, und dienen als konkretes Beispiel. Der Spannungshub des SQUIDs von $V_{\text{pp}} = 71\text{ }\mu\text{V}$ erhält man nach Division von V_{PP} durch den Verstärkungsfaktor $Amp = 2000$ der Elektronik. Mit den Gleichungen (4.6) bis (4.9) von Seite 72 lassen sich die folgenden Parameter berechnen: Mit $I_{\text{Gen}} = 150\text{ }\mu\text{A}$ die inverse Gegeninduktivität $\frac{1}{M_F} = 81\text{ }\mu\text{A}/\Phi_0$.

Die Transferfunktion $V_\Phi = 415\text{ }\mu\text{V}/\Phi_0$.

Mit $M_F = 12,35\text{ }\Phi_0/\text{mA}$ und $R_F = 30\text{ k}\Omega$ die SQUID-Verstärkung $G_S = 1,7 \cdot 10^{-4}$.

Mit $GBP = 550\text{ MHz}$ die 3 dB-Systembandbreite $f_{3\text{dB}} \geq 94\text{ kHz}$.

In Tabelle 5.4 sind die mit den Magnicon SQUID-Elektroniken bestimmten Gegeninduktivitäten M_F zur Feedback-Spule, Spannungshübe V_{pp} und Transferfunktionen V_Φ aufgeführt. Bei SQUID 15 konnten die Parameter nur abgeschätzt werden, da sich mit der Feedback-Spule keine volle Modulationsperiode von einem Φ_0 erzeugen ließ.

Die gemessenen Spannungshübe V_{pp} stimmen sehr gut mit den aus den Transportmessungen erhaltenen Werten überein, siehe Tabelle 5.1 auf Seite 89, sodass davon ausgegangen werden kann, dass die SQUIDs bei den optimalen Speiseströmen betrieben wurden. Die mit den SQUID-Elektroniken bestimmten Transferfunktionen V_Φ lagen durchgehend über denen aus dem Spannungshub abgeschätzten Werten der Transportmessungen.

Bei SQUID 10 unterscheidet sich die Transferfunktion für die positive und negative SQUID-Flanke aufgrund einer geringen Asymmetrie, siehe dazu

SQUID	Messort	M_F (Φ_0/mA)	V_{pp} (μV)	V_Φ ($\mu\text{V}/\Phi_0$)
B 664-03	Kryostat	9,0	41	132
B 664-04	Kryostat	8,8	64	256
B 664-06	Kryostat	27,2	26	92
B 664-08	Kryostat	12,5	75	272
B 664-09	Kryostat	14,0	80	378
B 664-10	Kryostat	14,0	82	475 / 558
	TTREM	12,8	70	246 / 315
B 664-15	Kryostat	$\approx 1,7$	≈ 125	≈ 556

Tab. 5.4.: *Mit den Magnicon Elektroniken ermittelte SQUID-Parameter:* Im Rahmen der Rauschmessungen wurde die Gegeninduktivität M_F zur Feedbackspule, der Spannungshub V_{pp} und die Transferfunktion V_Φ der SQUIDS bestimmt. Bei SQUID 15 war dies nur näherungsweise möglich. Für SQUID 10 ist V_Φ für die positive und negative $V(\Phi)$ -Flanke angegeben.

Abschnitt 5.2.7 weiter unten, weshalb hier V_Φ getrennt für die beiden Flanken angegeben ist.

Der Vergleich zwischen Messungen im Kryostaten und im TTREM bei SQUID 10 zeigt eine leicht veränderte Gegeninduktivität, was sich durch den veränderten Messaufbau erklären lässt. Es fällt auf, dass der Unterschied bei weitem nicht mehr so drastisch ausfällt wie beim ursprünglichen Probenhaltereinsatz mit YBCO-Abschirmung: Bei Messungen mit SQUID B 663-04 ergab sich eine Reduzierung von $\approx 45\%$ zwischen Kryostaten und TTREM [5]. Wohingegen sich nun lediglich eine geringe Abweichung von $\approx 8,6\%$ zeigte. Somit konnte durch die Neukonstruktion der Probenhalterummantelung einer starken Reduzierung der Gegeninduktivität im TTREM entgegen gewirkt werden.

Die deutliche Abnahme des Spannungshubs und der Transferfunktionen beim Übergang ins TTREM ist bei SQUID 10 weniger auf den geänderten Messort, sondern vielmehr auf die Zeitdauer zwischen den Messungen zurückzuführen. In der Zeit von etwa einem Monat degradierte das SQUID doch merklich.

5.2.2. Vergleich von DC- und AC-Messungen

In Abbildung 5.4 sind zwei Rauschspektren von SQUID 08 dargestellt, wobei das eine mit Speisegleichstrom (DC-Bias) und das andere mit aktivierter Bias-Reversal-Technik, sprich Speisewechselstrom (AC-Bias), aufgenommen wurde. Das mit DC-Bias gemessene Spektrum zeigt das für HTSL-SQUIDs typische, zu niedrigen Frequenzen hin zunehmende $1/f$ -Rauschen. Das gezeigte Rauschspektrum flacht bei Frequenzen unterhalb von 100 Hz etwas ab, sodass der Anstieg geringer als die übliche $1/f$ -Abhängigkeit ausfällt. Die eingezeichnete Gerade besitzt eine Steigung von $-1/2$. S_{Φ} fällt somit mit $1/f$ ab.

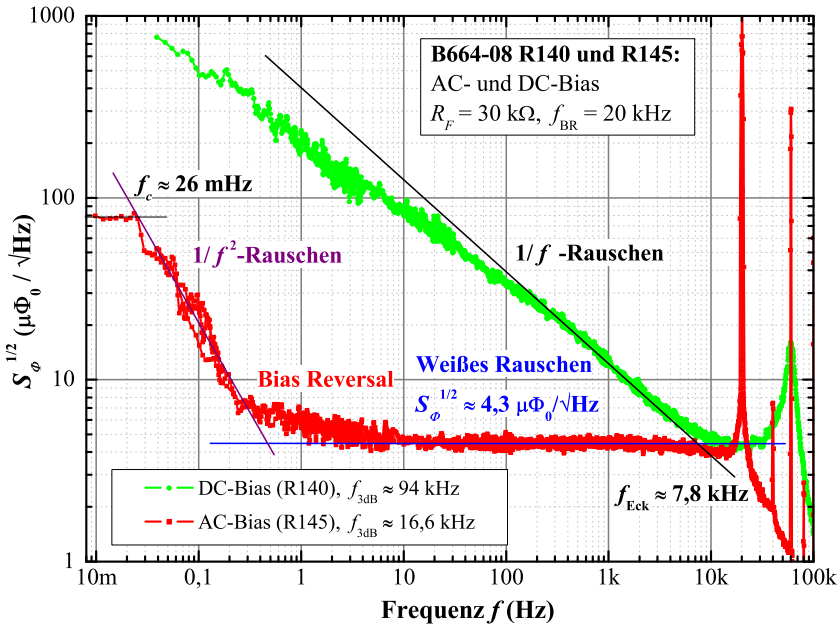


Abb. 5.4.: *Rauschspektren von SQUID B 664-08 mit AC- und DC-Bias:* An Hand der beiden dargestellten Rauschmessungen sieht man bei niedrigen Frequenzen sehr deutlich den unterschiedlichen Verlauf der Spektren für AC-Bias und DC-Bias. Bei der Messung mit AC-Bias ist bei etwa 0,5 Hz ein Anstieg des Rauschens mit einer Abhängigkeit von $1/f^2$ zu sehen.

Für die Charakterisierung der SQUIDs ist das weiße, frequenzunabhängige Rauschen von Interesse. Dieser wird im Falle der DC-Bias-Messung vom dominanten $1/f$ -Rauschen überlagert und ist erst im Rauschspektrum sichtbar, wenn das $1/f$ -Rauschen kleiner als das weiße Rauschen wird. Dies geschieht bei der Eckfrequenz f_{Eck} , welche meist sehr hoch und nahe an der 3 dB-Systembandbreite lag. Dies erschwerte bei den DC-Bias-Messungen die Angabe des weißen Rauschens.

Die Bias-Reversal-Technik mittelt das $1/f$ -Rauschen heraus, vergleiche Abschnitt 4.2.2.3, sodass bis zu niedrigen Frequenzen der weiße Anteil des Rauschens überwiegt. In Abbildung 5.4 ist dies anhand von AC-Bias-Messung R145 deutlich zu sehen: Das weiße Rauschen reicht bis zu einer Frequenz von etwa 10 Hz. Die Bias-Reversal-Frequenz f_{BR} betrug bei dieser Messung 20 kHz, wodurch sich Peaks bei 20 kHz und Vielfachen davon ergeben. Für das äquivalente Flussrauschen $S_{\Phi}^{1/2}(f)$ lässt sich ein Wert von $S_{\Phi}^{1/2}(f) \approx 4,3 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ angeben. In der Abbildung ist das Niveau des weißen Rauschens mit einer waagrechten Geraden verdeutlicht. Der Schnittpunkt der Geraden von weißem und $1/f$ -Rauschen gibt die Eckfrequenz $f_{\text{Eck}} \approx 7,8 \text{ kHz}$ an.

In der AC-Bias-Messung ist unterhalb von 1 Hz ein lorentzförmiges Spektrum zu sehen, welches sich durch einen frequenzunabhängigen Bereich und zu höheren Frequenzen hin mit einem sich daran anschließenden $1/f^2$ -Abfall auszeichnet. Das frequenzunabhängige Plateau ist nur anhand von einzelnen Datenpunkten zu erahnen, da die charakteristische Frequenz mit $f_c \approx 26 \text{ mHz}$ sehr niederfrequent war.

Anhand der zwei dargestellten Rauschspektren ist sehr anschaulich zu sehen, wie wichtig eine funktionierende Bias-Reversal-Messtechnik ist, um niederfrequente Rauschsignale (mit geringer Intensität), welche sonst im starken $1/f$ -Rauschen untergehen würden, im Spektrum erkennen zu können.

5.2.3. Niedrigstes gemessenes Rauschen der SQUIDs

Von allen Rauschspektren eines SQUIDs wurde dasjenige mit dem niedrigsten Eigenrauschen ausgewählt und in Tabelle 5.5 angegeben.

Da die Bias-Reversal-Technik für die meisten SQUIDs nicht zuverlässig funktionierte und die SQUIDs sehr hohe Eckfrequenzen besaßen, welche sehr nahe an der Abschneidefrequenz der Elektronik lag, konnte das weiße

Rauschen meist nicht eindeutig bestimmt werden. Daher wurde nicht ein Wert für das weiße Rauschen angegeben, sondern das niedrigste Rauschen bei verschiedenen Frequenzen beginnend bei 0,1 Hz bis zu 10 kHz, sowie bei der Blank-Frequenz $f_B = 6666$ Hz aufgeführt. Es wurde zwischen Messungen mit DC- und AC-Speisestrom sowie Messungen im GFK-Badkryostaten und im TTREM unterschieden.

Elektronik SQUID Bias, Messort	$S_{\Phi}^{1/2}$ ($\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$) bei Frequenz f (Hz)						
	0,1	1	10	100	1 k	6,6 k	10 k
Magnicon:							
B 664-03 DC, Kryo	1470	416	176	71	20	9	7,5
B 664-04 DC, Kryo	502	143	73	20	7	4,3	4,1
B 664-04 AC, Kryo	360	146	48	17	8,6	7,4	8
B 664-06 DC, Kryo	692	314	120	60	28	11	9
B 664-08 DC, Kryo	589	248	105	41	15	5,7	4,9
B 664-08 AC, Kryo	24	5,9	4,6	4,5	4,5	4,2	4,1
B 664-09 DC, Kryo	—	100	40	13	6,6	3,9	3,5
B 664-10 DC, Kryo	476	139	54	22	6	3,1	2,8
B 664-10 AC, Kryo	19	7,6	4,6	3,9	3,9	3,9	—
B 664-10 DC, TTREM	475	212	50	20	6,7	4,7	4,4
B 664-15 DC, Kryo	628	231	87	21	8,5	5	4,8
B 664-15 AC, Kryo	88	15	9,5	7	5,3	4	3
Star Cryoelec.:							
B 664-09 DC, Kryo	590	277	67	17	9,6	—	—
B 664-10 DC, Kryo	—	—	4	3,9	3,8	(2,8)	—

Tab. 5.5.: *Ergebnisse der Rauschmessungen von Probe B 664:* Für die aufgeführten SQUIDs ist jeweils das niedrigste gemessene Rauschen $S_{\Phi}^{1/2}(f)$ für verschiedene Frequenzen angegeben. Dabei wurde zwischen Messungen mit AC-Bias und DC-Bias sowie zwischen Messungen im Kryostaten und im TTREM unterschieden.

Teilweise sind keine Werte angegeben, da nicht bis 0,1 Hz gemessen wurde, beziehungsweise die Bias-Reversal-Frequenz $f_{BR} = 10$ kHz betrug,

sodass durch den auftretenden Peak kein Wert ermittelt werden konnte. In der Tabelle sind auch zwei Rauschmessungen aufgeführt, welche mit der SQUID-Elektronik pcSQUID™ von Star Cryoelectronics aufgenommen wurden, siehe dazu Abschnitt 5.2.5.

Für die untersuchten SQUIDs ergaben sich Werte für das äquivalente Flussrauschen $S_{\Phi}^{1/2}$ im Bereich des weißen Rauschens von einigen $\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Das niedrigste und zuverlässig bestimmte weiße Rauschen wurde bei SQUID 10 mit einem Wert von $S_{\Phi}^{1/2} \approx 3,9 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ gemessen.

5.2.4. Schwierigkeiten mit den Magnicon Elektroniken

Das Zusammenspiel zwischen den Magnicon SQUID-Elektroniken und den SQUIDs der Probe B 664 funktionierte nicht reibungslos. Die Elektroniken konnten lediglich einen maximalen Strom für den Speisefluss Φ_b von $85 \mu\text{A}$ (SEL-1-CS) und $\pm 125 \mu\text{A}$ (XXF-1) zur Verfügung stellen. Folglich war eine große Feedbackspule nötig, um bei den sehr kleinen effektiven Flächen der SQUIDs eine genügend große Flussmodulation von mindestens einem Φ_0 zu erzeugen.

Die große Induktivität der Feedbackspule verursachte allerdings Probleme bei der Nutzung der Bias-Reversal-Technik. Mit AC-Bias funktionierte die Elektronik meist nicht mehr zuverlässig, sodass sich der Arbeitspunkt nicht einstellen ließ, ein Betrieb mit nur sehr niedrigen Bias-Reversal-Frequenzen $f_{\text{BR}} \lesssim 10 \text{ kHz}$ gelang oder sich die Flussregelschleife nicht schloss. Da diese Problematik bereits bekannt war [5], wurde bei Probe B 664 von vorne herein eine kleinere Feedbackspule verwendet. Dadurch konnte bei den SQUIDs mit sehr kurzem Schlitz (Design 01 und 15) die $V(\Phi)$ -Kennlinie nicht mehr um ein Φ_0 verschoben werden, was aber in Kauf genommen wurde. Bei SQUID 15 konnte dennoch das Rauschen gemessen werden, da die $V(\Phi)$ -Kennlinie nur geringfügig verschoben werden musste um den Arbeitspunkt einzustellen. Wie sich herausstellte konnte durch die kleinere Spule die Problematik nicht behoben werden, sodass lediglich bei sehr wenigen SQUIDs AC-Bias-Messungen möglich waren.

Ein weiteres Problem stellte der begrenzte Kompensationsbereich der abfallenden SQUID-Spannung bei der SEL-1-CS dar. Die Speisespannung V_b konnten nur Spannungen bis $300 \mu\text{V}$ kompensieren, was manchmal nicht ausreichte um den Arbeitspunkt optimal einzustellen. Behelfsmä-

ßig konnte zusätzlich zu V_b die Offset-Spannung V_0 genutzt werden, wodurch sich der Bereich geringfügig erweitern ließ. Alternativ konnte das SQUID bei geringerem und damit nicht mehr optimalem Speisestrom betrieben werden, sodass die abfallende Spannung gerade noch kompensiert werden konnte. Infolgedessen wird dann aber nicht mehr die maximale Sensitivität erreicht.

5.2.5. Messungen mit der Star Cryo. Elektronik

Aufgrund der Probleme mit den Magnicon Elektroniken wurde überprüft, in wie weit die SQUID-Elektronik pcSQUID™ von Star Cryo. als Alternative verwendet werden könnte. Es sollte geklärt werden, ob diese Elektronik mit der großen Induktivität der Feedbackspule besser zurechtkommt und ob sich das mit der Magnicon Elektroniken erzielte Rauschen verifizieren lässt.

In Tabelle 5.5 sind auch Ergebnisse von zwei Rauschmessungen aufgeführt, welche mit der Star Cryo. Elektronik gemessen wurden. Die Messungen an SQUID 09 und 10 zeigen, dass sich durchaus vergleichbare Rauschwerte erzielen lassen, wie mit den Magnicon Elektroniken. Bei SQUID 09 ist das Rauschen etwas höher und nimmt zu niedrigen Frequenzen stärker zu, wohingegen bei SQUID 10 das gleiche Rauschen gemessen wurde. Der letzte Messwert bei 6666 Hz in Tabelle 5.5 wurde in Klammern gesetzt, da dieser bereits im abfallenden Bereich nahe der Systembandbreite lag.

Mit der pcSQUID™-Elektronik ergaben sich ebenfalls Probleme: Der maximale Spulenstrom zur Flussmodulation war auf $\pm 50 \mu\text{A}$ begrenzt und lag damit noch unterhalb des maximalen Spulenstroms der Magnicon XXF-1. Die Elektronik konnte nicht so eingestellt werden, dass sie stabil funktionierte und eine Systembandbreite von über 10 kHz erreicht wurde, was jedoch für die Rauschmessungen und spätere Abbildungen erforderlich war. Messungen mit AC-Bias waren nicht möglich, da sich die Flussregelschleife dann nicht mehr schließen ließ.

Abschließend lässt sich sagen, dass bei den gemessenen SQUIDs durchaus ein vergleichbares Rauschen gemessen werden konnte, allerdings ergaben sich fast noch größere Probleme, die Star Cryo. Elektronik mit der Spule zu betreiben wie bei den Magnicon Elektroniken. Daher wurden im Weiteren ausschließlich mit letzteren gearbeitet.

5.2.6. Rauschen im Badkryostaten und TTREM

Die durchgeführten Rauschmessungen an SQUID 10 erlauben einen Vergleich des Rauschens im GFK-Badkryostaten und im TTREM. Bedingt durch die geringere Abschirmung des Messaufbaus und zusätzliche Störquellen, wie zum Beispiel der Turbomolekularpumpe, ist im TTREM mit einem höheren Rauschen zu rechnen. Daher ist es nicht selbstverständlich, ein im Badkryostaten erzielt Rauschen im TTREM zu reproduzieren. Der Vergleich der beiden DC-Messungen von SQUID 10, vergleiche Tabelle 5.5, zeigt, dass das Rauschen im TTREM über weite Frequenzbereiche in etwa dem im Kryostaten entspricht. Bei einer Frequenz von etwa 1 Hz ist das Rauschen im TTREM etwas höher als im Kryostaten, wohingegen zwischen 10 und 100 Hz das Rauschen im TTREM geringfügig niedriger ist. Erst bei Frequenzen größer als 1 kHz ergibt sich ein Unterschied: Das Niveau des Rauschens im Kryostaten wurde bei der Messung im TTREM nicht erreicht. Bei der Messung im Badkryostaten ergab sich ein niedrigstes Rauschen von $S_{\Phi}^{1/2} \approx 2,8 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$, wohin gegen im TTREM lediglich ein minimales Rauschen von $S_{\Phi}^{1/2} \approx 4,4 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ erreichen ließ. Damit bestätigen sich die Ergebnisse aus [5], wonach das Rauschen für $f > 2 \text{ kHz}$ im TTREM nicht mehr die Werte wie im Badkryostaten erreicht. Als Gründe hierfür können die schlechtere Abschirmung im TTREM und die leicht höhere Temperatur der Probe angeführt werden. Im TTREM ist die Probe lediglich über einen Kühlfinger an das Stickstoffbad angekoppelt und ist zusätzlicher Wärmestrahlung ausgesetzt, wodurch die Temperatur geringfügig höher ist als im Badkryostaten, in welchem sich die Probe direkt im flüssigen Stickstoff befindet.

5.2.7. Rauschen von leicht asymmetrischen SQUIDS

Manche der gemessenen SQUIDS sind leicht asymmetrisch, was sich unter anderem in den $V(\Phi)$ -Kennlinien durch eine unterschiedliche Steilheit der Kennlinienflanken zeigt. Folglich ergeben sich unterschiedlich große Transferfunktionen V_{Φ} und damit sollte auch eine Differenz im Rauschen verbunden sein.

Das eingefügte Diagramm in Abbildung 5.5 zeigt einen Ausschnitt aus der $V(\Phi)$ -Kennlinie von SQUID B 664-10. Es handelt sich um die Anzeige am Oszilloskop, weshalb der externe Fluss als Spannung aufgetragen ist. Mit bekannter Gegeninduktivität M_F zwischen Feedbackspule

und SQUID kann aus der Spannung pro Φ_0 , gemäß der Gleichungen (4.6), der entsprechende Spulenstrom bestimmt werden. Aufgrund der leichten Asymmetrie in den Widerständen R der Josephson-Kontakte des SQUIDs besitzt die positive, ansteigende Flanke (links) eine Transferfunktion $V_\Phi \approx +475 \mu\text{V}/\Phi_0$ und die negative, abfallende Flanke eine Transferfunktion $V_\Phi \approx -558 \mu\text{V}/\Phi_0$.

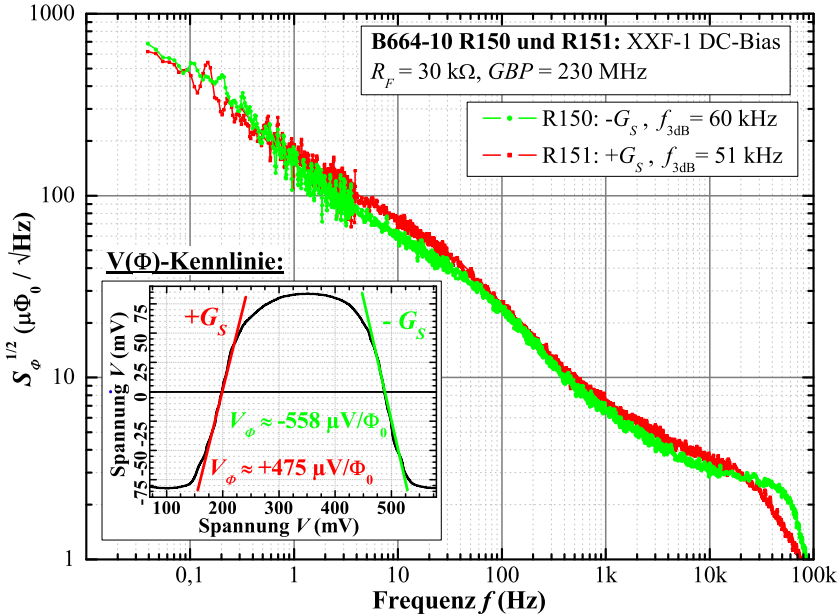


Abb. 5.5.: Rauschspektren von SQUID B 664-10 mit leichter Asymmetrie: Bei den abgebildeten Rauschspektren wurde der Arbeitspunkt der SQUID-Elektronik auf die positive bzw. negative Flanke der $V(\Phi)$ -Kennlinie bei sonst identischen Einstellungen gelegt. Durch die größere Transferfunktion der negativen (rechten) Flanke ergibt sich eine größere SQUID-Verstärkung, wodurch sich die Systembandbreite erhöht und das Rauschen leicht abnimmt.

Mit der Magnicon Elektronik XXF-1 wurden Rauschspektren gemessen, wobei der Arbeitspunkt der Elektronik mit der Option SQUID Gain einmal auf die positive und einmal auf die negative Flanke der $V(\Phi)$ -Kennlinie gelegt wurde. Die übrigen Einstellungen der Elektronik blieben

dabei unverändert. In Abbildung 5.5 sind die gemessenen Rauschspektren von SQUID B 664-10 mit positivem und negativem SQUID Gain dargestellt.

Das Rauschen, bei welchem der Arbeitspunkt auf die steilere, negative Flanke gesetzt wurde, ist durchgehend niedriger als das Rauschen auf der flacheren Flanke, abgesehen vom Abfall oberhalb von $f = 10$ kHz. In dem für die Abbildung interessanten Frequenzbereich nahe 6666 Hz ergibt sich ein äquivalentes Flussrauschen von $S_{\Phi}^{1/2} \approx 3,4 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ beziehungsweise $S_{\Phi}^{1/2} \approx 4 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Mit der größeren Transferfunktion geht eine höhere SQUID-Verstärkung einher, wodurch sich die 3 dB-Systembandbreite $f_{3\text{dB}}$ vergrößert. Somit ließ sich durch Auswahl der größeren Transferfunktion ein etwa 18 % niedrigeres Rauschen bezüglich $S_{\Phi}^{1/2}$ und eine Erhöhung der Systembandbreite erreichen.

Die Tatsache, dass asymmetrische SQUIDs eine Optimierung der Rauscheigenschaften im Vergleich zu symmetrischen SQUIDs ermöglichen, ist nicht neu. So gibt es vielfach entsprechende Versuche, gezielt Asymmetrien in SQUIDs herbeizuführen, um die Transferfunktion zu vergrößern und das Rauschen zu verbessern [50, 102, 134, 152, 181, 182, 183].

Bei den untersuchten SQUIDs spielten die geringfügigen Asymmetrien in Bezug auf die Rauschmessungen eine eher untergeordnete Rolle, zumal die SQUID-Elektronik SEL-1-CS mit Bias-Reversal-Technik nicht die Möglichkeit bietet die $V(\Phi)$ -Flanke zu wechseln.

5.3. Abbildungen im TTREM B 664

Nach der Charakterisierung der Transport- und Rauscheigenschaften der SQUIDs wurden von SQUID 10 Abbildungen im TTREM aufgenommen. Die Abbildung 5.6 a) zeigt ein REM-Oberflächenbild des SQUIDs. Die Korngrenze verläuft horizontal, mittig durch den SQUID-Schlitz, sodass sich die Josephson-Kontakte in den dünnen Stegen links und rechts vom Schlitz befinden.

Bei den kleinen SQUIDs reichte ein am Probenort vorhandenes Restmagnetfeld nicht aus, um beim Einkühlvorgang Vortices im SQUID einzufrieren. Daher wurde während des Abkühlens mit der Einkühlmagnetfeldspule ein Magnetfeld angelegt, um Vortices einzufrieren.

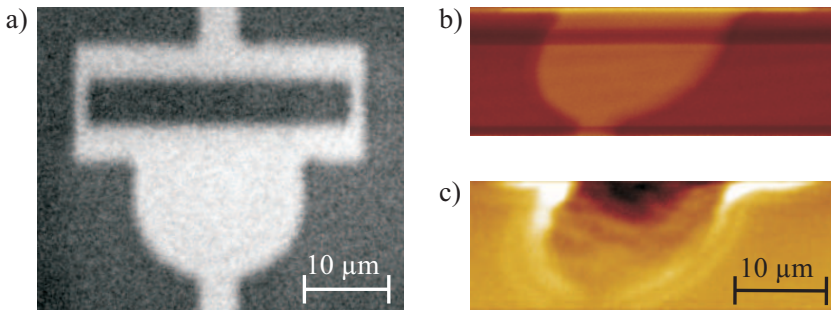


Abb. 5.6.: *Abbildungen im TTREM von SQUID B 664-10: a) REM-Oberflächenbild des gesamten SQUIDs, b) Oberflächenbild der Auswölbung, parallel zu c) aufgenommen. Die verzerrte Darstellung entsteht durch den Drift der Probe. c) Spannungsabbildung bei einem Einkühlfeld $B_E = 800 \mu T$. Die Vortices im SQUID-Washer sind nur als undeutliche Erhebungen zu erkennen.*

In Abbildung 5.6 c) ist eine Spannungsabbildung¹ des SQUID-Washers zu sehen und in b) ist das parallel dazu aufgenommene Oberflächenbild dargestellt. Die auftretenden Verzerrungen ergeben sich durch den Drift des x-y-Verschiebetisches, welcher infolge der wesentlich längeren Aufnahmezeit von c) gegenüber a) nun zum Tragen kommt. Die magnetische Einkühlflussdichte B_E betrug $16 \text{ mT/A} \cdot 50 \text{ mA} = 800 \mu T$, sodass mehrere Vortices im Washer sein sollten.

Die Vortices sind lediglich als undeutliche Erhebungen in der Washer-Fläche zu erkennen, welche leicht ineinander übergehen. Der verwendete Strahlstrom $I_{\text{Strahl}} = 6,7 \text{ nA}$ sollte ausreichend sein, um klare Vortex-Signale zu erzeugen. Warum die Vortices nur so schwach sichtbar waren, wurde nicht weiter untersucht, da vorrangig nach einer Lösung für das Problem mit der Bias-Reversal-Technik der SQUID-Elektronik gesucht wurde.

Für die Vortex-Abbildung an sich ist die Bias-Reversal-Technik nicht erforderlich, da in der Regel bei der Blank-Frequenz $f_B = 6666 \text{ Hz}$ das Rauschen der SQUIDs ausreichend niedrig ist.

¹Die Abbildungen wurden mit einem Gauß-Filter (Tiefpassfilter) geglättet.

5.4. Vergleich der Proben B 663 und B 664

Im Folgenden werden die Messergebnisse der Probe B 664 mit den Ergebnissen der nahezu identischen Probe B 663, welche ohne den zusätzlichen Ätzschrift mit Flußsäure hergestellt wurde, verglichen. Die aufgeführten Messergebnisse von B 663 wurden von [5] übernommen.

Transportmessungen

Der Vergleich der beiden Proben zeigt, dass der kritische Strom I_c bei Probe B 664 im Mittel etwa doppelt so groß war wie bei Probe B 663. Dabei wurden kritische Ströme von $I_c = 28 \mu\text{A}$ und kritische Stromdichten von $j_c \approx 7000 \text{ A/cm}^2$ erreicht. Das Produkt aus kritischem Strom und normalleitendem Widerstand R_n , die kritische Spannung $V_c = I_c R_n$, ist im Durchschnitt immerhin noch um den Faktor 1,6 größer.

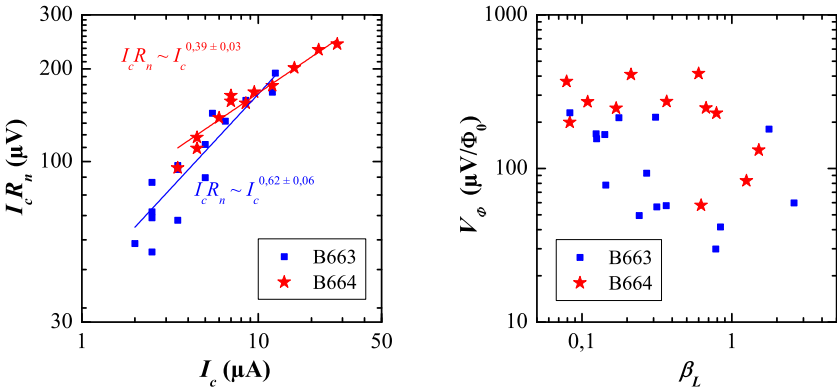


Abb. 5.7.: *Vergleich der Transporteigenschaften der Proben B 664 und B 663:* Dargestellt ist das $I_c R_n$ -Produkt der SQUIDs beider Proben gegenüber dem kritischen Strom I_c . Die Transferfunktion V_Φ ist in Abhängigkeit des Abschirmparameters β_L aufgetragen.

In Abbildung 5.7 ist das $I_c R_n$ -Produkt der SQUIDs gegenüber dem kritischen Strom I_c in doppeltlogarithmischer Skalierung aufgetragen. Sehr deutlich ist der Unterschied zwischen den Proben zu sehen: Die Datenpunkte von B 664 liegen höher und weiter rechts.

Im Rahmen des Intrinsically Shunted Junction (ISJ)-Modells [66, 67] wird von einer nicht nur für YBCO-Korngrenzenkontakte zutreffenden Abhängigkeit von $I_c R_n \sim I_c^{0,5}$ ausgegangen. Die Daten wurden getrennt voneinander für beide Proben an die Abhängigkeit I_c^p angepasst. Für B 663 ergibt sich die Beziehung $I_c R_n \sim I_c^{0,62 \pm 0,06}$, wohingegen bei B 664 das $I_c R_n$ -Produkt proportional zu $I_c^{0,39 \pm 0,03}$ ist. Somit wird der Exponent $p = 0,5$ von beiden Proben nicht erreicht. Interessant ist aber die Tatsache, dass zwischen den Proben ein deutlicher Unterschied besteht und die Ausgleichsgeraden flacher beziehungsweise steiler als für $p = 0,5$ verlaufen.

Weiter ist in Abbildung 5.7 die aus dem Spannungshub V_{pp} berechnete Transferfunktion V_Φ abhängig vom Abschirmparameter β_L , welcher aus der Modulationstiefe ΔI_c der $I_c(B)$ -Messung bestimmt wurde, dargestellt. Die Transferfunktion von Probe B 664 ist im Mittel etwa doppelt so hoch wie die bei Probe B 663.

Die Werte für den Stewart-McCumber-Parameter β_C und die Kontaktkapazität C liegen für beide Proben im selben Bereich und die Mittelwerte sind nahezu identisch.

Rauschmessungen

Für den Vergleich des Rauschens wurden die in Tabelle 5.5 aufgeführten Messungen sowie die mit Probe B 663 durchgeführten Rauschmessungen [5, Tabelle S. 87] in der Abbildung 5.8 dargestellt. Dazu wurde das äquivalente Flussrauschen $S_\Phi^{1/2}$ bei Frequenzen von 1 Hz und 10 kHz gegenüber dem Abschirmparameter β_L aufgetragen. Somit kann das niederfrequente Rauschen, bei welchem die AC-Bias-Messungen zur besseren Unterscheidbarkeit mit einem AC gekennzeichnet wurden, und das weiße Rauschen beurteilt werden. Im Fall von Probe B 664 überlagern sich zwei Datenpunkte, welche mit AC+DC markiert wurden.

Bei $f = 1$ Hz ist das Rauschen von B 664 tendenziell etwas niedriger als das von B 663. Dadurch könnte der Eindruck entstehen, dass mit dem zusätzlichen Ätzschritt ein geringeres niederfrequentes Rauschen einhergeht. Die vorhandenen Datenwerte reichen aber nicht aus, um eine derartige Vermutung zu stützen. Das Rauschen bei $f = 10$ kHz weist für die beiden Proben keine erkennbaren Unterschiede auf. Somit kann abschließend gesagt werden, dass das Rauschen der SQUIDs der beiden Proben in etwa vergleichbar ist.

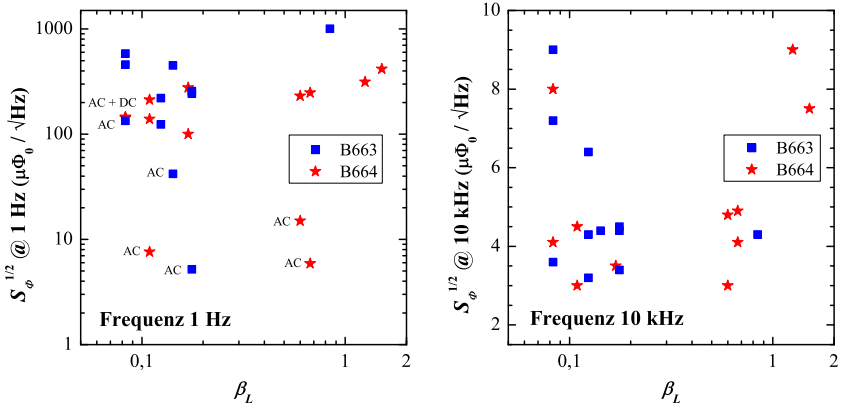


Abb. 5.8.: Vergleich des Rauschens der Proben B 664 und B 663: Dargestellt ist das äquivalente Flussrauschen $S_\Phi^{1/2}$ der SQUIDs bei 1 Hz und 10 kHz in Abhängigkeit vom Abschirmparameter β_L .

TTREM-Abbildungen

Bei Probe B 663 ist es gelungen, gute Abbildungen von mehreren oder einzelnen Vortices in den SQUIDs aufzunehmen. Die Abbildungen von SQUID B 664-10 wiesen lediglich ein sehr schwaches Vortex-Signal auf. Allerdings wurde hier zu Gunsten der neuen SQUID-Designs nicht mehr Zeit für die Optimierung der Abbildungen aufgewendet.

Mit der Entfernung des geschädigten STO-Bereichs durch den zusätzlichen Flußsäure-Ätzschritt bei Probe B 664 erhoffte man sich eine Reduzierung der Washer-Randsignale bei den Vortex-Abbildungen. In den gemachten Abbildungen von Probe B 664 konnte allerdings keine Verbesserung gegenüber Abbildungen bei B 663 festgestellt werden.

5.5. Zusammenfassung und Ausblick B 66x

Die SQUIDs der Probe B 664 wiesen im Mittel etwa doppelt so hohe I_c - und V_{pp} -Werte und ein um den Faktor 1,6 größeres $I_c R_n$ -Produkt auf als die SQUIDs der Probe B 663. Das niederfrequente Rauschen war bei B 664 tendenziell schwächer ausgeprägt, bei einem vergleichbaren hochfrequenten, weißen Rauschen. Dies legt die Vermutung nahe,

dass die Verbesserungen der SQUID-Eigenschaften mit dem zusätzlich HF-Ätzschritt zusammenhängen, da die Proben abgesehen davon gleich strukturiert waren. Für eine klare Bestätigung der Vermutung sind jedoch differenziertere Untersuchungen erforderlich. Eine Verringerung der Washer-Randsignale bei TTREM-Abbildungen, zu welchem Zweck dieser Ätzschritt diene, konnte nicht festgestellt werden.

Die Rauschmessungen zeigten, dass sich die Schwierigkeiten mit den Magnicon SQUID-Elektronik nicht durch eine etwas kleinere Spule lösen ließen. Für die gewünschte Untersuchung des niederfrequenten Rauschens ist eine zuverlässige Bias-Reversal-Technik aber zwingend erforderlich, weshalb keine weiteren Untersuchungen an Probe B 664 durchgeführt wurden und vornehmlich eine Lösung für die Elektronik-Probleme gesucht wurde.

Abschließend kann gesagt werden, dass die SQUID-Designs der Proben B 66x durchaus geeignet sind, um einzelne Vortices gezielt einzukühlen und abzubilden [5]. Bedingt durch die geringe Größe der SQUIDs sind aber AC-Bias-Messungen mit den Magnicon SQUID-Elektronik nur in Ausnahmefällen möglich.

Was den zusätzlichen Ätzschritt betrifft, so sind systematischere Untersuchungen erforderlich, um eine klare Aussage treffen zu können. Um Differenzen zwischen Proben auszuschließen, müsste an ein und derselben Probe gemessen werden. Das bedeutet, dass die Eigenschaften der Probe komplett bestimmt werden müssen, inklusive TTREM-Abbildungen, und erst dann darf der Flußsäure-Ätzschritt erfolgen. In einer anschließenden Wiederholung der Messungen und Abbildungen sollte am ehesten ersichtlich sein, welchen Einfluss der Ätzschritt auf die SQUID-Eigenschaften hat.

Dabei ist zu beachten, dass nicht nur das Substrat, sondern auch der YBCO-Dünnschicht von der HF-Säure geätzt wird. Insbesondere befindet sich bei diesem Vorgehen keine schützende Lack- und Goldschicht mehr über den strukturierten SQUIDs, wie es beim direkt anschließenden Ätzschritt bei Probe B 664 der Fall war. Daher ist es notwendig, die Ätzrate von Flußsäure für YBCO zu bestimmen, um eine Aussage über den Abtrag des Dünnschicht treffen zu können.

Kapitel 6.

Ergebnisse II: Vortex-Abbildungen und Flussrauschen der Probe Ym 81

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Probe Ym 81 vorgestellt und diskutiert. Zunächst wird auf die elektrischen Transportmessungen im Badkryostaten und im TTREM eingegangen. Weiter wurde das Rauschen der SQUIDs in beiden Umgebungen untersucht. Es folgen Abschnitte über die Abbildung von Antivortices und Vortices in den SQUIDs und deren Anordnung und Rauschen abhängig vom Einkühlfeld. Es werden Lineescans über einzelne Flussquanten ausgewertet und mit theoretischen Beschreibungen verglichen. Außerdem werden das niederfrequente Flussrauschen von einzelnen Flussquanten sowie zugehörige Hüpfprozesse analysiert. Abschließend wird untersucht, wie das Flussrauschen gezielt beeinflusst werden kann.

6.1. Transportmessungen Ym 81

6.1.1. Transportmessungen Ym 81 im Badkryostaten

Die elektrischen Transportmessungen der SQUIDs entsprechen den in Abschnitt 5.1 erläuterten Messungen an Probe B 664, weshalb hier lediglich auf die Ergebnisse eingegangen wird.

In Abbildung 6.1 sind repräsentativ für alle SQUIDs von Probe Ym 81 die einzelnen Messungen von SQUID Ym 81-09 gezeigt. In a) und b) sind die $I(V)$ -Kennlinien für ganz- und halbzahlige Vielfache eines Flussquants dargestellt. Auffallend ist der im Vergleich zu den Proben B 66x

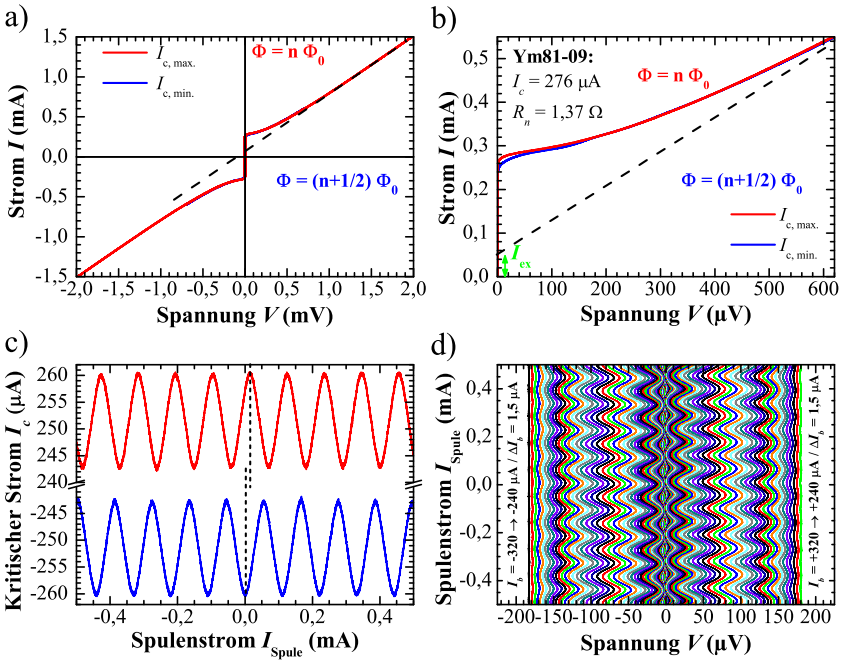


Abb. 6.1.: *Transportmessungen von SQUID Ym 81-09: a) $I(V)$ -Kennlinie bei ganz- und halbzahigen Vielfachen von Φ_0 , b) Vergrößerte Darstellung des positiven Astes der $I(V)$ -Kennlinien, c) $I_c(B)$ -Kennlinien für positiven und negativen kritischen Strom, d) $V(\Phi)$ -Kennlinien: Der Speisestrom I_b wurde von $\pm 320 \mu\text{A}$ bis $\pm 240 \mu\text{A}$ in Schritten von $1,5 \mu\text{A}$ variiert.*

um eine Größenordnung höhere kritische Strom I_c . Dies ist bedingt durch den kleineren Korngrenzenwinkel [68] von 24° , im Gegensatz zu den 30° bei B 66x. Aus den $I(V)$ -Kennlinien wurde der kritische Strom I_c , der normaleitende Widerstand R_n und der aufgetretene Excess-Strom I_{ex} der SQUIDs bestimmt. Wegen der Rauschverrundung wurde der kritische Strom $I_c = 109 - 382 \mu\text{A}$ der SQUIDs grafisch über eine angelegte Gerade und deren Schnittpunkt mit der Stromachse bestimmt. Mit der Kontaktfläche von $0,4 \mu\text{m}^2$ folgten somit kritische Stromdichten bis zu $j_c = 95,5 \text{ kA/cm}^2$. Die SQUIDs waren mit Werten von $R_n = 0,97 - 3,32 \Omega$ sehr niederohmig. Der teilweise sehr große Excess-Strom I_{ex} zeigt sich da-

durch, dass die Verlängerung des normalleitenden Bereiches der Kennlinie die Ordinatenachse nicht im Ursprung schneidet. Der Differenzstrom I_{ex} stellt einen zusätzlich zum Supra- und Quasiteilchenstrom vorhandenen Ladungsträgertransport über die Josephson-Kontakte dar. Die Ursache dafür sind supraleitende Kurzschlüsse durch die Barriere oder Andreev-Reflexionen an den Barrierengrenzflächen [22].

Die ermittelten Werte sind in Tabelle 6.1 angegeben. Für das $I_c R_n$ -Produkt wurde der Excess-Strom vom kritischen Strom subtrahiert, so dass $I_c R_n = (I_c - I_{\text{ex}}) \cdot R_n$ gilt.

Die $I(V)$ -Kennlinien wurden ebenfalls mit dem Fit- und Simulationsprogramm Smoluchowski IVC Calculator - 1.0 [169], siehe Abschnitt 5.1.1.1, angepasst. Durch die großen kritischen Ströme fällt die Rauschverrundung bei den SQUIDS nicht so sehr ins Gewicht wie bei den Proben B 66x. Weiter sind die geforderten Bedingungen für das RSJ -Modell besser erfüllt, da bei den SQUIDS keine ausgeprägten LC -Resonanzen beobachtet wurden.

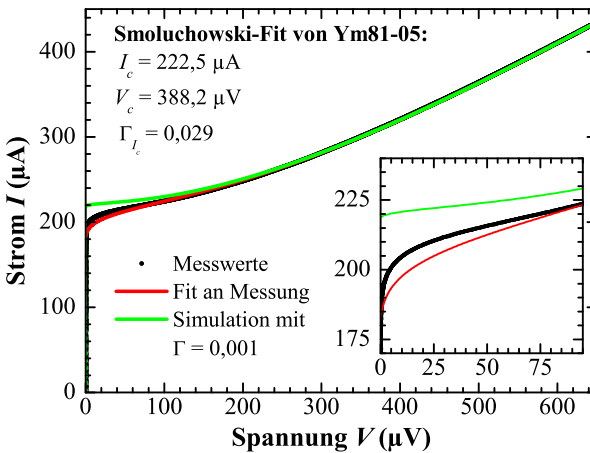


Abb. 6.2.: Smoluchowski-Fit der $I(V)$ -Kennlinie von SQUID Ym 81-05.

In Abbildung 6.2 ist die gemessene $I(V)$ -Kennlinie von SQUID Ym 81-05 zusammen mit dem angepassten Kennlinienverlauf des RSJ -Modells und die mit einem Rauschparameter $\Gamma = 0,001$ simulierte Kennlinie dargestellt. Im Bereich nahe I_c ergeben sich leichte Abweichungen zwischen der gemessenen SQUID-Kennlinie und der angepassten Einzelkontakt-Kennlinie. Die Fit-Parameter und der aus dem angepassten, kritischen

SQUID	GoldExI				Smoluchowski – Fit			GoldExI / 3D – MLSI				
	I_c (μA)	R_n (Ω)	I_{ex} (μA)	$I_c R_n$ (μV)	I_c (μA)	$I_c R_n$ (μV)	Γ_{I_c}	β_{L_c} ΔI_c	L_{I_c} (pH)	$L_{3\text{D}}$ (pH)	V_{pp} (μV)	V_{Φ} ($\frac{\mu\text{V}}{\Phi_0}$)
Ym 81-01	255	1,66	137,9	194,4	270	384,5	0,024	4,65	82,1	59,4	26,3	82,5
Ym 81-02	285	1,43	113,4	245,4	302	394,4	0,021	9,38	113,0	89,0	19,0	59,6
Ym 81-03	211	1,84	93,4	216,3	227	379,6	0,028	6,26	110,2	86,7	20,6	64,7
Ym 81-04	109	3,32	60,4	161,3	121	348,7	0,053	2,16	92,0	86,8	37,7	118
Ym 81-05	206	1,79	34,3	307,3	223	388,2	0,029	8,84	106,5	85,0	24,7	77,7
Ym 81-06	154	2,37	38,5	273,7	167	379,8	0,039	5,94	106,3	82,7	34,8	109
Ym 81-07	219	1,82	60,3	288,0	233	402,2	0,028	7,58	98,7	82,7	28,8	90,5
Ym 81-08	—	—	—	—	—	—	—	—	—	86,8	—	—
Ym 81-09	276	1,37	52,3	306,5	291	384,8	0,022	10,5	96,9	85,0	23,5	73,8
Ym 81-10	271	1,68	156,1	193,0	286	401,1	0,023	5,11	91,9	86,8	28,4	89,1
Ym 81-11	315	1,25	57,5	321,9	331	405,5	0,020	11,4	91,5	85,0	26,8	84,1
Ym 81-12	280	1,57	155,1	196,1	295	391,4	0,022	5,16	85,4	82,7	28,4	89,1
Ym 81-13	290	1,31	48,5	316,3	304	386,9	0,021	9,73	83,3	82,7	31,2	98,0
Ym 81-14	343	1,26	181,9	203,0	356	376,4	0,018	6,01	77,1	59,4	24,8	77,8
Ym 81-15	338	1,18	149,9	222,0	353	373,3	0,018	7,97	87,6	89,0	24,2	76,0
Ym 81-16	382	0,97	179,9	196,2	398	345,2	0,016	8,30	84,9	86,7	18,1	56,8

Tab. 6.1.: Ergebnisse der Transportmessungen Ym 81: Dargestellt sind die wichtigsten Parameter der SQUIDs. In Werte in der 2. bis 5. Spalte wurden mit GoldExI bestimmt, die Spalten 6 – 8 geben die Ergebnisse des Smoluchowski-Fits wieder. Es folgt der aus dem $I_c(B)$ -Hub bestimmte β_{L_c} -Wert, die daraus bestimmte Induktivitäten L_{I_c} und die berechnete Induktivitäten $L_{3\text{D}}$. Die letzten zwei Spalten geben den Spannungshub und die Transferfunktion an. Nähere Erläuterungen finden sich im Text.

Strom und der bekannten Temperatur $T=77\text{ K}$ bestimmte Rauschparameter Γ_{I_c} sind in Tabelle 6.1 aufgeführt.

Weiter sind dort die aus der Modulationstiefe $\Delta I_c = I_{c, \max.} - I_{c, \min.}$ der $I_c(B)$ -Messungen, welche in Abbildung 6.1 c) für positiven und negativen kritischen Strom dargestellt ist, bestimmten β_L -Werte angegeben. Die Bestimmung erfolgte nach der Darstellung in [22, Seite 46], in welcher $\Delta I_c/I_{c, \max}$ gegenüber β_L aufgetragen ist, und mit $I_{c, \max} = I_c - I_{\text{ex}}$. Für $\beta_L \gg 1$ gilt $\Delta I_c/(I_c - I_{\text{ex}}) \approx 1/\beta_L$. Neben den aus dem Abschirmparameter β_L und der Differenz aus I_c und I_{ex} bestimmten Induktivitäten L_{I_c} der SQUIDS sind auch die mit dem Simulationsprogramm 3D-MLSI berechneten Induktivitäten L_{3D} für $T=77\text{ K}$ in der Tabelle 6.1 aufgeführt. Bei der Probe Ym 81 zeigt sich eine deutlich bessere Übereinstimmung zwischen den unterschiedlich bestimmten Induktivitäten.

Wie bereits erwähnt, wiesen die SQUIDS nur schwach ausgeprägte Merkmale einer LC -Resonanzen auf, die nicht ausreichten für eine Abschätzung von β_C gemäß Abschnitt 5.1.1.2.

Aus den $V(\Phi)$ -Kennlinien, dargestellt in Abbildung 6.1 d), wurde der Spannungshub V_{pp} und die angenäherte Transferfunktion V_{Φ} der SQUIDS bestimmt, welche sich ebenfalls in Tabelle 6.1 finden.

Von den insgesamt 16 SQUIDS hat lediglich SQUID 08 keine Funktionalität aufgewiesen, alle anderen SQUIDS zeigten supraleitende Eigenschaften, was auf einen gut funktionierenden Herstellungsprozess schließen lässt.

6.1.2. Transportmessungen Ym 81 im TTREM

Da die Charakterisierung im Badkryostaten bei einigen SQUIDS bereits längere Zeit zurücklag, wurden deren Transporteigenschaften im TTREM erneut bestimmt. So ließ sich eine Degradierung erkennen und Temperaturabhängigkeiten der Eigenschaften konnte untersucht werden.

6.1.2.1. Degradierung von SQUID Ym 81-14

Als Ergebnis der Nachcharakterisierung zeigte SQUID Ym 81-14 eine deutliche zeitliche Veränderung der SQUID-Eigenschaften. In Abbildung 6.3 sind die wichtigen SQUID-Parameter kritischer Strom I_c , Excess-Strom I_{ex} , normaleitender Widerstand R_n und Spannungshub V_{pp} bei einer Temperatur $T \approx 78\text{ K}$ gegenüber der Zeit aufgetragen.

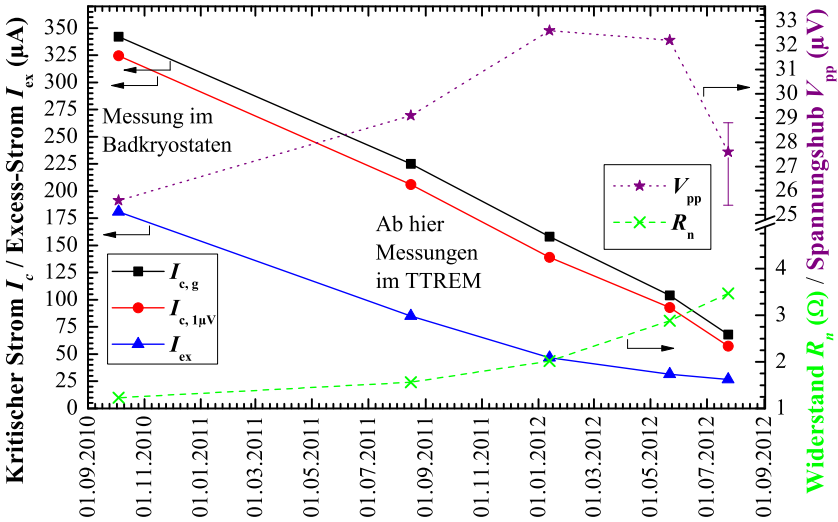


Abb. 6.3.: Degradierung von SQUID Ym 81-14: Auf der linken Skala sind der grafisch und der über ein Spannungskriterium von $1\ \mu\text{V}$ bestimmte kritische Strom $I_{c,g}$ und $I_{c,1\mu\text{V}}$, sowie der Excess-Strom I_{ex} aufgetragen. Die rechte Skala ist zweigeteilt: Der untere Teil gibt den normalleitenden Widerstand R_n und der obere Teil den Spannungshub V_{pp} wieder. Alle Werte beziehen sich auf $T \approx 78\ \text{K}$. (Der V_{pp} -Wert vom 24.07.12 wurde aus einer linearen Näherung von V_{pp} bei anderen Temperaturen gewonnen.)

Wie deutlich zu sehen ist, nimmt der kritische Strom der Kontakte ungefähr linear mit der Zeit ab und besitzt bei der letzten Messung nur noch etwa ein Fünftel seines Ursprungswerts. Nur durch die Zunahme des Widerstands R_n von $1,23$ auf $3,49\ \Omega$ im selben Zeitraum fällt die Reduzierung des $I_c R_n$ -Produktes des SQUIDs, welches noch etwas mehr als die Hälfte seines Ausgangswerts aufweist, nicht ganz so stark aus. Der Spannungshub V_{pp} zeigte eine Zunahme von ursprünglich $25,6\ \mu\text{V}$ auf bis zu $32,6\ \mu\text{V}$, bevor eine deutliche Abnahme erfolgte.

Eine zeitliche Abnahme des kritischen Stroms konnte auch bei anderen SQUIDs und Proben beobachtet werden, jedoch war diese bisher nicht in diesem Maße aufgetreten. Die Degradierung der SQUIDs kann von einer Schädigung der YBCO-Schicht durch Luftfeuchtigkeit beim Proben-

einbau herrühren. Ein im Zusammenhang mit dem TTREM wesentlich wichtigere Ursache stellt aber die Bestrahlung der Josephson-Kontakte mit dem Elektronenstrahl dar. Die Kontakte der SQUIDs reagieren sehr empfindlich darauf, weshalb eine Bestrahlung der Kontakte bei Abbildungen zu vermeiden ist, da sie zu irreversiblen Schäden führen kann. Bei Washer-SQUIDs ist dies allerdings schwierig, wenn Flussquanten in der Nähe der Kontakte sitzen, vergleiche Abbildung 6.20.

Durch das Driften des x-y-Verschiebetisches wurden versehentlich die Josephson-Kontakte des SQUIDs Ym 81-14 komplett abgerastert, was zur Folge hatte, dass sich der optimale Speisestrom I_b des SQUIDs dauerhaft um 7 % reduzierte ($U_B = 10$ kV, $I_{\text{Strahl}} \approx 2$ nA, $T = 78$ K).

6.1.2.2. Temperaturabhängigkeit der $I(V)$ -Kennlinie

Im TTREM können Temperaturen beginnend knapp oberhalb der Siedetemperatur von LN_2 bis über die kritische Temperatur T_c der Proben hinaus erreicht werden.

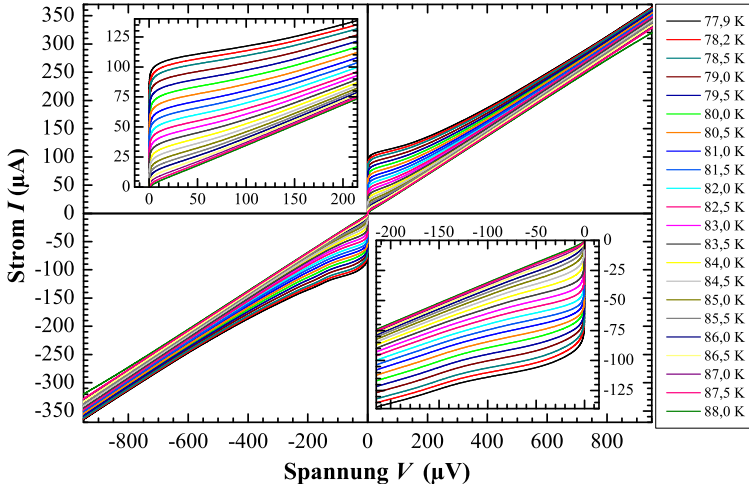


Abb. 6.4.: *Temperaturabhängigkeit der $I(V)$ -Kennlinie von SQUID Ym 81-14. In den beiden eingefügten Diagrammen ist jeweils der Bereich in der Nähe von I_c vergrößert gezeigt.*

In Abbildung 6.4 sind Strom-Spannungs-Kennlinien von SQUID Ym 81-14 für $77,9 \leq T \leq 88 \text{ K}$ mit $\Delta T = 0,5 \text{ K}$ gezeigt. Der kritische Strom I_c nimmt von anfänglich $\approx 94 \mu\text{A}$ ($V_c = 1 \mu\text{V}$) kontinuierlich ab, bis er bei 88 K fast vollständig verschwindet, vergleiche dazu die $I_c(T)$ -Messungen im folgenden Abschnitt. Der normaleitende Widerstand R_n der Kennlinien beträgt $2,85 \Omega$ und bleibt über den Temperaturbereich nahezu unverändert.

6.1.2.3. $I_c(T)$ -Messung

Die Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms $I_c(T)$ von SQUID Ym 81-14 ist in Abbildung 6.5 anhand zweier im Abstand von etwa zwei Monaten aufgenommenen $I_c(T)$ -Messungen zu sehen. Dabei wurde ein Spannungskriterium von $V_c = 1 \mu\text{V}$ verwendet und die Rauschverrundung der Kennlinie wurde nicht berücksichtigt. Was auffällt, ist der reduzierte kritische Strom bei der späteren Messung, was nochmals die Degradierung dieser Probe zeigt. Die über weite Bereiche vorhandene, lineare Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms I_c [66] ist in den Messungen nur noch bei niedrigen Temperaturen zu erahnen. Dies liegt daran, dass sich $I_c(T)$ in der Nähe von T_c proportional zu $(1 - T/T_c)^2$ verhält [172]. Für beide Temperaturverläufe sind Kurven mit quadratischer Abhängigkeit $I_c(T) \sim (1 - T/T_c)^2$ eingezeichnet (grün und blau), welche sehr genau den Messdaten folgen.

Bei der Messung vom 22.05.12 sind bei etwa $84,7 \text{ K}$ und $87,3 \text{ K}$ Sprünge zu sehen, welche vermutlich durch in das SQUID ein- und austretenden Fluss verursacht wurden.

In Abbildung 6.5 ist weiter ein vergrößerter Ausschnitt des Übergangs bei der kritischen Temperatur T_c gezeigt, welcher sich mit einer $I_c(T)$ -Messung ebenfalls bestimmen lässt. Der Übergang der roten Kurve ist breiter, da die Messung mit einer schnelleren Temperaturrampe durchgeführt wurde. Es ergibt sich ein Wert von $T_c \approx 88,5 \text{ K}$, welcher minimal höher ist als die mittels induktiver Messmethode bestimmte kritische Temperatur von $T_c = 87,8 \text{ K}$, vergleiche Abschnitt 3.1.4.2 auf Seite 49. Die geringe Diskrepanz zwischen den Werten lässt sich durch die unterschiedlichen Messaufbauten und die geringfügigen Abweichungen zwischen den Temperatursensoren erklären.

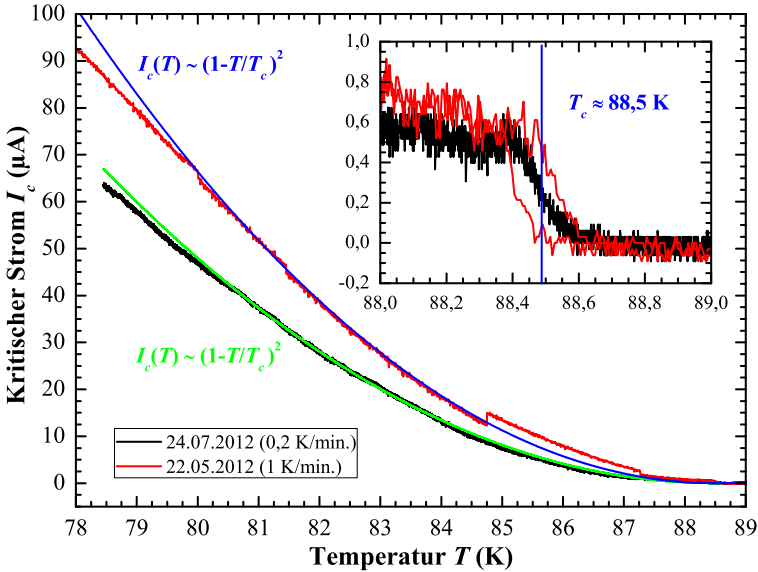


Abb. 6.5.: *Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms $I_c(T)$ von Washer-SQUID Ym 81-14. Gezeigt sind zwei $I_c(T)$ -Messungen, welche im Abstand von etwa zwei Monaten aufgenommen wurden. Beide Kennlinien zeigen nahe T_c eine quadratische Abhängigkeit von T . Im vergrößerten Ausschnitt ist der Übergang bei $T_c \approx 88,5$ K dargestellt.*

6.1.2.4. Temperaturabhängigkeit der $V(\Phi)$ -Kennlinie

Mit zunehmender Temperatur reduziert sich der Spannungshub V_{pp} und die Transferfunktion V_Φ der SQUIDs, was zu einer Abnahme der SQUID-Sensitivität führt. Daher ist die Temperaturabhängigkeit der $V(\Phi)$ -Kennlinie eine entscheidende Eigenschaft für die Verwendung von SQUIDs bei hohen Temperaturen. In Abbildung 6.6 sind $V(\Phi)$ -Kennlinien von SQUID Ym 81-14 für $77,9 \leq T \leq 87$ K mit $\Delta T = 1$ K gezeigt.

Zu jeder Temperatur wurde eine $V(\Phi)$ -Kennlinienschar, bei welcher der Speisestrom I_b des SQUIDs variiert wurde, aufgenommen. Die Kennlinie, welche bei gegebener Temperatur den maximalen Spannungshub aufwies, ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Minima der Kennlinien an der Nullfeldlinie ($B = 0$) ausgerichtet. Die

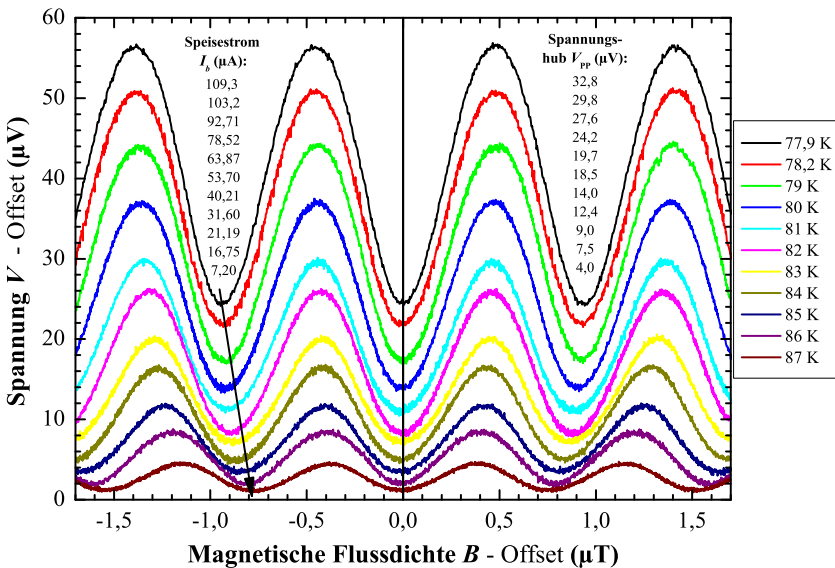


Abb. 6.6.: Temperaturabhängigkeit der $V(\Phi)$ -Kennlinie von SQUID Ym 81-14. Gezeigt sind jeweils die Kennlinien mit dem größten gemessenen Spannungshub bei angegebener Temperatur. Für eine bessere Darstellung wurden die Kurven entlang der Achsen um einen Offset verschoben.

meisten Kurven wurden auch entlang der Spannungsachse verschoben, um eine Überschneidung zu vermeiden. Bei 85 K, 82 K und 77,9 K war keine V -Verschiebung nötig, somit geben diese die absolute Spannung an. Der Spannungshub V_{pp} und der optimale Speisestrom I_b der $V(\Phi)$ -Kennlinien nehmen beide mit steigender Temperatur T ab. Dabei ergibt sich für V_{pp} ein linearer Zusammenhang mit T , wohingegen sich die Temperaturabhängigkeit von I_b besser durch einen exponentiellen oder quadratischen Verlauf annähern lässt.

Der durch eine bestimmte magnetische Flussdichte B erzeugte magnetische Fluss Φ nimmt mit steigender Temperatur leicht zu. Dies ist durch den Pfeil angedeutet, welcher die Position von einem Φ_0 anzeigt, welche sich zu niedrigeren Flussdichten verschiebt. Erklären lässt sich dies mit der Temperaturabhängigkeit der London'sche Eindringtiefe $\lambda_L(T)$, siehe Gleichung (2.4), wodurch sich entsprechend die effektive Fläche

des SQUIDs ändert und damit der magnetischen Fluss $\Phi = B \cdot A_{\text{eff}}$ im SQUID.

6.2. Rauschmessungen Ym 81

Das Vorgehen bei den Rauschmessungen entspricht im Wesentlichen dem bei Probe B 664, aufgrund der unterschiedlichen SQUID-Designs und der kleineren Feedbackspule ergeben sich allerdings gewisse Unterschiede.

Die Gegeninduktivitäten M_F zwischen der Feedbackspule 4 und den gemessenen SQUIDs der Probe Ym 81 lagen im Bereich von $8 - 11 \Phi_0/\text{mA}$. Somit konnten durch die größere effektive Flächen der neuen SQUID-Designs äquivalente Gegeninduktivitäten erzielt werden wie bei Probe B 664, jedoch bei deutlich reduzierter Größe und Induktivität der Feedbackspule. Wie in Abschnitt 5.2.1 erwähnt, fällt durch die neue, breitere Ummantelung des Probenhaltereinsatzes des TTREM-LN₂-Kryostaten der Unterschied von M_F zwischen Badkryostaten und TTREM nicht mehr derart ins Gewicht wie zuvor. Bei SQUID 01 erfolgte eine geringe Reduzierung von $M_F = 9,52 \Phi_0/\text{mA}$ zu $M_F = 8,82 \Phi_0/\text{mA}$ beim Übergang ins TTREM.

Die Probleme mit den Magnicon SQUID-Elektroniken, welche sich durch die große Feedbackspule ergaben, konnten durch die neue, kleinere Feedbackspule 4 im Grunde behoben werden. Die Elektroniken und insbesondere die zur Untersuchung von niederfrequentem Rauschen erforderliche Bias-Reversal-Technik der SEL-1-CS kamen mit der kleineren Feedbackspule 4 viel besser zurecht. Somit bestand nun bei allen SQUIDs der Probe Ym 81 die Möglichkeit diese stabil mit einem Speisewechselstrom (AC-Bias) zu betreiben und sie zur Analyse des niederfrequenten Flussrauschens einzusetzen.

Zur Charakterisierung und für Vergleichszwecke wurde das Niveau des weißen Rauschens der SQUIDs im Nullfeld bestimmt. In Tabelle 6.2 ist das mit Bias-Reversal gemessene, niedrigste weiße Rauschen der SQUIDs aufgeführt. Dabei wurde zwischen Messungen im Badkryostaten und im TTREM unterschieden. Das weiße Rauschen der SQUIDs liegt bei einer Temperatur $T = 78 \text{ K}$ in der Größenordnung von $S_{\Phi}^{1/2} \approx 10 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Das niedrigste, gemessene Rauschen besaß SQUID Ym 81-12 mit $S_{\Phi}^{1/2} \approx 7,2 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$. Damit weisen die SQUIDs der Probe Ym 81 ein etwa doppelt so hohes Rauschen auf als die SQUIDs der Probe B 664.

SQUID, Messort	$S_{\Phi}^{1/2}$ ($\mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$)
Ym 81-01, Kryo	10,8
Ym 81-01, TTREM	9,2
Ym 81-03, Kryo	16
Ym 81-05, TTREM	13
Ym 81-12, TTREM	7,2
Ym 81-14, TTREM	11,7
Ym 81-14, TTREM ($T=86$ K)	27,8

Tab. 6.2.: *Ergebnisse der Rauschmessungen von Probe Ym 81: Für die aufgeführten SQUIDs ist jeweils das niedrigste mit der SEL-1-CS gemessene, weiße Rauschen $S_{\Phi}^{1/2}$ im Nullfeld angegeben. Dabei wurde zwischen Bias-Reversal-Messungen im Kryostat und im TTREM unterschieden.*

Da die untersuchten RTS-Rauschquellen nur in einem sehr begrenzten Temperaturbereich bei hohen Temperaturen nahe T_c auftraten, ist für deren Untersuchung vor allem das Rauschen der SQUIDs bei diesen Temperaturen von Belang. Bei einer Temperatur von $T = 86$ K lag das Niveau des weißen Rauschens $S_{\Phi}^{1/2}$ von SQUID Ym 81-14 noch bei unter $30 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ und war ausreichend niedrig für die Analyse von Rauschbeiträgen von Vortices.

6.3. Vortex-Abbildungen

In der Regel war das am Probenort vorhandene Restmagnetfeld nicht ausreichend groß, um während des Einkühlens unter T_c Flussquanten in den SQUIDs der Probe Ym 81 einzufrieren¹. Für die Abbildung von Vortices wurden die SQUIDs daher in einem Einkühlmagnetfeld mit der magnetischen Flussdichte B_E abgekühlt.

Prinzipiell verdrängt ein Typ-II-Supraleiter, welcher in einem Magnetfeld mit Flussdichten $0 < B_E < B_{c1}$ unter T_c abgekühlt wird, den ihn durchsetzenden magnetischen Fluss aus seinem Inneren. Demnach dürften sich

¹Eine Ausnahme bildet die in Abbildung 6.11 gezeigte Feldserie, bei der sich bereits im Nullfeld zwei Flussquanten im SQUID befanden.

bei den verwendeten Flussdichten $B_E < 160 \mu\text{T}$ keine Flussquanten im SQUID befinden, da die untere kritische Flussdichte B_{c1} von YBCO je nach Temperatur einige 10 mT beträgt, siehe Tabelle 3.1.

Für Dünnschichtgeometrien trifft dies aber nicht zu, da sich, wie im Weiteren gezeigt wird, bereits bei sehr kleinen magnetischen Flussdichten von einigen μT Flussquanten in den SQUIDs befanden. Ursächlich dafür sind zum einen Defekte im Supraleiter, welche eindringenden, magnetischen Fluss² festhalten, sodass dieser den Supraleiter nicht verlassen kann. Neben diesem Pinning von Flussquanten besitzt der supraleitende Dünnschicht eine geometrische Energiebarriere, welche ebenfalls Flussquanten am Verlassen des Supraleiters hindern kann [115].

Wie Untersuchungen von *Kwit et al.* [114, 115] an supraleitenden YBCO-Dünnschichtstreifen gezeigt haben, liegt die kritische magnetische Flussdichte B_{ex} , ab welcher Vortices nicht mehr aus dem Supraleiter verdrängt werden, deutlich unterhalb von B_{c1} .

Ob ein Vortex in einem unendlich langen Dünnschichtstreifen eingefangen wird, ist von der Gibbs'schen freien Energie G eines einzelnen Vortex abhängig. Für die kritische magnetische Flussdichte B_{ex} werden in [114, 115] drei Modelle genannt, welche kurz vorgestellt werden.

Nach dem Modell von *Clem* ist es zum Einfangen eines Vortex ausreichend, wenn dieser einen metastabilen Zustand besitzt. Dazu muss es ein Minimum von G in der Streifenmitte geben ($d^2G/dx^2=0$). Für die kritische magnetische Flussdichte B_{ex} gilt dann abhängig von der Linienbreite W des Streifens:

$$B_0 = \frac{\pi\Phi_0}{4W^2}. \quad (6.1)$$

Für das Modell nach *Likharev* sollte der Vortex einen absolut stabilen Zustand besitzen, wonach in der Mitte des Streifens $G=0$ gelten muss. Für B_{ex} folgt mit der Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge $\xi_{GL} \ll W$:

$$B_L = \frac{2\Phi_0}{\pi W^2} \ln\left(\frac{2W}{\pi\xi_{GL}}\right). \quad (6.2)$$

Das dritte Modell berücksichtigt die Energie für die Erzeugung von Vortex-Antivortex-Paaren, welche durch thermische Fluktuationen unterhalb von T_c auftreten. Die Antivortices können den Streifen verlassen,

²Bei $T = T_c$ geht $B_{c1} \rightarrow 0$.

wohingegen die Vortices eine Energiebarriere überwinden müssen. Unter der Annahme, dass B_{ex} erreicht wird, wenn die Energiebarriere gerade der Paarbildungsenergie der Vortex-Paare $E_{\text{Paar}} = \Phi_0^2/(4\pi\mu_0\Lambda)$ entspricht, ergibt sich:

$$B_K = 1,65 \frac{\Phi_0}{W^2}. \quad (6.3)$$

Die Überprüfung der Modelle durch Raster-SQUID-Mikroskopie an Streifen mit einer Breite von 2 bis $50 \mu\text{m}$ zeigte, insbesondere für B_K , eine gute Übereinstimmung [114, 115].

Die Geometrie eines SQUIDS ist nicht direkt mit der eines Streifens vergleichbar. Wird jedoch die halbe Washer-Breite, also die Strecke vom Rand bis zum Schlitz, als Linienbreite W betrachtet, so folgt für die Washer-SQUIDS Ym 81-01 und -14, $W = 55 \mu\text{m}$. Damit ergibt sich eine kritische magnetische Flussdichte $B_K = 1,13 \mu\text{T}$, die sehr gut mit den im Weiteren beschriebenen Beobachtungen übereinstimmt.

6.3.1. Stabilität und Beeinflussbarkeit von Vortex-Anordnungen

Im Folgenden sollen Beobachtungen zur Stabilität von Vortex-Anordnungen und die Möglichkeit von deren Beeinflussung beschrieben werden.

6.3.1.1. Einfluss von Feldänderung auf die Vortex-Anordnung

Nach dem Einkühlen entspricht die Flussdichte des YBCO-Dünnsfilms meist nicht der Einkühlflussdichte B_E , sodass am Washer-Rand Abschirmströme fließen, welche bei Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl zu ΔT -Randsignalen führen, die auftretende Vortex-Signale überlagern können. Das Magnetfeld wurde daher reduziert, bis die ΔT -Randsignale minimal waren und die Flussdichte im Dünnsfilm der angelegten Flussdichte B_A entsprach. Die Herabsetzung des Magnetfeldes ist ein Maß dafür, wie stark sich die Feldstärken von Dünnsfilm und Umgebung unterscheiden. Die Feldreduzierung ist nur in Schritten von Φ_0 möglich, da die SQUID-Elektronik eine entsprechende Abweichung kompensieren würde.

Vor und nach der Verringerung wurden Abbildungen der Vortex-Anordnung aufgenommen. Der Vergleich der Abbildungen ergab, dass keine

Veränderung der Vortex-Konfiguration durch die Feldreduzierung stattfand, wobei berücksichtigt werden muss, dass nur Veränderungen an sichtbaren Flussquanten im Rahmen der Auflösungsgrenze des TTREMS ausgeschlossen werden können. Die Hüpfhöhe eines Vortex liegt typischerweise in der Größenordnung von 50 nm [33, 178], was mit dem TTREM nicht aufgelöst werden kann. Prinzipiell könnte ein Vortex seine Position ändern und von einem schwachen in einen stark gepinnten Zustand übergehen, ohne dass dies in der Abbildung ersichtlich wäre.

Ein Ziel dieser Arbeit war es $\Delta\Phi$ -Abbildungen von Vortex-Antivortex-Konfigurationen im SQUID aufzunehmen. Dazu wurde zunächst versucht, nach dem Einkühlen im Feld mit B_E durch ein Gegenmagnetfeld Flussquanten mit entgegengesetzter Orientierung im SQUID-Washer zu erzeugen. Wie sich zeigte, war dies mit Feldstärken bis zu $|B| \approx 4 \cdot |B_E|$ nicht möglich. Selbst nach mehreren Stunden befand sich dieselbe Vortex-Anordnung im SQUID-Washer.

Somit kann gefolgert werden, dass die beim Einkühlen gepinnte Vortex-Anordnung stabil gegenüber Feldreduzierungen und Gegenfeldern ist, was sich mit früheren Beobachtungen [95] deckt, in denen der Einfluss eines Gegenfeldes mit $B = -0,5 \cdot B_E$ über mehrere Tage untersucht wurde.

6.3.1.2. Einfluss einer Temperaturerhöhung auf die Vortex-Anordnung

Wird die Temperatur erhöht, gewinnt die thermische Energie gegenüber der Pinningenergie an Bedeutung, sodass sie zunehmend Einfluss auf die Stabilität der Vortex-Anordnung hat. Bei höheren Temperaturen bis zu 86 K, was $0,97 \cdot T_c$ entspricht, veränderten gelegentlich einzelne Flussquanten bei der Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl ihre Position.

In Abbildung 6.7 a) ist die Washer-Fläche von SQUID Ym 81-14 gezeugt, in welcher der in b) markierte Vortex während der Bildaufnahme leicht nach links in eine neue Position springt, die etwa $2,2 \mu\text{m}$ entfernt ist. In c) ist der Vortex in seiner neuen Position gezeigt. Die Abbildung 6.7 d) zeigen die Position des Vortex nach der Aufnahme mehrerer Linescans, durch welche dieser seine Position erneut verändert hat. Er ist um etwa $3 \mu\text{m}$ nach rechts und etwa $2,5 \mu\text{m}$ nach oben gewandert, angedeutet durch den Pfeil. Aufgrund der Tatsache, dass lediglich der eine Vortex springt, kann davon ausgegangen werden, dass es sich um einen

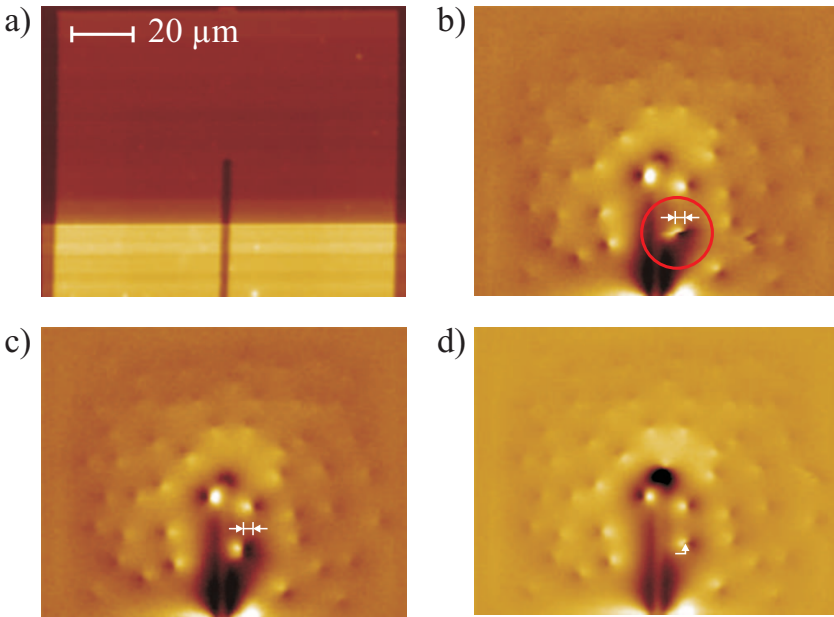


Abb. 6.7.: *Vortex-Beeinflussung durch den Elektronenstrahl:* a) Oberflächenbild vom Washer-SQUID Ym 81-14, b) Parallel zu a) aufgenommene $\Delta\Phi$ -Abbildung, in der sich der markierte Vortex beim Bestrahlen mit dem Elektronenstrahl wegbewegte. c) Abbildung aufgenommen vor den Linescans d) Abbildung nach den Linescans. Der in b) markierte Vortex hat seine Position erneut geändert. (Abbildungsparameter: $U_B = 10$ kV, $I_{\text{Strahl}} = 6$ nA, $570\times$, $T = 86$ K, Einkühlfeld $B_E = 11,2 \mu\text{T}$, Angelegtes Feld $B_A = 9,44 \mu\text{T}$, Abbildungen nachbearbeitet.)

schwach gepinnten Vortex handelt. Die anderen Vortices sind vermutlich stärker gepinnt, da hier keine Bewegung beobachtbar war. Durch die erhöhte Temperatur von 86 K ist es mittels des Elektronenstrahls möglich, schwach gepinnte Flussquanten zu Sprüngen anzuregen und so zu identifizieren.

6.3.1.3. Elektronenstrahl-induzierte Vortex-Umordnung

Wie in Abbildung 6.7 gezeigt wurde, lassen sich schwach gepinnte Flussquanten mit dem Elektronenstrahl beeinflussen. Die Vortices sprangen

zu neuen Positionen oder haben die Washer-Fläche ganz verlassen. Darüber hinaus ist es auch möglich, stärker gepinnte Vortices zu beeinflussen, da durch eine Bestrahlung mit wiederholtem, langsamem Abrastern eine stärkere Anregung erfolgt. Dies war der Fall, wenn mit hoher Vergrößerung hochauflösende Abbildungen oder mehrfach Linescans aufgenommen wurden, da dann der Elektronenstrahl vergleichsweise langsam über die Vortices hinwegrasterte.

Es wurde versucht, dies zur gezielten Beeinflussung von Flussquanten einzusetzen, mit dem Ergebnis, dass die Vortices gelegentlich ihre Position verlagerten, hauptsächlich das SQUID komplett verließen und manchmal gar keine Beeinflussung aufgrund zu starken Pinnings möglich war.

Insbesondere die gezielte Führung und Verlagerung von Flussquanten ist bisher nicht gelungen. Damit könnte ein einzelner Vortex gezielt als Sonde über den SQUID-Washer bewegt werden und so ließe sich das Rauschen oder das Pinning abhängig vom Ort des Vortex analysieren.

6.3.2. Vortex-Antivortex-Konfiguration

Die Erzeugung von Antivortices gelang durch die Kombination von Gegenmagnetfeld, hohen Temperaturen nahe T_c und Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl. Dazu wurde bei angelegtem Gegenmagnetfeld und einer Temperatur $T = 86$ K eine Abbildung aufgenommen, wodurch genug Energie aufgebracht wird, um die Vortex-Anordnung zu ändern und das Eindringen von Antivortices zu ermöglichen. Dabei wurden sowohl die Washer- und Schlitzränder als auch die direkt angrenzenden Flächen neben dem SQUID bestrahlt, jedoch nicht die Josephson-Kontakte. Durch das Gegenfeld fließen im SQUID starke Abschirmströme, deren Signal das Signal der Vortices überdeckt. Es ist daher nicht möglich, die Änderung der Vortex-Anordnung beim Bestrahlen zu beobachten.

Wird das Gegenfeld wieder reduziert, so zeigt sich eine veränderte Vortex-Konfiguration und bei ausreichend starkem Gegenfeld befinden sich Antivortices im SQUID. Die neue Vortex-Konfiguration ist noch instabil, sodass bereits eine Feldreduzierung einzelnen Vortices das Verlassen des SQUIDs ermöglicht. Auch hat sich das Magnetfeld, bei welchem keine Abschirmströme fließen und störende Randsignale minimal sind, geändert. Das Einstellen des neuen optimalen Magnetfeldes wird dadurch erschwert, dass bei Abbildungen durch die Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl eine Umordnung der Vortices stattfindet und weitere Vortices

das SQUID verlassen, wodurch sich das optimale Feld wieder ändert. Im Folgenden wird eine Feldserie gezeigt, bei welcher verschiedene Vortex-Antivortex-Konfigurationen erzeugt wurden.

Das SQUID Ym 81-14 wurde mit $B_E = +11,2 \mu\text{T}$ unter T_c abgekühlt und bei $B_A = +9,44 \mu\text{T}$ wurden Abbildungen aufgenommen. Ausgehend von der Vortex-Anordnung in Abbildung 6.7 d) wurde das SQUID bei einem Gegenfeld mit $B = -24 \mu\text{T}$ durch Aufnahme einer Abbildung mit dem Elektronenstrahl bestrahlt. Nach Rückkehr zum ursprünglichen Feld mit $B_A = +9,44 \mu\text{T}$ wurde das in Abbildung 6.8 a) gezeigte Spannungsbild aufgenommen. Es hat sich eine neue Vortex-Konfiguration mit Antivortices gebildet, in der sich bei Bestrahlung Vortices neu anordnen oder das SQUID verlassen. So springt der Vortex links neben dem Schlitz (schwarzer Kreis) während der Abbildung weg. Wie die direkt danach aufgenommene Abbildung 6.8 b) zeigt, befindet er sich nun weiter oben. In der Nähe der Kontakte sind in a) auf der rechten Seite des Schlitzes ein Vortex und ein Antivortex zu erkennen, wobei der Vortex (Pfeil) während des Scannens aus dem SQUID verschwunden ist, siehe Abbildung b). Eigenartigerweise ist er direkt aus dem SQUID gehüpft und nicht zum Antivortex in seiner Nähe gesprungen. Offenbar ist die attraktive Wechselwirkung zwischen Vortex und Antivortex nicht stark genug oder es ist energetisch günstiger das SQUID zu verlassen. Dadurch ergibt sich eine effektive Änderung von $-1 \Phi_0$ im Washer, wohingegen eine Rekombination von Vortex und Antivortex keine Änderung des Gesamtflusses bewirkt.

Im Anschluss an Abbildung b) wurde ein optimales Magnetfeld gesucht, bei welchem die ΔT -Randsignale minimal sind. In Abbildung 6.8 c) wurde das Magnetfeld ganz heruntergefahren ($B = 0 \mu\text{T}$). Der Vortex und der Antivortex unten am Schlitz haben allein durch die Feldreduzierung das SQUID verlassen. Somit ist die erzeugte Vortex-Anordnung instabiler als eine direkt nach dem Einkühlen entstehende Vortex-Anordnung, da bei dieser eine Feldreduzierung keine Veränderung bewirkte. Der in a) und b) markierte Vortex, welcher bereits durch seine Mobilität aufgefallen ist, verlässt während des Abrasterns den SQUID-Washer, wie der Vergleich mit Abbildung 6.8 d) zeigt. Weiter ordnen sich mehrere Vortices, die in c) mit grünen Kreisen markiert sind, durch die Anregung des Elektronenstrahls neu an. Auffällig ist dabei, dass zwei Vortices, welche in Abbildung d) mit roten Kreisen markiert sind, direkt in die nähere Umgebung von anderen Vortices hüpfen.

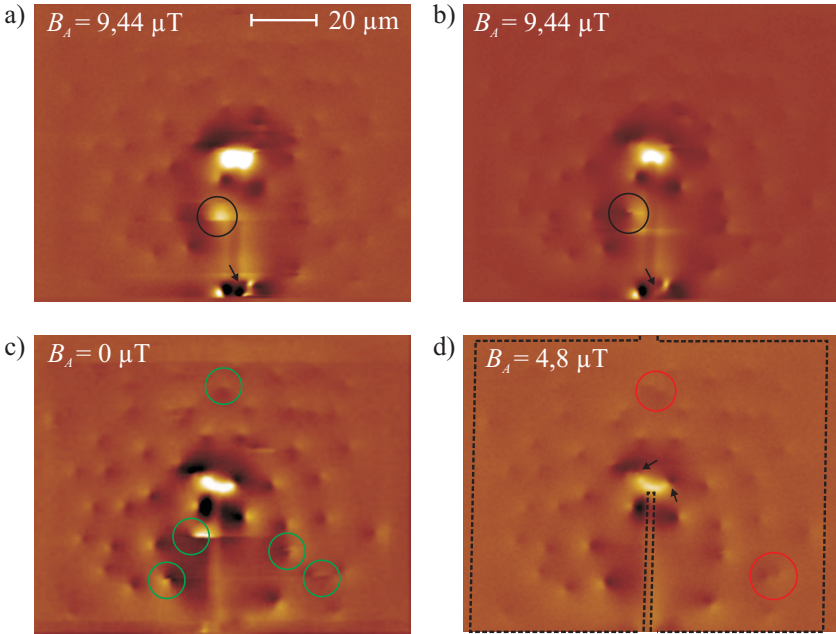


Abb. 6.8.: Vortex-Antivortex-Anordnung 01 in Ym 81-14: a), b) $\Delta\Phi$ -Abbildung der neuen Vortex-Konfiguration, in der sich Vortices neu anordnen oder das SQUID verlassen. c) Besseres Bild durch reduziertes Feld. d) Die gestrichelte Linie zeigt den Washer-Rand mit Schlitz an. Oben am Schlitz befinden sich zwei Antivortices (Pfeile). (Abbildungsparameter: $U_B = 10 \text{ kV}$, $I_{\text{Strahl}} = 4,5 \text{ nA}$, $570\times$, $T = 86 \text{ K}$)

Die zwei verbleibenden Antivortices in Abbildung 6.8 d) sind mit Pfeilen markiert. Der Washer-Rand und die Position des SQUID-Schlitzes sind durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet. Als Vortices werden hier die Flussquanten bezeichnet, deren Fluss in die Richtung des angelegten Einkühlfeldes zeigt. Entsprechend ist der Fluss der Antivortices in Richtung des Gegenfeldes orientiert. In der Abbildung zeigen die Vortices einen hell-dunkel-Signalverlauf zum SQUID-Schlitz hin und die Antivortices weisen, entsprechend invertiert, einen dunkel-hell-Verlauf auf. Beim linken Antivortex geht dessen dunkel-Signal in das dunkel-Signal des dahinter liegenden Vortex über.

In Abbildung 6.9 a) ist eine vergrößerte Darstellung des oberen Schlitzendes zu sehen. Die gestrichelte Linie kennzeichnet den SQUID-Schlitz. Der durchgehende Rahmen gibt den Bildausschnitt der Abbildungen b) und c) wieder. Es wurde versucht, durch langsames Abrastern bei vergrößertem Bildausschnitte den Vortex und den Antivortex oben links am Schlitzende, welche sich schon recht nahe waren, mit Hilfe des Elektronenstrahls anzuregen, sodass diese rekombinieren. Wie in den Abbildungen b) und c) zu sehen ist, war dies nicht möglich, stattdessen verschwand der weiter unten angeordnete Vortex links vom Schlitz, während der Aufnahme von Abbildung b) aus dem SQUID. Dieser war in den vorherigen Abbildungen eher stabil, was den stärkeren Einfluss des langsamen und wiederholten Scannens bei starker Vergrößerung im Vergleich zur normalen Bildaufnahme zeigt.

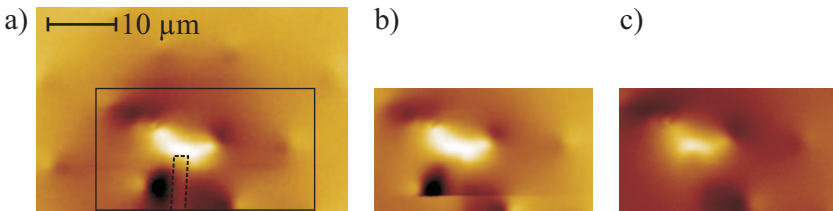


Abb. 6.9.: Detailaufnahme von Vortex-Antivortex-Anordnung 01: a) Vergrößerte Darstellung des oberen Endes des SQUID-Schlitzes (gestrichelte Linie). Der schwarze Rahmen kennzeichnet den Bildausschnitt von b) und c) b) Ein Vortex verlässt angeregt durch den Elektronenstrahl das SQUID c) Anschließende Abbildung ohne den Vortex (Abbildungsparameter: $U_B = 10 \text{ kV}$, $I_{\text{Strahl}} = 5,3 \text{ nA}$, $1300x$, $T = 86 \text{ K}$)

Um eine Vortex-Konfiguration mit mehr Antivortices zu erhalten, wurde ein stärkeres Gegenfeld mit einer Flussdichte $B = -40 \mu\text{T}$ angelegt, während über das SQUID gerastert wurde. Nachdem sich die Vortex-Anordnung nach weiteren Abbildungen im Nullfeld stabilisiert hatte, wurde die Abbildung 6.10 a) bei $B_A = -8 \mu\text{T}$ aufgenommen. Die Abbildung 6.10 b) zeigt die durch ein Magnetfeld mit einer Flussdichte $B = +16 \mu\text{T}$ leicht veränderte Vortex-Anordnung aus a).

Die beiden Abbildungen zeigen mehrere, um den SQUID-Schlitz angeordnete Antivortices, welche von Vortices umringt sind. Lediglich der Vortex links neben dem Schlitz befindet sich in direkter Umgebung des Schlitzes.

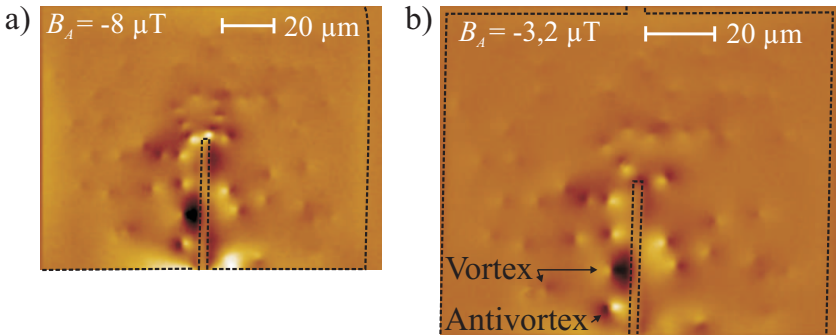


Abb. 6.10.: Vortex-Antivortex-Anordnung 02 in Ym 81-14: a) $\Delta\Phi$ -Abbildung mit (Anti-)Vortices, b) Anordnung nach Rastern bei $B = +16 \mu\text{T}$. (Abbildungsparameter: $U_B = 10 \text{ kV}$, $I_{\text{Strahl}} = 4,9 \text{ nA}$, a) $570\times$ / b) $680\times$, $T = 86 \text{ K}$)

Wie in Abbildung 6.8 a) zu erkennen ist, dringen die (Anti-)Vortices bevorzugt oben am Schlitz oder unten in der Nähe der Josephson-Kontakte in den SQUID-Washer ein. Werden nun bei angelegtem Magnetfeld Antivortices erzeugt, so entstehen diese in der Nähe des SQUID-Schlitzes und ordnen sich um diesen herum an. Sie rekombinieren vermutlich mit den dort gepinnten Vortices, wodurch Platz für nachrückende Antivortices entsteht. So kommt es im SQUID-Washer zu einer Art räumlichen Trennung von Vortices und Antivortices, insbesondere sind die Vortices nicht unregelmäßig gemischt. Der Vergleich mit 6.8 d) zeigt, dass die Mehrzahl der Vortices, welche weiter vom SQUID-Schlitz entfernt sind, ihre Position nicht geändert haben. Das Pinning verhindert eine völlige Neuordnung der Flussquanten im SQUID.

Abschließend sei festgehalten, dass es gelungen ist Vortex-Antivortex-Anordnungen zu erzeugen, wodurch es erstmals möglich war Antivortices mit dem TTREM abzubilden. Mit dem TTREM-Abbildungsverfahren können Austrittsprozesse von Vortices abgebildet werden, wenn diese während des Abrasterns das SQUID verlassen. Wünschenswert wäre ein Abbildungsverfahren, welches es erlaubt, dynamisch Eindring- und Austrittsprozesse von Vortices zu untersuchen. Bis jetzt ist es nicht gelungen, Vortices und Antivortices mit dem Elektronenstrahl zusammenzuführen und eine Vortex-Antivortex-Annihilation zu erzielen.

6.4. Vortex-Anordnung und niederfrequentes Rauschen abhängig vom Einkühlmagnetfeld

Die Untersuchung von Proben im TTREM ermöglicht die Verbindung von Rauschmessungen und Abbildungen. Die Kombination beider Messungen erlaubt es mögliche Zusammenhänge zwischen der lokalen Anordnung von Vortices im SQUID-Washer und dem gemessenen niederfrequenten Rauschen des SQUIDs herzustellen.

Für die beiden Washer-SQUIDs Ym 81-01 und Ym 81-14, welche dasselbe SQUID-Design (siehe Abbildung 3.8 auf Seite 55) besitzen, wurden entsprechende Messungen bei unterschiedlichen Einkühlfeldern durchgeführt. Während des Einkühlvorgangs wurden verschiedene starke Flussdichten $B_E = 0 - 160 \mu\text{T}$ angelegt.

Zu jedem Einkühlfeld wurden $\Delta\Phi$ -Vortexabbildungen aufgenommen und das zugehörige äquivalente Flussrauschen der SQUIDs bei $T = 78 \text{ K}$ gemessen. Nach dem Einkühlen wurde bei weiter angelegtem Einkühlfeld das Rauschen gemessen. Dazu wurde die SQUID-Elektronik SEL-1-CS mit Bias-Reversal-Frequenzen f_{BR} von 20 kHz beziehungsweise 25 kHz verwendet.

Für die Abbildungen wurde das Magnetfeld reduziert, um auftretende ΔT -Randsignale zu vermeiden. Bei den gezeigten Abbildungen war es erforderlich, das Magnetfeld um etwa 10 – 30 % zu reduzieren. Bei sehr kleinen Flussdichten musste das Magnetfeld um bis zu 60 % verringert werden, wohingegen bei großen Flussdichten B_E ein Herabsetzen von maximal 10 % ausreichte. Wie bereits in Abschnitt 6.3.1 beschrieben, konnte keine Veränderung der Vortex-Konfiguration durch eine Verringerung des Magnetfeldes beobachten werden.

Die einzelnen Abbildungen wurden mit denselben Abbildungsparametern aufgenommen. Dies sind die Beschleunigungsspannung $U_B = 10 \text{ kV}$, der Strahlstrom I_{Strahl} , welcher aufgrund von Instabilitäten des Geräts um etwa 1 nA variierte, die Bildvergrößerung und die Blank-Frequenz von $f_B = 6666 \text{ Hz}$. Durch Drifts des x-y-Verschiebetisches war es mitunter nicht möglich immer den exakt gleichen Bildausschnitt aufzunehmen.

In Abbildung 6.11 sind die gemessenen Rauschspektren und die $\Delta\Phi$ -Abbildungen von SQUID Ym 81-01 gezeigt. Die Abbildungen wurden für

eine optimale Darstellung der Vortex-Signale nachbearbeitet³.

Der gezeigte Bildausschnitt gibt einen großen Bereich der Washer-Fläche wieder, zeigt jedoch nicht das gesamte SQUID, da nicht bis zum äußeren Washer-Rand Vortices detektiert werden konnten. Je weiter die Vortices vom SQUID-Schlitz entfernt sind, desto weniger Streufluss koppeln sie in diesen ein und desto geringer fällt das beim Abrastern erzeugte Vortex-Signal aus.

Die Vortex-Abbildungen und Rauschspektren von SQUID Ym 81-14 sind in Abbildung 6.12 gezeigt. Die Rauschmessungen wurden mit dem Lab-View Spektrumsanalysator aufgenommen, welcher für den gesamten Frequenzbereich die gleiche, kleine Schrittweite verwendet, wodurch sich große Datenmengen ergeben. Durch Mittelungen über größere Schrittweiten wurde die Datenmenge für $f > 50$ Hz und $f > 1$ kHz nachträglich reduziert.

6.4.1. Vortex-Anordnung

Aus den Abbildungen ist ersichtlich, wie sich die Flussquanten mit zunehmender Anzahl bei steigendem Einkühlmagnetfeld im SQUID-Washer anordnen. Der Vergleich der Vortex-Positionen bei unterschiedlichen Einkühlfeldern lässt auf bevorzugte Pinningzentren der Vortices schließen. Die Untersuchung der Lage dieser dominanten Pinningzentren wurde bereits in früheren Arbeiten [33, 95, 178]⁴ behandelt, mit dem Ergebnis, dass sich im SQUID-Washer etwa 10 bis 20 dominante Pinningzentren befinden, welche bevorzugt von Vortices besetzt werden. Ein solches dominantes Pinningzentrum ist beispielsweise bei den letzten drei Einkühlflussdichten in Abbildung 6.12 zu sehen: Ganz unten, direkt rechts neben dem SQUID-Schlitz ist bei allen drei Feldern an derselben Stelle ein Vortex gepinnt. Weiter wurde gezeigt, dass sich im SQUID-Washer auch Bereiche (einige μm^2 groß) befinden, in welchen sich bei keinem der untersuchten Einkühlfelder Flussquanten aufgehalten haben.

Dönitz [33] und *Straub* [178] beschreiben die Anordnung der Vortices als „gestörtes Gitter“, für dessen Entstehung das Wechselwirken dreier wesentlichen Energien verantwortlich ist:

³Verwendet wurden die Filter *Statistical Difference: Local mean equalization* und *Sharpen: Laplacian of Gaussian* der Software SPIP [76].

⁴Die in [95] untersuchten Proben verfügten über Antidots im SQUID-Washer, welche die Anordnung von Vortices im SQUID-Washer merklich beeinflussen.

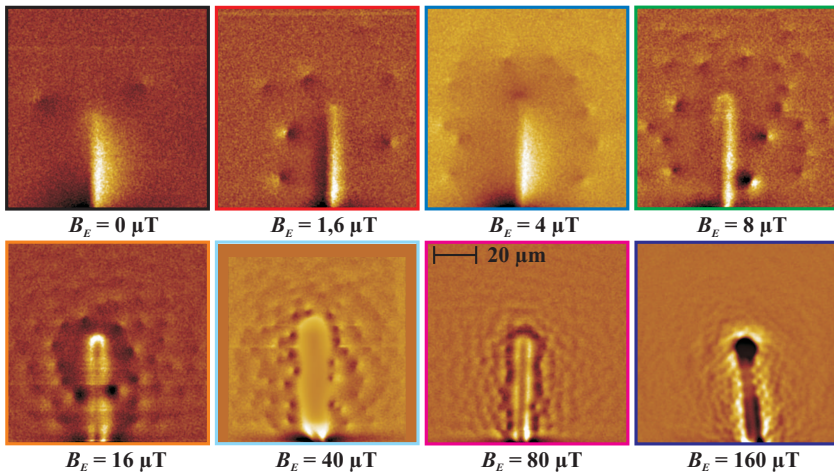
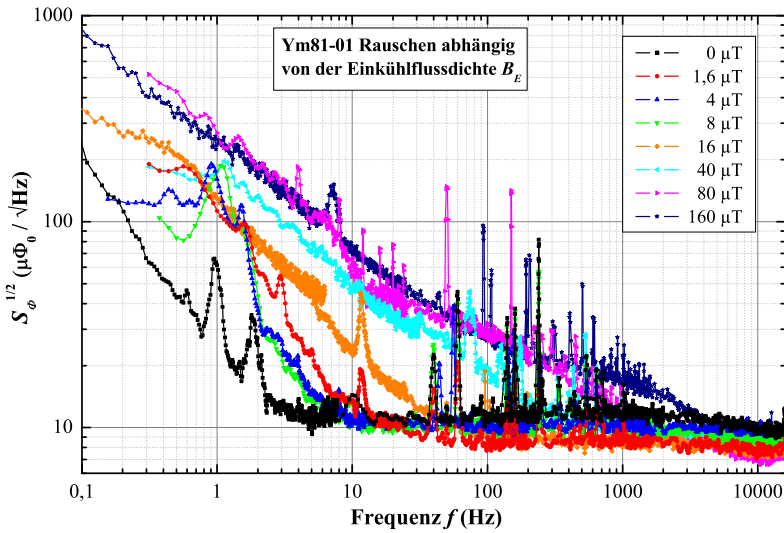


Abb. 6.11.: *Einkühlmagnetfeldserie Ym 81-01:* Dargestellt sind die Rauschspektren des äquivalenten Flussrauschens $S_\Phi^{1/2}$ des SQUIDs und die zugehörigen Vortex-Abbildungen bei unterschiedlichen Einkühlmagnetfeldern. Die Abbildungen wurden zur besseren Vortex-Signaldarstellung gefiltert. (Abbildungsparameter: $U_B = 10 \text{ kV}$, $I_{\text{Strahl}} = 3,5 - 4,5 \text{ nA}$, $1000\times$, $T \approx 78 \text{ K}$, Bei $80 \mu\text{T}$ wurde die Abbildung und die Rauschmessung nicht im selben Einkühlvorgang aufgenommen.)

6.4. Vortex-Anordnung und Rauschen abhängig vom Einkühlmagnetfeld

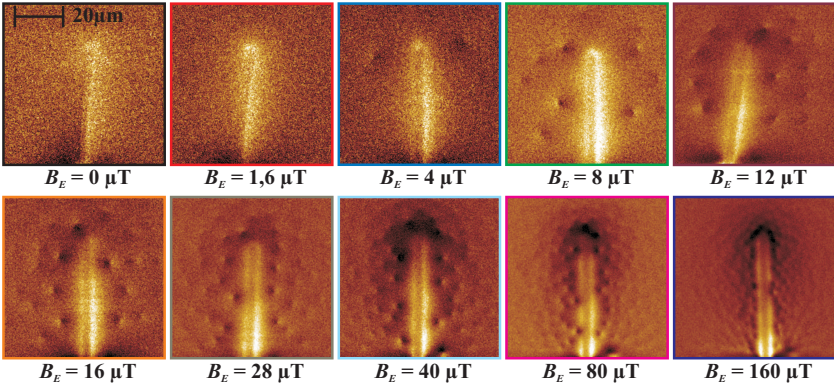
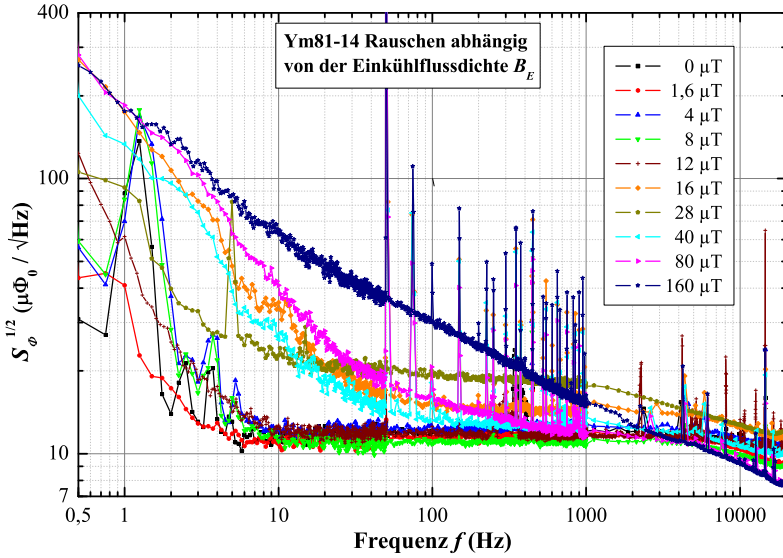


Abb. 6.12.: *Einkühlmagnetfeldserie Ym 81-14*: Dargestellt sind die Rauschspektren des äquivalenten Flussrauschens $S_{\Phi}^{1/2}$ und die entsprechenden Vortex-Abbildungen bei unterschiedlichen Einkühlflussdichten B_E . Der Datenumfang der Rauschspektren bei hohen Frequenzen wurde nachträglich reduziert, wodurch die Abstufungen in der Datenpunktdichte der Rauschspektren zustande kommen. Die Abbildungen wurden zur besseren Vortex-Signaldarstellung gefiltert. (Abbildungsparameter: $U_B = 10$ kV, $I_{Strahl} = 1, 3 - 2, 2$ nA, $1300x$, $T \approx 78$ K)

- Die repulsive *Wechselwirkungsenergie* $E_{\text{WW}}(T)$ zwischen den Vortices veranlasst diese einen gewissen Abstand zueinander einzunehmen, wodurch eine Ordnung vermittelt wird. Wären die Vortices nicht gepinnt und würden Randeffekte durch die endliche Ausdehnung des Dünnfilms keine Rolle spielen, so würden sich die Vortices aufgrund der Wechselwirkungsenergie in einem Abrikosov-Gitter anordnen.
- Die *Pinningenergie* $E_P(T)$ veranlasst die Vortices von ihren optimalen Positionen im dreiecksförmigen Abrikosov-Gitter abzuweichen. Je höher die Pinningenergie einer Stelle ist, desto häufiger befindet sich nach dem Einkühlen an dieser Position ein Vortex.
- Die *thermische Energie* $E_{\text{th}}(T) = k_B T$ liefert nahe T_c den größten Beitrag der drei Energien und nimmt mit fallender Temperatur ab, wohingegen die anderen beiden Energien mit abnehmender Temperatur stark zunehmen. Dadurch ändert sich die Vortex-Konfiguration ab einem bestimmten Punkt nicht mehr, da die thermischen Fluktuationen nicht mehr ausreichend groß sind. Das System befindet sich dann in einem metastabilen Zustand, denn sonst müsste sich bei jedem Einkühlvorgang dieselbe Vortex-Konfiguration ergeben.

Auf die in den beiden Abbildungen 6.11 und 6.12 gezeigten Vortex-Konfigurationen soll im Folgenden eingegangen werden. Befinden sich zwei Flussquanten im SQUID, so ordnen sich diese bevorzugt am oberen Ende des SQUID-Schlitzes auf der linken und rechten Seite an, wodurch sie einen großen Abstand zueinander besitzen. Mit zunehmendem Einkühlfeld und damit zunehmender Flussquantenanzahl ordnen sich die Flussquanten zunächst recht willkürlich im SQUID an, sodass davon ausgegangen werden kann, dass hauptsächlich die Pinningenergie für die Anordnung verantwortlich ist. Mit weiter zunehmender Vortex-Anzahl wird meist eine kreisförmige Anordnung (Abb. 6.11: $B_E = 4 \mu\text{T}$) um den Schlitz herum bevorzugt, was auf eine Dominanz der Vortex-Wechselwirkung hindeutet. Bei noch höheren Einkühlflussdichten ordnen sich die weiteren Flussquanten einzeln innerhalb und außerhalb des Kreises an, wodurch sich die Struktur des Kreises sehr schnell auflöst. Nimmt die Anzahl der Vortices weiter zu, so ergibt sich eine zufällige Verteilung der Vortices, welche aus dem Wechselspiel von Pinning- und Wechselwirkungsenergie

resultiert. Bei der Abbildung 6.11 ist bei $B_E = 16 \mu\text{T}$ zu sehen, wie sich im oberen Bereich des Schlitzes nochmals eine kreisförmige Vortex-Anordnung ergibt.

Folglich ist neben der Stärke der Pinningzentren und deren Position die Einkühlflussdichte und damit die Anzahl der Vortices entscheidend für deren Verteilung im SQUID-Washer.

6.4.2. Vortex-Anzahl

Zur Bestimmung der Vortex-Anzahl wurden die gezeigten Abbildungen gefiltert⁵, um die Vortex-Signale hervorzuheben. Dadurch konnten auch Flussquanten, welche weit vom SQUID-Schlitz entfernt waren und deren Signal dadurch nur sehr schwach war, erkannt werden. Trotzdem war es nicht möglich, alle Flussquanten im SQUID zu detektieren, da Vortices am äußeren Washer-Rand kein ausreichendes Signal mehr lieferten. Folglich ist hier die Anzahl der sichtbaren oder erkennbaren Flussquanten angegeben, wobei die Gesamtanzahl an Flussquanten vermutlich etwas größer ist. Der dadurch entstehende Fehler sollte überschaubar sein, da der Großteil der Vortices erkannt wird, zumal die Dichte der Vortices nahe am Schlitz stärker als linear mit der Gesamtanzahl an Flussquanten ansteigt [33, 178].

Für die beiden gezeigten Magnetfeldserien ist links in Abbildung 6.13 die Anzahl der sichtbaren Vortices gegenüber der Einkühlflussdichte B_E aufgetragen. Mit zunehmender Einkühlflussdichte B_E nimmt die Anzahl an Flussquanten zu, wobei sich eine lineare Abhängigkeit ergibt, wie durch die zwei eingezeichneten Ausgleichsgeraden ersichtlich ist. Dies bestätigt die in [178] gezeigten Ergebnisse und zeigt, dass in diesem Punkt ein Washer-SQUID durchaus mit einem großflächigem Dünnsfilm, in welchem die Proportionalität zwischen Vortex-Anzahl und Einkühlflussdichte ebenfalls gilt [88], verglichen werden kann.

Die Anzahl der Vortices ist bei Probe Ym 81-14 geringer, da hier aufgrund der größeren Bildvergrößerung ein kleinerer Bereich des Washers betrachtet wurde. Wird die Vortex-Dichte bezüglich der Größe des Bildausschnittes bestimmt, so ist diese bis etwa $B_E = 30 \mu\text{T}$ für beide Proben vergleichbar. Für höhere Flussdichten nimmt die Vortex-Dichte von

⁵Verwendet wurde ein Laplacian of Gaussian-Filter mit großem Fenster, welcher die Eigenschaft besitzt, Stellen, an denen sich die Bildintensität schnell ändert, zu detektieren.

SQUID Ym 81-14 deutlich stärker zu als für SQUID Ym 81-01. Dies lässt sich durch die überproportionale Zunahme der Flussquanten in Schlitznähe erklären, da für SQUID Ym 81-14 aufgrund des kleineren Bildausschnittes dieser Bereich stärker gewichtet ist.

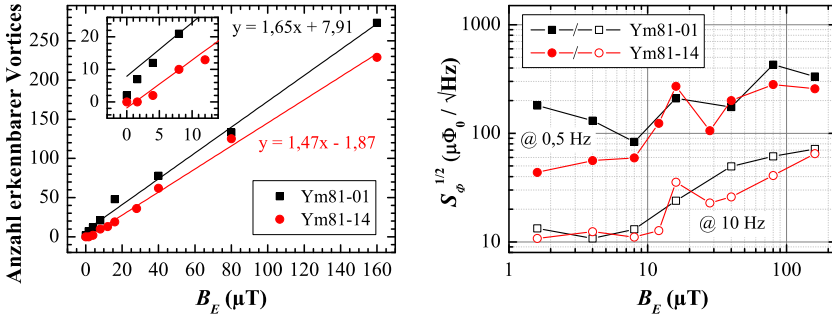


Abb. 6.13.: Anzahl an Vortices und Rauschen abhängig vom angelegten Einkühlmagnetfeld: Links: Aufgetragen ist die Anzahl an erkennbaren Vortices gegenüber der angelegten Einkühlflussdichte B_E . Im eingefügten Diagramm ist der Bereich nahe der Null vergrößert dargestellt. **Rechts:** Aufgetragen ist die Wurzel der spektralen Rauschleistungsdichte $S_\Phi^{1/2}$ bei 0,5 Hz und 10 Hz abhängig von der magnetischen Einkühlflussdichte B_E .

Wie aus den Vortex-Abbildungen hervorgeht, befinden sich beim SQUID Ym 81-01 bereits nach dem Einkühlen im Nullfeld zwei Flussquanten im SQUID, wohingegen beim SQUID Ym 81-14 dieser Zustand erst bei einer Einkühlflussdichte von $B_E = 4 \mu\text{T}$ eintrat. Der Grund hierfür kann eine lokale Variation des magnetischen Restfeldes sein, welches von leicht magnetischen Bauteilen in Probennähe herrührt. Unter der Annahme, dass bei SQUID Ym 81-14 kein Restfeld vorhanden war, lässt sich aus dem Vergleich der Abbildungen das bei SQUID Ym 81-01 vorhandene Restfeld mit $B_0 = 1,6 - 4 \mu\text{T}$ abschätzen. Dies entspricht den in [33] gefundenen Werten.

6.4.3. Rauschen abhängig vom Einkühlfeld

Im rechten Diagramm der Abbildung 6.13 ist die Wurzel der spektralen Rauschleistungsdichte $S_\Phi^{1/2}$ der gezeigten Rauschspektren bei Frequenzen von 0,5 Hz und 10 Hz gegenüber der Einkühlflussdichte B_E aufgetragen.

Für gewöhnlich wird das Rauschen bei $f = 1$ Hz angegeben, teilweise traten jedoch in diesem Bereich lokale Maxima auf, welche vermutlich von Störsignalen, wie zum Beispiel Geräte- und Gebäudeschwingungen [112], herrühren. Da die Störsignale auch bei $B_E = 0 \mu\text{T}$ vorhanden waren, wenn sich keine Vortices im SQUID befinden, kann es sich nicht um einen Rauschbeitrag eines Vortex handeln.

Da ein linearer Zusammenhang zwischen der Einkühlflussdichte B_E und der Vortex-Anzahl besteht, ergibt sich für das rechte Diagramm in Abbildung 6.13 ein qualitativ ähnlicher Verlauf, wenn das Rauschen gegenüber der Vortex-Anzahl aufgetragen wird.

Das Rauschen bei 0,5 Hz zeigt eine, für niederfrequente Rauschmessungen typische, starke Streuung der Messwerte. Trotz Ausreißern ist klar erkennbar, dass das Rauschen mit zunehmendem Einkühlfeld und Vortex-Anzahl zunimmt. Durch die zunehmende Anzahl an Vortices steigt auch die Anzahl an Vortices, welche zum Rauschen beitragen an, was eine Zunahme des niederfrequenten Rauschens erklärt.

Bei $f = 10$ Hz nimmt das Rauschen ebenfalls zu, jedoch ist hier bis zu einer Einkühlflussdichte von etwa $10 \mu\text{T}$ kein Anstieg des Rauschens erkennbar. Erst ab etwa $B_E = 16 \mu\text{T}$ steigt das Rauschen stark an. Dies ist eine direkte Folge der im Spektrum ersichtlichen Verläufe des niederfrequenten Rauschens. Für eine kleine Anzahl an Vortices ($B_E < 10 \mu\text{T}$) ist auch die Anzahl an Fluktuatoren gering. Die vornehmlich aus thermisch aktivierten Hüpfprozessen bestehenden, RTS-artigen Fluktuationen weisen im Spektrum einen lorentzartigen Verlauf auf. Mit der Anzahl an Flussquanten ($B_E > 16 \mu\text{T}$) nimmt auch die Anzahl an Fluktuatoren zu, wodurch sich ein zu kleineren Frequenzen hin eher mit $1/f$ ansteigender Frequenzverlauf ergibt. Dieser Zusammenhang lässt sich dadurch erklären, dass mit zunehmender Anzahl an Fluktuatoren, deren lorentzartige Rauschspektren, welche proportional zu $1/f^2$ ansteigen, jedoch unterschiedliche charakteristische Frequenzen besitzen, in der Summe ein mit etwa $1/f$ ansteigendes Frequenzspektrum ergeben. Da der $1/f$ -Abfall zu höheren Frequenzen reicht, ist bei 10 Hz gut der Übergang von einem $1/f^2$ -artigen in ein $1/f$ -artiges Spektrum zu erkennen.

6.4.4. Korrelation von Rauschen und Abbildungen

Durch den Vergleich von Vortex-Abbildungen und Rauschspektren wurde versucht, ein Zusammenhang zwischen dem auftretenden niederfrequenten

ten Rauschen und den im SQUID befindlichen Vortices herzustellen. Es gibt einige Vortex-Abbildungen, in denen Flussquanten, welche nahe am SQUID-Schlitz sitzen, ein sehr starkes $\Delta\Phi$ -Signal erzeugen. Es bestand nun die Vermutung, dass das Flussrauschen groß ist oder zunimmt, wenn sich solche Flussquanten sehr nahe am Schlitz befinden und eine große Flussänderung im SQUID-Schlitz hervorrufen.

Bei Abbildung 6.11 ist das Rauschen für $B_E = 4 \mu\text{T}$ und $B_E = 8 \mu\text{T}$ nahezu identisch. Die entsprechenden Abbildungen zeigen bei $B_E = 8 \mu\text{T}$ zwei sehr starke Vortex-Signale, wohingegen sich bei $B_E = 4 \mu\text{T}$ keine Flussquanten nahe am Schlitz befinden. Für die zweite Serie in Abbildung 6.12 ergibt sich für $4 \mu\text{T}$ und $8 \mu\text{T}$ ein ähnliches Bild: Das Rauschen ist wieder fast gleich, obwohl bei $8 \mu\text{T}$ zwei doch recht deutlich sichtbare Vortices auftreten. Dies würde der Vermutung widersprechen.

In der ersten Serie fällt aber auf, dass in der Abbildung bei $16 \mu\text{T}$ zwei intensive Vortex-Signale auftreten und das zugehörige niederfrequente Rauschen unterhalb von 1 Hz größer ist als bei $B_E = 40 \mu\text{T}$. Das Rauschen bei $B_E = 1,6 \mu\text{T}$ ist in Abbildung 6.11 stellenweise größer oder vergleichbar mit dem Rauschen bei 4 und $8 \mu\text{T}$ und in der Abbildung ist ein deutlich sichtbarer Vortex neben den anderen Vortices zu sehen, was eher für die Vermutung spricht.

Abschließend lässt sich keine klare Aussage treffen. Teilweise hat es den Anschein, dass in Abbildungen, in denen Flussquanten nahe am Schlitz sitzen und ein starkes Abbildungssignal zeigen, korreliert sind mit einem höheren Flussrauschen des SQUIDs. Andererseits können aber auch Flussquanten mit starken Signalen auftreten, ohne das ein übermäßig starkes Rauschen einhergeht.

Um detailliertere Aussagen treffen zu können, wäre es erforderlich genauere Rauschmessungen zu haben, insbesondere welche, die zu niedrigeren Frequenzen reichen. Dies stellt allerdings eine Schwierigkeit dar, da mit abnehmender Frequenz die Messzeit entsprechend ansteigt. Durch die lange Messzeit ist auch die Konstanz der Messung ein Problem. Die Abbildungen geben ein mehr oder weniger statischen Zustand wieder, da die Hüpfprozesse aufgrund der geringen Auflösung nicht abgebildet werden können. Bei den Rauschmessungen kann allerdings durch temporär auftretende, starke RTS-Signale die Form des Spektrums nachhaltig verändert werden.

6.5. Linescan über Vortex

Zur genaueren Untersuchung von Vortex-Signalen eignen sich Linescans, welche anschaulich die bipolare Flussänderung im SQUID abhängig vom Bestrahlungsort wiedergeben. Linescans lassen sich nachträglich aus $\Delta\Phi$ -Abbildungen extrahieren oder direkt mit dem Elektronenstrahl aufnehmen, was in der Regel genauere Ergebnisse liefert.

Das primäre Ziel der Arbeit war die Aufnahme von hochauflösenden Vortex-Linescans, um diese mit der im Abschnitt 2.4 beschriebenen Theorie [26] und den darin genannten Modellen zur räumlichen Verteilung der übertragenen Wärmeleistung vergleichen zu können. Die Modelle weisen einen unterschiedlichen Verlauf der virtuellen Vortex-Verschiebung (siehe Abb. 2.9) auf, sodass die Erwartung besteht, das Modell ermitteln zu können, welches die vorliegenden experimentellen Gegebenheiten am besten beschreibt.

Um detailliertere Linescans aufnehmen zu können, wurde eine vorhandene Sub-VI Linescan des Steuer- und Bildaufnahmeprogramms REMsoft erweitert, um über mehrere aufgenommene Linescans mitteln zu können. Im Folgenden werden zwei Linescans über einzelne Flussquanten ausgewertet und mit den Modellen verglichen.

6.5.1. Linescan über feldgekühlten Vortex mit Schlitzsignalkorrektur

Um Wechselwirkungen mit anderen Vortices ausschließen zu können, durfte sich nur das abzubildende Flussquant im SQUID befinden. Einzelne Flussquanten treten bevorzugt im unerwünschten Bereich um das obere Schlitzende auf, sodass ein Weg gefunden werden musste, diese in eine günstigere Position seitlich vom Schlitz zu bringen. Da das gezielte Führen von Flussquanten mit dem Elektronenstrahl nicht gelang, wurde das spezielle SQUID-Design von SQUID Ym 81-12 verwendet. Dieses SQUID-Design verhindert durch den größtenteils geschlitzten Washer das Eindringen von Flussquanten außerhalb einer kleinen Washer-Fläche seitlich vom Schlitz. Beim Einkühlen konnten so unkompliziert einzelne Vortices an relativ definierter Position im SQUID gepinnt werden.

In Abbildung 6.14 a) ist ein Oberflächenbild der $25 \times 30 \mu\text{m}^2$ großen Washer-Fläche gezeigt. Im zugehörigen Spannungsbild b) ist das in der Washer-Fläche sitzende Flussquant zu sehen. Dieses wurde durch Ein-

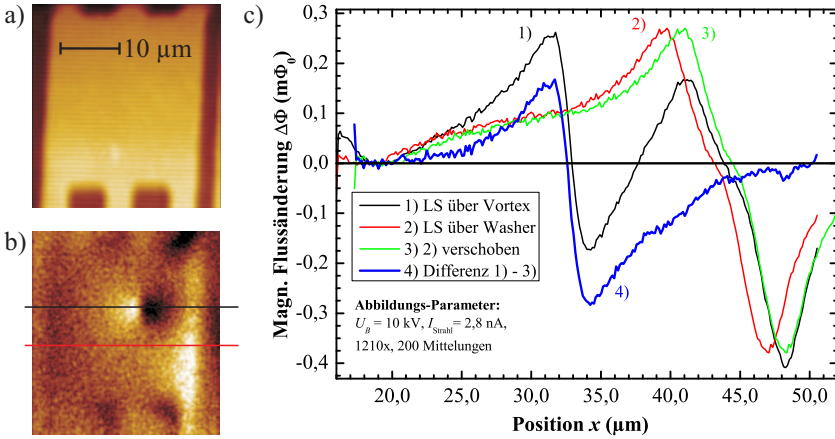


Abb. 6.14.: *Linescan über einzelnen Vortex in SQUID Ym 81-12: a) Oberflächenbild des $25 \times 30 \mu\text{m}^2$ großen Washer-Bereichs b) $\Delta\Phi$ -Abbildung zu a) mit einem Vortex im SQUID. Die waagrechten Linien geben den Verlauf der Linescans an. c) Linescans über den Vortex und den Washer, sowie die Differenz aus Vortex- und verschobenen Washer-Linescan.*

kühlen mit einer magnetischen Flussdichte $B_E = 12 \mu\text{T}$ ins SQUID gebracht. Entlang der schwarzen und roten Linie in b) wurden zwei Linescans mit je 200 Mittelungen aufgenommen, welche in c) mit 1) und 2) bezeichnet sind. Dabei ist die magnetische Flussänderung $\Delta\Phi$ im SQUID gegenüber der Position x des Elektronenstrahls aufgetragen. Dem Signalverlauf ist neben dem eigentlichen Vortex-Signal noch das störende Schlitzsignal überlagert. Um dieses aus dem Vortex-Linescan (schwarze Linie, 1)) zu entfernen wurde der zweite Linescan (rote Linie, 2)) parallel dazu über die freie Washer-Fläche und den Schlitz aufgenommen. Die Intensität des Schlitzsignals ist bei den beiden Linescans allerdings leicht unterschiedlich, vergleiche Abbildung 6.14 b).

Anhand des Signalminimums der Linescans in der Schlitzmitte ist ersichtlich, dass sich das SQUID zwischen den Aufnahmen der Linescans bewegt hat, was durch einen Drift des x-y-Verschiebetisches zustande kam. Der Drift wurde durch Verschieben des Washer-Linescans entlang der x -Achse korrigiert. Wird die Differenz aus dem Vortex-Linescan 1) und verschobenem Washer-Linescan 3) gebildet, so ergibt sich der in Ab-

bildung 6.14 c) mit 4) gekennzeichnete Verlauf, welcher nach Abzug des Schlitzsignals nun das typische bipolare Signal eines Vortex zeigt.

Über die im Oberflächenbild sichtbaren SQUID-Abmessungen wurde die x -Achse des Differenz-Linescans kalibriert, wobei 7,5 Pixel etwa $1\ \mu\text{m}$ entsprechen. Der Vortex befindet sich vom unteren Washer-Rand des SQUIDS, welcher in der Abbildung nicht zu sehen ist, $y=32,92\ \mu\text{m}$ entfernt und der Abstand zum SQUID-Schlitz beträgt $9,75\ \mu\text{m}$. Im Folgenden wird davon ausgegangen, dass der Vortex an dieser Position $\vec{r}(x, y)$ fest im SQUID gepinnt ist und sich nicht bewegt.

Die im SQUID erzeugte Flussänderung $\Delta\Phi(\vec{r})$ in Φ_0 wurde, nach Gleichung (4.13), aus der Ausgangsspannung V des Lock-in Verstärkers berechnet. Um diese Flussänderung $\Delta\Phi(\vec{r})$ mit der in Abschnitt 2.4 beschriebenen Theorie vergleichen zu können, muss daraus die virtuelle Verschiebung $\Delta r(\vec{r})$ berechnet werden. Gemäß Gleichung (4.15) sind die beiden Größen über die Kopplungsstärke $\Phi_r(\vec{r}) = \partial\Phi(\vec{r})/\partial r$ miteinander verbunden.

6.5.1.1. Bestimmung der Kopplungsstärke

Clem und *Brandt* zeigten durch Betrachtung von Energieargumenten, dass unter der Annahme, dass der Vortex-Kern viel kleiner ist als die SQUID-Abmessungen,

$$\nabla\Phi(\vec{r}) = \Phi_0 \cdot \nabla g(\vec{r}) \quad (6.4)$$

gilt [27]. Diese einfache Beziehung setzt die Kopplungsstärke $\nabla\Phi(\vec{r})$ dem Produkt aus elementarem Flussquant Φ_0 und dem Gradienten der skalare Strömungsfunktion $g(\vec{r})$ gleich. Die skalare Strömungsfunktion $g(\vec{r})$ entspricht einem skalaren Potenzial und stellt die lokale Magnetisierung des SQUIDS oder die Dichte an winzigen Stromschleifen dar [17]. Durch geeignete Wahl der Integrationskonstanten erhält man

$$\Phi(\vec{r}) = \Phi_0 \cdot g(\vec{r}) . \quad (6.5)$$

Die Gleichungen (6.4) und (6.5) gelten streng genommen nur, wenn sich ein einzelnes Flussquant im SQUID befindet, was hier der Fall ist. *Dönitz et al.* konnten zeigen, dass sie in guter Näherung auch für mehrere Vortices gelten, solange die Vortex-Abstände groß genug sind [34, 36].

Die skalare Strömungsfunktion $g(\vec{r})$ lässt sich mit der bereits für die Berechnung der SQUID-Induktivitäten verwendeten Simulationssoftware 3D-MLSI berechnen. Bei vorgegebener SQUID-Geometrie liefert das Programm eine räumliche Darstellung der skalaren Strömungsfunktion $g(\vec{r})$. In Abbildung 6.15 ist die simulierte Strömungsfunktion $g(\vec{r}) = g(x, y = 32,92 \mu\text{m})$ entlang des Vortex-Linescans dargestellt⁶. Am äußeren SQUID-Rand ist $g(x, y) = 0$, wohingegen in der Mitte, zum Schlitz hin $g(x, y) = 1$ ist.

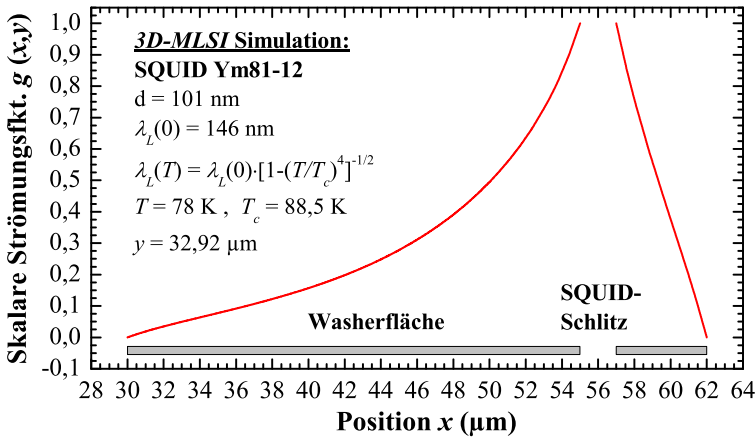


Abb. 6.15.: *Skalare Strömungsfunktion $g(x, y)$:* Gezeigt ist der Verlauf der dimensionslosen Strömungsfunktion $g(x, y = 32,92 \mu\text{m})$ entlang des Vortex-Linescans simuliert mit 3D-MLSI. Darunter ist der Querschnitt durch das SQUID mit Washer-Fläche und Schlitz schematisch dargestellt.

Zur Berechnung der Kopplungsstärke ist es, nach Gleichung (6.4), erforderlich, den Gradienten von $g(x, y)$ zu bestimmen. Dabei machte sich eine Diskretisierung der $\nabla g(\vec{r})$ -Werte bemerkbar, welche von der vom Simulationsprogramm vorgenommenen Unterteilung der SQUID-Geometrie in kleine Dreiecke herrührt. Um dies zu verhindern, wurde der Verlauf der Strömungsfunktion $g(x, y)$ links und rechts vom SQUID-Schlitz jeweils durch ein Polynom 8. Ordnung angenähert. Diese Polynome folgen dem

⁶Für die Simulation wurde der Koordinatenursprung in die linke untere Ecke des SQUIDs gelegt, vergleiche Abbildung 3.8.

Verlauf von $g(x, y)$ sehr gut und weisen beim Differenzieren keine Diskretisierung auf.

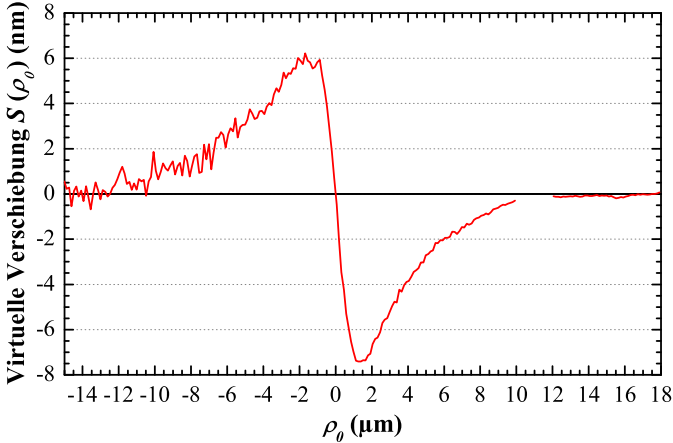


Abb. 6.16.: *Virtuelle Vortex-Verschiebung $S(\rho_0)$: Gezeigt ist die virtuelle Vortex-Verschiebung $S(\rho_0)$ des gemessenen Linescans. Die Unterbrechung auf der rechten Seite stammt vom SQUID-Schlitz, in welchem $S(\rho_0)$ nicht definiert ist.*

6.5.1.2. Virtuelle Vortex-Verschiebung

Wird die Flussänderung $\Delta\Phi(\vec{r})$ durch den Betrag des Gradienten der Strömungsfunktion $|\nabla g(\vec{r})|$ dividiert, so erhält man das Linescan-Signal in Form der virtuellen Vortex-Verschiebung $\Delta r(\vec{r})$ abhängig von der Position des Elektronenstrahls \vec{r} . In Abbildung 6.16 ist die so erhaltene, virtuelle Verschiebung $\Delta r(\vec{r}) = S(\rho_0)$ des Linescans dargestellt. Dabei wurde der Nulldurchgang des Signals in den Ursprung gelegt. Der Vergleich mit dem ursprünglichen Linescan 4) in Abbildung 6.14 c) zeigt, dass sich die Symmetrie des Linescans durch die Korrektur mit der ortsabhängigen Kopplungsstärke deutlich verbessert. Ein Grund für den nicht wie erwartet völlig symmetrischen Signalverlauf dürfte die Tatsache sein, dass sich das Schlitzsignal von Vortex- und Washer-Linescan geringfügig unterscheidet, was vernachlässigt wurde. Es ergibt sich eine maximale virtuelle Verschiebung $\Delta r \approx 6 - 7,2$ nm. Diese fällt geringer aus, als die

abgeschätzten Werte zwischen $7,5 - 20$ nm [178] und $40 - 50$ nm [34, 36] in vorangegangenen Arbeiten. Mit entscheidend für die Größe der Verschiebung ist der Strahlstrom I_{Strahl} , welcher hier $\approx 2,8$ nA betrug und geringer ist, als die genannten 7 nA beziehungsweise einige nA der Vergleichswerte.

6.5.1.3. Parameterbestimmung für Theorie

In die virtuelle Verschiebungen der vier Modelle, welche nach der analytischen Theorie von *Clem* berechnet wurden und welche mit der in Abbildung 6.16 dargestellten virtuellen Vortex-Verschiebung $\mathcal{S}(\rho_0)$ des Linescans verglichen wurden, gehen eine Vielzahl an Parametern ein. Im Folgenden werden die einzelnen Parameter und die für die Berechnung verwendeten Werte und Abschätzungen näher betrachtet.

Deponierte, thermische Strahlleistung P_0 Die Strahlleistung $P_S = U_B \cdot I_{\text{Strahl}}$ des Elektronenstrahls ist mit großer Genauigkeit bekannt, sodass sich für den Linescan mit einem Strahlstrom $I_{\text{Strahl}} = 2,8$ nA und der Beschleunigungsspannung $U_B = 10$ kV eine Strahlleistung $P_S = 28$ μ W ergibt. Durch einen Gewichtungsfaktor $f = 0,4 - 0,8$ [147] wird berücksichtigt, dass in der Probe nicht die gesamte Strahlenergie in thermische Wärmeenergie umgewandelt wird. Ursächlich dafür sind neben den Sekundärelektronen hauptsächlich die zurück gestreuten Elektronen, welche die Probe mit einer endlichen Energie $E \lesssim eU_B$ verlassen. Dabei liegt die Energieverteilung der rückgestreuten Elektronen vornehmlich bei hohen Energien. Somit kann über den Rückstreuoeffizienten, für welchen sich aus Monte-Carlo-Simulationen, siehe Abschnitt weiter unten, ein Wert von $0,27$ ergibt, eine genauere Abschätzung des Gewichtungsfaktors mit $f \gtrsim 1 - 0,27 = 0,73$ erfolgen. Für die in der Probe deponierten, thermischen Strahlleistung P_0 folgt somit $P_0 = f \cdot P_S \gtrsim 0,73 \cdot 28$ μ W = $20,4$ μ W.

Wärmeleitfähigkeit κ Für die thermische Leitfähigkeit κ_F des anisotropen YBCO bei $T = 78$ K wurden abhängig vom Sauerstoffgehalt für die *a*- und *b*-Kristallrichtung Werte zwischen $13,6$ und 21 W/(Km) gefunden [28, 29, 199]. Aufgrund der Schichtstruktur von YBCO ist die Wärmeleitfähigkeit entlang der kristallographischen *c*-Achse deutlich geringer und liegt im Bereich von $1,8 - 3$ W/(Km) [57, 124]. Das Sub-

stratmaterial SrTiO₃ weist bei $T = 78\text{ K}$ eine Wärmeleitfähigkeit von $\kappa_S = 17,4\text{ W}/(\text{Km})$ auf [173].

In der Herleitung des Ausdrucks für die virtuelle Verschiebung $\mathbf{S}(\rho_0)$ wird zur Lösung der thermischen Diffusionsgleichung die Annahme gemacht, dass die Wärmeleitfähigkeiten von Dünnfilm und Substrat identisch sind, sprich $\kappa = \kappa_F = \kappa_S$. Für die a - und b -Kristallachse ist dies in guter Näherung erfüllt, lediglich entlang der c -Kristallachse ist dies nicht der Fall, was hier zunächst vernachlässigt wird. Im Weiteren wird eine Wärmeleitfähigkeit $\kappa = \kappa_S = 17,4\text{ W}/(\text{Km})$ verwendet.

Differentialquotient $d\Lambda/dT$ In den Vorfaktor von $\mathbf{S}(\rho_0)$ geht der Differentialquotient $d\Lambda/dT$ ein. Für dessen Berechnung wurde die Pearl-Länge gemäß Gleichung (2.44), eine London'sche Eindringtiefe $\lambda_L(0) = 146\text{ nm}$ [142], die Proben temperatur $T = 78\text{ K}$, die kritische Temperatur $T_c = 88,5\text{ K}$ und die Filmdicke $d = 101\text{ nm}$ verwendet. Weiter fand für die Temperaturabhängigkeit von $\lambda_L(T)$ die Gleichung (2.4) Anwendung. Damit ergibt sich die Ableitung der Pearl-Länge nach der Temperatur $d\Lambda/dT$ zu $41,52\text{ nm}/\text{K}$.

Mittlere Elektronenreichweite R Der Verlauf der virtuellen Vortex-Verschiebung $\mathbf{S}(\rho_0)$ wird maßgeblich von der dimensionslosen Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l)$ bestimmt, welche im Wesentlichen von der mittleren Elektronenreichweite R und für zwei der vier Modelle vom Strahlradius a abhängt. Daher ist für einen aussagekräftigen Vergleich eine möglichst exakte Bestimmung dieser Parameter erforderlich. Beide Größen sind nicht direkt zugänglich und müssen über bekannte Größen oder Simulationen abgeschätzt werden.

Die mittlere Elektronenreichweite R ist etwa proportional zur wohl bekannten Beschleunigungsenergie E_0 der Elektronen hoch 1,5 und reziprok proportional zur Dichte ρ des Probenmaterials. Je nach Größenordnung von E_0 und Material lassen sich recht ähnliche, empirische Formeln finden. Mit der folgenden, in [69, 147] genannten Formel

$$R(\mu\text{m}) \cong \frac{0,1 \cdot E_0^{1,43}(\text{keV})}{\rho(\text{g}/\text{cm}^3)}, \quad (6.6)$$

$\rho_{\text{YBCO}} = 6,37\text{ g}/\text{cm}^3$ [103] und $E_0 = 10\text{ keV}$ ergibt sich eine Elektronenreichweite $R = 0,42\text{ }\mu\text{m}$. Dieser Wert entspricht mehr als der vierfachen

Filmdicke d , sodass die Filmschicht gegenüber dem Substrat vernachlässigt werden kann. Mit $\rho_{\text{STO}} = 5,12 \text{ g/cm}^3$ [121] ergibt sich eine Reichweite $R = 0,53 \mu\text{m}$.

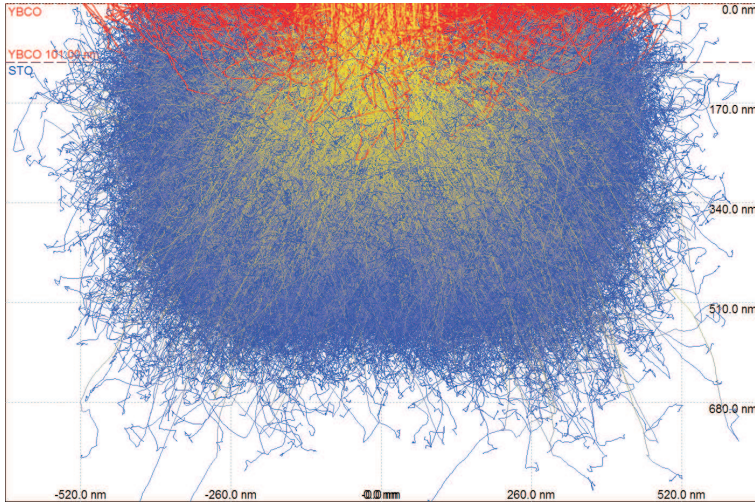


Abb. 6.17.: *Monte-Carlo-Simulation mit Casino [38]:* Dargestellt ist die Verteilung der Elektronenbewegungsbahnen von 200 k Elektronen. Dabei nimmt deren Energie durch Stöße ab, was durch einen Farbwechsel von gelb nach blau verdeutlicht ist. Die Bahnen von zurück gestreuten Elektronen, welche die Probe wieder verlassen, sind rot eingefärbt. Strahlparameter: Beschleunigungsspannung $U_B = 10 \text{ kV}$, Strahlradius $a = 150 \text{ nm}$.

Mit der Simulationssoftware Casino⁷ [38, 39] lassen sich basierend auf Monte-Carlo-Simulationen die Bewegungsbahnen von Elektronen in Festkörpern berechnen. Eine entsprechende Simulation für eine Anzahl von 200 k Elektronenbahnen ist in Abbildung 6.17 gezeigt. Die Elektronen dringen von oben her kommend zunächst in den YBCO-Dünnschicht ein und werden durch verschiedene Stoßprozesse im Material gestreut. Dabei verlieren sie ihre Energie, was in den Bahnen durch den Farbwechsel von gelb nach blau verdeutlicht ist. Die Bahnen der Rückstreuelektro- nen, welche durch Streuprozesse das Material wieder verlassen, sind in

⁷Casino, monte CARlo SIMulation of electroN trajectory in sOlids.

der Abbildung rot dargestellt. Für die Simulation wurde eine Strahlenergie $E_0 = 10 \text{ keV}$ und ein Strahlradius $a = 150 \text{ nm}$ verwendet. Die mittlere Elektronenreichweite R lässt sich mit diesen Parameterwerten auf ungefähr $0,5 - 0,6 \mu\text{m}$ abschätzen. Dieser Wert ist minimal höher als der durch Gleichung (6.6) bestimmte Wert.

Für die weiteren Berechnungen wird eine mittlere Elektronenreichweite von $R = 0,5 \mu\text{m}$ angenommen, was sich mit der in [36] gemachten Angabe deckt.

Strahlradius a Bei den Modellen KO und C geht als zweiter entscheidender Parameter der Strahlradius a in die dimensionslose Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l)$ ein. In der Literatur findet man für den Strahldurchmesser eines durch thermische Emission erzeugten Elektronenstrahls Werte von einigen 10 nm [147]. Beim TTREM jedoch ist dieser kleine Wert aufgrund des großen Arbeitsabstands nicht zu erreichen.

Das für die Messung der Linescans verwendete Rasterelektronenmikroskop des TTREM 2 bietet nicht die Möglichkeit den Strahldurchmesser auszulesen, im Gegensatz zum wesentlich moderneren REM⁸ des TTREM 3, bei welchem die Steuersoftware den Strahldurchmesser aus den aktuellen Säulenparametern berechnet. Diese Berechnung ist zwar nur angenähert und insbesondere für große Arbeitsabstände kann es zu Abweichungen vom tatsächlichen Wert kommen [180], aber zur Abschätzung der Größenordnung sollte dies genügen. Bei einem vergleichbar großem Strahlstrom wurde ein Strahldurchmesser von $2,82 \mu\text{m}$ angezeigt. Dieser Wert ist verglichen mit den üblichen Strahldurchmessern beim REM sehr groß, scheint aber eine brauchbare Abschätzung zu sein, da der bei einer anderen Detailaufnahme angezeigte Strahldurchmesser $1,36 \mu\text{m}$ betrug und das über das Rayleigh-Kriterium abgeschätzte Auflösungsvermögen etwa $1,5 \mu\text{m}$ entsprach.

Eine experimentelle Methode zur Abschätzung des Strahlprofils stellt ein Intensitätsverlauf unterhalb einer sehr scharfen Kante dar, über welche sich der Elektronenstrahl hinweg bewegt. Die Länge, auf welcher sich die kontinuierlich zunehmende Intensität von beispielsweise 10% auf 90% ändert (10/90 knife-edge method), kann dann als Strahldurchmesser abgeschätzt werden. Für die Umsetzung fehlte zum einen eine geeignete

⁸Vega Tescan XL-H, <http://www.tescan.com>

Kante beim üblichen Arbeitsabstand und zum anderen ein unterhalb davon angebrachter Detektor.

Im Weiteren wurde der Signalverlauf beim Übergang vom YBCO-Dünnschicht zum STO-Substrat untersucht und der Strahldurchmesser aus diesem abgeschätzt. Dabei werden die Annahmen gemacht, dass die YBCO-Kante scharf abfällt und der Strahl ein gaussförmiges Profil aufweist. Entsprechende Tests am TTREM 3 ergaben mit dieser Methode einen Strahldurchmesser von etwa $1,43 \mu\text{m}$, was leicht größer ist, als der angezeigte Wert von $1,36 \mu\text{m}$.

Wird auf diese Weise der Strahldurchmesser aus Abbildungen, welche direkt vor und nach den Linescans mit dem TTREM 2 aufgenommen wurden, bestimmt, so ergeben sich für den Strahldurchmesser Werte von etwa $1,2 - 1,4 \mu\text{m}$.

Ausgehend von den gemachten Abschätzungen wurde für die weiteren Berechnungen ein Strahlradius $a = 0,65 \mu\text{m}$ angenommen. Mit der Formel (2.49) und der angenommenen, mittleren Elektronenreichweite $R = 0,5 \mu\text{m}$ ergibt sich daraus der Parameter α zu $1,3$. Da in die obigen Abschätzungen des Strahlradius doch größere Näherungen und Annahmen eingegangen sind, wurden zusätzlich zu diesem Wert noch ein Maximalwert $a = 3 \mu\text{m}$ und ein Minimalwert $a = 0,3 \mu\text{m}$ angesetzt, welche einem $\alpha = 6$ und $\alpha = 0,6$ entsprechen.

6.5.1.4. Vergleich zwischen Theorie und Messung

In Abbildung 6.18 sind die mit den obigen Parametern berechneten Verschiebungen der im Abschnitt 2.4 beschriebenen Theorie zusammen mit der aus dem Linescan ermittelten Verschiebung dargestellt. Die darin eingehende dimensionslose Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l)$ der vier theoretischen Modelle nach Gleichung (2.54) wurde mit $l = 0,8442$ und mit Hilfe eines Maple⁹-Skripts berechnet. Die nur vom Parameter l abhängigen Modelle B und R sind je einmal dargestellt, wohingegen die vom Strahlradius a abhängigen Modelle KO und C für die drei oben genannten α -Werte gezeigt sind. Dabei ergab sich jedoch die Problematik, dass die Hilfsfunktion $h_C(u, \alpha)$ des Modells C definitionsgemäß eine Singularität für $\alpha = 1,5$ besitzt, beachte den Vorfaktor in Gleichung (2.50), wodurch die dimensionslose Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l = 0,8442, \alpha = 1,3)$ überbewertet

⁹Maple und Maplesoft sind Handelsmarken von Waterloo Maple Inc.

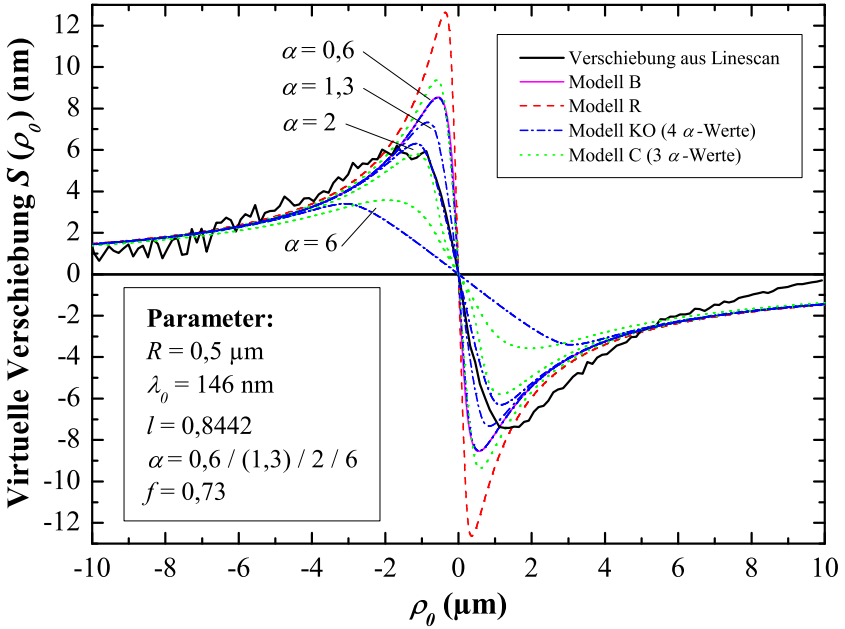


Abb. 6.18.: *Virtuelle Vortex-Verschiebung: Vergleich zwischen Theorie und Experiment:* Gezeigt sind die berechneten Verschiebungen $S(\rho_0)$ für die 4 Modelle, wobei die Modelle KO und C für mehrere Werte von α berechnet wurden. Weiter ist die aus dem Linescan berechnete Vortex-Verschiebung aufgetragen.

wurde. Daher wurde die Verschiebung der Modelle KO und C noch für $\alpha=2$ ($a=1\ \mu\text{m}$) berechnet.

Der Vergleich mit der Linescan-Verschiebung zeigt, dass die Verschiebung der Modelle B und R zu groß sind und zu steil ansteigen. Der Verlauf von Modell B ist nahezu identisch mit dem von Modell KO für $\alpha=0,6$, sodass diese übereinander liegen. Die Verschiebung für die Modelle KO und C mit $\alpha=0,6/6$ sind deutlich zu groß/zu klein und steigen zu steil/zu flach an.

Mit dem abgeschätzten Strahlradius $a=0,65\ \mu\text{m}$ ließ sich aufgrund der Singularität in $h_C(u, \alpha)$ nur die Verschiebung des Modells KO bestimmen, deren Maximum sehr gut die Amplitude der rechten Linescan-Seite

trifft. Jedoch liegt das Maximum bei zu kleinen ρ_0 -Werten. Der Verlauf der Modelle KO und C mit $\alpha = 2$ ist für die rechte Linescan-Hälfte zu niedrig, allerdings passt die Amplitude sehr gut mit der linken Linescan-Seite zusammen. Dabei folgt das Modell KO bereits gut dem Anstieg der linken Linescan-Seite. Durch den größeren α -Wert liegt das Maximum nun näher am Maximum des Linescans. Das Modell C erreicht dabei nicht ganz die Amplitude von Modell KO und der Anstieg nahe des Ursprungs weist eine zusätzliche Krümmung auf, welche nicht mit dem Verlauf des Linescans übereinstimmt.

Die gemessene Verschiebung fällt zu großen ρ_0 hin sehr schnell ab, wohingegen die berechneten Verschiebungen aller Modelle deutlich langsamer abfallen. Dies dürfte darauf zurückzuführen sein, dass die Theorie von einem unendlich ausgedehnten Supraleiter ausgeht, was hier nicht erfüllt ist. Durch eine starke Reduzierung von $\lambda_L(0)$ lässt sich zwar ein schnellerer Abfall erzwingen, aber dadurch wird die Amplitude zu stark reduziert.

Somit ist die beste Übereinstimmung mit dem gemessenen Linescan für die genannten Parameterwerte mit dem Modell KO zu erreichen. Sehr bemerkenswert ist auch, dass die Amplituden der berechneten Verschiebung sehr gut mit der gemessenen Verschiebung übereinstimmen.

6.5.1.5. Anpassung der Parameter

Im Weiteren wurde versucht, durch Optimierung der Parameter R und α das Modell KO besser an die Linescan-Verschiebung anzupassen. Dabei wurde hauptsächlich auf den Anstieg nahe des Nulldurchgangs und den Verlauf des Maximums geachtet. Probleme bereitete die Tatsache, dass es nicht möglich ist, den Linescan durch eine einfache Fit-Routine anzunähern. Das in $G(\tilde{\rho}_0, l)$ enthaltene Integral lässt sich nur numerisch lösen und da dieses direkt von $\tilde{\rho}_0$ abhängt, muss es auch für jeden diskreten $\tilde{\rho}_0$ -Wert separat bestimmt werden. Dies wurde durch das Maple-Skript übernommen, sodass man $G(\tilde{\rho}_0)$ für feste Parameter l und α erhält. Der Verlauf der Verschiebung $\mathcal{S}(\rho_0)$ ist damit vorgegeben, durch den Vorfaktor in Gleichung (2.53) erfolgt lediglich noch eine Skalierung.

Um die Position des Maximums der Verschiebung anzupassen, müssen die dafür relevanten Parameter α und R variiert werden. Mit größerem α erfolgt eine deutliche Verlagerung zu größeren $\tilde{\rho}_0$, vergleiche Abbildung 2.11, was aber mit einer Amplitudenreduzierung einhergeht. Nimmt der

Parameter l zu, so hat dies zunächst nur einen minimalen Einfluss, siehe Abbildung 2.10, jedoch geht neben $\lambda_L(0)$ die mittlere Elektronenreichweite R in l ein, sodass R mit größer werdendem l und konstantem $\lambda_L(0)$ kleiner werden muss. Nach Gleichung (2.55) führt dies für $R < 1$ zu einer Skalierung der x -Achse zu kleineren ρ_0 . Der Vorfaktor der Verschiebung $\mathcal{S}(\rho_0)$ ist weiter direkt von $1/R$ abhängig, sodass ebenfalls die Amplitude beeinflusst wird.

Sind geeignete Parameter R und α gefunden, sodass sich das Maximum des Modells KO und das des Linescans an der selben Position befinden, so wird nicht mehr die nötige Amplitude erreicht. Es ist erforderlich den Vorfaktor zu vergrößern, was zunächst der Einfachheit halber durch Erhöhung des Gewichtungsfaktors f geschah. Für das Modell KO und $R = 0,5 \mu\text{m}$ ergibt sich die beste Übereinstimmung mit dem Linescan für $\alpha = 2,35$ und $f = 0,95$. Damit ist der Strahlradius $a = 1,18 \mu\text{m}$ fast doppelt so groß wie der abgeschätzte Wert. Umgekehrt muss für den abgeschätzten Strahlradius $a = 0,65 \mu\text{m}$ eine deutlich größere Elektronenreichweite als die bestimmten $R = 0,5 \mu\text{m}$ angesetzt werden, damit das Maximum richtig positioniert ist.

Da beide Parameter R und α Einfluss auf die Lage des Maximums nehmen, können diese so verändert werden, dass deren Einfluss gegenläufig ist und sich aufhebt. Wird so zum Beispiel α reduziert und R entsprechend erhöht, so lassen sich mehrere Parameterkombinationen im Bereich von $R = 0,5 - 0,8442 \mu\text{m}$ und $\alpha = 2,35 - 1,3$ finden, für welche sich sehr ähnliche Verläufe der Verschiebung $\mathcal{S}(\rho_0)$ ergeben. Lediglich die Amplitude der Verschiebung ändert sich durch die verschiedenen Parameter etwas, sodass sich unterschiedliche Werte für den Parameter $f \approx 1$ ergeben. Somit ist es nicht möglich durch Anpassung der Modelle an den gemessenen Linescan die beiden Parameter unabhängig voneinander zu bestimmen. Erst wenn sehr kleine R und große α oder umgekehrt gewählt werden, verläuft das Maximum zu spitz oder zu flach und weicht deutlich von der Linescan-Verschiebung ab.

In Abbildung 6.19 ist der Linescan mit zwei unterschiedlichen Verläufen der Verschiebung $\mathcal{S}(\rho_0)$ für das Modell KO dargestellt, wobei die linke Hälfte des Linescans im Ursprung punktgespiegelt wurde. Dadurch verdeutlicht sich die Asymmetrie in der Amplitude des Linescans. Es wurde versucht die Parameter R und α so zu optimieren, dass der Ver-

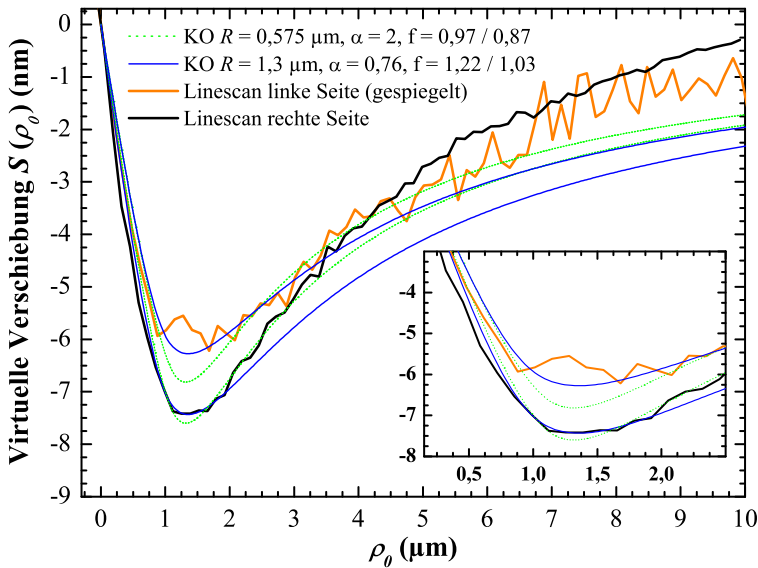


Abb. 6.19.: Virtuelle Vortex-Verschiebung: Vergleich zwischen Theorie und Experiment: Gezeigt ist die virtuelle Verschiebung $S(\rho_0)$ des Modelles KO für $R=0,575 \mu\text{m}$ und $R=1,3 \mu\text{m}$, wobei die Amplitude jeweils über den Gewichtungsfaktors f für die beiden Seiten des Linescans angepasst wurde. Das eingefügte Diagramm zeigt eine vergrößerte Darstellung des Maximums.

lauf des Linescans möglichst genau wiedergegeben wird und gleichzeitig ein minimaler Wert für f erreicht wird. Der so optimierte Verlauf der Verschiebung $S(\rho_0)$ ist in Abbildung 6.19 grün dargestellt. Für die Parameter ergeben sich $R=0,575 \mu\text{m}$ und $\alpha=2$, wobei für die Anpassung der Amplitude für die rechte sowie die linke Seite des Linescans aufgrund der Asymmetrie sich Werte für f von 0,97 und 0,87 ergeben. Die mittlere Elektronenreichweite R liegt somit noch im abgeschätzten Bereich, jedoch fällt der Strahlradius mit $a = 1,15 \mu\text{m}$ deutlich größer aus als erwartet. Eine genaue Wiedergabe des Linescans mit Modell KO ist für Strahlradien $a \lesssim 1 \mu\text{m}$ nicht möglich. Der Verlauf der Verschiebung folgt für $R = 0,575 \mu\text{m}$ dem Linescan recht gut, auch zu Beginn des abfallenden Teiles, was besonders für den linken Teil des Linescans gilt, bei welchem sich bis $\rho_0 = 6,5 \mu\text{m}$ eine gute Übereinstimmung zeigt.

Eine deutlichere Abweichung macht sich jedoch im Bereich des Maximums, welches abgeflacht ist, bemerkbar. Für $R=1,3\ \mu\text{m}$, $\alpha=0,76$ und $f=1,22$ beziehungsweise $f=1,03$ wird das Maximum der Verschiebung sehr gut durch die blau dargestellte Verschiebung beschrieben, vergleiche die vergrößerte Darstellung in Abbildung 6.19. Dafür zeigt sie aber größere Abweichungen im abnehmenden Teil der Verschiebung, in welchem die grüne Verschiebung länger dem Linescan-Signal folgt. Die mittlere Elektronenreichweite R wäre dann aber mehr als doppelt so groß wie der abgeschätzte Wert aus der Monte-Carlo-Simulation, was sehr unwahrscheinlich ist. Wie alle simulierten Verläufe zeigen auch die beiden Dargestellten einen etwas zu flachen Anstieg ausgehend vom Ursprung.

6.5.1.6. Amplituden-Korrektur durch κ oder $\lambda_L(0)$

Die zu niedrige Amplitude wurde bisher durch den Gewichtungsfaktor f angepasst. Da $f > 1$ aber schlicht unmöglich ist, muss für ein realistisches $f \lesssim 0,8$ die nötige Erhöhung des Vorfaktors anderweitig begründet werden. Für die Verschiebung mit $R=0,575\ \mu\text{m}$ und $f=0,97$ würde dies einem zusätzlichen Faktor von 1,21 entsprechen. Wollte man dies über eine veränderte, effektive Wärmeleitfähigkeit κ_{eff} erklären, so entspräche dies einem $\kappa_{\text{eff}} \approx 14,3\ \text{W}/(\text{Km})$. Bisher wurde die Wärmeleitfähigkeit des Dünnsfilms κ_F , welche insbesondere in der kristallografischen c -Richtung deutlich kleiner ist als die Wärmeleitfähigkeit κ_S des Substratmaterials STO, nicht berücksichtigt. Eine effektive Wärmeleitfähigkeit mit

$$\kappa_{\text{eff}} = \frac{(d_F + d_S)\kappa_F\kappa_S}{d_F\kappa_S + d_S\kappa_F} \quad (6.7)$$

berücksichtigt κ_F , wobei eine Gewichtung durch die Schichtdicken d erfolgt. Als relevante Gesamtdicke $d_F + d_S$ wird dabei die mittlere Elektronenreichweite $R=0,575\ \mu\text{m}$ angenommen. Für die Wärmeleitfähigkeiten von YBCO und STO werden $\kappa_{F,c} = 3\ \text{W}/(\text{Km})$, $\kappa_{F,ab} = 14,2\ \text{W}/(\text{Km})$ [57] und $\kappa_S = 17,4\ \text{W}/(\text{Km})$ [173] angenommen. Wird nur die Wärmeleitfähigkeit in c -Achsenrichtung berücksichtigt, so ergibt sich $\kappa_{\text{eff},c} = 9,4\ \text{W}/(\text{Km})$, was deutlich unter dem notwendigen effektiven κ -Wert liegt. Wird zunächst eine mittlere Wärmeleitfähigkeit für YBCO abgeschätzt, indem das arithmetische Mittel der drei Kristallrichtungen mit $\kappa_{F,m} \approx 10,3\ \text{W}/(\text{Km})$ gebildet wird, so ergibt sich die effektive Wärmeleitfähigkeit $\kappa_{\text{eff}} \approx 15,5\ \text{W}/(\text{Km})$. Folglich ist es plausibel, die notwen-

dige Amplitudenerhöhung mit einer angepassten Wärmeleitfähigkeit κ_{eff} zu begründen.

Alternativ kann die Amplitudenerhöhung durch eine Vergrößerung der London'schen Eindringtiefe $\lambda_L(T=0\text{ K})$ erklärt werden. Eine Eindringtiefe $\lambda_L(0) > 146\text{ nm}$ wirkt sich in mehrerlei Hinsicht auf die Verschiebung aus. Zum einen erhöht sich über den Differentialquotienten $d\Lambda/dT$ direkt der Vorfaktor und zum anderen vergrößert sich bei konstantem R der Parameter $l \sim \lambda_L(0)^2$, wodurch das Maximum der dimensionslosen Verschiebung $G(\tilde{\rho}_0, l)$ leicht abnimmt.

Weiter muss berücksichtigt werden, dass die London'sche Eindringtiefe $\lambda_L(T=0\text{ K})$ in die Simulation der skalaren Strömungsfunktion $g(\vec{r})$ eingeht. Wird $\lambda_L(0)$ geändert, so muss also auch die skalare Strömungsfunktion $g(\vec{r})$ neu berechnet werden. Wird $\lambda_L(0)$ erhöht¹⁰, so fällt $g(\vec{r})$ deutlich langsamer zur Mitte des Washers hin ab, wodurch $|\nabla g(\vec{r})|$ an der Vortex-Position entsprechend größer ist und zu einer Reduzierung der Verschiebung des Linescan-Signals führt. In der Summe erzeugt ein höheres $\lambda_L(0)$ einen größeren Vorfaktor, eine Reduzierung der gemessenen Linescan-Verschiebung an sich und eine unerwünschte Reduzierung des Maximums von $G(\tilde{\rho}_0, l)$.

Wird die mittlere Elektronenreichweite $R = 0,575\text{ }\mu\text{m}$ und der Strahlradius $a = 1,15\text{ }\mu\text{m}$ konstant gehalten, so kann die Amplitudendifferenz zwischen gemessener und berechneter Verschiebung durch Variation von $\lambda_L(0)$ minimiert werden. Mit $f = 0,73$ findet man eine Übereinstimmung der Amplituden für eine London'sche Eindringtiefe von $\lambda_L(T=0\text{ K}) = 177\text{ nm}$. Dies deckt sich mit Beobachtungen in [195], wo für eine gute Übereinstimmung ebenfalls eine größere London'sche Eindringtiefe $\lambda_L(T=4,2\text{ K}) = 335\text{ nm}$ in Zusammenhang mit 3D-MLSI Simulationen verwendet wurde.

6.5.2. Linescan über ins SQUID gedrückten Vortex

Neben dem Feldkühlung in einem statischen Magnetfeld besteht auch die Möglichkeit Vortices unterhalb von T_c durch Anlegen von Magnetfeldern und schnellen Änderungen der Magnetfeldstärke ins SQUID zu

¹⁰Die Asymmetrie des Linescans nimmt mit zunehmendem $\lambda_L(0)$ leicht zu, sodass sich beispielsweise für $\lambda_L(0) = 335\text{ nm}$ das Verhältnis aus linker und rechter Amplitude um etwa 6% verkleinert.

bringen. Werden die im SQUID fließenden Abschirmströme durch das sich ändernde Magnetfeld groß genug, so können Vortices an den Ecken und Kanten der Dünnschichtstruktur ins SQUID eindringen.

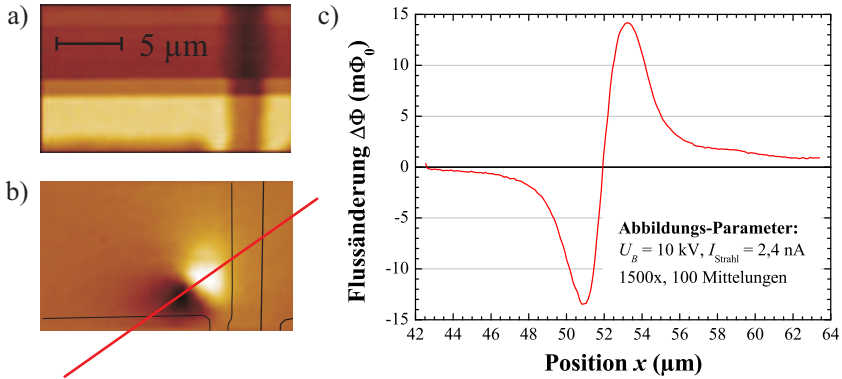


Abb. 6.20.: *Linescan über einzelnen Vortex in SQUID Ym 81-14:* a) Oberflächenbild der unteren Washer-Kante, b) $\Delta\Phi$ -Abbildung zu a) mit einem Vortex im SQUID. Die eingezeichneten schwarzen Linien verlaufen entlang des Washer-Randes und die rote Linie zeigt den Verlauf des Linescans an. c) Linescan-Signal aufgetragen gegenüber der Position entlang des Linescans.

Der große Vorteil dieser Methode ist, dass nach dem Abschalten des Magnetfeldes nahezu kein ΔT -Randsignal im SQUID auftritt, da keine Abschirmströme fließen. In Abbildung 6.20 b) ist dies in der $\Delta\Phi$ -Abbildung für einen mit dieser Methode in das SQUID Ym 81-14 eingebrachten Vortex sehr gut zu sehen. Der Bildausschnitt zeigt den unteren Bereich des SQUID-Schlitzes, den Washer-Rand und teilweise die Kontaktstegen. In Abbildung b) sind die Washer-Ränder durch schwarze Linien gekennzeichnet. Wie sich zeigt, sind keinerlei Störsignale zu erkennen, es taucht lediglich das bipolare Signal des einzelnen Vortex auf. Somit ist eine möglicherweise fehlerbehaftete Subtraktion des Schlitzsignals, wie in Abschnitt 6.5.1 beschrieben, nicht nötig.

Da die Vortices nach ihrem Eindringen gepinnt werden, befanden sie sich bei dem verwendeten SQUID bevorzugt am oberen Schlitzende oder direkt unten in unmittelbarer Nähe zu den Kontaktstegen an. In diesen Bereichen ist der Vortex und der Linescan jedoch nicht mehr senkrecht zum Schlitz orientiert, wie Abbildung 6.20 zeigt, sondern unter einem

Winkel, welcher in diesem Fall 35° zur unteren Washer-Kante betrug. Wie in Abbildung c) zu sehen ist, endet das Linescan-Signal nicht abrupt an den Rändern des SQUIDs, sondern verläuft auch außerhalb und im Schlitz des SQUIDs recht gleichmäßig weiter. Dies legt nahe, dass der Wärmetransport hauptsächlich über das Substrat erfolgt. Der Linescan besitzt bereits ohne Korrektur der Kopplungsstärke recht gleichmäßige Amplituden¹¹.

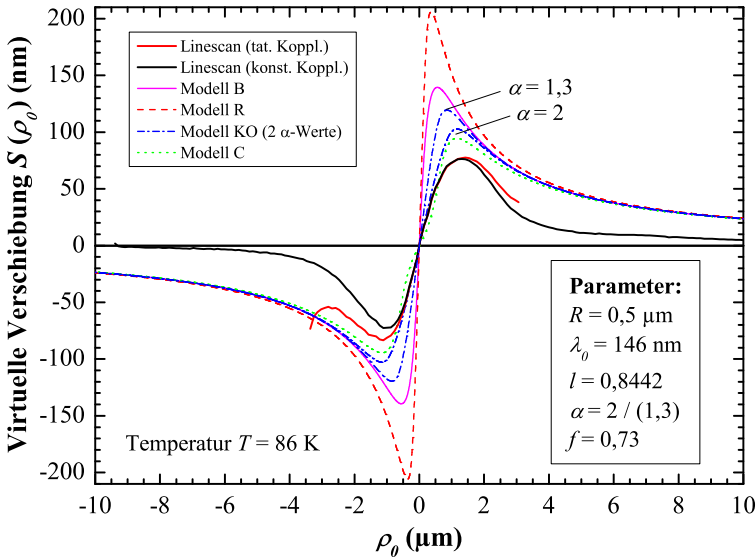


Abb. 6.21.: Virtuelle Vortex-Verschiebung: Vergleich zwischen Theorie und Experiment: Gezeigt sind die berechneten Verschiebungen $S(\rho_0)$ für die 4 Modelle für eine Temperatur von $T = 86 \text{ K}$, wobei das Modell KO für $\alpha = 1,3$ und 2 berechnet wurde.

Die aus der Simulation bestimmte Kopplungsstärke, welche zur Berechnung der virtuellen Vortex-Verschiebung Δr benötigt wird, ist nur innerhalb des SQUID-Washers gegeben, sodass der Verlauf von Δr lediglich in einem Bereich um die Mitte des Linescan-Signals definiert ist. Daher

¹¹Die Amplitude des Linescans wurde um einen Korrekturfaktor erhöht, da das Signal bei der Blank-Frequenz bereits leicht im Abfall der Bandbreite lag und somit gedämpft wurde.

wurde darüber hinaus die Vortex-Verschiebung Δr mit einer über den gesamten Bereich als konstant angenommenen Kopplungsstärke berechnet, wobei dazu die Kopplungsstärke in der Vortex-Mitte verwendet wurde. Der Vergleich der beiden so berechneten Verschiebungen Δr zeigt, dass sich der Verlauf im Bereich der maximalen Verschiebung nur geringfügig ändert, das Linescan-Signal nun aber über die volle Linescan-Länge erhalten bleibt. Die Kopplungsstärke wurde entlang der Linescan-Richtung berechnet, sodass dadurch bereits berücksichtigt sein sollte, dass vom SQUID nur Flussänderungen und damit Verschiebungen senkrecht zum Schlitz detektiert werden, was bei der schräg zum Schlitz verlaufenden Verschiebung zur Folge hat, dass nur die senkrechte Komponente vom SQUID erfasst wird.

In Abbildung 6.21 sind die Vortex-Verschiebungen für die tatsächliche und für die als konstant angenommene Kopplungsstärke zusammen mit den berechneten Verschiebungen für die vier Modelle dargestellt. Dafür wurden die in vorherigen Abschnitt abgeschätzten Parameterwerte verwendet, wobei das Modell KO für zwei α -Werte gezeigt ist. Die Verschiebung $\mathcal{S}(\rho_0)$ ist aufgrund der höheren Temperatur von $T = 86$ K deutlich größer als bei dem im vorherigen Abschnitt gezeigten Linescan bei 78 K und beträgt etwa 77 nm. Trotzdem ist die gemessene Verschiebung kleiner als die Simulierte, im Gegensatz zum ersten Linescan, bei welchem gerade das Gegenteil der Fall war. Die Lage des Maximums auf der linken Linescan-Seite ist bezogen auf das Maximum der berechneten Verschiebung $\mathcal{S}(\rho_0)$ von Modell KO und C für $\alpha = 2$ leicht in Richtung Ursprung versetzt, wohingegen bei der rechten Linescan-Seite das Maximum der gemessenen Verschiebung deutlich in Richtung höherer ρ_0 -Werte verschoben ist, was eher der Situation des ersten Linescan entspricht. Diese Diskrepanz zwischen den beiden Linescan-Seiten wird in Abbildung 6.22 deutlicher, in welcher die linke Seite am Ursprung punktgespiegelt wurde. Über den Abfall der Verschiebung zu höheren ρ_0 lässt sich bei diesem Linescan keine verlässliche Aussage treffen. Zwar erfolgt der Abfall für die mit konstanter Kopplung gerechneten Verschiebung deutlich schneller, als wie in der Simulation oder im ersten Linescan, jedoch ist dies sehr wahrscheinlich auf die nur im Bereich der Vortex-Mitte berechnete Annahme einer konstanten Kopplungsstärke zurückzuführen. Denn wenn die Ausläufe der mit der tatsächlichen Kopplungsstärke berechneten Verschiebung betrachtet werden, so fällt auf, dass diese tendenziell einen flacheren Abfall aufweisen.

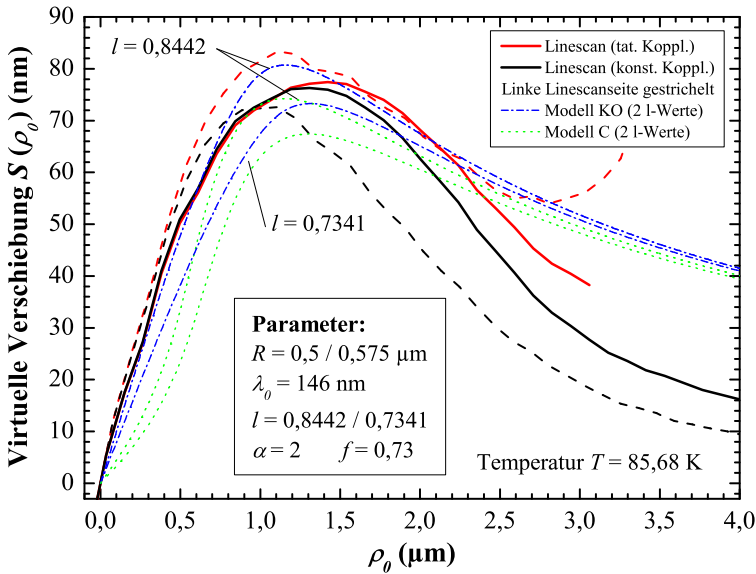


Abb. 6.22.: Virtuelle Vortex-Verschiebung: Vergleich zwischen Theorie und Experiment: Dargestellt ist die gemessene Verschiebung, wobei die gespiegelte, linke Seite gestrichelt ist, zusammen mit der berechneten Verschiebungen $S(\rho_0)$ mit angepasster Temperatur für die Modelle KO und C für je zwei Werte des Parameters R .

Da die zu geringe Amplitude der gemessenen Verschiebung offenbar mit der höheren Temperatur zusammen hängt, wurde der Einfluss einer Temperaturabweichung auf die berechnete Verschiebung untersucht. Es zeigte sich, dass eine Abweichung in der Größenordnung des Offsets des Temperatursensors von $\Delta T_{\text{Offset}} \approx -320 \text{ mK}$, bei einer Temperatur von $T = 78 \text{ K}$ eine Veränderung von lediglich einigen Prozent bewirkt, jedoch bei $T = 86 \text{ K}$ nahe T_c zu einer Reduzierung der berechneten Verschiebung um mehr als 21 % führt. Daher wurde für die Berechnung der in Abbildung 6.22 gezeigten Verschiebungen die um den Offset korrigierte Temperatur von $T = 85,68 \text{ K}$ verwendet. Wie zu sehen ist, lässt sich dadurch die Amplitude der berechneten Verschiebung soweit anpassen, dass sie der gemessenen entspricht.

Die gezeigten Verschiebungen in Abbildung 6.22 wurden für die Modelle

KO und C mit zwei unterschiedliche Werte von R berechnet: Zum einen waren dies die abgeschätzten $R = 0,5 \mu\text{m}$ und zum anderen die beim ersten Linescan sehr gut passenden $R = 0,575 \mu\text{m}$. Der Parameter $\alpha = 2$ blieb unverändert. Auf eine genauere Anpassung der Parameter wurde verzichtet, da sich die linke und rechte Seite des Linescans doch deutlich in ihrem Verlauf und der Lage des Maximums unterscheiden. Aber auch ohne genauere Anpassung kann gesagt werden, dass der Verlauf des zweiten Linescans sich mit durchaus ähnlichen Parametern wie beim ersten Linescan beschreiben lässt.

Eine mögliche Erklärung für die unterschiedliche Position der maximalen Verschiebung $S(\rho_0)$ bei diesem Vortex könnte der geringe Abstand zum Washer-Rand sein. Mit $\lambda_L(0) = 146 \text{ nm}$, den Gleichungen (2.4) und (2.44) lässt sich die Pearl-Länge zu $\Lambda(T = 85,68 \text{ K}) \approx 1,74 \mu\text{m}$ ¹² bestimmen. Wird davon ausgegangen, dass die um den Vortex fließenden Ringströme sich auf der Längenskala der Pearl-Länge ausdehnen, so ist vermutlich der Abstand von 2,3 und 3,1 μm zum unteren beziehungsweise rechten Washer-Rand zu klein, sodass durch die Einengung eine Verzerrung der Ringströme möglich ist.

6.5.3. Zusammenfassung und Diskussion

Ausgehend von den beiden gezeigten Linescans können folgende Erkenntnisse zusammengefasst werden:

Es zeichnet sich sehr deutlich ab, dass das Modell KO am besten den Verlauf des gemessenen Vortex-Signals wieder gibt. Bei den Modellen B und R ist die Amplitude der Verschiebung zu groß und steigt zu steil an, sodass diese Modelle die Gegebenheiten nur unzureichend beschreiben. Das Modell C zeigt zwar einen ähnlichen Verlauf wie Modell KO, lässt sich aber aufgrund der Singularität nicht für alle α -Werte bestimmen und weist bei ausreichend großen α eine charakteristische Krümmung in der Anfangssteigung auf, welche in den gemessenen Vortex-Signalen in keiner Weise auftritt.

Der Linescan über den ins SQUID gedrückten Vortex zeigt kein Schlitzsignal. Solange aber keine Möglichkeit besteht, den nahe am Rand sitzenden Vortex in die Washer-Mitte zu verschieben, ist dieser nicht besser zur Auswertung geeignet als der erste, feldgekühlte Linescan mit Schlitz-

¹²Nimmt man $\lambda_L(0) = 177 \text{ nm}$ an, so ergibt sich $\Lambda(T = 85,68 \text{ K}) \approx 2,55 \mu\text{m}$

signalkorrektur. Die Größe der Verschiebung ist der markanteste Unterschied zwischen den beiden Linescans. Beim ersten Linescan ist die theoretische Verschiebung zu gering, wohingegen beim zweiten Linescan diese zu groß ausfällt. Dies ist ein klarer Hinweis darauf, dass es noch deutliche Unstimmigkeiten zwischen Theorie und Messung gibt.

Was die Messungen betrifft, so entspricht der unterschiedliche Verlauf der linken und rechten Linescan-Seite, das heißt die Lage und die Höhe der maximalen Verschiebung sind ungleich, nicht dem zu erwartenden Ergebnis. Eine mögliche Ursache dafür könnte eine ungenaue Überlagerung der einzelnen gemessenen Linescans bei der Mittelung sein. Durch das Driften des x-y-Verschiebetisches wandert der Vortex, wodurch die Anzahl an möglichen Mittelungen auch stark begrenzt wird.

Für alle 4 Modelle erfolgt die Abnahme der Verschiebung nach dem Maximum, beschrieben durch die dimensionslose Verschiebung, deutlich langsamer als in den Linescans. Da die Theorie von einem unendlich ausgedehnten, supraleitenden Dünnfilm ausgeht, was bei den SQUIDs nicht der Fall ist, besteht die Möglichkeit, dass am Rand fließende Abschirmströme den Linescan-Verlauf beeinflussen.

Gerade auch beim am besten passenden Modell KO zeigt sich, dass mit realistisch abgeschätzten Werten der Verlauf der Linescans nicht ausreichend gut wieder gegeben wird. So steigt die Verschiebung für Strahlradien $a < 1 \mu\text{m}$ zu flach an.

In Abbildung 6.23 sind die von den vier Modellen zur räumlichen Verteilung der thermischen Leistung angenommenen Volumina für die abgeschätzten Parameter $R = 0,5 \mu\text{m}$ und $a = 0,65 \mu\text{m}$ eingezeichnet. Am flexibelsten ist das Modell KO, dessen Rechteck sowohl in der Höhe (über R) als auch in der Breite (über a) variiert werden kann, was mit ein Grund sein dürfte, warum es die experimentellen Gegebenheiten am besten beschreibt. Weiter ist das Volumen für Modell KO mit den für den ersten Linescan am besten passenden Werten von $R = 0,575 \mu\text{m}$ und $a = 1,15 \mu\text{m}$ dargestellt, welches deutlich größer ausfällt und daher nicht vollständig dargestellt ist.

Neben den Volumina ist in der Abbildung 6.23 auch die mit der Monte-Carlo-Simulation Casino [38] berechnete Energieverteilung¹³ gezeigt. Dabei entsprechen die Volumina von Modell C und KO am ehesten den

¹³Das Programm verwendet dafür die modifizierte Bethe-Gleichung für niedrige Beschleunigungsspannungen nach Joy und Luo [85].

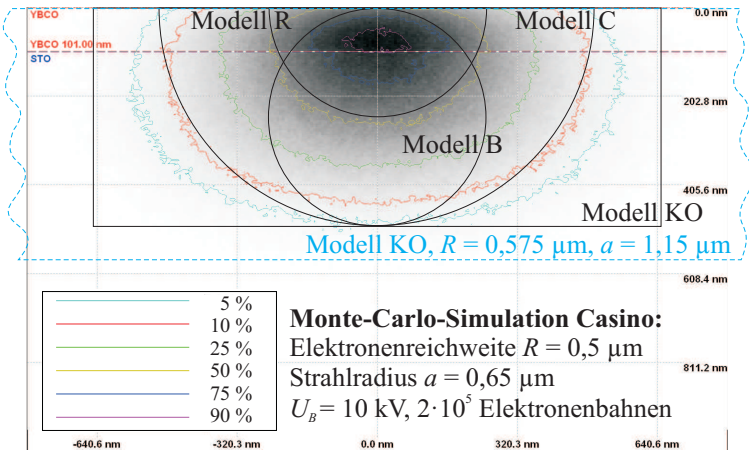


Abb. 6.23.: *Monte-Carlo-Simulation mit Casino [38]: Dargestellt ist die Energieverteilung der Elektronen und die angenommenen Volumina der vier Modelle, in welchen die Strahlenergie deponiert wird.*

Simulationsergebnissen, wobei zu berücksichtigen ist, dass die räumliche Verteilung der deponierten Energie lediglich ein erster Schritt zur Bestimmung der durch die Modelle angenäherten, lokalen Temperaturverteilung darstellt. Für eine genaue Berechnung der lokalen Temperaturverteilung sind die dafür notwendigen Parameter $\lambda_L(0)$, a , R und P_0 in der Praxis zu ungenau bestimmt.

6.6. Niederfrequentes Flussrauschen in SQUIDs

Beim Messen einer physikalischen Größe treten zufällige Fluktuationen auf, welche zu einem die Messgröße überlagernden Rauschen führen. Das zusätzliche, meist als störend betrachtete Rauschen kann aber aufschlussreiche Informationen zum Verständnis des zugrunde liegenden Prozesses liefern [200]. Im Fall von HTSL-SQUIDs ergibt sich ein zusätzliches, niederfrequentes Rauschen durch die thermisch aktivierte Bewegung von Flussquanten im SQUID, siehe Abschnitt 2.3.2.2. Springen diese Vor-

tices zwischen Haftzentren hin und her, so erzeugen sie ein zufälliges RTS-Rauschen, vergleiche Abschnitt 2.3.2.3.

Um den Einfluss von Flussquanten auf das Rauschen im SQUID zu untersuchen, sollte das Verhalten einzelner Flussquanten untersucht werden.

6.6.1. Dominanter 2-Niveau-Fluktuator

Im einfachsten Fall tritt im SQUID ein einzelner, dominanter 2-Niveau-Fluktuator auf. Dieser zeigt ein RTS-Rauschen, welches sich durch einen lorentzförmigen Verlauf im Rauschspektrum auszeichnet.

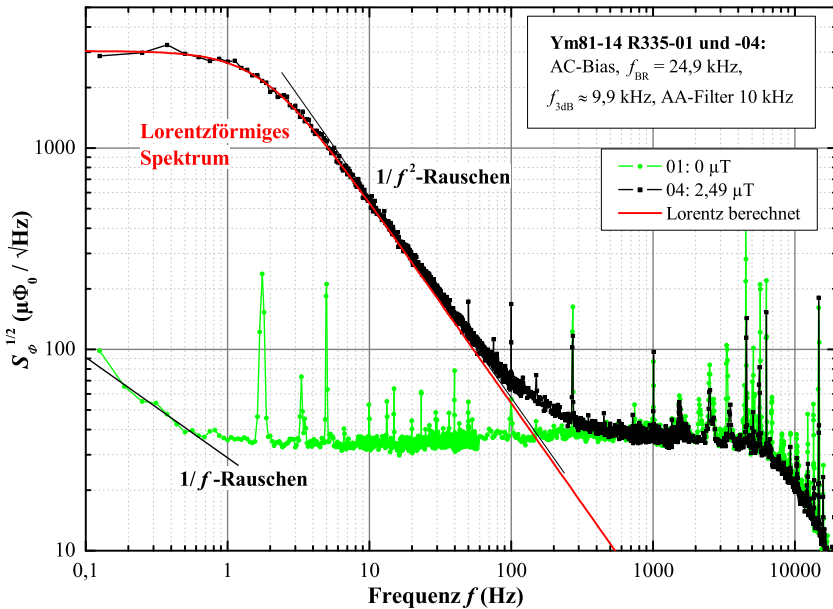


Abb. 6.24.: Lorentzförmiges Rauschspektrum: Gezeigt ist ein bei $T = 86 \text{ K}$ im Nullfeld ($B_E = 0 \mu\text{T}$) aufgenommenes Spektrum (01), sowie ein bei $B_A = 2,49 \mu\text{T}$ gemessenes, lorentzförmiges Spektrum (04). Weiter ist der aus Parametern der Zeitspur berechnete Verlauf des Lorentzspektrums gezeigt.

In Abbildung 6.24 ist ein solches lorentzförmiges Rauschspektrum zusammen mit einem im Nullfeld aufgenommenem Spektrum des SQUIDs

Ym 81-14 gezeigt. Bei dem mit der Bias-Reversal-Technik im Nullfeld gemessenem Spektrum befanden sich keine Flussquanten im SQUID. Das Rauschen bleibt bis hinunter zu etwa 1 Hz auf dem Niveau des weißen Rauschens und nimmt erst darunter mit $1/f$ zu. Die Messungen wurden bei einer Temperatur $T = 86$ K aufgenommen, da bei tieferen Temperaturen keine eindeutigen lorentzförmigen Spektren beobachtet werden konnten. Wegen der hohen Temperatur ist das weiße Rauschen mit $S_{\Phi}^{1/2} \approx 37 \mu\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ entsprechend groß und die Transferfunktion V_{Φ} des SQUIDs ist deutlich reduziert, sodass die 3 dB-Systembandbreite $f_{3\text{dB}}$ bei nur $\approx 9,9$ kHz lag.

Durch Anlegen eines Magnetfeldes wurden zwei Vortices in den SQUID-Washer gebracht, welche sich am unteren Ende des SQUID-Schlitzes anordneten, siehe Abbildung 6.25 b). Das dann gemessene Rauschspektrum 04 zeigt einen sehr ausgeprägten lorentzförmigen Verlauf. Unterhalb von 400 Hz steigt das Spektrum mit $1/f^2$ an und geht bei der charakteristischen Frequenz $f_c \approx 1,7$ Hz in ein sich vom weißen Rauschen deutlich abhebendes Plateau mit $S_{\Phi}^{1/2}(0,3 \text{ Hz}) \approx 3 \text{ m}\Phi_0/\sqrt{\text{Hz}}$ über.

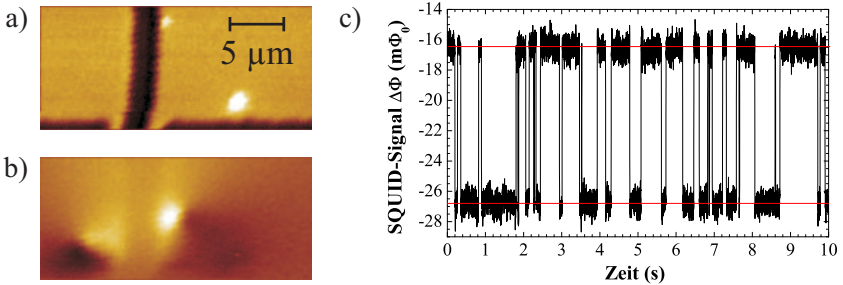


Abb. 6.25.: 2-Niveau-Fluktuator im SQUID Ym 81-14: a) Oberflächenbild des unteren Schlitz-Bereichs b) $\Delta\Phi$ -Abbildung zu a) mit zwei Vortices im SQUID. c) Ausschnitt aus der parallel zum Rauschspektrum aufgenommenen Zeitspur (Tiefpass-gefiltert). Die roten Geraden kennzeichnen die beiden Niveaus, zwischen denen der Fluktuator hin und her springt.

Parallel zum Rauschspektrum wurde der zeitliche Verlauf der Feedback-Spannung der SQUID-Elektronik V_F gemessen. Ein Ausschnitt aus dieser Zeitspur ist in Abbildung 6.25 c) dargestellt. Das SQUID-Signal springt in unregelmäßigen Zeitabständen zwischen zwei Zuständen beziehungs-

weise Niveaus (rote Linien) hin und her. Um dieses RTS im starken Rauschen der Zeitspur erkennen zu können, war es erforderlich, hochfrequente Anteile im Spannungssignal herauszufiltern. Dazu wurde zum einen der Anti-Aliasing-Filter der SQUID-Elektronik mit einer Grenzfrequenz $f_G = 10$ kHz verwendet. Dieser wirkt nicht selektiv, sodass auch das Signal des Rauschspektrums gefiltert wurde. Auf dessen Verlauf hat dies jedoch keinen großen Einfluss, da die Systembandbreite im selben Bereich lag. Zum anderen wurde die Zeitspur noch durch einen RC -Tiefpassfilter mit $f_G = 97$ Hz gefiltert.

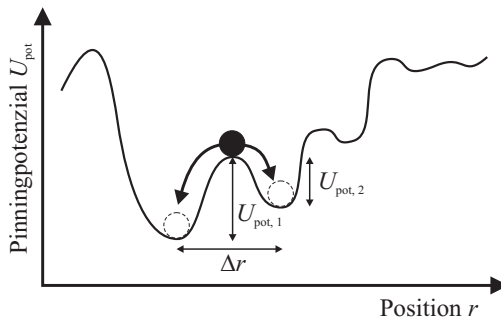


Abb. 6.26.: *Schematische Darstellung eines Doppelmuldenpotenzials:* Der als schwarze Kugel dargestellte Vortex kann durch eine ausreichend große thermische Aktivierung die Potenzialbarrieren $U_{\text{pot},i}$ überwinden und so zwischen den beiden Zuständen (gestrichelt) hin und her springen.

Im Modell des Doppelmuldenpotenzials kommt es zu solch einem RTS, wenn ein Flussquant durch thermische Anregung zwischen zwei Minima im Pinningpotenzial U_{pot} hin und her hüpfte. Diese ist schematisch in Abbildung 6.26 dargestellt.

Die Zeitdauer, bis der Vortex eine der Potenzialmulden wieder verlässt, die Verweilzeit, ist statistisch exponentiell verteilt und zufällig, sofern Wechselwirkungen mit anderen Vortices vernachlässigbar sind. Durch eine statistische Analyse der Zeitspur des RTSs können die einzelnen Verweilzeiten bestimmt werden. Aus deren Verteilung lässt sich die mittlere Verweilzeit τ_i ($i = 1, 2$) gewinnen. Dazu wurde die Zeitspur mit Hilfe eines LabView-Programmes, welches die Verweilzeiten getrennt für oberes und unteres Niveau bestimmt und in einem Histogramm darstellt, aus-

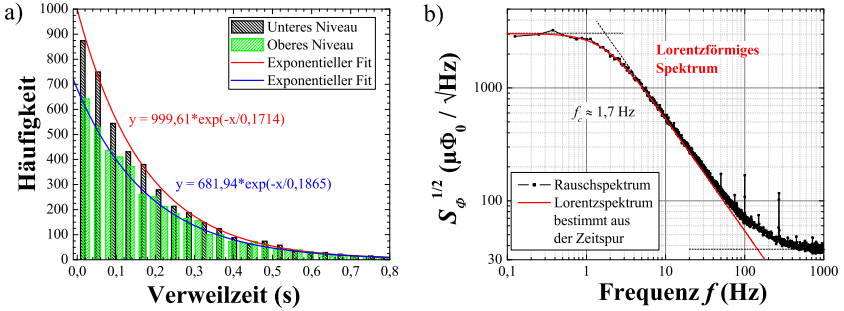


Abb. 6.27.: *Verweilzeitenverteilung und berechnetes Lorentzspektrum: a) Histogramme der Verweilzeiten für die beiden Zustände mit exponentiellem Fit der mittleren Verweilzeit τ_i ($i = 1, 2$). b) Gemessenes Rauschspektrum und das aus der Zeitspur berechnete Lorentzspektrum.*

gewertet. In Abbildung 6.27 a) sind die beiden aus insgesamt 8816 unterschiedlichen Verweilzeiten bestimmten Histogramme gezeigt. Durch einen exponentiellen Fit wurde die mittlere Verweilzeit für die beiden Zustände bestimmt. Diese betrug für das untere (obere) Niveau $\tau_1 = 171,4 \pm 2,2 \text{ ms}$ ($\tau_2 = 186,5 \pm 2,9 \text{ ms}$). Die Verweilzeiten sind annähernd identisch, was gemäß Gleichung (2.41) auf ein symmetrisches Doppelmuldenpotenzial mit etwa gleich hohen Potenzialbarrieren $U_{\text{pot}, i}$ ($i = 1, 2$) schließen lässt. Mit einer angenommenen Zeitkonstanten $\tau_0 = 1 \cdot 10^{-11} \text{ s}$, vergleiche Abschnitt 2.3.2.3 auf Seite 30, ergibt sich für die beiden Zustände eine Potenzialbarrierenhöhe im Bereich von 0,175 eV.

Weiter lässt sich aus der Zeitspur der Signalunterschied $\Delta\Phi = 10,17 \text{ m}\Phi_0$ zwischen den beiden Zuständen bestimmen. Gemäß Gleichung (2.42) ist ein Lorentzspektrum durch die mittleren Verweilzeiten τ_i und die Signalländerung $\Delta\Phi$ eindeutig bestimmt. In Abbildung 6.27 b) ist das gemessene Rauschspektrum zusammen mit dem berechneten Lorentzspektrum dargestellt. Das berechnete Lorentzspektrum liegt auf dem gemessenen Spektrum. Die aus dem grafischen Verlauf bestimmte charakteristische Frequenz $f_c = 1,7 \text{ Hz}$ stimmt gut mit der nach (2.43) berechneten Frequenz von $f_c = 1,78 \text{ Hz}$ überein. Folglich kann durch eine genaue Analyse der RTS-Zeitspur dessen Anteil am Spektrum rekonstruiert werden.

Durch den Einsatz von Filtern ist es hier gelungen eine Zeitspur mit klar unterscheidbaren Niveaus aufzunehmen. Oftmals sind die Zeitspuren

aber so stark verrauscht, dass die Niveaus und die Schaltzeiten nicht eindeutig bestimmt werden können. *Yuzhelevski et al.* stellten ein Verfahren vor, welches eine Datenumverteilung basierend auf einem Wahrscheinlichkeitskriterium durchführt, um eine vom Rauschen befreite RTS-Zeitspur zu erhalten [200, 87].

6.6.1.1. Hüpfänge und radiale Rauschleistungsdichte

Der Signalunterschied $\Delta\Phi$ ist gemäß Gleichung (4.15) über die Kopplungsstärke $\partial\Phi/\partial r(r)$ mit der Vortex-Verschiebung Δr verbunden. Somit lässt sich bei bekannter Kopplungsstärke die Hüpfänge Δr des Flussquants bestimmen. Aus der Zeitspur ist ersichtlich, dass nur einer der beiden Vortices das RTS-Rauschen erzeugte, außer beide hüpfen absolut synchron. Da nicht bekannt ist, welcher der Vortices sprang, wurde die Kopplungsstärken und die Hüpfängen Δr für beide Vortices bestimmt. Die Kopplungsstärke wurde entlang von $|\nabla g(\vec{r})|$ bestimmt, also in radialer Richtung zum SQUID-Schlitz. Für den linken Vortex (Vortex 1) in Abbildung 6.25 b) ergibt sich eine Hüpfänge von $\Delta r_1 \approx 82$ nm. Die Hüpfänge Δr des rechten Vortex (Vortex 2) fällt durch die kleinere Kopplungsstärke von $\partial\Phi/\partial r \approx 101071 \Phi_0/\text{m}$ größer aus: $\Delta r_2 \approx 101$ nm.

Da vom SQUID nur Bewegungen radial zum SQUID-Schlitz erfasst werden, entspricht die Hüpfänge Δr nur der Komponente radial zum Schlitz. Die tatsächliche Hüpfänge Δr^* ist um den Faktor $1/\cos(\Theta)$ größer, wobei Θ der Winkel zwischen Δr^* und $|\nabla g(\vec{r})|$ ist. Somit erhält man die tatsächliche Hüpfänge Δr^* durch Division mit dem Korrekturfaktor

$$\frac{\int_0^{2\pi} |\cos(\Theta)| d\Theta}{\int_0^{2\pi} d\Theta} = \frac{4}{2\pi} = \frac{2}{\pi}, \quad (6.8)$$

welcher aus dem normierten Integral über alle Winkel Θ folgt. Die tatsächliche Hüpfänge beträgt damit $\Delta r_1^* \approx 128$ nm und $\Delta r_2^* \approx 159$ nm.

Aus dem lorentzförmigen Rauschspektrum kann die spektrale Rauschleistungsdichte $S_\Phi(f)$ ermittelt werden, über welche sich nach Gleichung (2.40) die spektrale Rauschleistungsdichte $S_r(f)$ in radialer Richtung zum SQUID-Schlitz bestimmen lässt. Bei einer Frequenz von 0,2 Hz beträgt $S_\Phi(0,2 \text{ Hz}) \approx 9,11 \cdot 10^{-6} \Phi_0^2/\text{Hz}$. Damit ergibt sich für den Vortex 1 eine radiale Rauschleistungsdichte $S_{r,1}(0,2) \approx 588 \text{ nm}^2/\text{Hz}$ und für den zweiten Vortex $S_{r,2}(0,2) \approx 892 \text{ nm}^2/\text{Hz}$.

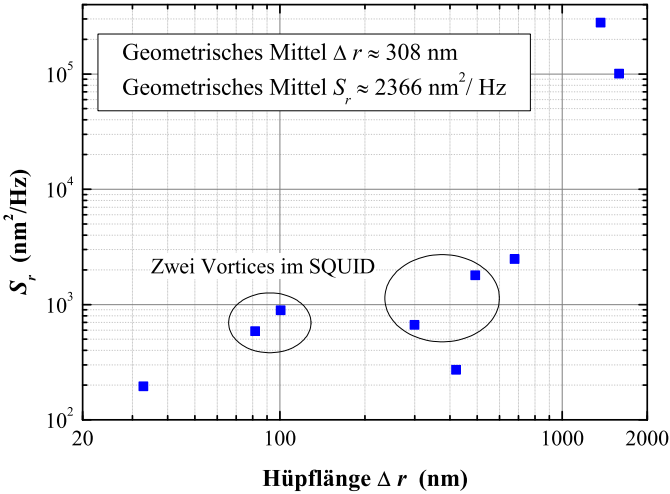


Abb. 6.28.: *Hüpfängen Δr und radiale Rauschleistungsdichten S_r der RTS-Signale von verschiedenen 2-Niveau-Fluktuatoren in SQUID Ym 81-14 bei $T = 86$ K. Bei den mit Kreisen markierten Werten befanden sich zwei Vortices im SQUID, wobei die Größen für beide Vortices bestimmt wurden.*

Neben der gezeigten Messung wurden noch weitere 2-Niveau-Fluktuatoren ausgewertet. Dabei wurde jeweils die Hüpfänge Δr und die spektrale Rauschleistungsdichte $S_r(f)$ in radialer Richtung zum SQUID-Schlitz ermittelt. In Abbildung 6.28 sind die erhaltenen Werte von $S_r(f)$ gegenüber Δr aufgetragen. Befanden sich zwei Vortices im SQUID, so wurden die Größen für jeden Vortex separat berechnet, da sich nicht bestimmen ließ, welcher Vortex das RTS-Rauschen verursachte. Die berechneten Werte erstrecken sich über mehrere Größenordnungen. Für die Hüpfänge Δr ergeben sich Längen von 33 nm bis 1,59 μm . Diese Werte entsprechen den in der Literatur [51, 80, 104] zu findenden Angaben.

Von Dönitz wurde durch Untersuchung von $1/f$ -Rauschspektren und Bestimmung einer „Kopplungssumme“ K die mittlere Hüpfänge $\overline{\Delta r} \approx 50$ nm von mehreren Vortices abgeschätzt [33]. Dieser Wert liegt deutlich am unteren Ende des ermittelten Bereichs. Dies ist verständlich, da das hier untersuchte RTS-Rauschen sich aus einem einzelnen Prozess mit großer Hüpfänge ergibt, wohingegen für das $1/f$ -Rauschen viele Hüpfereignisse

mit kurzen Reichweiten von 10 – 100 nm verantwortlich sind [51].

Die Werte der spektralen Rauschleistungsdichte $S_r(f)$ in radialer Richtung liegen zwischen $196 \text{ nm}^2/\text{Hz}$ und $0,28 \mu\text{m}^2/\text{Hz}$. In der Literatur ließen sich keine Werte zur S_r beim RTS-Rauschen finden. Mit den Angaben in [51] zu Probe YBCO(3) und einer angenommenen spektralen Rauschleistungsdichte $S_\Phi \approx 1 \cdot 10^{-8} \Phi_0^2/\text{Hz}$ lässt sich $S_r \approx 3055 \text{ nm}^2/\text{Hz}$ abschätzen. Da dieser Wert im ermittelten Bereich liegt und aus der guten Übereinstimmung der Hüpfhöhen mit Literaturangaben, wodurch sich die Kopplungsstärken $\partial\Phi/\partial r$ als passend erweisen, kann davon ausgegangen werden, dass die Größenordnung von S_r gut wiedergegeben wird.

6.6.1.2. Abbildbarkeit von Hüpfprozessen

In der Regel sind die Hüpfhöhen der Vortices deutlich kleiner als das Auflösungsvermögen des TTREMs, sodass es nicht möglich ist bei mehreren Vortices die hüpfenden Vortices aus Abbildungen zu bestimmen [95, 178]. Wie gezeigt wurde, ergeben sich beim RTS-Rauschen einzelner Vortices durchaus Hüpfhöhen von über einem Mikrometer, was im Bereich der Auflösungsgrenze des TTREM liegt. Daher stellt sich die Frage, ob solche Sprünge unter Umständen abgebildet werden können. Bei den üblichen Scangeschwindigkeiten ($v_s \approx 33 - 80 \text{ Pixel/s}$) ist es möglich, dass die Hüpfstrecke in einer Zeitspanne abgerastert wird, in welcher kein Sprung des Vortex stattfindet, sodass die unterschiedlichen Positionen nicht sichtbar sind. Da bei Abbildungen jedoch immer mehrere Zeilen über den Vortex verlaufen, müsste bei den beobachteten Verweilzeiten zumindest bei einer der nächsten Zeilen ein Sprung erfolgen. In Abschnitt 6.3.1 konnte gezeigt werden, dass einzelne Sprünge von schwach gepinnten Vortices mit Hüpfhöhen von $2 - 3 \mu\text{m}$, wie sie bei Umordnungen vorkommen, mit dem TTREM aufgelöst werden können.

Bei den schnell fluktuierenden RTS-Rauschprozessen konnten jedoch keine solche Sprünge in den Abbildungen direkt nachgewiesen werden. Die Vortices besaßen meist ihr gewohntes Signalbild, lediglich an einer Stelle im SQUID, an welcher sich eine Ausscheidung befand, traten in Abbildungen zu einer Magnetfeldserie ungewöhnliche Schlieren auf, welche mit Erhöhung des Magnetfeldes wieder verschwanden. Dafür wurde etwas oberhalb davon ein zusätzlicher Vortex sichtbar. Diese ist in Abbildung 6.29 gezeigt, wobei die Ausscheidungen als helle Stellen im Oberflächenbild in a) erscheinen. Im $\Delta\Phi$ -Bild b) treten genau an dieser Position

Schlieren auf, welche mit ansteigendem Magnetfeld wieder verschwinden. In der darunter dargestellten Zeitspur ist ersichtlich, dass beim Auftreten der Schlieren viele schnelle RTS-Hüpfprozesse stattfinden, wohingegen in c) nur vereinzelt Sprünge zu beobachten sind und sich der oder die Fluktuator(en) im untersten Niveau der Zeitspur aufhalten. Die Abbildung c), bei $B_A = 11,46 \mu\text{T}$ aufgenommen, zeigt nun einen weiteren Vortex auf der rechten Schlitzseite, welcher sich oberhalb der Ausscheidung befindet. Wurde das Magnetfeld wieder reduziert, so verschwand der Vortex und stattdessen traten wieder die Schlieren auf. Diese verschwanden bei weiterer Reduzierung wieder, sodass wie zu Beginn nur der linke Antivortex in Abbildung 6.29 b) vorhanden war.

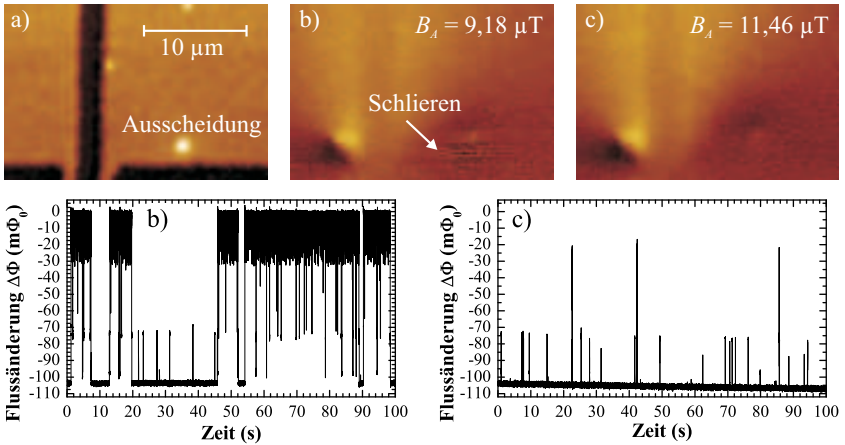


Abb. 6.29.: Mögliche Abbildung von Hüpfprozessen: a) Oberflächenbild, b) $\Delta\Phi$ -Abbildung zu a) und Zeitspur bei $B_A = 9,18 \mu\text{T}$, c) Situation bei $B_A = 11,46 \mu\text{T}$.

Ob das Eindringen des zweiten Vortex oder dessen Hüpfen die Schlieren verursacht, lässt sich nicht sagen. Denkbar wäre, dass der Vortex mit Zunahme des Magnetfeldes in das SQUID eindringt und im Bereich der Ausscheidung schwache Pinningzentren vorfindet, welche es ihm gestatten, sehr schnell zu Hüpfen (breites oberes Niveau in der Zeitspur). Diese schnelle Positionsänderung könnte verhindern, dass der Vortex korrekt abzubilden ist, was zu Schlieren führt. Wird das Magnetfeld weiter er-

hört, so wird der Vortex in sein unteres Niveau gezwungen, wodurch er an eine Position gebunden ist und abgebildet werden kann.

Die maximale Flussänderung $\Delta\Phi$ durch die Hüpfprozesse beträgt etwa $-110\text{ m}\Phi_0$ und entspricht einer Hüpfhöhe $\Delta r \approx 1,55 - 1,93\ \mu\text{m}$ und müsste mit dem TTREM aufzulösen sein. Der Abstand zwischen der Mitte des Bereichs, in welchem die Schlieren auftraten, und der Position des Vortex in c) entspricht ungefähr $2,5\ \mu\text{m}$, wobei die zurückgelegte Hüpfhöhe radial zum SQUID-Schlitz $\approx 1,61 - 1,75\ \mu\text{m}$ beträgt. Möglicherweise können somit die Schlieren als indirekte Beobachtung schneller Hüpfprozesse mit großen Hüpfhöhen gedeutet werden. Im Allgemeinen lassen sich Hüpfprozesse von Fluktuatoren, und damit sind nicht die einzelnen Sprünge von Vortices gemeint, mit dem TTREM wohl nicht ausreichend genau abbilden, um Informationen zur Hüpfhöhe und -weite zu gewinnen.

Zur Häufigkeit mit welcher RTS-Rauschquellen im SQUID auftraten lässt sich sagen, dass bei Temperaturen $T < 86\text{ K}$ im Grunde keine Fluktuatoren beobachtet werden, welche zu einem erkennbaren Lorentzspektrum bei niedrigen Frequenzen führten. Daher fanden die Untersuchungen bei $T = 86\text{ K}$ statt, wodurch sich das hohe Grundrauschen der SQUIDs von über $30\ \mu\Phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ ergibt. Aber selbst bei dieser hohen Temperatur $T \approx 0,97 \cdot T_c$ traten nicht zwangsläufig dominante Fluktuatoren mit sichtbarem RTS-Rauschen auf, sodass es durchaus vorkam, dass sich ein einzelner Vortex im SQUID befand und kein Lorentzspektrum auftrat. Die Lorentzspektren der untersuchten RTS-Fluktuatoren wiesen in der Regel eine sehr niederfrequente, charakteristische Frequenz f_c von teilweise kleiner als 1 Hz auf. Dies machte zeitaufwändige Rauschmessungen, bei möglichst konstanten Versuchsbedingungen, bis zu Frequenzen von etwa 50 mHz erforderlich, um den frequenzunabhängigen Teil der Lorentzspektren zu erreichen. Nur in zwei Fällen traten hochfrequente Lorentzspektren mit $f_c > 60\text{ Hz}$ auf.

6.6.2. Mehrniveauhüpfprozesse

Das Hüpfen eines Vortex zwischen zwei Niveaus stellt den einfachsten Hüpfprozess eines Fluktuators dar. Daneben treten noch kompliziertere Abläufe auf, insbesondere wenn mehrere RTS-Rauschquellen vorhanden sind und sich eventuell gegenseitig beeinflussen.

6.6.2.1. 3-Niveau-Hüpfprozesse

In Abbildung 6.30 a) und b) sind zwei Zeitspuren von Hüpfprozessen gezeigt, welche über insgesamt drei Niveaus erfolgen. Diese kommen zustande, wenn ein einzelner Fluktuator zwischen drei unterschiedlichen Zuständen hin und her springt. In a) springt der Vortex ausgehend von seinem Hauptzustand, dem unteren Niveau, wahlweise in das mittlere oder obere Niveau, wobei sich beim oberen Niveau eine mehr als doppelt so große Flussänderung $\Delta\Phi$ ergibt. Die Häufigkeit, mit welcher der Vortex in die beiden Niveaus springt, ist für das mittlere Niveau geringfügig höher, wohingegen die mittlere Verweildauer im oberen Niveau größer ist.

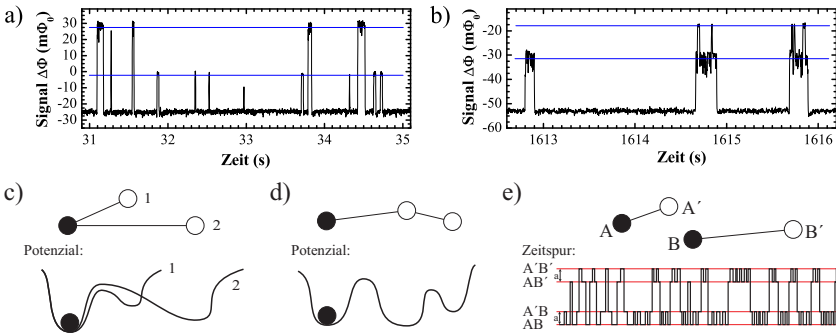


Abb. 6.30.: a) - d) *Unkorrelierte Mehrniveauhüpfprozesse in SQUID Ym 81-14:* a) 3-Niveau-Fluktuator hüpf in zwei unabhängige Zustände, b) 3-Niveau-Fluktuator springt in einer Dreimuldenpotenzialkette, c) und d) Schematische Darstellung der Hüpfprozesse in a) und b) mit nachempfundenem Potenzialverlauf, e) Überlagerung zweier unabhängiger 2-Niveau-Fluktuatoren und Zeichnung der sich ergebenden Zeitspur mit vier Niveaus.

Der in b) gezeigte Hüpfprozess unterscheidet sich von a) durch die Tatsache, dass das obere Niveau nur vom mittleren Niveau aus erreicht werden kann. Dies zeigt sich in der Zeitspur dadurch, dass keine direkten Sprünge vom unteren Hauptniveau in das obere Niveau auftreten. Die Flussänderungen, die sich durch die Sprünge ins obere Niveau ergeben, haben das gleiche Vorzeichen, sodass man sich das vorliegende Potenzial als Kette von drei Potenzialmulden vorstellen kann. Befindet sich der Vortex im mittleren Niveau beziehungsweise in der mittleren Potenzialmulde, so

springt er bevorzugt in die dritte Potenzialmulde, in welcher er aber nur für kurze Zeit verbleibt, um wieder in das zweite Niveau zurückzuhüpfen. Das Rauschen in der mittleren Potenzialmulde ist deutlich stärker als in den anderen beiden Niveaus.

Eine schematische Veranschaulichung der beiden 3-Niveau-Hüpfprozesse ist in Abbildung 6.30 c) und d) gezeigt. Dabei entsprechen die ausgefüllten Kreise den Hauptniveaus der Zeitspur, in welchen sich die Vortices hauptsächlich aufhalten, und die offenen Kreise stellen die Pinningzentren/Zustände dar, in welche der Vortex springt. Weiter wurde versucht den Potenzialverlauf skizzenhaft wiederzugeben, wobei die unterschiedlichen Hüpfwahrscheinlichkeiten durch entsprechend hohe Potenzialbarrieren berücksichtigt wurde.

6.6.2.2. 4-Niveau-Hüpfprozesse

Treten mehrere Fluktuatoren gleichzeitig auf, so kommt es zu einer Überlagerung deren Signale, wobei unterschieden werden muss, ob sich die Fluktuatoren gegenseitig beeinflussen oder nicht [107]. Im Fall von zwei unabhängigen 2-Niveau-Fluktuatoren ergeben sich in der Zeitspur insgesamt vier Niveaus. Dies ist in Abbildung 6.30 e) qualitativ gezeigt. Im ersten Abschnitt der Zeitspur sind alle auftretenden Sprünge eingezeichnet und im zweiten Abschnitt ist ein typischer Signalverlauf gezeigt, welcher sich in der Regel durch die unterschiedlich schnell hüpfenden Fluktuatoren aus dem RTS des langsameren Fluktuators ergibt, welchem das hochfrequenteren RTS des schnelleren Fluktuators überlagert ist. Aus dem unterschiedlich schnellen Hüpfen und dem gleich großen Abstand a zwischen den beiden oberen und unteren Niveaus geht hervor, dass es sich um zwei Fluktuatoren handelt, welche zwischen je zwei Zuständen hin und her springen und nicht um einen einzelnen, zwischen vier Zuständen springenden Vortex, was prinzipiell denkbar wäre. Bei den Messungen an den SQUIDs konnten keine zwei unabhängigen 2-Niveau-Fluktuatoren beobachtet werden.

6.6.2.3. Komplexe Hüpfprozesse

Darüber hinaus können bei mehreren Fluktuatoren kompliziertere Hüpfprozesse auftreten, in denen sich die Fluktuatoren gegenseitig in ihrem Verhalten beeinflussen. In solchen korrelierten RTS-Rauschquellen ist die

Amplitude und/oder die Frequenz eines 2-Niveau-Fluktuators abhängig vom jeweiligen Zustand des anderen Fluktuators [145].

In Abbildung 6.31 a) und b) sind längere Abschnitte von zwei Zeitspuren mit komplexen Hüpfprozessen gezeigt, welche in den SQUIDS zu beobachten waren, wenn ein externes Magnetfeld angelegt wurde, vergleiche Abschnitt 6.6.3. Jeweils links darunter ist der kleine, rot eingerahmte Ausschnitt der Zeitspur vergrößert dargestellt.

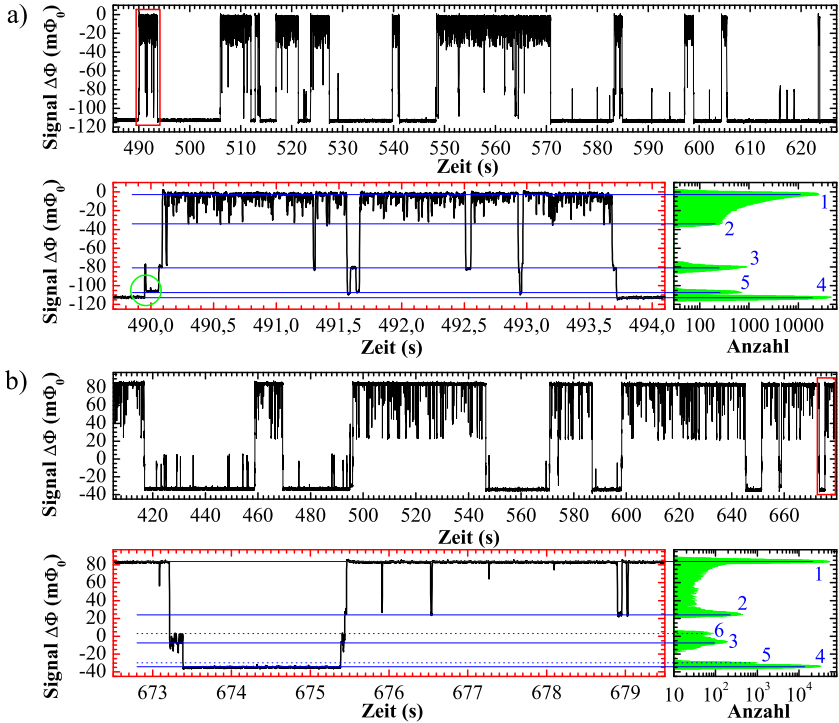


Abb. 6.31.: Zeitspuren von komplexen Mehrniveauhüpfprozessen in SQUID Ym 81-14: a) Ausschnitt einer Zeitspur mit 5 Niveaus, b) Ausschnitt einer Zeitspur mit mehreren Nebenniveaus. Darunter links ist jeweils der rot eingerahmte Abschnitt vergrößert dargestellt. Das Histogramm rechts davon zeigt die Verteilung der Messpunkte in der Zeitspur.

Von den 900 s langen Zeitspuren wurden Histogramme erstellt, welche

die Verteilung der Datenpunkte abhängig von der Flussänderung angeben und jeweils rechts neben dem vergrößerten Abschnitt gezeigt sind. Diese Histogramme geben die Position der einzelnen Niveaus der Hüpfprozesse wieder, sodass auch Niveaus erkannt werden, welche durch selten auftretende Sprünge entstehen und beim Betrachten der Zeitspur nicht unbedingt auffallen. Die Breite der Histogramm-Peaks erlaubt eine Aussage über das im jeweiligen Niveau auftretende Rauschen zu treffen.

Hüpfprozess a) In Abbildung 6.31 a) springt ein RTS-Fluktuator um Flussänderungen $\Delta\Phi \lesssim -31,4\text{m}\Phi_0$ vom obersten (1) in Richtung des nächstniedrigeren Niveaus (2), wobei er dieses nur gelegentlich erreicht. Im Histogramm zeigt sich, dass der Bereich zwischen den beiden Niveaus (1-2) kontinuierlich ist, was auf viele verschiedene Niveaus in diesem Bereich hindeutet. Eine mögliche Erklärung¹⁴ könnte sein, dass der fluktuierende Vortex im obersten Niveau schwach gepinnt ist und jeweils kurzzeitig in mehrere verschiedene Pinningzentren in seiner Nähe springt. Das Verhalten dieses schnell und unregelmäßig hüpfenden Fluktuators ändert sich aber, wenn der zweite Fluktuator in sein niedrigeres Niveau (3) wechselt, welches einer $\Delta\Phi \approx -80\text{m}\Phi_0$ entspricht. Die Korrelation der beiden RTSs ändert das Hüpfverhalten des erstgenannten Fluktuators dahingehend, dass er jetzt lediglich noch zwei Sprünge in die Niveaus 4 und 5 ausführt, welche eine Flussänderung $\Delta\Phi_1 \approx -32,3\text{m}\Phi_0$ und $\Delta\Phi_2 \approx -27\text{m}\Phi_0$ erzeugen. Somit ergeben sich insgesamt fünf Niveaus, wobei die Niveaus 4 und 5 sehr nahe beieinander liegen (grüner Kreis). Das unterste Niveau (4) zeichnet sich dadurch aus, dass der Vortex sehr lange in diesem Zustand verweilt und nur noch gelegentlich hüpfet. Es fällt auf, dass dies auch einen Einfluss auf den zweiten Fluktuator hat, welcher deutlich seltener in sein oberes Niveau zurück hüpfet, wenn sich der erste Fluktuator in diesem stabilen Zustand befindet. Somit verändert das Springen des zweiten Fluktuators nach 3 das Verhalten des ersten Fluktuators, umgekehrt beeinflusst dieser Fluktuator aber auch den anderen.

Der Vergleich der maximalen Flussänderung von $-31,4\text{m}\Phi_0$ zwischen den beiden obersten Niveaus stimmt nicht mit den Flussänderungen $\Delta\Phi_i$

¹⁴Dieses Verhalten könnte auch durch eine unzureichend große Auflösung der Zeitspur zustande kommen, wobei sehr schnelle Sprünge des Fluktuators nicht korrekt erfasst würden. Nach detaillierter Betrachtung der Abfolge an Datenpunkten konnte dies ausgeschlossen werden.

($i = 1, 2$) überein. Folglich muss es zu einer kleinen Amplitudenmodulation bei den zwei Hüpfvorgängen, welche der erste Fluktuator nach dem Sprung des zweiten Fluktuators nun ausschließlich tätigt, gekommen sein. Oder es handelt sich bei der Flussänderung $\Delta\Phi_1$, welche größer ist als $-31,4 \text{ m}\Phi_0$, um einen weiteren Hüpfvorgang in ein Pinningzentrum, welches nur erreicht werden kann, wenn sich der zweite Fluktuator in Niveau 1 befindet.

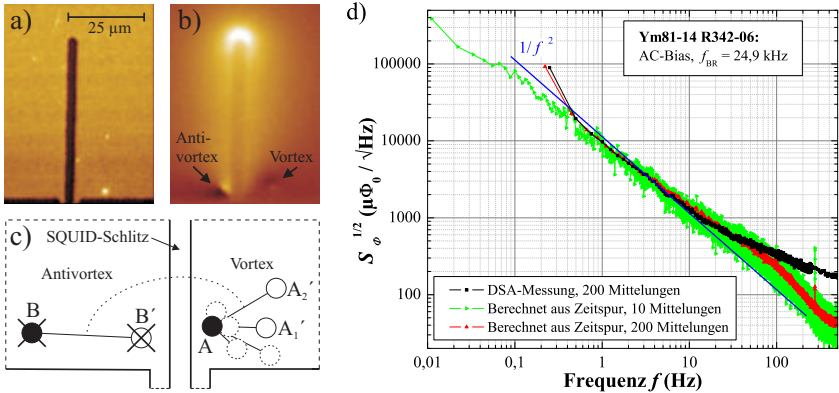


Abb. 6.32.: Mehrniveau-Fluktuator(en) der in Abbildung 6.31 a) gezeigten Zeitspur: a) Oberflächenbild entlang des SQUID-Schlitzes, b) $\Delta\Phi$ -Abbildung zu a) mit Vortex und Antivortex, c) Schematische Darstellung eines möglichen Hüpfprozesses, d) Rauschspektren aufgenommen mit dem DSA und Fourier-transformiert aus der gefilterten Zeitspur.

Aus den Vortex-Abbildungen, siehe Abbildung 6.32 a) und b), ist ersichtlich, dass es sich bei den angenommenen zwei Fluktuatoren im SQUID um einen links vom SQUID-Schlitz sitzenden Antivortex und um einen sich in der rechten Washer-Hälfte befindenden Vortex handelte. Welcher der beiden Vortices nun welche Sprünge ausführt und für entsprechende Flussänderungen verantwortlich ist, lässt sich nicht sagen. Da aber, bezogen auf das oberste Niveau, alle Flussänderungen negativ sind, folgt, dass der Vortex vom SQUID-Schlitz weg hüpfet und der Antivortex in radialer Richtung zum Schlitz hin springt. In Abbildung 6.32 c) wurde versucht, dies grafisch zu veranschaulichen, wobei angenommen wurde, dass der Antivortex (Kreis mit Kreuz) die größere Flussänderung hervorruft

und genau zwischen zwei Pinningzentren springt, wohingegen der Vortex mindestens drei Pinningzentren zur Auswahl hat. Der Vortex springt, solange sich der Antivortex in B (Niveau 1) befindet, sehr schnell zwischen verschiedenen Zuständen (gestichelte Kreise) und seinem oberen Niveau A hin und her. Wechselt der Antivortex nach B', so springt der Vortex nur noch zwischen den drei Pinningzentren A_1' und A_2' und A hin und her, wobei er in A_2' eine sehr große Verweildauer besitzt.

Die gegenseitige Beeinflussung des Verhaltens der Vortices (gestrichelte Linie) erfolgt vermutlich über eine auf die Vortices wirkende Lorentzkraft, welche durch Abschirmströme hervorgerufen wird, die in der Nähe des SQUID-Schlitzes fließen. Diese Abschirmströme werden durch die von der Vortex-Bewegung verursachte Flussänderung beziehungsweise durch die Änderung des äußeren Magnetfeldes aufgrund der Kompensation dieser Flussänderung durch die Flussregelschleife der SQUID-Elektronik geändert beziehungsweise erzeugt, sofern die Abschirmströme nach dem Einkühlen minimiert wurden, vergleiche Abschnitt 6.3.1.1.

Das Frequenzspektrum in Abbildung 6.32 d) zeigt das mit dem DSA Spektrumsanalysator gemessene Rauschen und die durch Fourier-Transformation aus der Zeitspur berechneten Rauschspektren für 10 und 200 Mittelungen. Die Spektren stimmen überein, bis auf die Tatsache, dass die berechneten Spektren oberhalb von etwa 50 Hz aufgrund der mit einem 97 Hz-Tiefpass gefilterten Zeitspur vorzeitig abfallen. Die Spektren steigen zu niedrigen Frequenzen mit etwa $1/f^2$ an, weisen aber bis zu einer Frequenz von 10 mHz keinen Übergang in ein frequenzunabhängiges Plateau auf, sodass nicht direkt ein Lorentzspektrum sichtbar ist. Bedingt durch die größere Anzahl an Hüpfprozessen ist zu erwarten, dass sich das Spektrum aus mehreren unterschiedlichen Lorentzspektren zusammensetzt. Ausgehend vom Modell in c) gibt es mindestens drei gleichbleibende RTS-Rauschquellen und folglich mindestens drei Lorentzspektren. Durch eine Auswertung der Verweilzeiten für jedes Niveau und der Bestimmung der mittleren Verweilzeiten, analog zu Abschnitt 6.6.1, ließen sich prinzipiell die einzelnen Lorentzspektren rekonstruieren.

Hüpfprozess b) Die zweite Zeitspur in Abbildung 6.31 b) entspricht einem komplizierteren Hüpfprozess. Deutlich zu erkennen sind das oberste (1, $\Delta\Phi \approx +83,6 m\Phi_0$) und unterste (4, $\Delta\Phi \approx -33,8 m\Phi_0$) Niveau und das Niveau 2 bei $\Delta\Phi \approx +24 m\Phi_0$. Wie bei der Zeitspur in a) kommt

es zwischen den beiden oberen Niveaus (1-2) zu Sprüngen, welche zwischen den Niveaus enden. Allerdings ergibt sich eine geringfügig andere Verteilung im Histogramm, welche zum Niveau 2 wieder zunimmt, da dieses häufiger besetzt ist. Aus dem Histogramm wird die Lage eines vierten Niveaus (3) sichtbar, was somit auf eine Überlagerung von zwei 2-Niveau-Fluktuatoren hindeutet. Weiter zeigen sich mindestens zwei Nebenniveaus (5/6, gestrichelte Linien), von denen das Untere (5) etwas über dem untersten Niveau liegt und aufgrund der Sprungabfolge ebenfalls ein alternatives Pinningzentrum zum untersten Niveau für einen der Fluktuatoren darstellt.

In den Vortex-Abbildungen, siehe Abbildung 6.33 a) und b), sind zwei Vortices zu erkennen, die links und rechts vom SQUID-Schlitz angeordnet sind. Somit kann von maximal zwei Fluktuatoren ausgegangen werden. Die Niveauunterschiede der vier Hauptniveaus und das Auftreten von Nebenniveaus passen nicht zu einem RTS von zwei 2-Niveau-Fluktuatoren, sodass komplexere Hüpfvorgänge aufgetreten sein müssen. Je komplizierter diese sind, desto schwieriger lassen sie sich interpretieren. Im Folgenden werden Hüpfvorgänge beschrieben, mit denen sich die Zeitspur größtenteils nachvollziehen lässt, wobei aber viel Raum für anderweitige Auslegungen bleibt.

Einer der Vortices springt radial vom Schlitz weg, wodurch er von Niveau 1 nach 2 wechselt und eine Flussänderung von $\approx -59,6 \text{ m}\Phi_0$ erzeugt. Da auch ein direkter Sprung von 1 nach 3 beobachtet wurde, muss dieser Vortex auch für das Niveau 3 verantwortlich sein. Meist erfolgt das Springen von 1 nach 3 mit einem Aufenthalt in Niveau 2, sodass sich die Niveaus 1 bis 3 als Pinningpotenzialkette deuten lassen, wobei beim direkten Sprung die zweite Potenzialbarriere gleich mit übersprungen wurde, vergleiche Abbildung 6.34 a). Die Sprünge in die Niveaus 4 bis 6 gehen alle von Niveau 3 aus und es treten keine direkten Sprünge zwischen diesen Niveaus auf, sodass diese denselben Ausgangspunkt besitzen und dem zweiten Vortex zugeordnet werden könnten. Die sich durch diese Sprünge ergebenden Flussänderungen liegen, wenn der erste Vortex in Niveau 1 verharret, im Bereich zwischen Niveau 1 und 2 und können so durchaus von einem zweiten Vortex stammen. Zusätzlich existieren aber noch weitere Sprünge im Bereich zwischen 1 und 2, sodass einer der beiden Vortices von Niveau 1 aus noch weitere Hüpfprozesse durchführen muss. Weiter muss eine Korrelation zwischen den beiden Vortices bestehen, da von 1 aus keine positive Flussänderung beobachtet wird, welche

dem Hüpfen von Niveau 3 nach 6 entsprechen. Somit unterbindet der eine Vortex, wenn er sich in 1 befindet, den Hüpfvorgang mit positiver Flussänderung des zweiten Vortex.

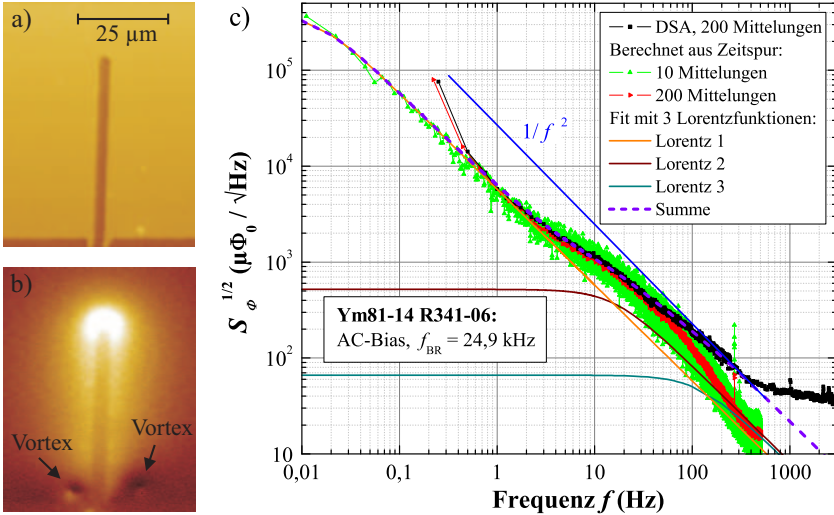


Abb. 6.33.: *Mehrniveau-Fluktuator(en) der in Abbildung 6.31 b) gezeigten Zeitspur: a) Oberflächenbild des SQUID-Schlitzes, b) $\Delta\Phi$ -Abbildung zu a) mit zwei Vortices, c) Rauschspektrern des DSA Spektrumsanalytors und berechnet aus der Zeitspur (Tiefpass gefiltert), Anpassung des Verlaufs durch drei Lorentzspektrern.*

Die Abbildung 6.33 c) zeigt das Frequenzspektrum der Zeitspur, in welchem die Messungen des DSA Spektrumsanalytors und die aus der gefilterten Zeitspur berechneten Spektren dargestellt sind. Zusätzlich wurden drei Lorentzspektrern eingezeichnet, welche von Hand so angepasst wurden, dass ihre Summe möglichst genau den Verlauf des gemessenen Spekttrums wiedergeben. Dieser weist eine Krümmung auf, da zwei der Lorentzspektrern größere charakteristische Frequenzen f_c besitzen. Da sich aus einem Lorentzspektrum nur f_c bestimmen lässt, ist es nicht möglich, aus den drei angepassten Spekttrern die Verweilzeiten und die Flussänderungen zu ermitteln. Bei der Vielzahl an unterschiedlichen Hüpfvorgängen in der Zeitspur setzt sich das Rauschspektrum sicherlich aus

mehr als drei Lorentzspektren zusammen. Aber die Anpassung zeigt, dass bereits mit drei unterschiedlichen Lorentzspektren der Verlauf des niederfrequenten Rauschens sehr gut rekonstruiert werden kann.

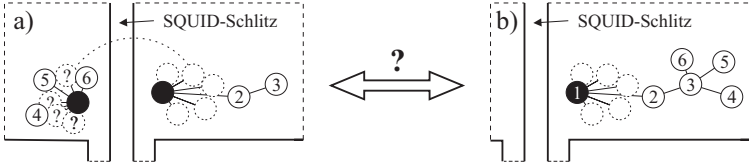


Abb. 6.34.: *Schematische Darstellung zweier möglicher Hüpfprozesse der in Abbildung 6.31 b) gezeigten Zeitspur: a) 2 fluktuierende, korrelierte Vortices, b) 1 Vortex erzeugt alle Sprünge in der Zeitspur.*

Bei den bisherigen Betrachtungen wurden jeweils alle Vortices im SQUID als Fluktuatoren angesehen. Solange aber keine eindeutigen Anzeichen für zwei Fluktuatoren in der Zeitspur auftreten, wie beispielsweise entsprechend gleich große Niveaubstände, vergleiche Abbildung 6.30 e), oder Unterschiede in der Hüpfrequenz, so können die Hüpfprozesse auch von einem einzelnen Vortex stammen, welcher sich in einer komplexen Potenziallandschaft bewegt.

Zusammenfassend wurde gezeigt, dass sich das Lorentzspektrum eines dominanten 2-Niveau-Fluktuators sehr gut mit den aus der Zeitspur gewonnenen Parametern τ_i ($i = 1, 2$) und $\Delta\Phi$ rekonstruieren lässt. Durch TTREM-Abbildungen ist die Bestimmung der ortsabhängige Kopplungsstärke von Vortices möglich, wodurch sich die Hüpfänge Δr und die spektrale Rauschleistungsdichte $S_r(f)$ einzelner Vortices in radialer Richtung zum SQUID-Schlitz berechnen lässt. Durch die Analyse von RTS-Rauschvorgängen konnten mit Hilfe des TTREMs konkrete Zahlenwerte dieser Parameter bestimmt werden.

Traten kompliziertere Hüpfprozesse auf, welche in der Zeitspur mehr als zwei Niveaus aufwiesen, so konnte gezeigt werden, dass sich derartige Hüpfprozesse mit mehreren in Korrelation zueinander stehenden Fluktuatoren oder einem einzelnen, sich in einer komplexen Potenzialstruktur bewegendem Vortex verstehen lassen. Insbesondere zeigte sich, dass eine Überlagerung mehrerer, unabhängiger 2-Niveau-Fluktuatoren im einfachen Modell des Doppelmuldenpotenzials nicht ausreichend ist. Die

Kombination von Untersuchungen des niederfrequenten Rauschverhaltens im Zeit- (Zeitspur) und Frequenzbereich (Spektrum) und die Vortex-Abbildungen erlauben es, das Verhalten einzelner RTS-Rauschquellen in SQUIDs zu analysieren und mögliche Hüpfprozesse zu rekonstruieren.

Die TTREM-Abbildungen geben dabei zwar keine klare Auskunft darüber, welche Vortices an den Hüpfprozessen beteiligt sind und welche Flussänderungen welchem Fluktuator zuzuordnen sind, aber sie erlauben die Bestimmung der maximalen Anzahl an möglichen Fluktuatoren, deren Lage und deren Flussorientierung.

Gelingt es, durch äußere Einflüsse, einzelne Fluktuatoren selektiv zu verändern oder deren Hüpfen ganz zu unterbinden, so besteht die Möglichkeit deren Wirkung auf das Gesamtrauschen zu ermitteln.

6.6.3. Beeinflussung von Hüpfprozessen und des Flussrauschens

Nachfolgend wird untersucht, wie sich das Flussrauschen und Hüpfverhalten von Flussquanten beeinflussen lässt. Über eine gezielte Veränderung von Fluktuatorprozessen lassen sich etwaige neue Erkenntnisse zur Entstehung, Reduzierung oder gar Beseitigung des Rauschens finden.

6.6.3.1. Beeinflussung durch eine Lorentzkraft

RTS-Prozesse kommen durch das Wechselspiel von Pinning- und thermischer Energie zustande, sodass es durch eine Beeinflussung des Pinningpotenzials und/oder der Temperatur möglich ist, das RTS-Rauschen eines Vortex zu verändern [51]. Der Verlauf des Pinningpotenzials kann durch eine Lorentzkraft F_L verkippt werden, wodurch sich die Differenz zwischen den Potenzialminima und damit das Verhalten des Fluktuators variieren lässt. Für die Lorentzkraft F_L gilt

$$\vec{F}_L = d \cdot \vec{j} \times \vec{\Phi}_0, \quad (6.9)$$

dabei ist d die Supraleiterdicke, \vec{j} die hervorgerufene Stromdichte und $\vec{\Phi}_0$ der Fluss des Vortex [58]. Die auf den Vortex wirkende Lorentzkraft entsteht durch einen im SQUID fließenden Strom, welcher direkt eingespeist wird oder in Form von Washer-Abschirmströmen durch ein äußeres Magnetfeld entsteht. Die Hüpftrate des RTS-Rauschens lässt sich somit durch

einen Speisestrom oder ein Magnetfeld beeinflussen, indem die Potenzialstruktur des Fluktuators geändert wird [86]. Der Vortex kann folglich zu Hüpfprozessen in einem Zustand mit hoher Beweglichkeit angeregt werden oder in seiner Beweglichkeit eingeschränkt werden, sodass kein Hüpfen mehr möglich ist [51].

Im Folgenden wird eine Magnetfeldserie beschrieben, in der das Verhalten eines Vortex im SQUID unter dem Einfluss einer Potenzialverkipfung untersucht wurde.

Bei einer Temperatur $T = 86$ K wurden bei unterschiedlichen, mit der Einkühlfeldspule angelegten Magnetfeldern jeweils Rauschmessungen, Zeitspuren und Abbildungen aufgenommen. Das Rauschen wurde mit dem DSA Spektrumsanalysator gemessen, wobei das Signal durch den Magnicon 10 kHz-Tiefpass gefiltert wurde. Das Zeitspursignal passierte zusätzlich einen RC -Tiefpass mit $f_G = 101$ Hz. Die magnetische Flussdichte B wurde in Vielfachen von Φ_0 bis zu $B = 14,72 \mu\text{T}$ ($\hat{=} 20 \Phi_0$) erhöht und wieder reduziert. Beim Erhöhen des Feldes wurden 13 Messungen durchgeführt, wobei das Magnetfeld im Bereich der Gleichverteilung der Verweilzeiten um jeweils ein Φ_0 und sonst um $2-3 \Phi_0$ erhöht wurde. Eine feinere Abstufung ist nicht möglich, da die FLL der SQUID-Elektronik kleinere Zwischenschritte als $1 \Phi_0$ nicht zulässt. Beim anschließenden Zurückfahren wurden 7 Messungen durchgeführt. Das Zurückfahren ist notwendig, um unterscheiden zu können, ob das Potenzial nur verkippt wurde und ob die Ausgangslage wieder erreicht wird, oder ob der Vortex lediglich in ein tieferes Pinningzentrum gedrückt wurde, in welchem er irreversibel festsetzt [51].

Rauschspektren In Abbildung 6.35 sind die Rauschspektren zu den insgesamt 20 Messungen dargestellt. Beginnend bei einer spektralen Rauschleistungsdichte $S_{\Phi}^{1/2} \approx 50 \mu\Phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ bei 1 Hz steigt das Rauschen mit zunehmendem Magnetfeld bis zu einem maximalen Wert von mehr als $10 \text{ m}\Phi_0/\text{Hz}^{1/2}$ an, welcher bei einer $B = 9,59 \mu\text{T}$ erreicht wird. Wird das Magnetfeld weiter erhöht, so nimmt das Rauschen ab und geht bei $B = 14,72 \mu\text{T}$ fast auf den Anfangswert zurück.

Beim Reduzieren des Magnetfeldes erfolgt wieder ein Anstieg und eine sich anschließende Abnahme des Rauschens, wobei allerdings nicht mehr ganz das Maximum wie beim Hochfahren erreicht wird.

Der Anstieg des Rauschens zu niedrigen Frequenzen hin ist zunächst klei-

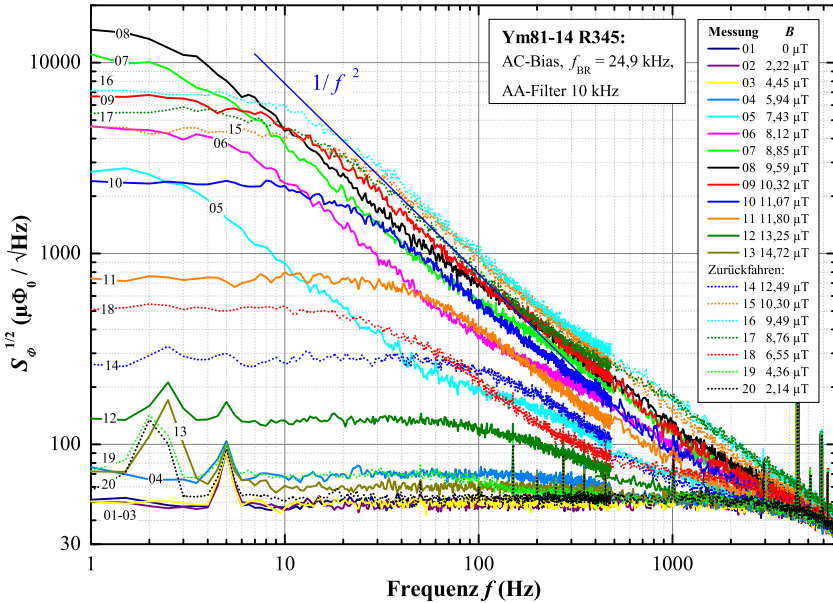


Abb. 6.35.: *RTS Magnetfeldserie - Rauschspektren DSA: Verlauf des Rauschens beim Hoch- und wieder Zurückfahren des Magnetfeldes. Die beim Zurückfahren gemessenen Spektren sind gepunktet dargestellt.*

ner als $1/f^2$ und erreicht diese Abhängigkeit erst für Magnetfelder mit $B \approx 9 \mu\text{T}$, aber dann auch nur im oberen Bereich des Anstiegs. Der Anstieg bei hohen Frequenzen fällt generell flacher als $1/f^2$ aus, was auf zusätzliche Rauschbeiträge in diesem Bereich hindeutet. Die charakteristische Frequenz der lorentzförmigen Spektren nimmt mit zunehmendem Magnetfeld von ≈ 100 Hz auf ≈ 1 Hz ab. Daraus lässt sich unmittelbar auf eine Beeinflussung der Verweilzeiten schließen. Bei den Messungen 05 und 06 sind deutlich Krümmungen im Rauschspektrum erkennbar, welche auf mindestens zwei sich überlagernde, unterschiedliche Lorentzspektren hindeuten. In den zugehörigen TTREM-Abbildungen ist nur ein Vortex erkennbar, sodass dieser verschiedene Hüpfprozesse getätigt haben muss, was sich in den Zeitspurmessungen bestätigt.

Bei den beim Zurückfahren des Magnetfeldes aufgenommenen Spektren

zeigt sich, dass diese etwas größere charakteristische Frequenzen und kleinere maximale Amplituden besitzen als die bei nahezu identischen Magnetfeldern aufgenommenen Spektren beim Hochfahren. Erklären lässt sich eine solche Änderung gemäß Gleichung (2.42) durch kleinere Verweilzeiten des RTS-Prozesses. Als mögliche Ursache für die veränderten Verweilzeiten des Fluktuators kommt nur eine zusätzliche Beeinflussung in Betracht, welche sich aus den TTREM-Abbildungen in Form eines zweiten Vortex erschließt, siehe Abbildung 6.39 d).

Zeitspuren Mit dem DSA Spektrumsanalysator wurden Zeitspuren aufgenommen, welche in Abbildung 6.36 gezeigt sind, wobei die Zeitspuren der Messungen 01 – 03 und 19/20 qualitativ der Messung 04 entsprechen und nicht dargestellt sind. Für die weiteren Auswertungen in diesem Abschnitt wurden die parallel zum Rauschen mit der Messkarte gemessenen Zeitspuren mit einer Dauer von je 700 Sekunden verwendet.

Wie der Verlauf der Zeitspuren zeigt, ist im Nullfeld kein RTS des Fluktuators zu beobachten. Durch das Anlegen des Magnetfeldes werden Abschirmströme im SQUID angeregt, welche über F_L das Pinningpotenzial des Vortex verkippen, sodass dieser zu Hüpfprozessen angeregt wird. Ab einer magnetischen Flussdichte $B \approx 7 \mu\text{T}$ treten einzelne Sprünge mit unterschiedlicher Amplitude und Richtung auf. Bei $B \approx 8,5 \mu\text{T}$ ergibt sich ein 2-Niveau-Fluktuator, welcher im oberen Niveau ein starkes Rauschen aufweist. Die erzeugte Flussänderung beträgt $\Delta\Phi \approx 72,9 \text{ m}\Phi_0$ und die mittlere Verweilzeit in den Niveaus liegt bei etwa 0,1 Sekunden. Mit weiter ansteigendem Magnetfeld wird die mittlere Verweilzeit im oberen Niveau immer kürzer, bis keine Sprünge mehr ins obere Niveau erfolgen. Schließlich wird der Fluktuator durch den Abschirmstrom ganz am Hüpfen gehindert und er verbleibt im unteren Niveau beziehungsweise in der zweiten Potenzialmulde.

Wird das Magnetfeld wieder reduziert, so treten erneut Sprünge auf, bis sich bei $B \approx 9,5 \mu\text{T}$ abermals das typische RTS eines 2-Niveau-Fluktuators zeigt. Jedoch fällt auf, dass die Verweilzeiten, wie es bereits im Rauschspektrum ersichtlich war, verkürzt sind. Es ergibt sich nun eine mittlere Verweilzeit von etwa 0,04 Sekunden und die Flussänderung zwischen den beiden Niveaus hat sich auf $\Delta\Phi \approx 68,6 \text{ m}\Phi_0$ vermindert. Eine weiter Feldsenkung führt zur Einschränkung der Hüpfprozesse, bis der Ausgangszustand ohne Sprünge erreicht wird.

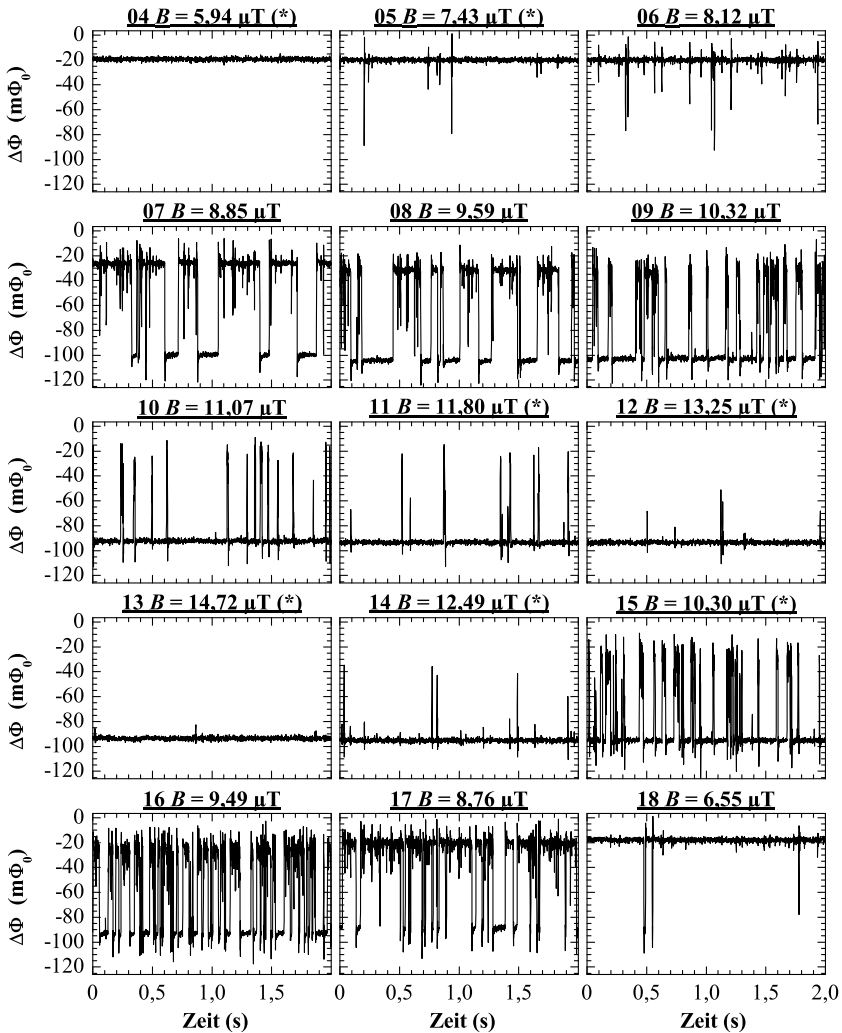


Abb. 6.36.: RTS Magnetfeldserie - Zeitspuren DSA: Gemessene Flussänderung $\Delta\Phi$ des RTS über eine Dauer von 2 Sekunden, gefiltert mit RC-Tiefpass ($f_G \approx 101$ Hz). Die Messungen 01-03 und 19-20 sind nicht gezeigt, da sie qualitativ der Messung 04 entsprechen. Bei den mit (*) markierten Zeitspuren wurde ein Offset abgezogen.

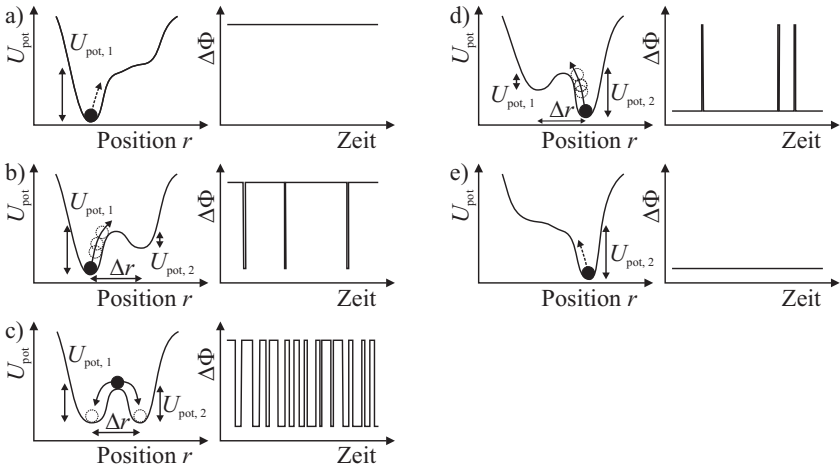


Abb. 6.37.: *Beeinflussung eines 2-Niveau-Fluktuators durch ein Magnetfeld:* Schematische Darstellung des Potenzialverlaufs und der Zeitspur nach [86].

Der Einfluss einer Potenzialverkipfung ist in Abbildung 6.37 schematisch für ein 2-Niveau-Fluktuator im Modell des Doppelmuldenpotenzial dargestellt. In a) verbleibt der Vortex, dargestellt durch die schwarze Kugel, in der linken Potenzialmulde. Mit zunehmender Verkipfung reduziert sich die Tiefe der Potenzialmulde $U_{\text{pot},1}$ und es werden einzelne Sprünge in die rechte Potenzialmulde möglich, gezeigt in b). Im Fall c) gilt für die beiden Pinningenergien $U_{\text{pot},1} \approx U_{\text{pot},2}$, wodurch der Vortex nun zwischen den beiden Mulden hin und her springt und die mittleren Verweilzeiten etwa gleich verteilt sind. In d) und e) ist gezeigt, wie mit einer weiter zunehmenden Potenzialverkipfung der Vortex zunehmend in der tiefer werdenden rechten Potenzialmulde festgehalten wird und nur noch vereinzelt Sprünge auftreten, bis der Hüpfprozess ganz verhindert wird.

In Abbildung 6.38 ist das Rauschen der in Abbildung 6.35 gezeigten Spektren bei 1, 10 und 100 Hz gegenüber der magnetischen Flussdichte B aufgetragen. Die Darstellung lässt gut die Zu- und Abnahme des Rauschens mit dem Magnetfeld erkennen. Das maximale Rauschen ist für $B \approx 9,8 \mu\text{T}$ zu erwarten und stimmt recht gut mit dem Feldwert von Mes-

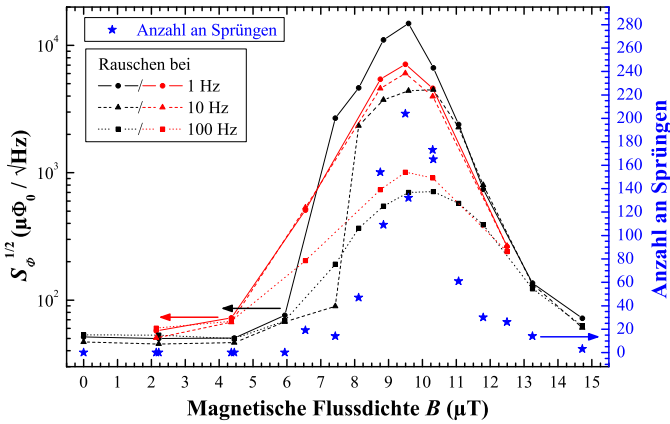


Abb. 6.38.: *Magnetfeldabhängigkeit des Rauschens und der Sprunganzahl:* Gezeigt ist das Rauschen bei 1, 10 und 100 Hz, wobei das beim Zurückfahren gemessene Rauschen rot gekennzeichnet ist. Die rechte Achse gibt die Anzahl an Sprüngen innerhalb von 2 Sekunden an.

sung 08 überein. Die Darstellung macht die Unterschiede zwischen den Messungen beim Hoch- und Herunterfahren des Feldes deutlich. Beim Zurückfahren ist das maximale Rauschen geringer und verschiebt sich zu höheren Frequenzen. Die rechte Ordinate gibt die Anzahl der während der Dauer von 2 Sekunden in der Zeitspur aufgetretenen Sprüngen an. Erwartungsgemäß zeigt sich ein Zusammenhang zwischen der Stärke des Flussrauschens und der Anzahl der Sprünge des Vortex.

Die maximale Hüpflänge Δr des Vortex unterscheidet sich leicht zwischen Hoch- und Herunterfahren des Feldes. Bei Messung 08 beträgt $\Delta r = 1497 \text{ nm}$ und bei Messung 16 ist $\Delta r = 1408 \text{ nm}$ groß. Je nach anliegendem Magnetfeld liegen die spektrale Rauschleistungsdichten zwischen $S_r(1 \text{ Hz}, B \lesssim 4 \mu\text{T}) \approx 1 \text{ nm}^2/\text{Hz}$ und $S_r(1 \text{ Hz}, B = 9,59 \mu\text{T}) \approx 93303 \text{ nm}^2/\text{Hz}$ für den Hüpfprozess. Diese Werte liegen am oberen Ende der in Abbildung 6.28 gezeigten Daten.

Abbildungen Vier TTREM-Abbildungen der Feldserie sind in Abbildung 6.39 gezeigt. Die vollständige Abbildungsreihe ist nicht dargestellt, da bei den meisten Magnetfeldern der Abschirmstrom und damit das

Schlitzsignal zu ausgeprägt war, sodass die Vortex-Signale kaum zu erkennen sind. Das Oberflächenbild in a) zeigt den Bereich um den SQUID-Schlitz und gibt den Ausschnitt der Bilder b) - e) wieder. In b) ist der einzelne, am oberen Schlitzende sitzende Vortex im Nullfeld bei Messung 01 der Serie zu sehen. Mit Erhöhung des Magnetfeldes änderte sich dies nicht, erst wenn das Magnetfeld wieder reduziert wird zeigt sich in Messung 14 in c), dass sich nun zwei Vortices im SQUID befinden. Damit die Vortices bei $B_{14} = 12,5 \mu\text{T}$ im starken Schlitzsignal überhaupt sichtbar sind, wurde die Bildhelligkeit stark erhöht, wodurch die äußeren Bereiche weiß erscheinen. Der zweite Vortex befindet sich zunächst unterhalb des ersten Vortex und es sieht so aus, als würde er genau auf dem Schlitzrand angeordnet sein. In der darauffolgenden Abbildung befindet sich der zweite Vortex nun mittig oberhalb des Schlitzes. Dies ist in d), der Abbildung 19, welche bei $B_{19} = 4,36 \mu\text{T}$ beim Zurückfahren des Magnetfeldes aufgenommen wurde, zu sehen. In der in e) gezeigten Aufnahme im Nullfeld ist maximal ein Vortex-Signal zu erkennen. Somit hat der zweite Vortex das SQUID wieder verlassen, obwohl er in der Messung 20 zuvor noch im SQUID war.

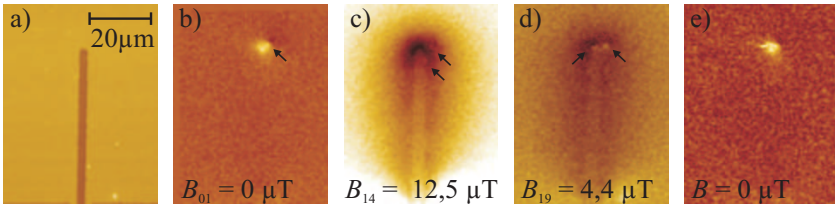


Abb. 6.39.: RTS Magnetfeldserie - TTREM-Abbildungen: a) Oberflächenbild des Scanbereichs, b) Einzelner Vortex (markiert mit Pfeil) oben rechts am Schlitzende vor Beginn der Serie, c) Beim Zurückfahren des Feldes taucht ein zweiter Vortex im SQUID auf, d) Zweiter Vortex ändert seine Position, e) Abbildung im Nullfeld nach der Serie.

Die Abbildungen zeigen keine Positionsveränderung des ersten Vortex und weisen nach, dass während der Magnetfelderhöhung nur der eine Fluktuator im SQUID war. Der mit Beginn der Feldreduzierung ins SQUID kommende zweite Vortex scheint nicht als zweiter Fluktuator zu agieren, da die Rauschspektren einem einzelnen Lorentzspektrum gleichen, sodass weiter von einem einzelnen 2-Niveau-Fluktuator auszugehen

ist. Der erste Fluktuator hat sich aber verändert, was sich in den Rauschspektren durch geringere Amplituden und höhere charakteristische Frequenzen und in den Zeitspuren durch eine kleinere Flussänderung und am deutlichsten durch kürzere Verweilzeiten zeigt. Die Hüpfhöhe Δr wurde um $\approx 90 \text{ nm}$ kleiner und die maximale $S_r(1 \text{ Hz}, B = 9,49 \mu\text{T}) \approx 21329 \text{ nm}^2/\text{Hz}$ hat sich auf weniger als ein Viertel reduziert. Dies legt die Vermutung nahe, dass der zweite Vortex zusätzlich zum Magnetfeld den Hüpfprozess des ersten Vortex beeinflusste.

Potenzialbestimmung Der Verlauf des Pinningpotenzials, in welchem sich der Vortex bewegt, ist nur schwer zugänglich. Ein Anhaltspunkt besteht darin, das untersuchte Hüpfverhalten des Vortex zu analysieren und daraus die in seinen Bewegungsablauf unmittelbar einfließende Potenzialform zu rekonstruieren. Durch die unterschiedlichen angelegten Magnetfelder wird eine Verkippung des Potenzials erreicht, sodass der Vortex, welcher als Potenzialsonde fungiert, den gesamten für den Hüpfprozess relevanten Bereich des Potenzials durchläuft. Das Zurückrechnen auf den zugrunde liegenden Potenzialverlauf erfolgt durch eine stochastische Analyse der Zeitspurdaten, welche die Bewegungsdynamik des Flussquants wiedergeben.

Die stochastische Analyse der experimentellen Daten wurden von *Philip Rinn*¹⁵ [150] aus der Arbeitsgruppe um *Joachim Peinke*¹⁶ an der Universität Oldenburg durchgeführt. Im Folgenden werden die wichtigsten Grundzüge dieser Analyse kurz dargelegt. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [56, 168, 167, 55, 150], woraus die folgenden Absätze sinngemäß übernommen wurden.

Ausgehend von einem stationären, stochastischen Prozess wird das dynamische Verhalten des Systems durch einen makroskopischen Ordnungsparameter $\mathbf{X}(t)$ beschrieben, welcher der stochastischen Differenzialgleichung, der nichtlinearen Langevin Gleichung (Interpretation nach *Itô*)

$$\frac{d}{dt}\mathbf{X}(t) = D^{(1)}(\mathbf{X}(t), t) + g(\mathbf{X}(t), t) \cdot \mathbf{F}(t) \quad (6.10)$$

genügt [56]. Diese Entwicklungsgleichung ist getrennt in einen deterministischen Teil $D^{(1)}$ und einen stochastischen Teil $g \cdot \mathbf{F}$ und enthält neben

¹⁵Dipl.-Phys. Philip Rinn, Carl-von-Ossietzky University Oldenburg.

¹⁶Prof. Dr. Joachim Peinke, Institut für Physik, Arbeitsgruppe Turbulenz, Windenergie und Stochastik TWiSt, Carl-von-Ossietzky University Oldenburg.

dem n -dimensionalen Zustandsvektor $\mathbf{X}(t)$, die Matrix $g(\mathbf{X}(t), t)$, den Driftvektor $D^{(1)}(\mathbf{X}(t), t)$ und den Vektor $\mathbf{F}(t)$, welcher die Rauschbeiträge in sich vereint. Die Matrix $g(\mathbf{X}(t), t)$ ist über

$$D_{ij}^{(2)}(\mathbf{X}(t), t) = \sum_k g_{ik}(\mathbf{X}(t), t) g_{jk}(\mathbf{X}(t), t) \quad (6.11)$$

mit der Diffusionsmatrix $D^{(2)}(\mathbf{X}(t), t)$ verknüpft. Die Rauschbeiträge $F_l(t)$ sind in einem idealen Prozess fluktuierende Kräfte, welche der Gauss-Statistik unterliegen und schnell zerfallende zeitliche Korrelationen aufweisen, sodass eine zeitliche δ -Korrelation mit $\langle F_l(t) \rangle = 0$ und $\langle F_l(t) F_k(t') \rangle = 2\delta_{lk}\delta(t-t')$ angenommen werden kann. Weiter wird vorausgesetzt, dass sich die $F_i(t)$ durch

$$F_i(\mathbf{X}(t), t) = \sum_{j=1}^d g_{ij}(\mathbf{X}(t), t) \cdot \Gamma_j(t) \quad (6.12)$$

darstellen lassen, wobei die $\Gamma_j(t)$ als zufällige Funktionen aufgefasst werden können.

Der Driftvektor und die Diffusionsmatrix ergeben sich für kurze Zeitintervalle als das erste und zweite Moment der bedingten Wahrscheinlichkeitsverteilung $p(\mathbf{x}', t + \Delta t | \mathbf{x}, t)$ [56, 167]:

$$D_i^{(1)} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\langle X_i(t + \Delta t) - x_i(t) \right\rangle_{\mathbf{X}(t)=\mathbf{x}}, \quad (6.13)$$

$$D_{ij}^{(2)} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta t} \left\langle (X_i(t + \Delta t) - x_i(t)) \cdot (X_j(t + \Delta t) - x_j(t)) \right\rangle_{\mathbf{X}(t)=\mathbf{x}}. \quad (6.14)$$

Da die Analyse einen stationären Prozess voraussetzt, besitzen $D_i^{(1)}$ und $D_{ij}^{(2)}$ keine explizite Zeitabhängigkeit.

Durch die Trennung des stochastischen Bewegungsanteils vom deterministischen Teil, welcher nur die zufallsunabhängige Bewegungsdynamik beschreibt, ist es möglich durch Integration des Driftvektors $D^{(1)}$ über $\mathbf{X}(t)$ das entsprechende Potenzial U_{pot} zu bestimmen:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{X}(t) \sim D^{(1)}(\mathbf{X}(t)) = f(\mathbf{X}(t)) = -\nabla U_{\text{pot}}. \quad (6.15)$$

Erste Ergebnisse des über diese Analyse bestimmten Potentials U_{pot} sind in Abbildung 6.40 gezeigt. Aufgetragen ist das rekonstruierte Potential der einzelnen Zeitspuren in willkürlichen Einheiten (arbitrary unit, a.u.) gegenüber der Spannung des Zeitspursignals. Dabei ist zu beachten, dass bei den einzelnen Zeitspuren ein gleitender Mittelwert mit einer Fensterbreite von einer Sekunde abgezogen wurde, um ein in den Messdaten auftretendes Signaldriften zu entfernen und die Daten so stationärer zu machen.

Für die verschiedenen Magnetfelder ergeben sich unterschiedliche Achsenskalierungen, da lediglich über den Bereich des Potentials Informationen gewonnen werden können, in welchem sich der Vortex auch tatsächlich bewegt. So befindet sich der Vortex bei TT01 bis TT04 fast ausschließlich in einer Potentialmulde und hüpfert erst für höhere Magnetfelder zwischen den beiden Niveaus und damit über größere Spannungswerte in den Zeitspuren. An Stellen, an welchen sich der Vortex selten aufgehalten hat, liegen weniger Daten vor, sodass sich an diesen Stellen größere Fehlerbalken ergeben.

In Abbildung 6.41 sind die einzelnen Potentialabschnitte mit einer einheitlichen Skalierung dargestellt. Der Vergleich der Potentialverläufe mit der entsprechenden Magnetfeldstärke, welche ein Maß für die Verkipfung des Potentials ist, weist eine erkennbare Korrelation zwischen angelegtem Feld und Potential auf. So geht der zu positiven Spannungen abfallende Potentialverlauf mit zunehmendem Magnetfeld in einen ansteigenden Verlauf über, wobei sich im Bereich der Gleichverteilung der Verweilzeiten, wenn der Vortex zwischen beiden Potentialmulden hin und her springt, eindeutig ein verkipptes Doppelmuldenpotential mit zwei Potentialminima ergibt, siehe Messungen 07 und 08.

Beim Zurückfahren des Magnetfeldes tauchen diese beiden Minima nicht mehr mit dieser Deutlichkeit in den Potentialverläufen auf. Am ehesten lässt sich noch in Messung 17 eine minimale Erhebung im gekrümmten Verlauf erahnen. Vielmehr nimmt das Potential nun die Form einer breiten Einzelmulde an. Folglich hat sich das Potential des Vortex verändert. Dies spiegelt sich, wie oben erwähnt, auch in den Rauschspektren und Zeitspuren wieder, in welchen eine deutlich schnellere Fluktuation des Vortex beobachtet wurde. Eine niedrigere Potentialbarriere zwischen den Doppelmulden, über welche der Vortex viel leichter und häufiger springen kann, würde dieses Verhalten erklären.

Eventuell gibt der Vortex die Potentialbarriere nur begrenzt oder unter-

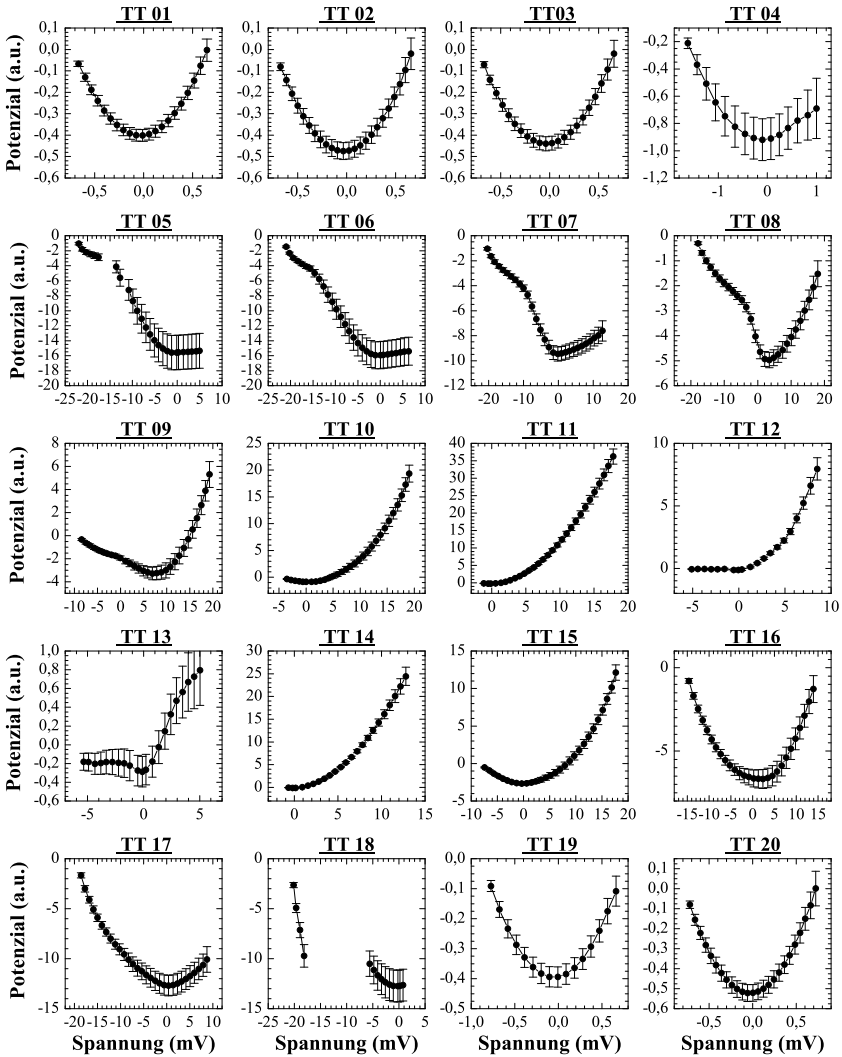


Abb. 6.40.: *RTS Magnetfeldserie - Rekonstruierte Potenzialverläufe* U_{pot} aus den Zeitspurdaten, berechnet von Philip Rinn aus der Arbeitsgruppe um Prof. J. Peinke an der Universität Oldenburg. Man beachte die unterschiedlichen Achsenskalierungen.

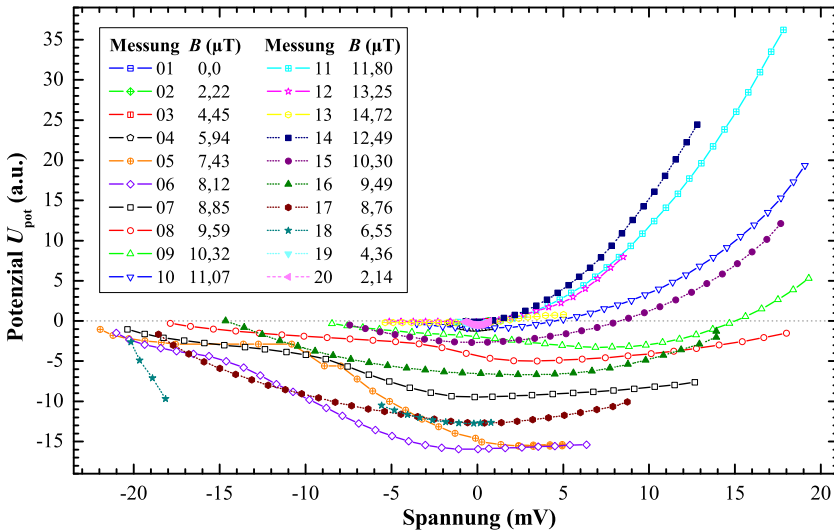


Abb. 6.41.: RTS Magnetfeldserie - Potenzialverläufe U_{pot} mit einheitlicher Skalierung. Berechnungen von P. Rinn. Die beim Erhöhen des Magnetfeldes aufgenommenen Messungen sind mit offenen, die beim Herunterfahren mit ausgefüllten Symbolen dargestellt.

schätzt wieder, da er sich in diesem Bereich nur sehr kurzfristig aufhält und eine niedrige Barriere nicht mehr „sieht“, da er sie nahezu immer überwinden kann. Dies könnte erklären, warum beim Zurückfahren die Barriere nicht mehr erkennbar im Potenzialverlauf auftritt.

Der einzige festgestellte Unterschied zwischen dem Hoch- und Herunterfahren des Feldes ist das Eindringen des zweiten Vortex. Trifft dies zu, so konnte gezeigt werden, dass ein weiterer, sich in der Nähe befindender Vortex den Verlauf des Pinningpotenzials des ersten Vortex merklich verändert, wodurch es zu einer Veränderung des Fluktuatorzustands kommt.

Idealerweise sollten die einzelnen Messungen immer den gleichen Potenzialverlauf wiedergeben, lediglich mit unterschiedlich starken Verkippen. Um dies zu überprüfen, wurde versucht, die von der Lorentzkraft F_L hervorgerufene Potenzialverkippen in den Verläufen zu korrigieren.

Die Lorentzkraft F_L beeinflusst die Steigung des Potenzial, sodass gilt:

$$\Delta U_{\text{pot}} = F_L \cdot \Delta x . \quad (6.16)$$

Weiter besteht über eine zu bestimmende Konstante k ein linearer Zusammenhang zwischen der magnetischen Flussdichte B und der Lorentzkraft $F_L = k \cdot B$. Folglich sollte sich das unverkippte Potenzial durch eine Korrektur bestimmen lassen.

Bisher ist es nicht gelungen durch eine Korrektur die einzelnen Potenzialabschnitte zu einem einheitlichen Potenzialverlauf zusammenzuführen. Die Verläufe unterscheiden sich nach wie vor und weisen unterschiedliche Steigungen auf.

6.6.3.2. Anmerkungen

Es konnte gezeigt werden, dass sich durch ein Magnetfeld und der damit einhergehenden Lorentzkraft das RTS-Rauschen eines einzelnen Flussquants beeinflussen lässt. Durch Verkipfung des Potenzialverlaufs ist sowohl eine Anregung der Fluktuation möglich, als auch eine Unterdrückung von bestehenden Hüpfprozessen.

Durch den zweiten ins SQUID kommende Flussquant konnte nicht eindeutig nachgewiesen werden, dass die vom Magnetfeld verursachte Verkipfung des Potentials reversibel ist. Für eine zweifelsfreie Bestätigung hätten sich beim Herunterfahren des Feldes dieselben Werte ergeben müssen. Andererseits ermöglichte dies einen Einblick, in wie weit eine Beeinflussung von fluktuierenden Vortices durch andere Vortices erfolgt. Möglicherweise ist eine Vortex-Beeinflussung durch einen direkt ins SQUID eingebrachten Strom oder durch externe Flusseinkopplungsschleifen, wie sie bei den anderen Designs auf der Maske vorgesehen sind, besser geeignet, um einen selektiven Einfluss auszuüben, ohne das zusätzliche Flussquanten eindringen.

6.6.3.3. Beeinflussung des Rauschens durch den Elektronenstrahl

Neben der Beeinflussung durch Magnetfelder oder Ströme bietet das TTREM die Möglichkeit Flussquanten direkt mit dem Elektronenstrahl zu manipulieren. So könnte der Elektronenstrahl zur Anregung oder Unterdrückung des RTS-Rauschens genutzt werden. Dies hätte den großen

Vorteil, dass sich das Rauschen bestimmter, einzelner Flussquanten manipulieren und analysieren ließe, da es sich um eine lokale, ortsgebundene Einflussnahme handelt. Im Falle von mehreren Flussquanten könnte durch Unterdrückung des Rauschens klar festgestellt werden, welcher Vortex welchen Beitrag zum Rauschen liefert. Durch Anregung des Rauschens unterschiedlicher Flussquanten ließen sich das Rauschverhalten an verschiedenen Stellen im Washer untersuchen.

Inwieweit ein RTS erzeugender Vortex durch den Elektronenstrahl beeinflusst wird ist nicht vollständig geklärt. Denkbar wäre, dass ein gepinnter Vortex wegen der zusätzlichen Strahlenergie zu Hüpfprozessen angeregt wird, sei es durch thermische Aktivierung oder durch Reduzierung der Barrierenhöhe zwischen den beiden Doppelmulden, aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Pinningenergie. Andererseits besteht umgekehrt die Möglichkeit, dass aufgrund der Bestrahlung der Vortex zwar lokal thermisch aktiviert wird, aber nur das Pinningpotenzial einer der Doppelmulden vermindert wird, wodurch sich effektiv die Potenzialbarriere erhöht. Dies ist der Fall, wenn die Hüpfänge zwischen den Potenzialminima deutlich größer ist als die Ausdehnung des thermischen Spots des Elektronenstrahls. Die einseitige Herabsetzung des Potenzials bewirkt somit eine Unterdrückung des Hüpfens und Rauschens.

Zur näheren Untersuchung dieses Zusammenhangs wurden mehrere Versuche und Bestrahlungsserien durchgeführt, um das Rauschen eines Vortex mit und ohne Bestrahlung vergleichen zu können. In den Serien wurde der Abstand des Elektronenstrahls zum Vortex-Kern variiert, um eine teilweise Bestrahlung des Doppelmuldenpotenzials zu erwirken. Die erzielten Ergebnisse sind jedoch nicht eindeutig: Einerseits konnte oftmals absolut keine Beeinflussung durch den Elektronenstrahl festgestellt werden, die Rauschspektren waren praktisch identisch. Andererseits zeigte sich bei manchen Messungen ein starker Anstieg der spektralen Rauschleistungsdichte S_{Φ} im niederfrequenten Bereich bei punktueller Bestrahlung des Vortex. Ein Anstieg des Rauschens nach Bestrahlung einer bestimmten Stelle im SQUID konnte auch in einer früheren Arbeit [95] beobachtet werden. Im Folgenden wird ein Experiment, bei welchem es zu einer solchen Zunahme des Rauschens kam, näher erläutert.

Ausgehend von zwei im Washer-Bereich des SQUIDs Ym 81-12 mit $B_E = 16 \mu\text{T}$ eingekühlten Flussquanten, wie dies in der Abbildung 6.42 a) und b) zu sehen ist, wurde das niederfrequente Rauschen (R256) bei $T \approx 78 \text{ K}$ gemessen. Wie in Abbildung 6.43 zu sehen ist reicht das weiße Rauschen

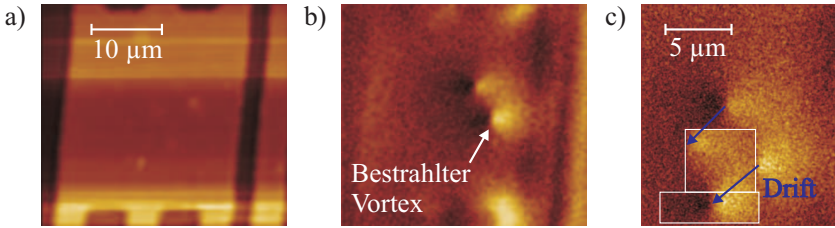


Abb. 6.42.: Vortex mit Elektronenstrahl bestrahlen: a) Oberflächenbild der Washer-Fläche von SQUID Ym 81-12, b) Zugehörige $\Delta\Phi$ -Abbildung mit zwei Flussquanten, c) Die vergrößerte $\Delta\Phi$ -Abbildung mit zwei zeitversetzten, überlagerten Aufnahmen (weiße Rahmen) macht den Drift des SQUIDs deutlich.

bis zu Frequenzen kleiner als 10 Hz und nimmt dann mit $1/f^{1,13}$ zu niedrigeren Frequenzen zu.

Im weiteren Verlauf wurde der untere Vortex mit dem Elektronenstrahl punktuell bestrahlt, wobei als Strahlparameter $U_B = 10 \text{ kV}$ und $I_{\text{Strahl}} = 2,5 \text{ nA}$ bei ausgeschaltetem Strahlblender verwendet wurden. Parallel dazu wurde versucht, das Rauschen bei bestrahltem Vortex zu messen, wobei sich durch den Drift des x-y-Verschiebetisches das SQUID unter dem Elektronenstrahl wegbewegte und der Vortex nicht mehr bestrahlt wurde. In Abbildung 6.42 c) ist dieser Drift deutlich zu sehen, da zusätzlich noch zwei Ausschnitte von später aufgenommenen Abbildungen (gekennzeichnet durch weiße Rahmen) des selben Bildbereichs überlagert wurden. Das SQUID bewegte sich nach links unten aus dem Bildausschnitt heraus. Um die in Abbildung 6.43 gezeigte Rauschmessung (R257) mit Bestrahlung aufzunehmen, wurde der Drift analysiert und versucht den Elektronenstrahl während der Rauschmessung manuell dem wegwandernden Vortex nachzuführen. Da der Drift über den Zeitraum der Rauschmessung recht konstant war, konnte so eine einigermaßen akzeptable Messung durchgeführt werden.

Das niederfrequente Rauschen steigt bei Bestrahlung deutlich an, sodass die Eckfrequenz nun bei etwa 1 kHz liegt und das Spektrum dem eines Lorentzspektrums mit einem Anstieg von $1/f^2$ gleicht. Infolgedessen kann davon ausgegangen werden, dass der bestrahlte Vortex durch die thermische Energie des Strahls so stark angeregt wurde, dass er als do-

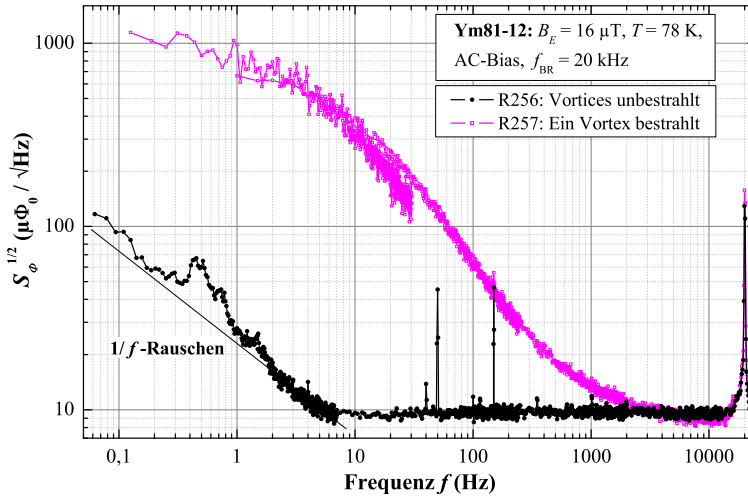


Abb. 6.43.: Rauschen bei Bestrahlung mit Elektronenstrahl: Zunahme des niederfrequenten Rauschens bei Bestrahlung eines einzelnen Flussquants mit dem Elektronenstrahl ($U_B = 10 \text{ kV}$, $I_{\text{Strahl}} = 2,5 \text{ nA}$, $T \approx 78 \text{ K}$).

minanter Fluktuator fungiert, dessen Rauschen sich im Rauschspektrum in Form eines einzelnen Lorentzspektrums deutlich hervorhebt.

Abschließend kann gefolgert werden, dass eine gezielte, selektive Bestrahlung eines einzelnen Flussquants mit dem Elektronenstrahl dieses zu einer dominanten RTS-Fluktuation anregen kann und dies bereits bei sehr geringen Strahlströmen I_{Strahl} von einigen nA. Allerdings konnte mindestens genauso oft kein Einfluss auf das Rauschen bei Bestrahlung mit Elektronen festgestellt werden. Ob in diesen Fällen die Strahlenergie, sprich die Stärke des Strahlstroms, nicht ausreichend groß war oder ob wie ebenfalls denkbar eine Erhöhung der Potenzialbarriere stattfand, ließe sich klären, indem ein RTS-Fluktuator punktuell bestrahlt wird und sich eine damit einhergehende Unterdrückung des Rauschens beobachten lässt. Wegen der Drifts des x-y-Verschiebetisches ist es nicht gelungen, solche Messungen durchzuführen. Daher muss für eine detaillierte Untersuchung die Position viel besser gehalten werden, sodass selbst lang andauernde niederfrequente Rauschmessungen möglich sind. Auch dürfte es bei der Auflösung des TTREMs schwierig sein das Doppelmulden-

potenzial eines Vortex nur teilweise zu bestrahlen, da dazu eine höhere Ortsauflösung benötigt wird. Weiter musste darauf geachtet werden, dass der Vortex durch eine zu starke Bestrahlung nicht ganz aus dem SQUID hüpfte.

Kapitel 7.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe der Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie (TTREM) einzelne Abrikosov-Flussquanten in dc Korngrenzen-SQUIDs aus supraleitenden $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ -Dünnschichten untersucht. Dabei stand die Analyse des korrelierten Flussrauschens einzelner Flussquanten im Vordergrund. Die Herstellung der speziell strukturierten SQUIDs war Bestandteil der Arbeit und erfolgte mittels optischer Lithografie, Argon-Ionenstrahlätzen und nasschemischen Ätzverfahren. Nach einer Vorcharakterisierung der SQUIDs durch elektrische Transport- und Rauschmessungen wurden von ausgewählten SQUIDs, welche vielversprechende Eigenschaften aufwiesen, Untersuchungen im Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop durchgeführt.

Die zu Beginn erfolgten Messungen an Probe B 664 und der Vergleich mit Probe B 663 lassen vermuten, dass sich durch einen zusätzlichen Ätzschritt mit Flußsäure möglicherweise die Eigenschaften der SQUIDs verbessern lassen. So ergaben sich bei den SQUID-Parametern I_c und V_{pp} doppelt so hohe Werte und ein um den Faktor 1,6 größeres $I_c R_n$ -Produkt. Weiter war das niederfrequente Rauschen bei B 664 im Mittel tendenziell niedriger. Für eine Bestätigung dieser Vermutung sind jedoch differenziertere Untersuchungen und Messungen erforderlich. Eine Verringerung der Washer-Randsignale bei TTREM-Abbildungen, zu welchem Zweck dieser Ätzschritt diente, konnte nicht festgestellt werden. Eine Aufgabe der Arbeit war das Lösen der in Zusammenhang mit den SQUID-Elektroniken aufgetretenen Probleme. Diese ergaben sich durch eine zu große Feedbackspule, welche aufgrund der kleinen SQUIDs allerdings nötig war. Erreichen ließ sich das durch neu entworfene SQUID-Designs, wobei die SQUIDs deutlich vergrößert wurden, sodass wesentlich kleinere Feedbackspulen mit geringerer Induktivität verwendet wer-

den konnten. Um die SQUIDs nach wie vor zur Untersuchung einzelner oder weniger Flussquanten einsetzen zu können, wurde der Großteil der Washer-Fläche geschlitzt oder gelocht ausgeführt, sodass in diesen Bereichen das Eindringen von Flussquanten verhindert wird.

Die Vortices wurden durch Einkühlen in einem statischen Magnetfeld oder durch Anlegen und schnellem Variieren eines Magnetfeldes unterhalb von T_c im SQUID erzeugt. Die zweite Methode verursacht kaum Schlitzsignale, ist dafür aber nur sehr schlecht reproduzierbar. Wie sich herausstellte, ist es mit dem verwendeten Messaufbau auch möglich, einzelne oder einige wenige Flussquanten in den reinen Washer-SQUIDs einzukühlen, jedoch nicht an definierter Stelle.

Für die Nutzung des TTREMs als Abbildungs- und Analysegerät für die Untersuchung von Vortices ist es wünschenswert diese gezielt beeinflussen zu können. Damit wäre es beispielsweise möglich, den Vortex an unterschiedliche Positionen zu führen, um das Rauschverhalten und Pinning an diesen Stellen zu bestimmen. Der Vortex dient sozusagen als lokale Sonde. Am einfachsten wäre ein Führen des Vortex durch den Elektronenstrahl, da sich dieser problemlos positionieren lässt, was jedoch nicht gelang. Vortices konnten allerdings zum Springen in andere Pinningzentren im Abstand von einigen μm angeregt werden, sofern sie nicht direkt das SQUID verließen. Ein Abrastern von einzelnen Flussquanten bei sehr hoher Vergrößerung führte recht zuverlässig dazu, dass der entsprechende Vortex das SQUID verließ. Somit ist eine Analyse des Zustands mit und ohne Vortex möglich.

Die Frage, wie und wie stark sich das Rauschen eines Vortex durch eine Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl verändert, ließ sich nicht abschließend beantworten. Zur Untersuchung dieses Sachverhalts ist es zwingend erforderlich, einen Vortex punktuell für die Dauer der Rauschmessungen zu bestrahlen, was aber durch den Drift des x-y-Verschiebetisches nicht für ausreichend lange Zeitdauern funktionierte.

Durch die Kombination von einem angelegten, magnetischen Gegenfeld, hohen Temperaturen nahe der kritischen Temperatur T_c und einer Beeinflussung der Vortices durch Abrastern mit dem Elektronenstrahl gelang die Erzeugung von Vortex-Antivortex-Konfigurationen in den SQUIDs. So konnten erstmals Antivortices mit dem TTREM abgebildet werden. Versuche, nahe beieinander sitzende Vortex-Antivortex-Paare mit dem Elektronenstrahl zu beeinflussen, sodass sie miteinander rekombinieren, sind nicht gelungen. Insbesondere verließen durch langsames Abrastern

mit dem Elektronenstrahl angeregte Vortices durchweg das SQUID, anstatt sich mit einem Antivortex in ihrer Nähe zusammenzuschließen. In zwei Messreihen an zwei identischen Washer-SQUIDs wurde die Anordnung von Flussquanten im SQUID-Washer und das einhergehende, niederfrequente Rauschen im SQUID in Abhängigkeit von der Einkühlfeldstärke untersucht. Beginnend bei einer erkennbar geringeren Gesamtanzahl an Flussquanten als bei früheren Arbeiten, konnte keine Abweichung von den bisherigen Resultaten festgestellt werden. Die ortsauflösenden TTREM-Abbildungen zeigten, dass sich bei bestimmten Vortex-Konfigurationen die Vortices bevorzugt zu Kreisbögen um das obere Schlitzende des SQUIDs anordneten. Ein ausgeprägter Zusammenhang zwischen den Vortex-Anordnungen und dem Rauschen konnte nicht entdeckt werden.

Das primäre Ziel der Arbeit war die Aufnahme von hochauflösenden Linescans über einen einzelnen im SQUID gepinnten Vortex mit dem TTREM. Durch diese konnte erstmals ein quantitativer Vergleich von experimentellen Messdaten und der theoretischen Beschreibung der Vortex-Verschiebung von *John Clem* [26] mit ausreichend hoher Genauigkeit durchgeführt werden. Diese Theorie liefert abhängig von experimentellen Parametern direkt die vom Elektronenstrahl hervorgerufene, virtuelle Verschiebung der magnetischen Flussverteilung eines abgerasterten Vortex bezüglich des Abstandes zwischen Elektronenstrahl und Vortex-Kern. Die in die Berechnung eingehende räumliche Verteilung der übertragenen Wärmeleistung des Strahls wird dabei durch vier unterschiedliche Modelle angenähert, sodass es zu verschiedenen Verläufen der virtuellen Vortex-Verschiebung kommt.

Der Vergleich zeigte, ausgehend von den untersuchten Linescans, dass das Modell KO die im Experiment vorliegenden Gegebenheiten am besten wiedergibt. Sowohl beim Modell B als auch beim Modell R steigt die Vortex-Verschiebung zu steil an und beide weisen eine zu große Amplitude der Verschiebung auf. Das Modell C besitzt zwar prinzipiell einen ähnlichen Verlauf wie das Modell KO, lässt sich aber aufgrund einer Singularität nicht für alle Werte des Strahlparameters α berechnen. Weiter zeigt sich hier bei ausreichend großen α -Werten eine charakteristische Krümmung im Anstieg der Verschiebung, welche in den gemessenen Vortex-Linescans nicht auftritt. Somit beschreiben die drei zuletzt genannten Modelle die Vortex-Verschiebung unzureichend. Aber auch das am besten zutreffende Modell KO, welches von einer zylinderförmigen

Verteilung der übertragenen Wärmeleistung ausgeht, gibt mit realistisch abgeschätzten Parameterwerten den gemessenen Signalverlauf nicht zufriedenstellend wieder. Die Verschiebung steigt für Strahlradien $a < 1 \mu\text{m}$ zu flach an. Da die maximale Verschiebung des simulierten Signalverlaufs abhängig von der Temperatur einmal geringer und einmal größer als der gemessene Verlauf ausfällt, ist davon auszugehen, dass noch deutliche Unstimmigkeiten zwischen Theorie und Messung existieren. Ein Grund hierfür sind die in der Praxis zu ungenau bestimmten Parameter $\lambda_L(0)$, a , R und P_0 . Für alle vier Modelle nimmt die Verschiebung nach dem Maximum deutlich schwächer ab als beim gemessenen Linescan. Dies dürfte der Tatsache geschuldet sein, dass die Theorie von einem unendlich ausgedehnten, supraleitenden Dünnsfilm und nicht von einem endlich großen SQUID ausgeht.

Aufbauend auf den Ergebnissen von vorangegangenen Arbeiten [33, 94, 178] wurde die Untersuchung des niederfrequenten Rauschens von Flussquanten erfolgreich fortgesetzt. So wurde in diesen Vorarbeiten bereits das Telegraphenrauschen (random telegraph signal noise, RTS-Rauschen) von dominanten 2-Niveau-Fluktuatoren rekonstruiert und aus dem $1/f$ -Rauschen vieler Flussquanten konnte die mittlere Hüpfhöhe abgeschätzt werden. Jedoch konnte keine Aussage über das RTS-Rauschen einzelner Flussquanten getroffen werden.

Mit Hilfe der entworfenen Einzelflussquanten-SQUIDs war es im Rahmen dieser Arbeit möglich dieses systematisch zu untersuchen. So konnten konkrete Zahlenwerte für die radiale Hüpfhöhe $\Delta r \approx 33 \text{ nm} - 1,59 \mu\text{m}$ und die spektrale Rauschleistungsdichte $S_r \approx 196 \text{ nm}^2/\text{Hz} - 0,28 \mu\text{m}^2/\text{Hz}$ in radialer Richtung zum SQUID-Schlitz von unterschiedlich gepinnten Flussquanten bestimmt werden. Die dafür benötigte Kopplungsstärke wurde aus numerischen Simulationen berechnet, wobei die TTREM-Abbildungen zur Positionsbestimmung der Flussquanten verwendet wurden.

Die durchgeführten Experimente zum Rauschverhalten einzelner Vortices haben klar gezeigt, dass ein einzelner Vortex nicht zwangsläufig als ein 2-Niveau-Fluktuator betrachtet werden kann, da einzelne Fluktuatoren auch kompliziertere Hüpfprozesse zwischen mehreren Pinningzentren ausführen, welche über das Modell des Doppelmuldenpotenzials hinausgehen. Dies bedeutet, dass sich das Rauschspektrum eines einzelnen Fluktuators nicht als einzelnes Lorentzspektrum ergibt, sondern sich vielmehr aus der Überlagerung von mehreren, unterschiedlichen Lorentzspektren

zusammensetzt, welche durch die verschiedenartigen Sprünge des Vortex zustande kommen. Dies hat zur Folge, dass bereits bei einer deutlich geringeren Anzahl an Flussquanten mit einem $1/f^\nu$ -abhängigen Frequenzspektrum, mit $\nu \approx 1$, gerechnet werden muss, als dies bei reinen 2-Niveau-Fluktuatoren zu erwarten wäre.

Die Auswertung von Zeitspuren lieferte Hinweise darauf, dass bei komplexen Hüpfprozessen von mehreren Vortices im SQUID eine Korrelation zwischen den Vortices besteht und diese sich je nach Position im Pinningpotenzial in ihrem Rauschverhalten beeinflussen können.

Neben der reinen Analyse des RTS-Rauschens von Flussquanten wurden auch Experimente zur Beeinflussung des Hüpfprozesses und damit des Rauschens von einzelnen Flussquanten im TTREM durchgeführt. Durch eine von einem externen Magnetfeld erzeugte Lorentzkraft erfolgte eine gezielte Verkippung des Pinningpotenzials des Vortex. Es konnte gezeigt werden, dass sich durch diese Einflussnahme die Stärke des Rauschens erhöhen oder reduzieren ließ und das Rauschen auch vollständig unterdrückt werden konnte. Durch die Verkippung des Potenzialverlaufs kann der Vortex in jeweils eine der beiden Potenzialmulden des Doppelmuldenpotenzials bewegt werden, sodass ein Durchfahren des Potenzialverlaufs möglich ist. Aus dabei aufgenommenen Zeitspurmessungen lassen sich durch eine Analyse des stochastischen Hüpfprozesses Informationen über den Verlauf des zugrunde liegenden Pinningpotenzials der Doppelmulden bestimmen. Erste Ergebnisse zu dieser an der Universität Oldenburg durchgeführten Analyse konnten vorgestellt werden und liefern neue Anhaltspunkte über den Verlauf des Pinningpotenzials in Supraleitern. Es ergaben sich Hinweise darauf, dass ein zusätzlich ins SQUID eindringendes Flussquant zu einer Veränderung des resultierenden Pinningpotenzials des Vortex führte. Dies machte sich durch eine Modifikation des Hüpfverhaltens des ersten Vortex und des bestimmten Verlaufs des Pinningpotenzials bemerkbar. Dies könnte ein direkter Nachweis des Einflusses von Vortex-Wechselwirkungen auf das Pinning und Rauschverhalten von Vortices sein.

Eine wesentliche Zielsetzung dieser Arbeit war die Klärung, in wie weit einzelne Flussquanten mit dem Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop (TTREM) untersucht und beeinflusst werden können. Abschließend lassen sich folgende Feststellungen zusammenfassen: Mit entsprechend strukturierten SQUIDS ist das TTREM sehr gut für Abbildungen und

Experimente mit einzelnen Flussquanten geeignet. Die kombinierte Untersuchung des niederfrequenten Rauschverhaltens sowohl im Zeitbereich (Zeitspur) als auch Frequenzbereich (Spektrum) und die orts aufgelöste Vortex-Abbildung ermöglichen eine einzigartige Methode zur Analyse einzelner RTS-Rauschquellen in SQUIDS und zur Rekonstruktion von möglichen Hüpfvorgängen, sodass neue Einblicke in das Rauschverhalten von Vortices und Informationen über das Pinningpotenzial gewonnen werden können. Was das gezielte Verschieben von Flussquanten betrifft, so ist noch weitere Forschungsarbeit erforderlich.

Ausblick:

Für zukünftige Untersuchungen können SQUIDS mit direkt gekoppelter Feedbackleitung und Flusseinkopplungsschleifen zur Vortex-Beeinflussung von Interesse sein. Wünschenswert wäre eine Methode, mit welcher sich mit oder ohne Hilfe des Elektronenstrahl Vortices gezielt bewegen ließen. So könnten, für mögliche Anwendungen, Potenziallandschaften aus Vortices und Antivortices konstruiert werden.

Was die Linescan-Messungen betrifft, so ergaben sich trotz berücksichtigter Kopplungsstärke keine völlig symmetrischen Signalverläufe. Als mögliche Ursache kommt eine verschobene Überlagerung der Linescans beim Mitteln in Frage. Für zukünftige Messungen, welche eine ortsgenaue Bestrahlung mit dem Elektronenstrahl erfordern, ist es daher nötig, das Driften des x-y-Verschiebetisches zu beheben, um noch genauere Linescans mit mehr Mittelungen aufnehmen zu können. Weiter könnte durch ein künstliches Pinningzentrum, an dem der Vortex vorrangig gepinnt wird, versucht werden, die Entfernung zum Schlitz zu vergrößern, um den Einfluss des Schlitzsignals zu reduzieren. Die bestehende Diskrepanz zwischen der experimentellen und theoretischen, virtuellen Vortex-Verschiebung macht weitere Anpassungen erforderlich. Insbesondere ist eine genauere Bestimmung der in der Praxis lediglich näherungsweise bekannten Parameter wichtig.

Anhang A.

Größen und Definitionen

Tab. A.1.: *Naturkonstanten*

Größe	Symbol und Wert gemäß [133]
Boltzmann-Konstante	$k_B = 1,380650 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$
Planck'sches Wirkungsquantum	$h = 6,626067 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Elementarladung	$e = 1,602176 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Flussquant	$\Phi_0 = h/2e = 2,067834 \cdot 10^{-15} \text{ Vs}$
Induktionskonstante	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$

Tab. A.2.: *Größen beim einzelnen Josephson-Kontakt*

Größe	Symbol	Definition
Kritischer Strom	$I_0 (\mu\text{A})$	
Normalwiderstand	$R (\Omega)$	
$I_0 R$ -Produkt	$I_0 R (\mu\text{V})$	
Kontaktkapazität	$C (\text{fF})$	
Josephson-Kopplungsenergie	$E_J (\text{J})$	$E_J \equiv I_0 \Phi_0 / 2\pi$
Rauschparameter	Γ	$\Gamma \equiv k_B T / E_J = 2\pi k_B T / I_0 \Phi_0$ $\approx 3,23 \mu\text{A} / I_0$ bei $T = 77 \text{ K}$
Phasendifferenz	δ	über dem Josephson-Kontakt

Tab. A.3.: Größen beim dc SQUID

Größe	Symbol	Definition / Normierung
Kritischer Strom	I_C (μA)	$I_C \equiv I_{0,1} + I_{0,2}$
Normalwiderstand	R_n (Ω)	$1/R_n \equiv 1/R_1 + 1/R_2$
SQUID-Induktivität	L (pH)	
Thermische Induktivität	L_{th} (pH)	$L_{\text{th}} \equiv \Phi_0^2/4\pi k_B T$ $L_{\text{th}} \approx 320,1 \text{ pH}$ bei $T = 77 \text{ K}$
Normierte Induktivität	L/L_{th}	$L/L_{\text{th}} = \Gamma \cdot \beta_L$
Speisestrom	I_b (μA)	$i \equiv I_b/I_0$
Externer Fluss	Φ_{ext} (Vs)	$\phi_{\text{ext}} \equiv \pi\Phi_{\text{ext}}/\Phi_0$
Abschirmparameter	β_L	$\beta_L \equiv 2LI_0/\Phi_0$
McCumber-Parameter	β_C	$\beta_C \equiv 2\pi I_0 R^2 C/\Phi_0$

Tab. A.4.: Größen beim Signal und Rauschen

Größe	Symbol	Definition / Normierung
Transferfunktion	V_Φ ($\mu\text{V}/\Phi_0$)	$V_\Phi \equiv \max \partial V/\partial \Phi _{I_b, \Phi_x}$ $v_\phi \equiv V_\Phi \cdot \Phi_0/I_0 R$
Spannungsrauschen	$S_V(f)$ (V^2/Hz)	$s_v \equiv S_V \cdot 2\pi/I_0 R \Phi_0$
Flussrauschen	$S_\Phi(f)$ (Φ_0^2/Hz)	$S_\Phi \equiv S_V/V_\Phi^2$ $s_\phi \equiv s_v/v_\phi^2 \equiv S_\Phi \cdot 2\pi I_0 R/\Phi_0^3$
I_0 -Fluktuationen	$S_{I_0}(f)$ (A^2/Hz)	$s_{I_0} \equiv S_{I_0}/I_0^2$
R -Fluktuationen	$S_R(f)$ (R^2/Hz)	$s_R \equiv S_R/R^2$
Effektive Fläche	A_{eff} (mm^2)	$A_{\text{eff}} \equiv \partial\Phi/\partial B$
Magnetfeldempfindlichkeit	$S_B^{1/2}(f)$ ($\text{fT}/\sqrt{\text{Hz}}$)	$S_B^{1/2} \equiv S_\Phi^{1/2}/A_{\text{eff}}$
Energieauflösung	ϵ (J/Hz)	$\epsilon \equiv S_\Phi/2L$

Abbildungsverzeichnis

2.1. Phasendiagramm $B(T)$ eines Typ II Supraleiters	12
2.2. Schematische Darstellung eines Vortex	13
2.3. Ersatzschaltbild des RCSJ-Modells	16
2.4. Schematische Darstellung eines dc SQUIDs	20
2.5. Modulation des kritischen Stroms im SQUID	22
2.6. $I(V)$ - und $V(\Phi)$ -Kennlinien des SQUIDs	23
2.7. Schematische Darstellung eines Frequenzspektrums	26
2.8. $I(V)$ -Kennlinien für unterschiedliche Werte des Rausch- parameters Γ	27
2.9. Dimensionslose Verschiebung G für die 4 Modelle	35
2.10. Dimensionslose Verschiebung $G_B - l$ Variation	36
2.11. Dimensionslose Verschiebung $G_{KO} - \alpha$ Variation	37
3.1. Kristallstruktur von STO und YBCO	40
3.2. Schematische Darstellung einer PLD-Anlage	44
3.3. Röntgendiffraktogramm Ym 81: $2\Theta - \omega$ -Scan von 0° - 77° .	47
3.4. Röntgendiffraktogramm Ym81: $2\Theta - \omega$ -Scan YBCO (001) und Rockingkurve YBCO (005)	48
3.5. Induktive T_c -Messung	49
3.6. SQUID-Designs der Probe B 664	52
3.7. Neue SQUID-Designs	54
3.8. SQUID-Designs der Probe Ym 81	55
3.9. Verwendete Lithografie-Masken	58
4.1. LCC-Probenhalter mit Probe B 664	62
4.2. SQUID als Fluss-Spannungs-Wandler	66
4.3. SQUID-Kontaktierung bei den Magnicon Elektroniken . .	69
4.4. Bias-Reversal-Schema für direct-readout	71
4.5. Magnicon Probenhalter 4	74
4.6. Abbildungen des TTREM 2	77

4.7.	Schnittzeichnung des TTREM Stickstoff-Kryostaten	78
4.8.	TTREM Messaufbau für Vortex-Abbildung	80
4.9.	Signalentstehung bei der Vortex-Abbildung	85
5.1.	Transportmessungen von SQUID B 664-02	88
5.2.	LC -Resonanz von SQUID B 664-10	92
5.3.	$I(V)$ - und $V(\Phi)$ -Kennlinien von SQUID B 664-09	96
5.4.	Rauschspektren von SQUID B 664-08 mit AC- und DC-Bias	100
5.5.	Rauschspektren von asymmetrischem SQUID	106
5.6.	Abbildungen im TTREM von SQUID B 664-10	108
5.7.	Vergleich B 664 und B 663 - Transport	109
5.8.	Vergleich B 664 und B 663 - Rauschen	111
6.1.	Transportmessungen von SQUID Ym 81-09	114
6.2.	Smoluchowski-Fit der $I(V)$ -Kennlinie	115
6.3.	Degradierung von SQUID Ym 81-14	118
6.4.	Temperaturabhängigkeit der $I(V)$ -Kennlinie	119
6.5.	Temperaturabhängigkeit des kritischen Stroms	121
6.6.	Temperaturabhängigkeit der $V(\Phi)$ -Kennlinie	122
6.7.	Vortex-Beeinflussung durch den Elektronenstrahl	128
6.8.	Vortex-Antivortex-Anordnung 01 in Ym81-14	131
6.9.	Detailaufnahme von Vortex-Antivortex-Anordnung 01	132
6.10.	Vortex-Antivortex-Anordnung 02 in Ym81-14	133
6.11.	Einkühlmagnetfeldserie Ym81-01	136
6.12.	Einkühlmagnetfeldserie Ym81-14	137
6.13.	Anzahl an Vortices und Rauschen abhängig vom Einkühl- magnetfeld	140
6.14.	Linescan über einzelnen Vortex 01	144
6.15.	Skalare Strömungsfunktion $g(x, y)$	146
6.16.	Virtuelle Vortex-Verschiebung $S(\rho_0)$	147
6.17.	Monte-Carlo-Simulation Casino: Bewegungsbahnen	150
6.18.	Vergleich der virtuellen Vortex-Verschiebung 01	153
6.19.	Vergleich der virtuellen Vortex-Verschiebung 02	156
6.20.	Linescan über einzelnen Vortex 02	159
6.21.	Vergleich der virtuellen Vortex-Verschiebung 03	160
6.22.	Vergleich der virtuellen Vortex-Verschiebung 04	162
6.23.	Monte-Carlo-Simulation Casino: Energieverteilung	165

6.24. Lorentzförmiges Rauschspektrum	166
6.25. Zeitspur eines 2-Niveau-Fluktuators	167
6.26. Schematische Darstellung eines Doppelmuldenpotenzials .	168
6.27. Verweilzeitenverteilung und berechnetes Lorentzspektrum	169
6.28. Hüpfhöhen	171
6.29. Abbildung von Hüpfprozessen?	173
6.30. Mehrniveauhüpfprozesse 1	175
6.31. Mehrniveauhüpfprozesse 2	177
6.32. Mehrniveauhüpfprozesse 3	179
6.33. Mehrniveauhüpfprozesse 4	182
6.34. Mehrniveauhüpfprozesse 5	183
6.35. RTS Magnetfeldserie - Rauschspektren DSA	186
6.36. RTS Magnetfeldserie - Zeitspuren DSA	188
6.37. Beeinflussung eines Fluktuators durch ein Magnetfeld . .	189
6.38. Magnetfeldabhängigkeit des 2-Niveau-Fluktuators	190
6.39. RTS Magnetfeldserie - TTREM-Abbildungen:	191
6.40. RTS Magnetfeldserie - Rekonstruiertes Potenzial 01	195
6.41. RTS Magnetfeldserie - Rekonstruiertes Potenzial 02	196
6.42. Vortex mit Elektronenstrahl bestrahlen	199
6.43. Rauschen bei Bestrahlung mit Elektronenstrahl	200

Abkürzungsverzeichnis

Bei englischen Begriffen ist in Klammern die deutsche Übersetzung angegeben. Personennamen sind kursiv geschrieben.

AC od. ac	alternating current (Wechselstrom)
a.u.	arbitrary unit (Willkürliche Einheit)
ADC	analog-to-digital converter (Analog-Digital-Wandler)
AFM	atomic force microscope (Rasterkraftmikroskop)
APF	additional positive feedback (zusätzliche positive Rückkopplung)
AVB	automatic voltage bias (automatische Speisespannung)
B	<i>J.F. Bresse</i>
BCS	<i>J. Bardeen, L.N. Cooper und J.R. Schrieffer</i>
BNC	<i>Bayonet Neill Concelman</i>
cps	counts per second (Anzahl pro Sekunde)
DC od. dc	direct current (Gleichstrom)
DSA	dynamic signal analyzer (dynamischer Signalanalysator)
ESV	Elektronenstrahlverdampfung
FLL	Flux-Locked Loop (Flussregelschleife)
FWHM	full width at half maximum (Halbwertsbreite)
GFK	glasfaserverstärkter Kunststoff
GL	<i>V.L. Ginzburg und L.D. Landau</i>
HTSL	Hochtemperatursupraleiter
ISJ	intrinsically shunted junction (intrinsisch resistiv kurzgeschlossener Kontakt)
IVC	$I(V)$ -Kennlinie
KO	<i>K. Kanaya und S. Ono</i>
LCC	leadless chip carrier (Bauteilhalter ohne Anschlüsse)
LN ₂	liquid nitrogen (flüssiger Stickstoff)
LVSA	LabVIEW Spektrumsanalysator
LTSEM	low temperature scanning electron microscope (TTREM)
MEG	Magnetoenzephalographie

MKG	Magnetokardiographie
NTSL	Niedertemperatursupraleiter
PI	Proportional-Integral
PLD	pulsed laser deposition (gepulste Laserablation)
PLID	pulsed laser interval deposition (gepulste Intervall-Laserablation)
R	<i>L. Reimer</i>
rf	radio frequency (Hochfrequenz)
RCSJ	resistively and capacitively shunted junction (resistiv und kapazitiv kurzgeschlossener Kontakt)
RSJ	resistively shunted junction (resistiv kurzgeschlossener Kontakt)
REM	Rasterelektronenmikroskop
RHEED	reflection high-energy electron diffraction (Beugung hochenergetischer Elektronen bei Reflexion)
RTS	random telegraph signal (stochastisches Telegraphensignal)
SIS	Supraleiter-Isolator-Supraleiter
SNS	Supraleiter-Normalleiter-Supraleiter
SQUID	superconducting quantum interference device (supraleitendes Quanteninterferometer)
STO	Strontiumtitanat SrTiO_3
TTREM	Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskop
UHV	Ultrahochvakuum
XRD	X-ray diffraction (Röntgendiffraktometrie)
YBCO	Yttrium-Barium-Kupferoxid $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Literaturverzeichnis

- [1] ABRAMOV, YU. A., V. G. TSIRELSON, V. E. ZAVODNIK, S. A. IVANOV und I. D. BROWN: *The Chemical Bond and Atomic Displacements in SrTiO₃ From X-ray Diffraction Analysis*. Acta Cryst. B, 51:942 – 951, 1995. 42
- [2] ABRIKOSOV, A. A.: *On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group*. Sov. Phys. JETP, 5:1174 – 1182, 1957. [Russische Original-Veröffentlichung: Zh. Eksp. i Teor. Fiz. **32**, 1442 - 1452 (1957)]. 13
- [3] AUSLAENDER, OPHIR M., LAN LUAN, ERIC W. J. STRAVER, JENNIFER E. HOFFMAN, NICHOLAS C. KOSHNICK, ELI ZELDOV, DOUGLAS A. BONN, RUXING LIANG, WALTER N. HARDY und KATHRYN A. MOLER: *Mechanics of individual isolated vortices in a cuprate superconductor*. Nature Phys., 5(1):35 – 39, 2009. doi:10.1038/nphys1127, Letters. 3, 4
- [4] BACK, CHRISTOPH: *UHV-Cluster-Anlage zur Herstellung von Dünnschichtstrukturen und Transport- und Rauscheigenschaften von YBa₂Cu₃O_{7-δ}-Korngrenzen-SQUIDs*. Doktorarbeit, Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen, 2007. 45
- [5] BAILER, MATTHIAS: *Herstellung und Charakterisierung von dc SQUIDs aus YBa₂Cu₃O_{7-δ}-Dünnschichten für die Abbildung einzelner Flussquanten mittels Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, Januar 2009. 4, 39, 40, 51, 72, 73, 79, 87, 99, 103, 105, 109, 110, 112
- [6] BARDEEN, J., L. N. COOPER und J. R. SCHRIEFFER: *Theory of Superconductivity*. Phys. Rev., 108:1175 – 1204, 1957. 8
- [7] BARTHEL, KNUT: *Transport- und Rauscheigenschaften supraleitender Quanteninterferometer aus YBa₂Cu₃O_{7-δ}*. Berichte des For-

- schungszentrums Jülich ; Jül-3711, Institut für Schicht- und Ionentechnik, 1999. 90
- [8] BASMAJIAN, J. A. und R. C. DEVRIES: *Phase Equilibria in the System BaTiO₃-SrTiO₃*. Journal of the American Ceramic Society, 40(11):373 – 376, 1957. 40
- [9] BAUDENBACHER, FRANZ: *Oberflächenmorphologie und Wachstumsmodus epitaktischer YBa₂Cu₃O_{7-δ}-Filme*. Doktorarbeit, TU München, 1997. Shaker Verlag, ISBN 3-8265-2551-5. 44
- [10] BEDNORZ, J. G. und K. A. MÜLLER: *Possible High T_c Superconductivity in the Ba-La-Cu-O System*. Z. Phys. B - Condensed Matter, 64:189–193, 1986. 1
- [11] BERCIU, MONA, TATIANA G. RAPPOFORT und BOLDIZSÁR JANKÓ: *Manipulating spin and charge in magnetic semiconductors using superconducting vortices*. Nature, 435:71 – 75, 2005. 2
- [12] BIRKHOLZ, MARIO: *Thin Film Analysis by X-Ray Scattering*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1. Auflage, 2005. ISBN 978-3-527-31052-4. 49
- [13] BLANK, DAVE H. A., GERTJAN KOSTER, GUUS A. J. H. M. RIJNDERS, EELCO VAN SETTEN, PER SLYCKE und HORST ROGALLA: *Epitaxial growth of oxides with pulsed laser interval deposition*. J. Crystal Growth, 211:98 – 105, 2000. 44
- [14] BLANK, DAVE H. A., GUUS J. H. M. RIJNDERS, GERTJAN KOSTER und HORST ROGALLA: *In-situ monitoring during pulsed laser deposition using RHEED at high pressure*. Applied Surface Science, 127 - 129:633 – 638, 1998. 44
- [15] BLATTER, G., M. V. FEIGEL'MAN, V. B. GESHKENBEIN, A. I. LARKIN und V. M. VINOKUR: *Vortices in high-temperature superconductors*. Rev. Mod. Phys., 66:1125 – 1388, 1994. 11
- [16] BRANDT, ERNST HELMUT: *The flux-line lattice in superconductors*. Rep. Prog. Phys., 58(11):1465 – 1594, 1995. 12
- [17] BRANDT, ERNST HELMUT: *Thin superconductors and SQUIDS in perpendicular magnetic field*. Phys. Rev. B, 72:024529, 2005. 145

- [18] BRAUN, WOLFGANG: *Applied RHEED - Reflection High-Energy Electron Diffraction During Crystal Growth*. Nummer 154 in *Springer Tracts in Modern Physics*. Springer Verlag, 1. Auflage, 1999. ISBN 3-540-65199-3. 44
- [19] BUCKEL, WERNER und REINHOLD KLEINER: *Supraleitung - Grundlagen und Anwendungen*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 7. Auflage, 2013. ISBN 978-3-527-41139-9. 9, 12, 16, 18, 20, 41
- [20] CAPPONI, J. J., C. CHAILLOUT, A. W. HEWAT, P. LEJAY, M. MAREZIO, N. NGUYEN, B. RAVEAU, J. L. SOUBEYROUX, J. L. THOLENCE und R. TOURNIER: *Structure of the 100 K Superconductor $Ba_2YCu_3O_7$ between $(5 \div 300) K$ by Neutron Powder Diffraction*. EPL (Europhysics Letters), 3(12):1301 – 1307, 1987. 42
- [21] CAVA, R. J., B. BATLOGG, R. B. VAN DOVER, D. W. MURPHY, S. SUNSHINE, T. SIEGRIST, J. P. REMEIKI, E. A. RIETMAN, S. ZAHURAK und G. P. ESPINOSA: *Bulk superconductivity at 91 K in single-phase oxygen-deficient perovskite $Ba_2YCu_3O_{9-\delta}$* . Phys. Rev. Lett., 58:1676 – 1679, 1987. 42
- [22] CLARKE, J. und A. I. BRAGINSKI (EDS.): *The SQUID Handbook Vol.I Fundamentals and Technology of SQUIDS and SQUID Systems*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1. Auflage, 2004. ISBN 3-527-40229-2. 19, 22, 29, 66, 67, 70, 94, 115, 117
- [23] CLARKE, J. und A. I. BRAGINSKI (EDS.): *The SQUID Handbook Vol.II Applications of SQUIDS and SQUID Systems*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 1. Auflage, 2006. ISBN 978-3-527-40408-7. 2, 19, 94
- [24] CLARKE, J., W. M. GOUBAU und M. B. KETCHEN: *Tunnel junction dc SQUID: fabrication, operation, and performance*. J. Low Temp. Phys., 25:99 – 144, 1976. 67
- [25] CLEM, J. R. und R. P. HUEBENER: *Application of low-temperature scanning electron microscopy to superconductors*. J. Appl. Phys., 51(5):2764 – 2773, 1980. 82

- [26] CLEM, JOHN R.: *Electron-beam-induced shift in the apparent position of a pinned vortex in a thin superconducting film*. Phys. Rev. B, 73:214529, 2006. 5, 31, 143, 205
- [27] CLEM, JOHN R. und ERNST HELMUT BRANDT: *Response of thin-film SQUIDs to applied fields and vortex fields: Linear SQUIDs*. Phys. Rev. B, 72:174511, 2005. 145
- [28] COHN, J. L., C. K. LOWE-MA und T. A. VANDERAH: *Anomalous phonon damping and thermal conductivity in insulating cuprates*. Phys. Rev. B, 52:R13134 – R13137, 1995. 148
- [29] COHN, J. L., E. F. SKELTON, S. A. WOLF, J. Z. LIU und R. N. SHELTON: *Thermal conductivity in the ab plane of untwinned $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Phys. Rev. B, 45:13144 – 13147, 1992. 148
- [30] DANTSKER, E., S. TANAKA und JOHN CLARKE: *High- T_c superconducting quantum interference devices with slots or holes: Low $1/f$ noise in ambient magnetic fields*. Appl. Phys. Lett., 70(15):2037 – 2039, 1997. 30, 53
- [31] DANTSKER, E., S. TANAKA, P.-Å. NILSSON, R. KLEINER und JOHN CLARKE: *Reduction of $1/f$ noise in high- T_c dc superconducting quantum interference devices cooled in an ambient magnetic field*. Appl. Phys. Lett., 69(26):4099 – 4101, 1996. 53
- [32] DEEVER, BASCOM S. und WILLIAM M. FAIRBANK: *Experimental evidence for quantized flux in superconducting cylinders*. Phys. Rev. Lett., 7(2):43 – 46, Juli 1961. 9
- [33] DÖNITZ, DIETMAR: *Abbildung von Vortices und niederfrequentes Rauschen in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ dc SQUIDs*. Diplomarbeit. 4, 86, 127, 135, 139, 140, 171, 206
- [34] DÖNITZ, DIETMAR: *Abbildung von Stromverteilungen in supraleitenden Dünnschichtstrukturen*. Doktorarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 2006. 61, 145, 148
- [35] DOENITZ, D., R. STRAUB, R. KLEINER und D. KOELLE: *Microscopic analysis of low-frequency flux noise in $YBa_2Cu_3O_7$ direct current superconducting quantum interference devices*. Appl. Phys. Lett., 85(24):5938 – 5940, 2004. 3

- [36] DOENITZ, DIETMAR, MATTHIAS RUOFF, ERNST HELMUT BRANDT, JOHN R. CLEM, REINHOLD KLEINER und DIETER KOLLE: *Sheet-current distribution in a dc SQUID washer probed by vortices*. Phys. Rev. B, 73:064508–1 – 4, 2006. 3, 32, 145, 148, 151
- [37] DOLL, R. und M. NÄBAUER: *Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring*. Phys. Rev. Lett., 7(2):51 – 52, Juli 1961. 9
- [38] DROUIN, DOMINIQUE, ALEXANDRE RÉAL COUTURE, RAYNALD GAUVIN, PIERRE HOVINGTON, PAULA HORNBY, HENDRIX DEMERS, DANY JOLY, PHILIPPE DROUIN und NICOLAS POIRIER-DEMERS: *monte CARlo SIMulation of electroN trajectory in sO-lids, Casino*. Universite de Sherbrooke, Quebec, Canada, Version 2.4.8.1, 2011. <http://www.gel.usherbrooke.ca/casino/> (Stand: 11.01.13). 150, 164, 165
- [39] DROUIN, DOMINIQUE, ALEXANDRE RÉAL COUTURE, DANY JOLY, XAVIER TASTET, VINCENT AIMEZ und RAYNALD GAUVIN: *CASINO V2.42–A Fast and Easy-to-use Modeling Tool for Scanning Electron Microscopy and Microanalysis Users*. Scanning, 29(3):92 – 101, 2007. 150
- [40] DRUNG, D., S. BECHSTEIN, K.-P. FRANKE, M. SCHEINER und TH. SCHURIG: *Improved direct-coupled dc SQUID read-out electronics with automatic bias voltage tuning*. IEEE Trans. Appl. Supercond., 11(1):880 – 883, 2001. 70, 71
- [41] DRUNG, D., R. CANTOR, M. PETERS, H. J. SCHEER und H. KOCH: *Low-noise high-speed dc superconducting quantum interference device magnetometer with simplified feedback electronics*. Appl. Phys. Lett., 57:406 – 408, 1990. 67
- [42] DRUNG, DIETMAR: *Improved dc SQUID read-out electronics with low 1/f noise preamplifier*. Rev. Sci. Instrum., 68(11):4066 – 4074, 1997. 70, 72
- [43] DRUNG, DIETMAR: *High- T_c and low- T_c dc SQUID electronics*. Supercond. Sci. Technol., 16:1320 – 1336, 2003. 70, 71, 72

- [44] DRUNG, DIETMAR, COLMAR HINNRICHS und HENRY-JOBES BARTHELMESS: *Low-noise ultra-high-speed dc SQUID readout electronics*. Supercond. Sci. Technol., 19:S235 – S241, 2006. 69, 72
- [45] DRUNG, DIETMAR und THOMAS SCHURIG: *High- T_c SQUID Sensors With Integrated Earth Field Compensation*. IEEE Trans. Appl. Supercond., 13(2):751 – 754, 2003. 68
- [46] DUTTA, P., P. DIMON und P. M. HORN: *Energy Scales for Noise Processes in Metals*. Phys. Rev. Lett., 43:646 – 649, 1979. 28
- [47] DUTTA, P. und P. M. HORN: *Low-frequency fluctuations in solids: $1/f$ noise*. Rev. Mod. Phys., 53:497 – 516, 1981. 28
- [48] EMERSON, J. P., D. A. WRIGHT, B. F. WOODFIELD, J. E. GORDON, R. A. FISHER und N. E. PHILLIPS: *Specific Heat of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$, $0 \leq \delta \leq 0.2$: Concentrations of Paramagnetic Centers and Values of Other Parameters as Functions of δ* . Phys. Rev. Lett., 82:1546 – 1549, 1999. 41, 42
- [49] ENPUKU, K., T. MARUO und T. MINOTANI: *Effect of large dielectric constant of $SrTiO_3$ substrate on the characteristics of high T_c dc superconducting quantum interference device*. J. Appl. Phys., 80(2):1207 – 1213, 1996. 92
- [50] ENPUKU, K., K. SUEOKA, K. YOSHIDA und F. IRIE: *Effect of damping resistance on voltage versus flux relation of a dc SQUID with large inductance and critical current*. J. Appl. Phys., 57(5):1691 – 1697, 1985. 107
- [51] FERRARI, M. J., MARK JOHNSON, F. C. WELLSTOOD, J. J. KINGSTON, T. J. SHAW und JOHN CLARKE: *Magnetic flux noise in copper oxide superconductors*. J. Low Temp. Phys., 94:15 – 61, 1994. 30, 171, 172, 184, 185
- [52] FERRARI, M. J., MARK JOHNSON, FREDERICK W. WELLSTOOD, JOHN CLARKE, P. A. ROSENTHAL, R. H. HAMMOND und M. R. BEASLEY: *Magnetic flux noise in thin-film rings of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Appl. Phys. Lett., 53(8):695 – 697, 1988. 29

- [53] FERRARI, M. J., JOHN J. KINGSTON, FREDERICK C. WELLSTOOD und JOHN CLARKE: *Flux noise from superconducting $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ flux transformers*. Appl. Phys. Lett., 58(10):1106 – 1108, 1991. 29, 86
- [54] FORGACS, R. L. und A. WARNICK: *Digital-analog magnetometer utilizing superconducting sensor*. Rev. Sci. Instrum., 38:214 – 220, 1967. 67
- [55] FRIEDRICH, R., S. SIEGERT, J. PEINKE, ST. LÜCK, M. SIEFERT, M. LINDEMANN, J. RAETHJEN, G. DEUSCHL und G. PFISTER: *Extracting model equations from experimental data*. Phys. Lett. A, 271(3):217 – 222, 2000. 192
- [56] FRIEDRICH, RUDOLF, JOACHIM PEINKE, MUHAMMAD SAHIMI und M. REZA RAHIMI TABAR: *Approaching complexity by stochastic methods: From biological systems to turbulence*. Phys. Reports, 506(5):87 – 162, 2011. 192, 193
- [57] FUJISHIRO, HIROYUKI, MANABU IKEBE, TOMOYUKI NAITO, KOSHIKI NOTO, SHUICHI KOHAYASHI und SHUJI YOSHIZAWA: *Anisotropic Thermal Diffusivity and Conductivity of YBCO(123) and YBCO(211) Mixed Crystals. I*. Jpn. J. Appl. Phys., 33(Part 1, No. 9A):4965 – 4970, 1994. 148, 157
- [58] GAIL, J., M. MÜCK und C. HEIDEN: *Influence of a local magnetic field on the movement of a single vortex pinned in a niobium thin-film direct current superconducting quantum interference device*. Appl. Phys. Lett., 75(21):3375 – 3377, 1999. 184
- [59] GARDNER, BRIAN W., JANICE C. WYNN, D. A. BONN, RUIXING LIANG, W. N. HARDY, JOHN R. KIRTLEY, VLADIMIR G. KOGAN und KATHRYN A. MOLER: *Manipulation of single vortices in $YBa_2Cu_3O_{6.354}$ with a locally applied magnetic field*. Appl. Phys. Lett., 80(6):1010 – 1012, 2002. 4
- [60] GERBER, R., T. NISSEL, H.-G. WENER, A. WILLMANN, R. P. HUEBENER, D. KOELLE und R. GROSS: *Liquid nitrogen cooled sample stage for scanning electron microscopy using a superconducting $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ shield*. Cryogenics, 37(1):21 – 25, 1997. 77

- [61] GERBER, R., T. NISSEL, H.-G. WENER, A. WILLMANN, S. KEIL, H. HÄNSEL, R. P. HUEBENER, D. KOELLE und R. GROSS: *Low-Temperature Scanning Electron Microscopy for Low Noise Studies of High- T_c Superconductors*. IEEE Trans. Appl. Supercond., 7:3231 – 3234, 1997. 77
- [62] GERBER, RALF: *Ortsaufgelöste Untersuchungen an Bauelementen aus Hochtemperatur-Supraleitern*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 1997. 77
- [63] GINZBURG, V. L. und L. D. LANDAU: *On the Theory of Superconductivity*. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 20:1064 – 1081, 1950. Englische Übersetzung in L.D. Landau, Collected papers, Pergamon Press, Oxford (1965) S. 546. 10
- [64] GOLDOBIN, EDWARD: *GoldExI - Data acquisition software for experiments with superconducting circuits*. <http://www.geocities.com/goldexi> (Stand: 28.06.13). 64
- [65] GÜRLICH, CHRISTIAN: *Visualisierung der Stromverteilung in Josephsonkontakten mit 0- und π -Facetten*. Doktorarbeit, Universität Tübingen, 2010. 18, 61
- [66] GROSS, R., L. ALFF, A. BECK, O.M. FROELICH, D. KOELLE und A. MARX: *Physics and technology of high temperature superconducting Josephson junctions*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 7(2):2929 – 2935, 1997. 28, 110, 120
- [67] GROSS, R. und B. MAYER: *Transport processes and noise in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ grain boundary junctions*. Physica C, 180(1-4):235 – 242, 1991. 19, 28, 110
- [68] GROSS, RUDOLF: *Grain boundaries in high temperature superconductors: A retrospective view*. Physica C, 432:105 – 115, 2005. 114
- [69] GROSS, RUDOLF und DIETER KOELLE: *Low temperature scanning electron microscopy of superconducting thin films and Josephson junctions*. Rep. Prog. Phys., 57(7):651 – 741, 1994. 82, 84, 149
- [70] GUTT, G. M., J. S. KIM, M. R. CONDRON, J. M. LOCKHART und B. MUHLFELDER: *An ultralow noise amplifier for superconductive detectors*. Supercond. Sci. Technol., 4:633 – 636, 1991. 70

- [71] HAGEN, C. W. und R. GRIESSEN: *Distribution of activation energies for thermally activated flux motion in high- T_c superconductors: An inversion scheme*. Phys. Rev. Lett., 62:2857 – 2860, 1989. 30
- [72] HAMMERL, G., A. SCHMEHL, R. R. SCHULZ, B. GOETZ, H. BIELEFELDT, C. W. SCHNEIDER, H. HILGENKAMP und J. MANNHART: *Enhanced supercurrent density in polycrystalline $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ at 77K from calcium doping of grain boundaries*. Nature, 407:162 – 164, 2000. 50
- [73] HAMMOND, R. H. und R. BORMANN: *Correlation between the in situ growth conditons of YBCO thin films and the thermodynamic stability criteria*. Physica C, 162-164:703 – 704, 1989. 43
- [74] HILGENKAMP, H. und J. MANNHART: *Grain boundaries in high- T_c superconductors*. Rev. Mod. Phys., 74(2):485 – 549, 2002. 19, 40
- [75] HYUN, O. B., J. R. CLEM und D. K. FINNEMORE: *Motion of a single superconducting vortex*. Phys. Rev. B, 40:175 – 181, 1989. 4
- [76] IMAGE METROLOGY: *SPIP Scanning Probe Image Processor*, Version 5.1.11 und 6.0.9, 2011/2012. <http://www.imagemet.com> (Stand: 28.06.13). 135
- [77] JAKLEVIC, R. C., JOHN LAMBE, A. H. SILVER und J. E. MERCE-REAU: *Quantum Interference Effects in Josephson Tunneling*. Phys. Rev. Lett., 12:159 – 160, 1964. 19
- [78] JANSMAN, A. B. M., M. IZQUIERDO, A. EIGUREN, J. FLOKSTRA und H. ROGALLA: *Effective area in slotted high T_c dc washer superconducting quantum interference devices*. Applied Physics Letters, 72(26):3515 – 3517, 1998. 53
- [79] JANSMAN, A. B. M., M. IZQUIERDO, J. FLOKSTRA und H. ROGALLA: *Slotted high- T_c dc SQUID magnetometers*. IEEE Transactions on Applied Superconductivity, 9(2):3290 – 3293, 1999. 53
- [80] JOHNSON, MARK, M. J. FERRARI, FREDERICK C. WELLSTOOD, JOHN CLARKE, M. R. BEASLEY, A. INAM, X. D. WU, L. NAZAR und T. VENKATESAN: *Random telegraph signals in high-temperature superconductors*. Phys. Rev. B, 42:10792 – 0795, 1990. 30, 171

-
- [81] JORGENSEN, J. D., M. A. BENO, D. G. HINKS, L. SODERHOLM, K. J. VOLIN, R. L. HITTERMAN, J. D. GRACE, IVAN K. SCHULLER, C. U. SEGRE, K. ZHANG und M. S. KLEEFISCH: *Oxygen ordering and the orthorhombic-to-tetragonal phase transition in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* . Phys. Rev. B, 36:3608 – 3616, 1987. 45
- [82] JORGENSEN, J. D., B. W. VEAL, W. K. KWOK, G. W. CRABTREE, A. UMEZAWA, L. J. NOWICKI und A. P. PAULIKAS: *Structural and superconducting properties of orthorhombic and tetragonal $YBa_2Cu_3O_{7-x}$: The effect of oxygen stoichiometry and ordering on superconductivity*. Phys. Rev. B, 36:5731 – 5734, 1987. 45
- [83] JORGENSEN, J. D., B. W. VEAL, A. P. PAULIKAS, L. J. NOWICKI, G. W. CRABTREE, H. CLAUS und W. K. KWOK: *Structural properties of oxygen-deficient $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Phys. Rev. B, 41(4):1863 – 1877, 1990. 43
- [84] JOSEPHSON, B. D.: *Possible New Effects In Superconductive Tunneling*. Phys. Lett., 1(7):251 – 253, 1962. 14
- [85] JOY, D. C. und S. LUO: *An empirical stopping power relationship for low-energy electrons*. Scanning, 11:176 – 180, 1989. 164
- [86] JUNG, G., B. SAVO, A. VECCHIONE, M. BONALDI und S. VITALE: *Intrinsic high- T_c Josephson junctions in random-telegraph-noise fluctuators*. Phys. Rev. B, 53:90 – 93, 1996. 185, 189
- [87] JUNG, G., B. SAVO und Y. YUZHELEVSKI: *Quiet and noisy metastable voltage states in high- T_c superconductors*. Phys. Rev. B, 62:6674 – 6680, 2000. 170
- [88] KADOWAKI, KAZUO: *Vortex states in high- T_c superconductors and superconductivity in modern nano-science and engineering*. Science and Technology of Advanced Materials, 6(6):589 – 603, 2005. 139
- [89] KAMERLINGH ONNES, HEIKE: *Further Experiments with Liquid Helium. G. On the Electrical Resistance of Pure Metals, etc. VI. On the Sudden Change in the Rate at which the Resistance of Mercury Disappears*. Communications from the Physical Laboratory of the University of Leiden, (124c):818 – 821, 1911. 1, 7

- [90] KAN, DAISUKE, TAKAHITO TERASHIMA, RYOKO KANDA, ATSUNOBU MASUNO, KAZUNORI TANAKA, SHUCHENG CHU, HIROFUMI KAN, ATSUSHI ISHIZUMI, YOSHIHIKO KANEMITSU, YUICHI SHIMAKAWA und MIKIO TAKAN: *Blue-light emission at room temperature from Ar⁺-irradiated SrTiO₃*. Nature materials, 4:816 – 819, 2005. 60
- [91] KAUFMAN, H. R., J. J. CUOMO und J. M. E. HARPER: *Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology*. Journal of Vacuum Science and Technology, 21(3):725 – 736, 1982. 58
- [92] KAUFMAN, HAROLD R.: *Broad-beam ion sources: Present status and future directions*. Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, 4(3):764 – 771, 1986. 58
- [93] KAWASAKI, MASASHI, KAZUHIRO TAKAHASHI, TATSURO MAEDA, RYUTA TSUCHIYA, MAKOTO SHINOHARA, OSAMU ISHIYAMA, TAKUZO YONEZAWA, MAMORU YOSHIMOTO und HIDEOMI KOINUMA: *Atomic Control of the SrTiO₃ Crystal Surface*. Science, 266:1540 – 1542, 1994. 41
- [94] KEIL, S., R. STRAUB, R. GERBER, R. P. HUEBENER, D. KOELLE, R. GROSS und K. BARTHEL: *Imaging of Vortices and 1/f-Noise Sources in YBCO dc SQUIDS Using Low-Temperature Scanning Electron Microscopy*. IEEE Trans. Appl. Supercond., 9:2961 – 2966, 1999. 3, 86, 206
- [95] KEIL, STEFAN: *Flußquantenabbildung und lokale Analyse von niederfrequentem Flußrauschen in YBa₂Cu₃O_{7-δ} dc SQUIDS*. Doktorarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 2000. 4, 63, 76, 83, 84, 127, 135, 172, 198
- [96] KHAPAEV, M. M. und E. GOLDOBIN: *3D-MLSI The program for extraction of 3D inductances of multilayer superconductor circuits*. Moscow State University, Dept. of Computational Mathematics and Cybernetics, Chair of Numerical Methods, v.2.0 / Juli 2012. <http://www.cmc.msu.ru/vm/sotr/vmhap> (Stand: 03.09.12). 51
- [97] KHAPAEV, M. M., M. YU KUPRIYANOV, E. GOLDOBIN und M. SIEGEL: *Current distribution simulation for superconducting*

- multi-layered structures*. Supercond. Sci. Technol., 16(1):24 – 27, 2003. 51
- [98] KHAPAEV, MIKHAIL M., ANNA YU. KIDIYAROVA-SHEVCHENKO, PER MAGNELIND und MIKHAIL YU. KUPRIYANOV: *3D-MLSI: Software package for inductance calculation in multilayer superconducting integrated circuits*. IEEE Trans. Appl. Supercond., 11:1090 – 1093, 2001. 51
- [99] KHAPAEV JR., M. M.: *Extraction of inductances of a multi-superconductor transmission line*. Supercond. Sci. Technol., 9:729 – 733, 1996. 51
- [100] KHAPAEV JR., M. M.: *Extraction of inductances of plane thin film superconducting circuits*. Supercond. Sci. Technol., 10:389 – 394, 1997. 51
- [101] KLEIN, JÜRGEN: *Epitaktische Heterostrukturen aus dotierten Manganaten*. Doktorarbeit, Universität Köln, 2001. 44
- [102] KLEINER, R., D. KOELLE, F. LUDWIG, E. DANESKER, A. H. MIKLICH und JOHN CLARKE: *Current amplification with asymmetric direct current superconducting quantum interference devices at 77 K*. J. Appl. Phys., 79(2):1129 – 1142, 1996. 107
- [103] KNIZHNIK, A., G. E. SHTER, G. S. GRADER, G. M. REISNER und Y. ECKSTEIN: *Interrelation of preparation conditions, morphology, chemical reactivity and homogeneity of ceramic YBCO*. Physica C, 400(1-2):25 – 35, 2003. 42, 149
- [104] KOBAYASHI, TAKESHI, HISAO HAYAKAWA und MASAYOSHI TONOUCHI (EDS.): *Vortex Electronics and SQUIDS*. Nummer 91 in *Topics in Applied Physics*. Springer Verlag, 2003. ISBN 978-3-540-40231-2. 171
- [105] KOELLE, D., R. GROSS, R. STRAUB, S. KEIL, M. FISCHER, M. PESCHKA, R. P. HUEBENER und K. BARTHEL: *Vortex imaging by low-temperature scanning electron microscopy and correlation with low-frequency noise in YBCO DC SQUIDS*. Physica C, 332:148 – 155, 2000. 3, 86

- [106] KOELLE, D., R. KLEINER, F. LUDWIG, E. DANTSKER und J. CLARKE: *High-transition-temperature superconducting quantum interference devices*. Rev. Mod. Phys., 71(3):631 – 686, 1999. 19, 50, 93
- [107] KOGAN, SH. M.: *Electronic noise and fluctuations in solids*. Cambridge University Press, Cambridge, 1996. ISBN 0-521-46034-4. 176
- [108] KOONCE, C. S., MARVIN L. COHEN, J. F. SCHOOLEY, W. R. HOSLER und E. R. PFEIFFER: *Superconducting Transition Temperatures of Semiconducting SrTiO₃*. Phys. Rev., 163:380 – 390, 1967. 39
- [109] KOSTER, GERTJAN: *Artificially layered oxides by pulsed laser deposition*. Doktorarbeit, Universiteit Twente, 1999. ISBN 90-365-1336-7. 41
- [110] KOSTER, GERTJAN, BOIKE L. KROPMAN, GUUS J. H. M. RIJNDERS, DAVE H. A. BLANK und HORST ROGALLA: *Quasi-ideal strontium titanate crystal surfaces through formation of strontium hydroxide*. Appl. Phys. Lett., 73(20):2920 – 2922, 1998. 41
- [111] KOSTER, GERTJAN, GUUS J. H. M. RIJNDERS, DAVE H. A. BLANK und HORST ROGALLA: *Imposed layer-by-layer growth by pulsed laser interval deposition*. Appl. Phys. Lett., 74(24):3729 – 3731, Juni 1999. 44
- [112] KRAUSE, WERNER: *Gerätekonstruktion in Feinwerktechnik und Elektronik*. Hanser Verlag, München, 3. Auflage, 2000. ISBN 3-446-19608-0. 141
- [113] KRUSIN-ELBAUM, L., A. P. MALOZEMOFF, Y. YESHURUN, D. C. CRONEMEYER und F. HOLTZBERG: *Temperature dependence of lower critical fields in Y-Ba-Cu-O crystals*. Phys. Rev. B, 39(4):2936 – 2939, 1989. 42
- [114] KUIT, K. H., J. R. KIRTLEY, J. R. CLEM, H. ROGALLA und J. FLOKSTRA: *Vortex trapping and expulsion in thin-film type-II superconducting strips*. IEEE Trans. Appl. Supercond., 19(3):3537 – 3540, 2009. 125, 126

- [115] KUIT, K. H., J. R. KIRTLEY, W. VAN DER VEUR, C. G. MOLENAAR, F. J. G. ROESTHUIS, A. G. P. TROEMAN, J. R. CLEM, H. HILGENKAMP, H. ROGALLA und J. FLOKSTRA: *Vortex trapping and expulsion in thin-film $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ strips*. Phys. Rev. B, 77:134504, 2008. 125, 126
- [116] KUNG, P. J., R. R. BRACHT, E. R. FLYNN und P. S. LEWIS: *A direct current superconducting quantum interference device gradiometer with a digital signal processor controlled flux-locked loop and comparison with a conventional analog feedback scheme*. Rev. Sci. Instrum., 67:222 – 229, 1996. 67
- [117] LUDWIG, C., C. KESSLER, A. J. STEINFORC und W. LUDWIG: *Versatile high performance digital SQUID electronics*. IEEE Trans. Appl. Supercond., 11(1):1122 – 1125, 2001. STL Systemtechnik Ludwig GmbH, Konstanz. 67, 70
- [118] MACHLUP, STEFAN: *Noise in Semiconductors: Spectrum of a Two-Parameter Random Signal*. J. Appl. Phys., 25(3):341 – 343, 1954. 30
- [119] MAGNICON GMBH PHYSICAL RESEARCH AND INSTRUMENTATION: *High Performance dc SQUID Electronics SEL-1 Manual*, Benutzerhandbuch v3.3.8 09/2011. <http://www.magnicon.com> (Stand: 12.03.13). 72
- [120] MAGNICON GMBH PHYSICAL RESEARCH AND INSTRUMENTATION: *High Performance dc SQUID Electronics XXF-1 Manual*, Benutzerhandbuch v3.3.8 09/2011. <http://www.magnicon.com> (Stand: 12.03.13). 72
- [121] MARTIENSEN, WERNER und HANS WARLIMONT (Herausgeber): *Springer handbook of condensed matter and materials data*. Springer Verlag, Berlin, 2005. ISBN 3-540-44376-2. 42, 150
- [122] MARX, A., U. FATH, L. ALFF und R. GROSS: *Correlation of critical current and resistance fluctuations in bicrystal grain boundary Josephson junctions*. Appl. Phys. Lett., 67(13):1929 – 1931, 1995. 28

- [123] MARX, A. und R. GROSS: *Scaling behavior of 1/f noise in high-temperature superconductor Josephson junctions*. Appl. Phys. Lett., 70(1):120 – 122, 1997. 28
- [124] MATSUKAWA, M., T. MIZUKOSHI, K. NOTO und Y. SHIOHARA: *In-plane and out-of-plane thermal conductivity of a large single crystal of $YBa_2Cu_3O_{7-x}$* . Phys. Rev. B, 53:R6034 – R6037, 1996. 148
- [125] McCUMBER, D. E.: *Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions*. J. Appl. Phys., 39(7):3113 – 3118, 1968. 16
- [126] MEISSNER, W. und R. OCHSENFELD: *Ein neuer Effekt bei Eintritt der Supraleitfähigkeit*. Naturwissenschaften, 21:787 – 788, 1933. 7
- [127] MENZ, WOLFGANG, JÜRGEN MOHR und OLIVER PAUL: *Mikrosystemtechnik für Ingenieure*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 3. Auflage, 2005. ISBN 978-3-527-30536-0. 56
- [128] MERCK KGAA: *Sicherheitsdatenblatt zu Art.-Nr. 100329, Flusssäure 38-40%*, v.14.3, 09.11.2011. <http://www.merck-chemicals.com>. 60
- [129] MICROCHEMICALS GMBH: *Zusätzliche Anwendungsinformationen*, 2012. <http://www.microchemicals.com/de/downloads/anwendungshinweise.html> (Stand: 28.06.13). 56
- [130] MICROCHEMICALS GMBH: *Zusätzliche Anwendungsinformationen (dt.) - Ätzen von Gold*, 2012. www.microchemicals.de/technische_infos/gold_aetzen.pdf (Stand: 28.06.13). 60
- [131] MÜLLER, K. A., W. BERLINGER und F. WALDNER: *Characteristic Structural Phase Transition in Perovskite-Type Compounds*. Phys. Rev. Lett., 21:814 – 817, 1968. 41
- [132] MÜLLER, T., B. ZHANG, R. FERMANI, K. S. CHAN, Z. W. WANG, C. B. ZHANG, M. J. LIM und R. DUMKE: *Trapping of ultra-cold atoms with the magnetic field of vortices in a thin-film superconducting micro-structure*. New J. Phys., 12(4):043016, 2010. 2

- [133] MOHR, PETER J. und BARRY N. TAYLOR: *CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 1998*. Rev. Mod. Phys., 72:351 – 495, 2000. 209
- [134] MULLER, J., S. WEISS, R. GROSS, R. KLEINER und D. KOELLE: *Voltage-flux-characteristics of asymmetric dc SQUIDS*. IEEE Trans. Appl. Supercond., 11(1):912 – 915, 2001. 107
- [135] OUKHANSKI, N., R. STOLZ, V. ZAKOSARENKO und H.-G. MEYER: *Low-drift broadband directly coupled dc SQUID read-out electronics*. Physica C, 368:166 – 170, 2002. 70
- [136] PALSTRA, T. T. M., B. BATLOGG, L. F. SCHNEEMEYER und J. V. WASZCZAK: *Thermally Activated Dissipation in $Bi_{2.2}Sr_{2-x}Ca_{0.8}Cu_2O_{8+\delta}$* . Phys. Rev. Lett., 61:1662 – 1665, 1988. 30
- [137] PEARL, J.: *Current distribution in superconducting films carrying quantized fluxoids*. Appl. Phys. Lett., 5(4):65 – 66, 1964. 14
- [138] PECHARSKY, VITALIJ K. und PETER Y. ZAVALIJ: *Fundamentals of powder diffraction and structural characterization of materials*. Kluwer, Boston [u.a.], 2003. ISBN 1-4020-7365-8. 49
- [139] PFEIFFER, E. R. und J. F. SCHOOLEY: *Superconducting transition temperatures of Nb-doped $SrTiO_3$* . Phys. Lett. A, 29(10):589 – 590, 1969. 39
- [140] PFEIFFER, E. R. und J. F. SCHOOLEY: *Effect of Stress on the Superconducting Transition Temperature of $SrTiO_3$* . J. Low Temp. Phys., 2(3/4):333 – 352, 1970. 42
- [141] POOLE JR., CHARLES P.: *Handbook of Superconductivity*. Academic Press, 1. Auflage, 2000. ISBN 0-12-561460-8. 41
- [142] PROZOROV, R., R. W. GIANNETTA, A. CARRINGTON, P. FOURNIER, R. L. GREENE, P. GUPTASARMA, D. G. HINKS und A. R. BANKS: *Measurements of the absolute value of the penetration depth in high- T_c superconductors using a low- T_c superconductive coating*. Appl. Phys. Lett., 77(25):4202 – 4204, 2000. 149

- [143] RAI-CHOUDHURY (ED.), P.: *Handbook of Microlithography, Micromachining, and Microfabrication Volume 1: Microlithography*. Nummer PM39 in *SPIE Press Monograph*. SPIE - The International Society for Optical Engineering, 1. Auflage, 1997. ISBN 0-8194-2378-5. 56
- [144] RAITH, WILHELM: *Elektromagnetismus*. Nummer 2 in *Bergmann-Schaefer Lehrbuch der Experimentalphysik*. de Gruyter Verlag, 8. Auflage, 1999. ISBN 3-11-016097-8. 63
- [145] RALLS, K. S. und R. A. BUHRMAN: *Defect Interactions and Noise in Metallic Nanoconstrictions*. Phys. Rev. Lett., 60:2434 – 2437, 1988. 177
- [146] REICHHARDT, CHARLES: *High-temperature superconductors: Vortices wiggled and dragged*. Nature Phys., 5(1):15 – 16, 2009. 4
- [147] REIMER, LUDWIG: *Scanning electron microscopy: physics of image formation and microanalysis*. Springer Verlag, 2. Auflage, 1998. ISBN 3-540-63976-4. 148, 149, 151
- [148] RIJNDERS, GUUS: *The Initial Growth of Complex Oxides: Study and Manipulation*. Doktorarbeit, Universiteit Twente, 2001. ISBN 90-365-1657-9. 41
- [149] RIJNDERS, GUUS J. H. M., GERTJAN KOSTER, DAVE H. A. BLANK und HORST ROGALLA: *In situ monitoring during pulsed laser deposition of complex oxides using reflection high energy electron diffraction under high oxygen pressure*. Appl. Phys. Lett., 70(14):1888 – 1890, April 1997. 44
- [150] RINN, P., H. HEISSELMANN, M. WÄCHTER und J. PEINKE: *Stochastic method for in-situ damage analysis*. The European Physical Journal B, 86(1):1 – 5, 2012. 192
- [151] ROGERS, C. T. und R. A. BUHRMAN: *Composition of 1/f Noise in Metal-Insulator-Metal Tunnel Junctions*. Phys. Rev. Lett., 53:1272 – 1275, 1984. 28
- [152] RUDOLPH, M., J. NAGEL, J. M. MECKBACH, M. KEMMLER, M. SIEGEL, K. ILIN, D. KOELLE und R. KLEINER: *Direct current*

- superconducting quantum interferometers with asymmetric shunt resistors.* Appl. Phys. Lett., 101(5):052602, 2012. 107
- [153] RYHÄNEN, T., H. SEPPÄ, R. ILMONIEMI und J. KNUUTILA: *SQUID Magnetometers for Low-Frequency Applications.* J. Low Temp. Phys., 76:287 – 386, 1989. 70
- [154] SCHARINGER, SEBASTIAN: *Lokale elektrische Transporteigenschaften in supraleitenden Bauelementen und Systemen korrelierter Elektronen.* Doktorarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 2013. 61, 76
- [155] SCHITTENHELM, INGA: *YBa₂Cu₃O_{7-x}-SQUIDS für die Abbildung von Flussquanten.* Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, September 2007. 51, 52, 95
- [156] SCHNEIDER, CHRISTOF: *Persönliche Mitteilung, Herstellung der Dünnschichten B 663 und B 664,* Oktober 2007. 87
- [157] SCHNEIDER, CHRISTOF: *Persönliche Mitteilung, Prozessparameter der hergestellten Dünnschichten,* September 2008. 50
- [158] SCHOOLEY, J. F., W. R. HOSLER und MARVIN L. COHEN: *Superconductivity in Semiconducting SrTiO₃.* Phys. Rev. Lett., 12:474 – 475, 1964. 39
- [159] SCHRIEFFER, JOHN R. und JAMES S. BROOKS (Herausgeber): *Handbook of high-temperature superconductivity: theory and experiment.* Springer Verlag, 1. Auflage, 2007. ISBN 978-0-387-35071-4. 41
- [160] SCHULLER, IVAN K., D. G. HINKS, M. A. BENO, D. W. CAPONE II, L. SODERHOLM, J.-P. LOCQUET, Y. BRUYNSERAEDE, C. U. SEGRE und K. ZHANG: *Structural phase transition in YBa₂Cu₃O_{7-δ}: the role of dimensionality for high temperature superconductivity.* Solid State Commun., 63(5):385 – 388, 1987. 45
- [161] SEKITANI, T., N. MIURA, S. IKEDA, Y. H. MATSUDA und Y. SHIOHARA: *Upper critical field for optimally-doped YBa₂Cu₃O_{7-δ}.* Physica B, 346-347:319 – 324, 2004. 42

- [162] SELDERS, P., A. M. CASTELLANOS, M. VAUPEL und R. WÖRDENWEBER: *Reduction of 1/f-noise in HTS-SQUIDS by artificial defects*. IEEE Trans. Appl. Supercond., 9(2):2967 – 2970, 1999. 29
- [163] SELDERS, P. und R. WÖRDENWEBER: *Low-frequency noise reduction in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconducting quantum interference devices by antidots*. Appl. Phys. Lett., 76(22):3277 – 3279, 2000. 29
- [164] SHAW, T. J., JOHN CLARKE, R. B. VAN DOVER, L. F. SCHNEEMEYER und A. E. WHITE: *Effects of 3.1-MeV proton and 1-GeV Au-ion irradiation on the magnetic flux noise and critical current of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$* . Phys. Rev. B, 54:15411 – 15416, 1996. 29
- [165] SHIMIZU, FUJIO, CHRISTOPH HUFNAGEL und TETSUYA MUKAI: *Stable Neutral Atom Trap with a Thin Superconducting Disc*. Phys. Rev. Lett., 103:253002, 2009. 2
- [166] SHIRANE, G. und Y. YAMADA: *Lattice-Dynamical Study of the 110°K Phase Transition in $SrTiO_3$* . Phys. Rev., 177:858 – 863, 1969. 41
- [167] SIEFERT, M. und J. PEINKE: *Reconstruction of the deterministic dynamics of stochastic systems*. Int. J. Bifurcation & Chaos in Appl. Sciences & Engineering, 14(6):2005 – 2010, 2004. 192, 193
- [168] SIEGERT, S., R. FRIEDRICH und J. PEINKE: *Analysis of data sets of stochastic systems*. Phys. Lett. A, 243(5-6):275 – 280, 1998. 192
- [169] SODTKE, E.: *Smoluchowski IVC Calculator - 1.0 - Programm zum Fitten und Berechnen rauschverrundeter $I(V)$ -Kennlinie von Einzelkontakten mit dem RSJ-Modell*, 1994. 90, 115
- [170] SPIESS, LOTHAR, ROBERT SCHWARZER, HERFRIED BEHNKEN und GERD TEICHERT: *Moderne Röntgenbeugung - Röntgendiffraktometrie für Materialwissenschaftler, Physiker und Chemiker*. B.G. Teubner Verlag, 1. Auflage, 2005. ISBN 3-519-00522-0. 49
- [171] STAR CRYOELECTRONICS: *pcSQUID™ User's Manual*, Benutzerhandbuch v2.1/2001. <http://www.starcryo.com> (Stand: 05.03.13). 73

-
- [172] STEEL, D. G., J. D. HETTINGER, F. YUAN, D. J. MILLER, K. E. GRAY, J. H. KANG und J. TALVACCHIO: *Electrical transport properties of [001] tilt bicrystal grain boundaries in $YBa_2Cu_3O_7$* . Appl. Phys. Lett., 68(1):120 – 122, 1996. 120
- [173] STEIGMEIER, E. F.: *Field Effect on the Cochran Modes in $SrTiO_3$ and $KTaO_3$* . Phys. Rev., 168:523 – 530, 1968. 149, 157
- [174] STERCK, ALBERT: *Ratscheneffekte in supraleitenden Quanteninterferometern und ringförmigen Josephson-Kontakten*. Diplomarbeit, Universität Köln, März 2001. 24, 94
- [175] STEWART, W. C.: *Current-Voltage Characteristics of Josephson Junctions*. Appl. Phys. Lett., 12(8):277 – 280, 1968. 16
- [176] STRAUB, R., S. KEIL, R. KLEINER und D. KOELLE: *Low-frequency flux noise and visualization of vortices in a $YBa_2Cu_3O_7$ dc superconducting quantum interference device washer with an integrated input coil*. Appl. Phys. Lett., 78(23):3645 – 3647, 2001. 3
- [177] STRAUB, RAINER: *Ortsaufgelöste Untersuchung von niederfrequenten Rauschquellen in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ dc SQUIDs mittels Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, Juli 1999. 86
- [178] STRAUB, RAINER: *Abbildung von Flussquanten in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ SQUIDs und Josephsonströmen in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ -Niob Kontakten*. Doktorarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 2003. 4, 61, 127, 135, 139, 148, 172, 206
- [179] STRAVER, E. W. J., J. E. HOFFMAN, O. M. AUSLAENDER, D. RUGAR und KATHRYN A. MOLER: *Controlled manipulation of individual vortices in a superconductor*. Appl. Phys. Lett., 93(17):172514, 2008. 4
- [180] TESCAN, A.S.: *Persönliche Mitteilung, Genauigkeiten bei der Bestimmung des Strahldurchmessers*, 2013. <http://www.tescan.com>. 151
- [181] TESTA, G., C. GRANATA, C. DI RUSSO, S. PAGANO, M. RUSSO und E. SARNELLI: *Low-noise magnetometers with asymmetric*

- superconducting quantum interference devices*. Appl. Phys. Lett., 79(24):3989 – 3991, 2001. 107
- [182] TESTA, G., S. PAGANO, E. SARNELLI, C. R. CALIDONNA und M. MANGO FURNARI: *Improved superconducting quantum interference devices by resistance asymmetry*. Applied Physics Letters, 79(18):2943 – 2945, 2001. 107
- [183] TESTA, G., E. SARNELLI, S. PAGANO, C. R. CALIDONNA und M. MANGO FURNARI: *Characteristics of asymmetric superconducting quantum interference devices*. J. Appl. Phys., 89(9):5145 – 5150, 2001. 107
- [184] THOMPSON, LARRY F., C. GRANT WILLSON und MURRAE J. BOWDEN (EDS.): *Introduction to Microlithography*. American Chemical Society Professional Reference Book, 2. Auflage, 1994. ISBN 0-8412-2848-5. 56
- [185] TINKHAM, MICHAEL: *Introduction to Superconductivity*. Robert E. Krieger Publishing Company, Inc., 2. Auflage, 1980. ISBN 0-89874-049-5. 8, 16, 18
- [186] TRANQUADA, J. M., A. H. MOUDDEN, A. I. GOLDMAN, P. ZOLLIKER, D. E. COX, G. SHIRANE, S. K. SINHA, D. VAKNIN, D. C. JOHNSTON, M. S. ALVAREZ, A. J. JACOBSON, J. T. LEWANDOWSKI und J. M. NEWSAM: *Antiferromagnetism in $YBa_2Cu_3O_{6+x}$* . Phys. Rev. B, 38:2477 – 2485, 1988. 41
- [187] TURAD, MARKUS: *Herstellung von Josephson-Rampenkontakten aus dem Hochtemperatursupraleiter $YBa_2Cu_3O_7$* . Diplomarbeit, Universität Tübingen, September 2007. 45, 59
- [188] TURAD, MARKUS: *$YBa_2Cu_3O_x$ -Nb-Hybrid-Josephson-Rampenkontakte: Einfluss der $0-\pi$ -Kopplung und geometrischer Parameter auf die Transporteigenschaften*. Doktorarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 2013. 45
- [189] VÖLKLEIN, FRIEDEMANN und THOMAS ZETTERER: *Praxiswissen Mikrosystemtechnik - Grundlagen Technologien Anwendungen*. Vieweg Verlag, 2. Auflage, 2006. ISBN 3-528-13891-2. 56

- [190] VRBA, J.: *SQUID gradiometers in real environments*. In: WEINSTOCK, H. (Herausgeber): *SQUID Sensors: Fundamentals, Fabrication, and Applications*, NATO ASI Series E329, Seiten 117 – 178. Kluwer Academic, Dordrecht, 1996. 67
- [191] WEBER, ANDREAS: *Fluxodynamik in annularen intrinsischen Josephson-Kontakten*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, Februar 2003. 81
- [192] WEISS, STEFAN: *Ratscheneffekt in supraleitenden Quanteninterferenzdetektoren*. Doktorarbeit, Universität Köln, 2000. Shaker Verlag Aachen, ISBN 3-8265-7642-X. 92
- [193] WIDMANN, DIETRICH, HERMANN MADER und HANS FRIEDRICH: *Technologie hochintegrierter Schaltungen*. Nummer 19 in *Halbleiter-Elektronik*. Springer Verlag, 2. Auflage, 1996. ISBN 3-540-18439-2. 56
- [194] WIKIPEDIA DIE FREIE ENZYKLOPÄDIE: *Zylinderspule*, 2012. <http://de.wikipedia.org/wiki/Zylinderspule> (Stand: 28.06.13). 79
- [195] WÖLBING, R., T. SCHWARZ, J. NAGEL, M. KEMMLER, D. KOELLE und R. KLEINER: *Optimizing the spin sensitivity of grain boundary junction nanoSQUIDs - towards detection of small spin systems with single-spin resolution*. arXiv:1301.1189v1 e-prints, 2013. <http://arxiv.org/abs/1301.1189>. 51, 158
- [196] WÖRDENWEBER, R.: *Growth on high T_c -thin films*. Supercond. Sci. Technol., 12:R86 – R102, 1999. 40, 42
- [197] WÖRDENWEBER, R., A. M. CASTELLANOS und P. SELDERS: *Vortex lattice matching effects and $1/f$ -noise reduction in HTS films and devices equipped with regular arrays of artificial defects*. Physica C, 332:27 – 34, 2000. 29
- [198] WU, M. K., J. R. ASHBURN, C. J. TORNG, P. H. HOR, R. L. MENG, L. GAO, Z. J. HUANG, Y. Q. WANG und C. W. CHU: *Superconductivity at 93 K in a new mixed-phase Y-Ba-Cu-O compound system at ambient pressure*. Phys. Rev. Lett., 58:908 – 910, 1987. 41

- [199] YU, R. C., M. B. SALAMON, JIAN PING LU und W. C. LEE: *Thermal conductivity of an untwinned $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ single crystal and a new interpretation of the superconducting state thermal transport*. Phys. Rev. Lett., 69:1431 – 1434, 1992. 148
- [200] YUZHELEVSKI, Y., M. YUZHELEVSKI und G. JUNG: *Random telegraph noise analysis in time domain*. Review of Scientific Instruments, 71(4):1681 – 1688, 2000. 165, 170
- [201] ZAISER, MAIC: *Tieftemperatur-Rasterelektronenmikroskopie an Niob-SQUIDs und numerische Simulation von Strom- und Magnetfeldverteilungen in diversen supraleitenden Geometrien*. Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universität Tübingen, April 2005. 51
- [202] ZIEGLER, JULIAN: *Rauschmessungen und Abbildung von Vortizes in $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ -Einzel-Flussquanten-SQUIDs und Phasenabhängigkeit des Widerstands von Josephson-Kontakten*. Diplomarbeit, Universität Tübingen, Dezember 2004. 4, 63
- [203] ZIMMERMANN, E., G. BRANDENBURG, U. CLEMENS, H. RONGEN, H. HALLIG, H.-J. KRAUSE, R. HOHMANN, H. SOLTNER, D. LOMPARSKI, M. GRÜNEKLEE, K.-D. HUSEMANN, H. BOUSACK und A. I. BRAGINSKI: *HTS-SQUID magnetometer with digital feedback control for NDE applications*. In: THOMPSON, D.O. und D.E. CHIMENTI (Herausgeber): *Review of Progress in Quantitative Nondestructive Evaluation*, Band 16B, Seiten 2129 – 2135. Plenum Press, New York, 1997. 67

Tabellenverzeichnis

3.1. Materialeigenschaften von STO und YBCO	42
4.1. Vergleich der Magnicon SQUID-Elektroniken	68
4.2. Eigenschaften der Feedbackspulen	74
5.1. Ergebnisse der Transportmessungen B 664	89
5.2. Ergebnisse des Smoluchowski-Fits B 664	91
5.3. Ergebnisse der Transportmessungen B 664 - <i>LC</i> -Resonanz	93
5.4. Mit Magnicon Elektroniken ermittelte SQUID-Parameter	99
5.5. Ergebnisse der Rauschmessungen B 664	102
6.1. Ergebnisse der Transportmessungen Ym 81	116
6.2. Ergebnisse der Rauschmessungen Ym 81	124
A.1. Naturkonstanten	209
A.2. Größen beim einzelnen Josephson-Kontakt	209
A.3. Größen beim dc SQUID	210
A.4. Größen beim Signal und Rauschen	210