

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

MASTERARBEIT
im Studiengang Physik

vorgelegt von
Fabienne Bauer
aus Worms

2018

**Optimierung von gekoppelten dc-SQUIDs durch die
Unterdrückung parasitärer Resonanzen und die
Etablierung eines neuen Herstellungsprozesses für
Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte**

Die Masterarbeit wurde von Fabienne Bauer
ausgeführt am
Kirchhoff-Institut für Physik
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Dr. C. Enss

Der Betrieb von gekoppelten supraleitenden Quanteninterferenz-Detektoren (SQUIDs) wird häufig durch Resonanzen negativ beeinflusst. In dieser Arbeit wurde daher untersucht, welche Ursachen die beobachteten Resonanzen in den SQUIDs haben, die am KIP hergestellt werden und wie sie unterdrückt werden können. Durch die Integration von verschiedenen Dämpfungswiderständen in das bestehende SQUID-Design konnten die durch parasitäre Kapazitäten zwischen den induktiv miteinander gekoppelten Spulen verursachten Resonanzen effektiv gedämpft werden. Bei allen im Rahmen dieser Arbeit getesteten SQUIDs wurde ferner ein Schnittpunkt der Strom-Spannungs-Kennlinien für verschiedene in das SQUID eingekoppelte magnetische Flüsse beobachtet, dessen Ursache auf die fundamentale SQUID-Resonanz zurückgeführt werden konnte. Der Einfluss dieser Resonanz kann bei gegebenem SQUID-Design nur durch eine Reduktion der Kapazität der Josephson-Kontakte verringert werden. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit weiterhin ein neuer Fabrikationsprozess etabliert, mit dessen Hilfe Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte mit signifikant verringriger Kapazität hergestellt werden können. Mit diesem Prozess war es erstmals möglich, am KIP Josephson-Kontakte mit sub- μm Kantenlänge herzustellen. Die so produzierten Josephson-Kontakten zeigen eine hohe Qualität, die sich unter anderem durch den großen Wert des charakteristischen Widerstandsverhältnisses und die geringe Streuung der charakteristischen Parameter äußert.

Optimization of coupled dc-SQUIDs by the suppression of parasitic resonances and the implementation of a new fabrication process for Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson junctions

The operation of coupled superconducting quantum interference devices (SQUIDs) is often degraded by resonances. For this reason, the origin of resonances that are observed for SQUIDs fabricated within this research group as well as methods for suppressing them have been investigated within this thesis. By integrating several damping resistors into the existing SQUID design it was possible to effectively damp the resonances caused by parasitic capacitances between the inductively coupled coils. Nevertheless, for all the SQUIDs tested within this context an intersection of the current-voltage-characteristics for different magnetic fluxes coupled into the SQUID was observed, which originates from the fundamental SQUID resonance. For a given SQUID design, the impact of this resonance can only be reduced by downsizing the capacitance of the Josephson junctions. Therefore, a new fabrication process was implemented to produce Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson junctions with significantly reduced capacitance. For the first time, it was possible to produce sub- μm sized Josephson junctions at the KIP using this process. The Josephson junctions exhibit high quality which is for example expressed by the high value of the characteristic resistance ratio and the little scatter of the characteristic figures of merit.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Physikalische Grundlagen von Josephson-Kontakten	3
2.2 Verhalten von Josephson-Kontakten im Magnetfeld	6
2.3 Aufbau und Funktionsweise von dc-SQUIDs	8
3 Dc-SQUID Resonanzen	13
3.1 Fundamentale SQUID-Resonanz	13
3.2 Parasitäre Resonanzen in gekoppelten dc-SQUIDS	15
3.3 Methoden zur Unterdrückung von Resonanzen in dc-SQUIDS	16
3.4 Experimentelle Untersuchung der Resonanzunterdrückung eines in der Arbeitsgruppe verwendeten dc-SQUIDS	18
4 Cross-type Josephson-Kontakte	27
4.1 Intrinsische und parasitäre Kapazität von Nb/Al-AlO _x /Nb-Josephson-Kontakten	27
4.2 Herstellungsprozesse für verschiedene Arten von Nb/Al-AlO _x /Nb-Josephson-Kontakten	28
4.2.1 Window-type Josephson-Kontakte	28
4.2.2 Cross-type Josephson-Kontakte	30
4.3 Experimentelle Methoden zur Charakterisierung von Josephson-Kontakten	34

4.4 Charakterisierung und Beurteilung hergestellter Cross-type Josephson-Kontakte	37
4.4.1 Beispielhafte Charakterisierung der Charge CrossJJ3w5	37
4.4.2 Abhängigkeit der Qualität der hergestellten Cross-type Josephson-Kontakte von verschiedenen Prozessparametern	42
4.5 Charakterisierung eines dc-SQUIDs mit Cross-type Josephson-Kontakten	46
4.6 Qualität von Nb/Al-AlO _x /Nb-Dreischichtstrukturen	50
5 Zusammenfassung und Ausblick	55
Literaturverzeichnis	57

1. Einleitung

Supraleitende Quanteninterferenz-Detektoren (SQUIDs) stellen derzeit die präzisesten Detektoren für magnetische Flussänderungen bei gleichzeitig hoher Bandbreite dar. Sie dienen als Messinstrumente für alle physikalischen Größen, die sich in eine magnetische Flussänderung umwandeln lassen und kommen daher in einem breiten Spektrum von Anwendungen zum Einsatz. In der Arbeitsgruppe, in der die vorliegende Arbeit angefertigt wurde, werden SQUIDs unter anderem zur Auslesung von metallischen magnetischen Kalorimetern verwendet [Fle05]. Diese werden beispielsweise zur Detektion niederenergetischer Röntgenphotonen genutzt und besitzen eine sehr gute Energieauflösung, eine sehr schnelle Signalanstiegszeit, ein nahezu lineares Antwortverhalten sowie eine enorm große Energiebandbreite [Kem18]. Die Energieauflösung dieser magnetischen Kalorimeter hängt jedoch nicht nur von der intrinsischen Energieauflösung des Detektors sondern auch von zusätzlichen Rauschbeiträgen wie dem intrinsischen Flussrauschen des SQUIDs ab, das bei Frequenzen oberhalb von einigen kHz dominiert [Kem15]. Auch im niederfrequenten Bereich liefert das Rauschen des SQUIDs aufgrund seines $1/f$ -abhängigen Verlaufs einen nicht zu vernachlässigenden Beitrag zur instrumentellen Linienbreite des magnetischen Kalorimeters.

Für die Auslesung magnetischer Kalorimeter kommen aktuell hauptsächlich Stromsensor-SQUIDs zum Einsatz. Hierbei wird das Signal des Detektors mittels eines supraleitenden Flusstransformators in eine magnetische Flussänderung im SQUID umgewandelt. Um hierbei eine möglichst gute Kopplung zwischen SQUID und Einkoppelpule zu erhalten, wird häufig eine sogenannte Washer-Geometrie [Jay81] verwendet. Die Präsenz parasitärer Kapazitäten in den Josephson-Kontakten sowie zwischen verschiedenen induktiv miteinander gekoppelten Strukturen führt jedoch zum Auftreten von Resonanzen, die den Betrieb des SQUIDs negativ beeinflussen können. Diese Resonanzen äußern sich zum Beispiel durch Irregularitäten in den Strom-Spannungs-Kennlinien des SQUIDs und können zu einer Abnahme des Hubs in der Fluss-Spannungs-Kennlinie und damit zur Verminderung des Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizienten führen. Mit dem Ziel, die in der Vergangenheit bei einem in der Arbeitsgruppe sehr häufig verwendeten SQUID-Design beobachteten Resonanzen zu unterdrücken, wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Dämpfungselemente in mit diesem Design hergestellte SQUIDs integriert und untersucht, wie sich die Resonanzen bestmöglich unterdrücken lassen. Eine der beobachteten Resonanzen konnte hierbei auf die fundamentale SQUID-Resonanz [Cla04] zurückgeführt werden, die durch die SQUID-Induktivität und die Kapazität der Josephson-Kontakte

bestimmt wird und damit unvermeidbar ist. Sie kann jedoch durch eine Reduktion der Kapazität der Josephson-Kontakte in den ohmschen Bereich der Strom-Spannungs-Kennlinie verschoben werden, sodass sie das Verhalten des SQUIDs nicht mehr beeinflusst. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Fabrikationsprozess entwickelt und etabliert, mit dem Josephson-Kontakte hergestellt werden können, die eine deutlich geringere Kapazität besitzen als solche, die mit dem in der Arbeitsgruppe aktuell standardmäßig genutzten Prozess gefertigt werden.

In Kapitel 2 werden die für das Verständnis dieser Arbeit notwendigen Grundlagen zu Josephson-Kontakten und dc-SQUIDs erläutert. Hierbei wird unter anderem der Verlauf der Strom-Spannungs-Kennlinie eines Josephson-Kontakts sowie die erwartete Abhängigkeit des kritischen Stroms von einem externen Magnetfeld diskutiert. Darauf aufbauend wird die Funktionsweise eines dc-SQUIDs beschrieben.

In Kapitel 3 wird zunächst diskutiert, welche Resonanzen bei gekoppelten dc-SQUIDS auftreten können und auf welche Weise diese gedämpft oder sogar vermieden werden können. Anschließend werden der Aufbau und die Eigenschaften des im Rahmen dieser Arbeit auf Resonanzen untersuchten dc-SQUID Designs vorgestellt. In diesem Zusammenhang wird beschrieben, welche Dämpfungselemente zur Untersuchung potentieller Unterdrückung auftretender Resonanzen in das Design integriert wurden. Am Ende des Kapitels werden die Ergebnisse zu den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen präsentiert. Diese umfassen die Beobachtung des Einflusses der Dämpfungselemente auf die Strom-Spannungs-Kennlinien der hergestellten SQUIDs sowie einen Vergleich der Kennlinien untereinander.

In Kapitel 4 wird auf die Abhängigkeit der Kapazität eines Josephson-Kontakts von verschiedenen Parametern wie etwa der kritischen Stromdichte eingegangen und wie diese Parameter vom verwendeten Herstellungsprozess bestimmt werden. Es werden in diesem Kapitel zwei Herstellungsprozesse für Josephson-Kontakte vorgestellt, die beide auf einer mittels Sputterdeposition *in-situ* abgeschiedenen Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur basieren. Der erste Prozess basiert auf einem sogenannten Fensterprozess und wird seit vielen Jahren am KIP verwendet [Kem13]. Der zweite Prozess wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und etabliert. Bei den mit diesem Prozess hergestellten Josephson-Kontakten handelt es sich um sogenannte Kreuzungskontakte. Weiterhin werden die charakteristischen Kenngrößen verschiedener Chargen von Josephson-Kontakten, die zur Entwicklung des neuen Prozesses hergestellt wurden, diskutiert und interpretiert. Außerdem werden die Messergebnisse zu ersten, mit Hilfe des neuen Prozesses hergestellten dc-SQUIDs gezeigt. Zum Schluss dieser Arbeit wird gezeigt, dass die Qualität hergestellter Josephson-Kontakte maßgeblich von der Qualität der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur abhängt und von welchen Parametern diese beeinflusst wird. In diesem Zusammenhang wird eine Methode zur Untersuchung der Qualität von Dreischichtstrukturen vorgestellt.

2. Theoretische Grundlagen

2.1 Physikalische Grundlagen von Josephson-Kontakten

Ein Josephson-Kontakt besteht aus zwei supraleitenden Elektroden, die durch eine schwache elektrische Kopplung miteinander verbunden sind. Diese Kopplung kann zum Beispiel durch eine Einschnürung in einem supraleitenden Film oder wie bei den in dieser Arbeit verwendeten Kontakten durch eine dünne Isolationsschicht zwischen den beiden Elektroden realisiert sein. Letztere Kontaktart wird SIS (Supraleiter-Isolator-Supraleiter) Josephson-Kontakt genannt. Bei hinreichend schwacher Kopplung, was im Falle eines SIS Kontakts einer Isolationsschicht von nur wenigen Ångström Dicke entspricht, überlappen die makroskopischen Wellenfunktionen der beiden Supraleiter, sodass Cooper-Paare ohne Verlust ihrer Kohärenz durch den Kontakt tunneln können [Jos62]. Wird von außen ein Strom in einen Josephson-Kontakt eingeprägt, wird der gesamte Strom bis zum Erreichen eines maximalen Wertes I_c durch Cooper-Paare getragen. Der Wert dieses sogenannten Suprastroms I_s wird durch die erste Josephson-Gleichung beschrieben [Jos65]:

$$I_s = I_c \sin(\phi). \quad (2.1)$$

Die Größe des kritischen Stroms I_c des Josephson-Kontakts hängt von seiner Fläche, der Dicke der Isolationsschicht und der Temperatur ab. Die Phasendifferenz ϕ über dem Kontakt ist durch die Phasen θ_1 und θ_2 der makroskopischen Wellenfunktionen der beiden supraleitenden Elektroden und das magnetische Vektorpotential \mathbf{A} gegeben:

$$\phi = \theta_2 - \theta_1 - \frac{2\pi}{\Phi_0} \int_1^2 \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l}. \quad (2.2)$$

Hierbei bezeichnet $\Phi_0 = h/2e = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Tm}^2$ das magnetische Flussquant. Bis zum Erreichen des kritischen Stroms I_c wird der von außen eingeprägte Strom ausschließlich durch Cooper-Paare getragen. Mit der Einprägung eines Stroms, der größer als der kritische Strom des Josephson-Kontakts ist, muss zusätzlich ein Quasiteilchenstrom fließen. Dieser ist mit einem endlichen Spannungsabfall über dem Kontakt verbunden und führt gemäß der zweiten Josephson-Gleichung [Jos65] zu

einer zeitlichen Änderung der Phasendifferenz:

$$V = \frac{\Phi_0}{2\pi} \dot{\phi}. \quad (2.3)$$

Da mit dem Spannungsabfall eine zeitliche Änderung der Phasendifferenz verbunden ist, fließt laut Gleichung (2.1) neben dem Gleichstrom, der von den Quasiteilchen getragen wird, ein alternierender Suprastrom mit der Frequenz $f_J = w_J/2\pi = V/\Phi_0 = V 483,6 \text{ MHz}/\mu\text{V}$. Aufgrund der hohen Frequenz dieses Wechselstroms kann dieser bei der experimentellen Bestimmung der Strom-Spannungs-Kennlinie nicht beobachtet werden.

Das dynamische Verhalten eines Josephson Kontakts kann durch das RCSJ-Modell¹ beschrieben werden [Ste68, McC68]. Dieses modelliert einen realen Josephson-Kontakt als Parallelschaltung aus einem idealen Josephson-Kontakt mit kritischem Strom I_c , seiner intrinsischen Kapazität C und einem Widerstand R (siehe Abbildung 2.1(a)). Letzterer verursacht thermisches Rauschen, welches für die theoretische Beschreibung an dieser Stelle jedoch vernachlässigt werden kann. Nach dem 1. Kirchhoffsschen Gesetz gilt für den von außen eingespeisten Strom:

$$I = C\dot{V} + \frac{V}{R} + I_c \sin(\phi). \quad (2.4)$$

Unter Verwendung von Gleichung (2.3) folgt:

$$I - I_c \sin(\phi) = -\frac{2\pi}{\Phi_0} \frac{\partial U_J}{\partial \phi} = \frac{\Phi_0}{2\pi} C \ddot{\phi} + \frac{\Phi_0}{2\pi} \frac{1}{R} \dot{\phi}, \quad (2.5)$$

wobei hier das sogenannte gekippte Waschbrettpotential

$$U_J(\phi) = \frac{\Phi_0}{2\pi} [I_c(1 - \cos(\phi)) - I\phi] \quad (2.6)$$

definiert wurde, welches in Abbildung 2.1(b) für verschiedene Werte des von außen eingeprägten Stroms I graphisch dargestellt ist. Gleichung (2.5) beschreibt die Dynamik der Phasendifferenz ϕ in Analogie zu einem Teilchen der Masse m , das sich in diesem Waschbrettpotential bewegt. Dabei entspricht ϕ der Ortskoordinate der Bewegung, V ihrer Geschwindigkeit und I der externen Kraft, die bestimmt, wie stark das Waschbrettpotential gekippt ist. Für $I < I_c$ ist das Teilchen in einem der Minima des Potentials gefangen. Die mittlere Geschwindigkeit des Teilchens ist Null. Mit dem Überschreiten von I_c verschwinden die lokalen Maxima des Potentials (vgl. Abbildung 2.1(b)), sodass das Teilchen das gekippte Potential hinab rollt. Dadurch

¹Abkürzung aus dem Englischen für „Resistively- and Capacitively-Shunted Junction Model“

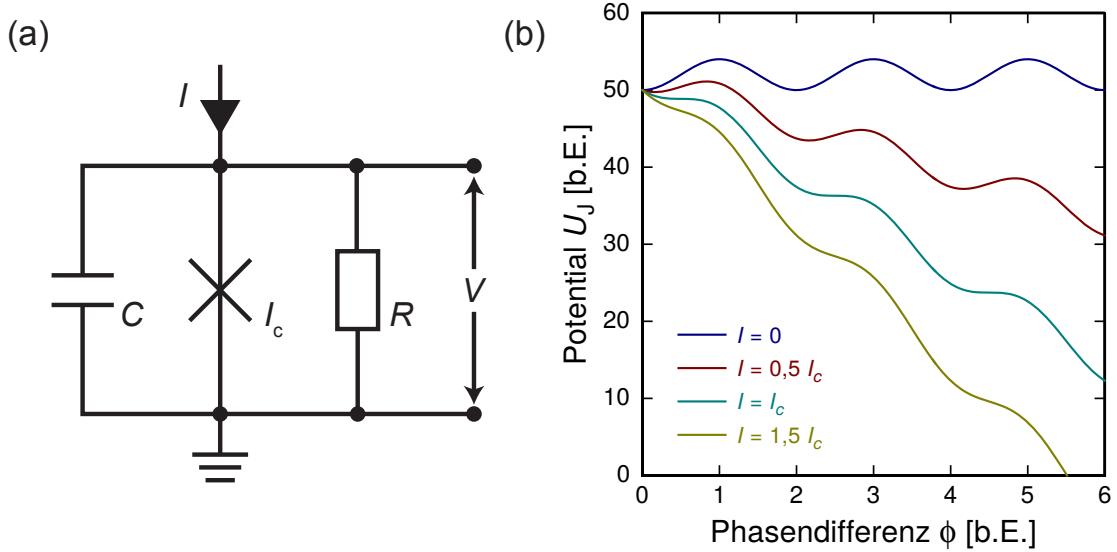


Abb. 2.1: (a) Ersatzschaltbild eines Josephson Kontakts im Rahmen des RCSJ-Modells. (b) Gekipptes Waschbrettpotential U_J als Funktion der Phasendifferenz ϕ für verschiedene Werte des von außen eingeprägten Stroms I .

gewinnt das Teilchen an kinetische Energie. Für einen Josephson-Kontakt heißt das, dass eine Spannung abfällt, sobald der kritische Strom des Kontakts erreicht ist. Die Reaktion des Teilchens auf das erneute Absenken der externen Kraft I hängt von seiner Masse und der Reibung ab. Ein Maß für diese Abhängigkeit stellt der Stewart-McCumber Parameter

$$\beta_c = \frac{2\pi}{\Phi_0} I_c R^2 C \quad (2.7)$$

dar. Im Falle einer starken Dämpfung ($\beta_c \ll 1$) überwiegt die Reibung gegenüber der Trägheit des Teilchens, sodass für $I \leq I_c$ das Teilchen instantan in einem der Minima gefangen wird. Für eine sehr schwache Dämpfung ($\beta_c \gg 1$) kann aufgrund der hohen Trägheit das Teilchen erst für $I \rightarrow 0$ in einem der Minima gestoppt werden [Cla04]. In der Analogie zu einem Josephson-Kontakt entspricht die Trägheit der Kapazität C und die Reibung der Leitfähigkeit $1/R$. Für einen stark unterdämpften Kontakt erhält man daher eine hysteretische I - V -Kennlinie wie sie beispielhaft in Abbildung 2.2 zu sehen ist. Der Verlauf der Kennlinie bei Vorhandensein eines endlichen Spannungsabfalls wird durch die Zustandsdichteverteilung der Quasiteilchen der verwendeten Supraleiter bestimmt, worauf in Kapitel 4 näher eingegangen werden soll.

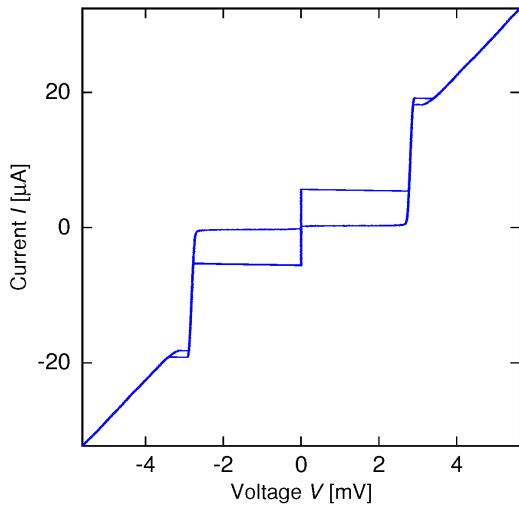


Abb. 2.2: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie eines ungedämpften Josephson-Kontakts, welcher eigenständig im Rahmen der vorliegenden Arbeit hergestellt wurde.

2.2 Verhalten von Josephson-Kontakten im Magnetfeld

Wie bereits beschrieben, ist die Phasendifferenz ϕ über einem Josephson-Kontakt abhängig vom magnetischen Vektorpotential \mathbf{A} (siehe Gleichung (2.2)). Wird also, wie zum Beispiel in Abbildung 2.3(a) skizziert, ein Magnetfeld mit Flussdichte \mathbf{B} parallel zur Fläche A eines Josephson-Kontakts angelegt, so führt dies zu einer ortsabhängigen Modulation der Phase über dem Kontakt, die durch nachfolgende Gleichung gegeben ist [Bar82]:

$$\phi(z) = \frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0. \quad (2.8)$$

Hierbei entspricht ϕ_0 der Phasendifferenz bei $z = 0$ und $t_B = d + \lambda_{L,1} + \lambda_{L,2}$ ist die magnetische Dicke des Josephson-Kontakts, die sich aus der Dicke d der Isolationsschicht und den Londonschen Eindringtiefen λ_L 1 und 2 der beiden supraleitenden Elektroden zusammensetzt.

Bisher wurde für die Beschreibung des Verhaltens eines Josephson-Kontakts angenommen, dass dieser eine räumlich homogene Verteilung der kritischen Stromdichte j_c besitzt. In diesem Fall ist der kritische Strom I_c mit der kritischen Stromdichte j_c und der Fläche A des Kontakts über die Beziehung $I_c = j_c A$ verknüpft. Berücksichtigt man nun, dass die Phase über dem Josephson-Kontakt aufgrund eines externen Magnetfelds eine Ortsabhängigkeit besitzen kann, so findet man mit Hilfe der ersten Josephson-Gleichung die folgende Ortsabhängigkeit für die kritische Stromdichte bei Vorhandensein eines äußeren Magnetfelds:

$$j_s(y, z) = j_c(y, z) \sin \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0 \right). \quad (2.9)$$

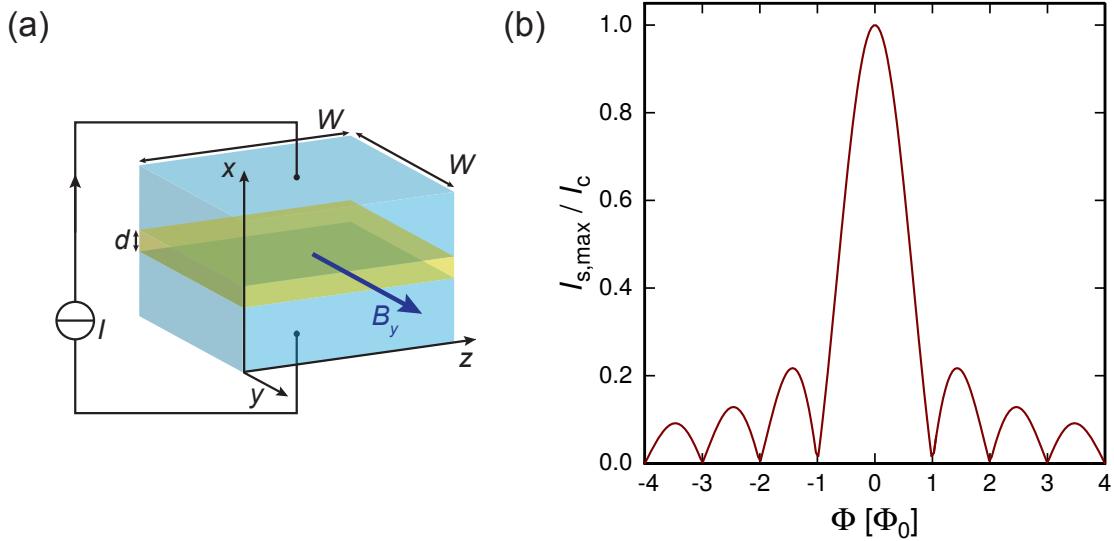


Abb. 2.3: (a) Schematische Darstellung eines Josephson Kontakts in einem Magnetfeld mit Flussdichte $\mathbf{B} = (0, B_y, 0)$. (b) Magnetfeldabhängigkeit des maximalen Suprastroms eines Josephson-Kontakts mit räumlich homogener Verteilung der kritischen Stromdichte.

Die Magnetfeldabhängigkeit des Suprastroms I_s eines Josephson-Kontakts ist in diesem Fall durch das Integral in y - und z -Richtung gegeben:

$$I_s(B_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} j_c(y, z) \sin \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0 \right) dy dz \quad (2.10)$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} i_c(z) \sin \left(\frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0 \right) dz. \quad (2.11)$$

Dabei wurde verwendet, dass die Stromdichte außerhalb des Kontakts verschwindet. Außerdem wurde berücksichtigt, dass die kritische Stromdichte in y -Richtung konstant ist, sodass die Integration in y -Richtung durch den Term $i_c(z)$ zusammengefasst werden kann. In komplexer Schreibweise kann Gleichung (2.11) durch den Ausdruck

$$I_s(B_y) = \text{Im} \left\{ \exp(i\phi_0) \int_{-\infty}^{\infty} i_c(z) \exp \left(i \frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0 \right) dz \right\} \quad (2.12)$$

dargestellt werden, der verdeutlicht, dass der maximale Suprastrom, der durch den

Josephson-Kontakt fließen kann, gerade durch

$$I_{s,\max}(B_y) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} i_c(z) \exp\left(i \frac{2\pi}{\Phi_0} B_y t_B z + \phi_0\right) dz \right| \quad (2.13)$$

beschrieben wird, da der Faktor $\exp(i\phi_0)$ lediglich die Phase jedoch nicht den Absolutwert in Gleichung (2.12) beeinflusst. Gleichung (2.13) entspricht der Fouriertransformation der Funktion $i_c(z)$. Für Josephson-Kontakte homogener kritischer Stromdichte, d.h. $j_c(y,z) = j_c = \text{const.}$, findet man mit Hilfe von Gleichung (2.13), dass die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms durch ein Fraunhofer-Muster gegeben ist, wie es auch für die Intensitätsverteilung bei der Lichtbeugung an einem Einzelpalt beobachtet wird:

$$I_{s,\max}(\Phi) = I_c \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}\right)}{\frac{\pi\Phi}{\Phi_0}} \right|. \quad (2.14)$$

$\Phi = B_y t_B W$ ist der magnetische Fluss, der den Josephson-Kontakt durchdringt, wobei in der vorliegenden Arbeit ausschließlich quadratische Kontakte mit Kantenlänge W betrachtet werden. Das Fraunhofer-Muster, so wie es durch Gleichung (2.14) beschrieben wird, ist in Abbildung 2.3(b) graphisch dargestellt.

2.3 Aufbau und Funktionsweise von dc-SQUIDS

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, dass der maximale Suprastrom eines Josephson-Kontakts durch ein extern angelegtes Magnetfeld moduliert werden kann. Grundsätzlich kann also ein Josephson-Kontakt als Magnetometer verwendet werden. Die sensitive Fläche eines Josephson-Kontakts ist jedoch durch dessen Kantenlänge sowie dessen magnetische Dicke gegeben und damit vergleichsweise klein. Für die vollständige Unterdrückung des kritischen Stroms des Kontakts wird ein magnetischer Fluss von einem Flussquant benötigt, sodass aufgrund der geringen sensitiven Fläche relativ große Magnetfelder mit Flussdichten im Bereich von einigen mT erforderlich sind. Die Sensitivität eines einzelnen Kontakts ist damit nicht ausreichend, um sehr kleine Magnetfelder mit Flussdichten im Bereich von einigen μT oder weniger messen zu können. Derartig kleine Magnetfelder können nur aufgelöst werden, sobald die vom magnetischen Feld durchsetzte Fläche hinreichend groß ist. Dies kann zum Beispiel durch die Verwendung eines dc-SQUIDs² erreicht werden.

²Abkürzung aus dem Englischen für „direct current Superconducting QUantum Interference Device“

Ein dc-SQUID besteht, wie in Abbildung 2.4(a) zu sehen ist, aus einem geschlossenen supraleitenden Ring mit Induktivität L_s , der durch zwei identische Josephson-Kontakte mit kritischem Strom I_c unterbrochen ist. Wie in Abbildung 2.4(a) ferner zu sehen ist, ist jeder der beiden Kontakte mit einem Widerstand R_s geshunted, der so bemessen ist, dass $\beta_c < 1$ ist, um so ein hysteretisches Verhalten des Kontakts zu vermeiden (siehe Abschnitt 2.1). Der durch ein dc-SQUID fließende Suprastrom $I_{s,\text{SQUID}}$ setzt sich dann aus den beiden Teilströmen zusammen, die durch die beiden Josephson-Kontakte fließen:

$$I_{s,\text{SQUID}} = I_c \sin(\phi_1) + I_c \sin(\phi_2) \quad (2.15)$$

$$= 2I_c \cos\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \sin\left(\frac{\phi_1 + \phi_2}{2}\right). \quad (2.16)$$

Hierbei bezeichnen ϕ_1 und ϕ_2 die Phasen 1 und 2 der beiden Josephson-Kontakte. Da die beiden Kontakte über einen supraleitenden Ring miteinander verbunden sind, tritt der Effekt der Flussquantisierung in Erscheinung. Dieser sorgt dafür, dass die Differenz der beiden Phasen ϕ_1 und ϕ_2 abhängig vom Magnetfeld ist, das die Fläche des Ringes durchdringt. Konkret findet man, dass die Differenz $\phi_2 - \phi_1$ durch die Beziehung

$$\phi_2 - \phi_1 = \frac{2\pi\Phi_s}{\Phi_0} \quad (2.17)$$

mit dem magnetischen Fluss Φ_s im SQUID verknüpft ist [Cla04]. Aus diesem Grund kann Gleichung (2.16) in der Form:

$$I_{s,\text{SQUID}} = 2I_c \cos\left(\frac{\pi\Phi_s}{\Phi_0}\right) \sin\left(\phi_1 + \frac{\pi\Phi_s}{\Phi_0}\right) \quad (2.18)$$

geschrieben werden. Der magnetische Fluss im SQUID Φ_s setzt sich dabei aus dem durch externe Quellen applizierten Fluss Φ_{ext} und dem durch die Flussquantisierung hervorgerufenen Abschirmströme I_{cir} erzeugten Fluss $\Phi_L = L_s I_{\text{cir}}$ zusammen [Bar82]:

$$\Phi_s = \Phi_{\text{ext}} + \Phi_L = \Phi_{\text{ext}} - L_s I_c \sin\left(\frac{\pi\Phi_s}{\Phi_0}\right) \cos\left(\phi_1 + \frac{\pi\Phi_s}{\Phi_0}\right). \quad (2.19)$$

Den maximalen Suprastrom des SQUIDs $I_{s,\text{SQUID}}^m$, d.h. der Strom, ab dem eine Spannung über dem SQUID abfällt, findet man nun, indem man Gleichung (2.18) mit Berücksichtigung von Gleichung (2.19) maximiert. Durch die Einführung des soge-

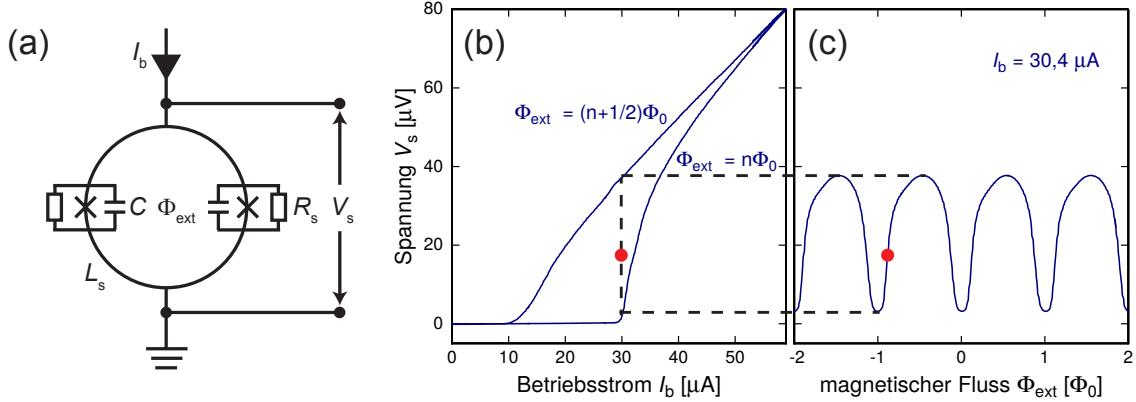


Abb. 2.4: (a) Schematischer Aufbau eines dc-SQUIDS. (b) Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien eines dc-SQUIDS für zwei verschiedene Werte des magnetischen Flusses, der die SQUID-Spule durchsetzt. (c) Gemessene Fluss-Spannungs-Kennlinie für einen gewählten Betriebsstrom von $I_b = 30,4 \mu\text{A}$. Der rote Punkt stellt einen geeigneten Arbeitspunkt dar.

nannten Abschirmparameters

$$\beta_L = \frac{2L_s I_c}{\Phi_0} \quad (2.20)$$

können zwei Grenzfälle unterschieden werden, für die eine analytische Lösung des durch die Gleichungen (2.18) und (2.19) gegebenen Gleichungssystems existiert. Im Falle $\beta_L \ll 1$ ist der durch die Abschirmströme generierte Fluss Φ_L vernachlässigbar klein, sodass der Fluss im SQUID durch den externen Fluss gegeben ist ($\Phi_s \approx \Phi_{ext}$). Dann ist der maximale Suprastrom im SQUID gerade:

$$I_{s,\text{SQUID}}^m(\Phi_{ext}) \approx 2I_c \left| \cos \left(\frac{\pi \Phi_{ext}}{\Phi_0} \right) \right|. \quad (2.21)$$

Für $\Phi_{ext} = n\Phi_0$, wobei n einer beliebigen ganzen Zahl entspricht, ist der kritische Strom des dc-SQUIDS die Summe der kritischen Ströme der beiden Josephson-Kontakte ($I_{s,\text{SQUID}}^m(n\Phi_0) = 2I_c$) und für $\Phi_{ext} = (n + 1/2)\Phi_0$ befindet sich das SQUID bereits für einen eingespeisten Strom $I_b = 0$ im Spannungszustand. Der maximale Suprastrom kann also durch ein extern angelegtes Magnetfeld vollständig moduliert werden. Ein dc-SQUID mit solch geringer Induktivität ist für viele Anwendungen jedoch nicht praktikabel, da mit einer Abnahme der Induktivität auch eine Reduktion der vom Magnetfeld durchsetzten Fläche verbunden ist und somit das SQUID an Sensitivität verliert. Ist die Induktivität des dc-SQUIDS jedoch groß, d.h. $\beta_L \gg 1$, können die fließenden Abschirmströme nicht mehr vernachlässigt werden, da der Ge-

samtfluss im SQUID bestrebt ist, quantisiert zu sein. In diesem Fall findet man, dass die Modulation des maximalen Supraströms durch das externe magnetische Feld stark mit steigendem Abschirmparameter abnimmt [Cla04]:

$$\frac{I_{s,\text{SQUID}}^m(\Phi_{\text{ext}})}{2I_c} \approx 1 - \frac{2\Phi_{\text{ext}}}{\Phi_0\beta_L}. \quad (2.22)$$

Für ein dc-SQUID mit einem β_L -Wert zwischen diesen beiden Grenzfällen ergibt sich eine Abhängigkeit der Spannung V_s über dem SQUID mit dem eingeprägten Strom wie er beispielhaft in Abbildung 2.4(b) für zwei verschiedene Werte des externen magnetischen Flusses gezeigt ist. Die Strom-Spannungs-Kennlinien ähneln den Kennlinien eines einzelnen, überdämpften Josephson-Kontakts. Wird nun das dc-SQUID mit einem konstanten Strom I_b betrieben, der den Wert des maximalen Supraströms für $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$ übersteigt, fällt abhängig vom magnetischen Fluss Φ_{ext} eine Spannung ab. Diese ist maximal für $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$ und minimal für $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$, sodass ein periodischer Verlauf der Spannung V_s mit variierendem magnetischen Fluss gemessen werden kann (siehe Abbildung 2.4(c)).

Wird ein dc-SQUID als Magnetometer verwendet, so wird der Betriebsstrom I_b so gewählt, dass der Spannungshub in der Fluss-Spannungs-Kurve maximal ist, was in der Praxis meistens $I_b = 2I_c$ entspricht. Als Arbeitspunkt wird der steilste Punkt der Fluss-Spannungs-Kennlinie gewählt, da hier der Fluss-zu-Spannungs-Koeffizient

$$V_\Phi = \left| \left(\frac{\partial V_s}{\partial \Phi} \right)_{I_b=\text{const.}} \right| \quad (2.23)$$

maximal ist und damit auch die Sensitivität des SQUIDs. Dieser Punkt ist in Abbildungen 2.4(b) und 2.4(c) in Rot markiert. Ein solcher Arbeitspunkt wird eingestellt, indem man den entsprechenden magnetischen Fluss im SQUID extern einprägt. Ein zu messendes Magnetfeld erzeugt dann eine Flussänderung $\Delta\Phi_s$, die in einem kleinen Bereich um den Arbeitspunkt ein lineares Ausgangssignal $V_s = V_\Phi \Delta\Phi_s$ erzeugt.

3. Dc-SQUID Resonanzen

Dc-SQUIDs stellen derzeit die sensitivsten Detektoren für magnetische Flussänderungen dar und besitzen gleichzeitig eine große Systembandbreite. Im Wesentlichen sind sie Signalwandler, die eine magnetische Flussänderung in eine Spannungsänderung überführen. SQUIDs besitzen eine vielseitige Einsetzbarkeit, da prinzipiell alle physikalischen Größen, die sich in eine magnetische Flussänderung umwandeln lassen, gemessen werden können. Dazu gehören unter anderem Magnetfelder, elektrische Ströme und Spannungen oder auch magnetische Suszeptibilität. Abhängig von der zu messenden Größe besitzen praktische SQUIDs daher häufig neben der eigentlichen SQUID-Schleife einen Eingangskreis, mit der die Messgröße in eine magnetische Flussänderung umgewandelt und gleichzeitig diese Flussänderung effektiv in die SQUID-Schleife eingekoppelt wird. Ein häufig verwendeter Aufbau, mit dem eine starke Kopplung zwischen dem Eingangskreis und der SQUID-Schleife erreicht werden kann, ist der eines Washer¹-SQUIDs [Jay81]. Dabei befindet sich eine planare, mehrfach gewickelte Einkoppelpule direkt auf der als breite Bahn strukturierten SQUID-Schleife. Getrennt werden die beiden Strukturen durch eine möglichst dünne Isolationsschicht. In Abbildung 3.1 ist ein solcher Washer Aufbau schematisch aus zwei verschiedenen Perspektiven gezeigt. Ein Maß für die Stärke der Kopplung zwischen der Einkoppelpule mit Induktivität L_{in} und der SQUID-Schleife mit Induktivität L_s stellt der dimensionslose Kopplungsfaktor

$$k = \frac{M_{\text{in}}}{\sqrt{L_s L_{\text{in}}}} \quad (3.1)$$

dar, der Werte zwischen 0 und 1 annehmen kann. Dabei entspricht $M_{\text{in}} = \Delta\Phi_s / \Delta I_{\text{in}}$ der Gegeninduktivität, die das Verhältnis des in das SQUID eingekoppelten Fluxes $\Delta\Phi_s$ zur flusserzeugenden Stromänderung ΔI_{in} in der Einkoppelpule beschreibt. Werte für den Kopplungsfaktor der Washer-SQUIDs, die in der Arbeitsgruppe, in der diese Arbeit angefertigt wurde, hergestellt werden, liegen bei etwa 0,6 [Fer15, Ric17].

3.1 Fundamentale SQUID-Resonanz

Im vorangegangenen Kapitel wurde ein dc-SQUID unabhängig von dessen praktischer Anwendung und seinem damit verbundenen Aufbau als geschlossener supra-

¹Englischer Ausdruck für „Scheibe“ bzw. „Unterlegring“, der in der deutschen Fachliteratur für die in Abbildung 3.1 dargestellte Struktur verwendet wird.

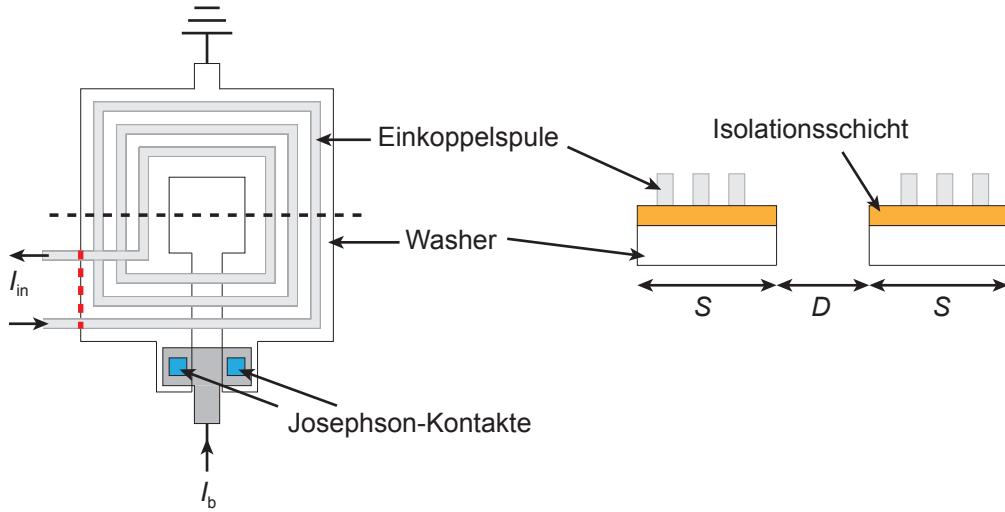


Abb. 3.1: Schematische Darstellung eines quadratischen Washer-SQUIDs von oben (**links**) und im Querschnitt (**rechts**). Die als Washer strukturierte SQUID-Schleife besitzt den inneren Durchmesser D und die Bahnbreite S . Auf die Darstellung der Shuntwiderstände wurde der Übersichtlichkeit wegen verzichtet. Die schwarz gestrichelte Linie im linken Bild markiert den Teil der Struktur, der im rechten Bild als Querschnitt gezeigt ist. Die rot gestrichelte Linie kennzeichnet die Stelle, bei der der Impedanzsprung des Mikrostreifenleiters auftritt (siehe Abschnitt 3.2).

leitender Ring mit Induktivität L_s , der durch zwei identische, resistiv geshuntete Josephson-Kontakte unterbrochen ist, eingeführt. Da jeder der beiden Josephson-Kontakte eine intrinsische Kapazität C besitzt, stellt ein dc-SQUID ein schwingungsfähiges System mit der Resonanzfrequenz $f_{\text{res}} = 1/(2\pi\sqrt{L_s C/2})$ dar. Dieser Schwingkreis kann durch in der SQUID-Schleife fließende Wechselströme angeregt werden. Fällt über dem SQUID eine Spannung V_s ab, fließt gemäß der zweiten Josephson-Gleichung ein alternierender Suprastrom mit der Frequenz $f_J = V_s/\Phi_0$ im SQUID. Dieser alternierende Suprastrom wird Josephson-Wechselstrom genannt. Der intrinsische Schwingkreis des SQUIDs wird zur Resonanz getrieben, sobald die Frequenz des Josephson-Wechselstroms der Resonanzfrequenz entspricht, d.h. die Bedingung

$$\frac{V_s}{\Phi_0} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_s C/2}} \quad (3.2)$$

erfüllt ist. Diese Resonanz äußert sich in den Strom-Spannungs-Charakteristiken durch einen Schnittpunkt der Kurven für verschiedene externe magnetische Flüsse, sodass zwei Bereiche entstehen. Im Bereich unterhalb des Schnittpunktes ist die über dem SQUID abfallende Spannung V_s maximal für $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$ und minimal für $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$. Oberhalb des Schnittpunkts ist die Rolle der beiden Extremalkurven gerade vertauscht, d.h. die Spannung V_s ist maximal für $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$ und minimal

für $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$ [Cla04]. Diese Resonanz ist unabhängig vom Aufbau des dc-SQUIDS und damit sowohl für nicht gekoppelte als auch für gekoppelte dc-SQUIDS präsent. Sie wird daher fundamentale SQUID-Resonanz genannt.

3.2 Parasitäre Resonanzen in gekoppelten dc-SQUIDS

Obwohl die Strukturierung einer planaren Leiterschleife auf einer als Washer strukturierten SQUID-Schleife eine äußerst effektive Methode zum Erreichen einer exzellenten Kopplung zwischen SQUID-Schleife und Einkoppelpule darstellt, führt diese Form der Anordnung jedoch auch zu parasitären Effekten, die sich als stufenartige Strukturen in den Strom-Spannungs- und Fluss-Spannungs-Charakteristiken eines gekoppelten dc-SQUIDS äußern. Ursache dieser Strukturen sind Resonanzen, die durch die im SQUID fließenden Josephson-Wechselströme angeregt werden. Verschiedene Resonanzfälle können bei gekoppelten dc-SQUIDS auftreten.

So gibt es zum Beispiel durch die galvanische Trennung von SQUID-Schleife und Einkoppelpule eine parasitäre Kapazität C_p zwischen den beiden Spulen. Zusammen mit der Induktivität der SQUID-Schleife bildet diese Kapazität einen Schwingkreis, der durch Josephson-Wechselströme angeregt werden kann. Ebenso bilden die parasitäre Kapazität und die Induktivität der Einkoppelpule ein schwingungsfähiges System. Da zwischen SQUID-Schleife und Einkoppelpule eine induktive Kopplung besteht, werden die im Washer fließenden Josephson-Wechselströme an die Einkoppelpule übertragen, sodass auch der Schwingkreis aus parasitärer Kapazität und Induktivität der Einkoppelpule angeregt werden kann [Knu87].

Ferner weist die Anordnung von Einkoppelpule und SQUID-Washer Mikrostreifenleiter-Eigenschaften auf. Die Mikrostreifenleitung ist eine spezielle Form der Streifenleitung, bei der eine Leiterbahn zum Transport von Mikrowellen getrennt durch ein dielektrisches Substrat über einer Massefläche verläuft [Gri52]. Im Falle eines gekoppelten dc-SQUIDS kann sowohl die Einkoppelpule als signalführender Leiter und der SQUID-Washer als Massefläche als auch die umgekehrte Anordnung, bei der die Einkoppelpule als Massefläche für die SQUID-Schleife als signalführenden Leiter dient, betrachtet werden [Enp92]. Bei beiden Anordnungsformen tritt ein Impedanzsprung auf, sobald der signalführende Leiter die Massefläche verlässt. Dieser Impedanzsprung verhält sich wie eine Grenzfläche, an der Wechselströme reflektiert werden. In Abbildung 3.1 ist diese Grenzfläche durch eine rot gestrichelte Linie gekennzeichnet. Entspricht nun die Länge l der Strecke, die der signalführende Leiter über der Massefläche verläuft, einem ganzzahligen Vielfachen der halben Wellenlänge der transportierten Mikrowelle, so bildet sich eine stehende Welle aus. Für ein gekoppeltes dc-SQUID bedeutet das, dass die Josephson-Wechselströme, die aufgrund der induktiven Kopplung sowohl im SQUID-Washer als auch in der Einkoppelpule

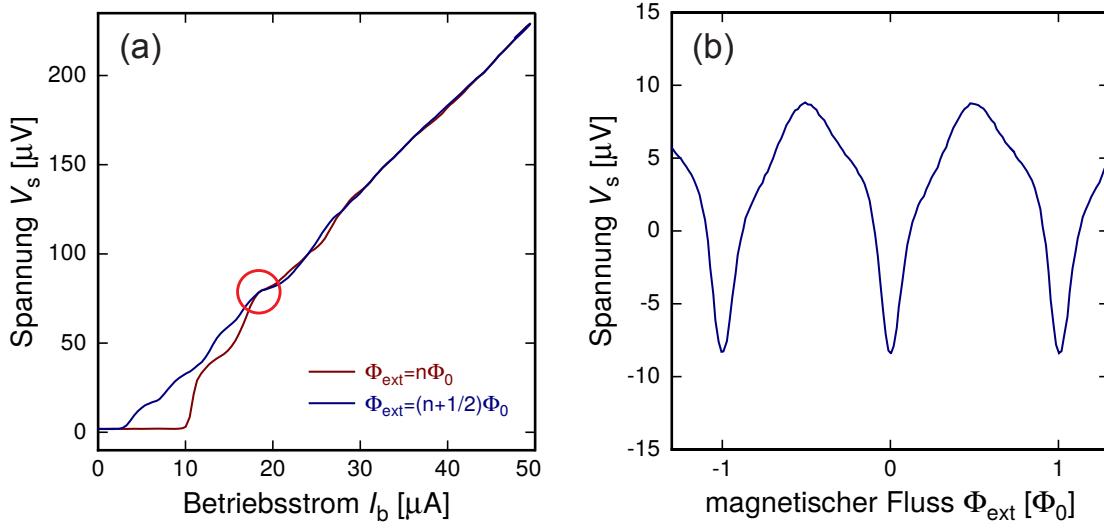


Abb. 3.2: Charakteristische Kennlinien eines SQUIDs mit dem in Abbildung 3.3 gezeigten Design mit washerförmiger SQUID-Induktivität. (a) Strom-Spannungs-Kennlinien für einen magnetischen Fluss $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$ und $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$. Der rote Kreis markiert einen der auftretenden, resonanzbedingten Schnittpunkte. (b) Fluss-Spannungs-Kennlinie bei einem Betriebsstrom von $I_b = 11,1 \mu\text{A}$, wobei die Kennlinie um die Spannungsachse zentriert wurde.

fließen, eine stehende Welle formen, sobald die Bedingung $f_J = m c / (2l n_b)$ erfüllt ist, wobei hier m für eine ganze Zahl, c für die Lichtgeschwindigkeit und n_b für den Brechungsindex des Materials des jeweiligen signalführenden Leiters steht [Enp91].

3.3 Methoden zur Unterdrückung von Resonanzen in dc-SQUIDs

Wie bereits erwähnt, können die zuvor beschriebenen Resonanzen zu Irregularitäten in den Strom-Spannungs- und Fluss-Spannungs-Charakteristiken eines Washer-SQUIDs führen. Abbildung 3.2 zeigt beispielhaft die charakteristischen Kennlinien eines in der Arbeitsgruppe hergestellten dc-SQUIDs, bei denen solche Irregularitäten auftreten. Man findet hier sowohl durch die fundamentale SQUID-Resonanz verursachte Schnittpunkte der beiden Extremalkurven des externen magnetischen Flusses, als auch stufenartige Strukturen, die von den durch die Einkoppelpulpe bedingten Resonanzen hervorgerufen werden. Wie zu erkennen ist, sorgen die Irregularitäten in den Kennlinien dafür, dass kein optimaler Arbeitspunkt für dieses SQUID gefunden werden kann. Dadurch ist der Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizient V_Φ und damit auch die Sensitivität des SQUIDs reduziert. Außerdem konnte in der Literatur ge-

zeigt werden, dass selbst für den Fall, dass ein Arbeitspunkt gefunden werden kann, an dem die Resonanzen nicht durch Josephson-Wechselströme angeregt werden, ein zusätzlicher Rauschbeitrag auftritt, der die Energieauflösung des SQUIDS verringert [Knu87]. Daher ist es für den optimalen Betrieb eines gekoppelten Washer-SQUIDS unerlässlich, die oben aufgeführten Effekte beim SQUID-Design zu berücksichtigen und idealerweise zu vermeiden.

Die zuvor beschriebenen Resonanzen können auf verschiedenste Weise vermieden bzw. unterdrückt werden. Die durch die parasitäre Kapazität C_p zwischen Einkoppelpule und SQUID-Washer bedingten Resonanzen, können zum Beispiel vermieden werden, indem C_p minimiert wird. Dazu kann etwa ein zwischengeschalteter Flusstransformator in das gekoppelte dc-SQUID integriert werden. Dabei sind Einkoppelpule und Washer induktiv über einen Transformator gekoppelt, dessen Induktivitäten so gewählt werden, dass eine geringe SQUID-Induktivität mit einer hohen Einkoppelinduktivität vereinbart werden kann und gleichzeitig die Überlappungen der galvanisch getrennten Leiterbahnen minimal sind [Knu88]. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die beobachteten Resonanzen der von dieser Arbeitsgruppe nach bisherigem Design hergestellten dc-SQUIDS zu unterdrücken, ohne dabei das ursprüngliche SQUID-Design d.h. die Größe, den Verlauf sowie die Anordnung der Spulen zu verändern. Dadurch sollten die durch die Resonanzen verursachten Irregularitäten in den Charakteristiken beseitigt werden, ohne die anderen Eigenschaften des SQUIDS wie etwa den Kopplungsfaktor zwischen SQUID-Schleife und Einkoppelpule zu beeinflussen. Dazu kann eine Vielzahl verschiedener Dämpfungselemente, deren Einfluss bereits in der Literatur mehrfach ausführlich sowohl anhand von theoretischen Modellen als auch experimentell analysiert wurde, in das bestehende SQUID-Design integriert werden.

Zur Dämpfung der Resonanzen, die durch die parasitäre Kapazität C_p hervorgerufen werden, wird in der Regel ein Widerstand R_{in} parallel zur Induktivität der Einkoppelpule eingesetzt. Äquivalent dazu kann zur Dämpfung der fundamentalen SQUID-Resonanz ein Widerstand R_w parallel zur SQUID-Induktivität L_s in das dc-SQUID integriert werden. Dieser verhindert zwar nicht das Auftreten der Resonanz selbst, die Ausprägung des mit dem Schnittpunkt verbundenen Plateaus in den Strom-Spannungs-Charakteristiken kann jedoch deutlich verringert werden. Zusätzlich kann der Widerstand R_w zur Glättung der stufenartigen Strukturen beitragen [Ono97]. Zur Unterdrückung der $\lambda/2$ -Resonanz der Mikrostreifenleitung in gekoppelten dc-SQUIDS hat sich die Verbindung des Washers mit der Einkoppelpule über ein serielles R_x-C_x -Glied als besonders effektiv herausgestellt [Enp92].

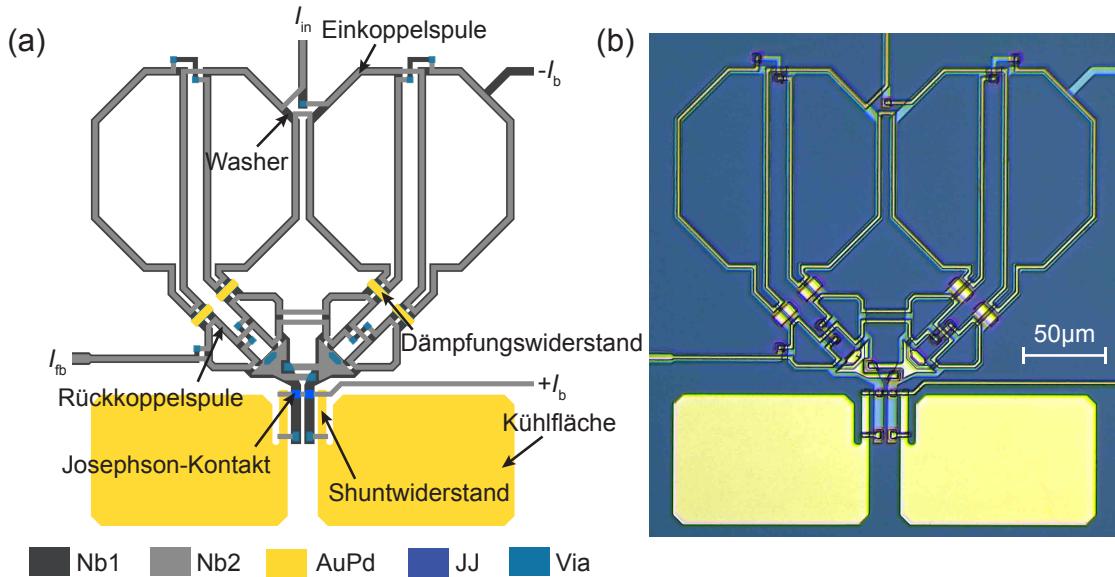


Abb. 3.3: (a) Entwurfszeichnung und (b) Mikroskopaufnahme eines hergestellten dc-SQUIDs, das im Rahmen dieser Arbeit optimiert werden sollte. Bei diesem Design wurden bereits potentiell auftretende Resonanzen berücksichtigt und Widerstände zur Dämpfung integriert. Diese hatten jedoch wie man Abbildung 3.2 entnehmen kann keinen ausreichenden Einfluss.

3.4 Experimentelle Untersuchung der Resonanzunterdrückung eines in der Arbeitsgruppe verwendeten dc-SQUIDS

Die Entwurfszeichnung des dc-SQUIDs, das es im Rahmen dieser Arbeit in Hinblick auf auftretende Resonanzen zu optimieren galt, sowie eine mit Hilfe eines optischen Mikroskops erstellte Aufnahme dieses SQUIDs sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Es handelt sich um ein Parallelgradiometer zweiter Ordnung, bei dem die SQUID-Schleife durch eine Parallelschaltung mehrerer Leiterschleifen gebildet wird. Der Umlaufsinn dieser Schleifen ist dabei derart gewählt, dass sich sowohl die Beiträge eines homogenen als auch die Beiträge des linear variierenden Anteils eines inhomogenen, magnetischen Störfelds gegeneinander aufheben. Neben der Einkoppelspule ist eine weitere Spule über der als Washer aufgebauten SQUID-Schleife strukturiert. Diese sogenannte Rückkoppelspule wird bei Messungen dazu verwendet, mit Hilfe einer Flussrückkopplungstechnik das Ausgangssignal des SQUIDs zu linearisieren [Dru02]. Sämtliche Spulen sind aus Niob hergestellt. Mit Hilfe des Simulationsprogramms InductEx [Fou05] konnte der Wert für die Induktivität des SQUID-Washers zu $L_s \approx 90 \text{ pH}$ und der Wert für die Induktivität der Einkoppelspule zu $L_{in} \approx 1,2 \text{ nH}$ bestimmt werden [Ric17]. Die quadratischen Josphson-Kontakte besitzen eine im

Entwurf vorgesehene Kantenlänge von $5,2 \mu\text{m}$, welche mit dem aktuellen im institutseigenen Reinraum genutzten Verfahren zur Herstellung von Josephson-Kontakten zuverlässig produziert werden kann. Der kritische Strom und der Wert der Shuntwiderstände werden über die Herstellungsparameter der Tunnelbarriere und die Dicke der für die Herstellung der Widerstände verwendeten AuPd-Schicht angepasst.

Obwohl wie bereits erwähnt die Möglichkeit besteht, theoretische Vorhersagen über das Resonanzverhalten eines gekoppelten dc-SQUIDs und den Einfluss verschiedener Dämpfungselemente mittels Modellen und Computersimulationen zu treffen, ist eine exakte theoretische Beschreibung des vorliegenden Systems jedoch sehr schwierig und aufwändig. In den meisten in der Literatur zu findenden Modellen wird zum Beispiel die gradiometrische Anordnung des SQUIDs nicht mit einbezogen. Außerdem müsste eine Aussage darüber getroffen werden, welchen Einfluss die Rückkoppelpule auf das System hat. Daher wurde an dieser Stelle auf theoretische Vorhersagen bezüglich des zu optimierenden dc-SQUIDs und des Effekts potentieller Dämpfungswiderstände verzichtet und der Einfluss verschiedener Bauelemente experimentell untersucht.

Abbildung 3.4 zeigt Ersatzschaltbilder der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und untersuchten SQUIDs inklusive der jeweiligen verwendeten Dämpfungswiderstände. Die Shunts R_w und R_{in} dienen wie in Abschnitt 3.3 beschrieben der Unterdrückung der Schwingkreis-Resonanzen (siehe Abbildung 3.4(a) und Abbildung 3.4(e)). Um zu untersuchen, wie sich diese Dämpfungswiderstände in einem gradiometrischen Aufbau verhalten, wurden in anderen Anordnungen Shunts $R_{w,1/4}$ jeweils parallel zu einer der vier SQUID-Leiterschleifen des Gradiometers verbaut (siehe Abbildung 3.4(b)). Da die Einkoppelpule seriell über den Washer, der selbst ein Parallelgradiometer zweiter Ordnung darstellt, verläuft, ist damit zu rechnen, dass der gradiometrische Aufbau des SQUIDs auch die Resonanzen durch die Einkoppelpule beeinflusst. Daher wurden wie in den Abbildungen 3.4(f) und 3.4(g) zu sehen ist ebenfalls Input²-Shunts $R_{in,1/2}$ jeweils parallel zur Hälfte der gesamten Einkoppelinduktivität und Input-Shunts $R_{in,1/4}$ jeweils parallel zu einem Viertel der gesamten Einkoppelinduktivität geschaltet. Auch ein serielles R_x-C_x -Glied zwischen Washer und Einkoppelpule wurde verbaut (siehe Abbildung 3.4(d)). Die Kapazität C_x soll verhindern, dass Strom von der Einkoppelpule über den Widerstand R_x in den SQUID-Washer oder umgekehrt geleitet wird. Um zu überprüfen, ob auf diese Funktion verzichtet werden kann, wurden in einem weiteren Aufbau Einkoppelpule und Washer lediglich über den Shunt R_x miteinander verbunden (vgl. Abbildung 3.4(c)).

Hergestellt und getestet wurden verschiedene Kombinationen der in Abbildung 3.4 gezeigten Dämpfungselemente. Eine Liste aller Varianten befindet sich in Tabelle 3.1. Die produzierten SQUIDs sind auf zwei Chargen mit unterschiedlichen Prozessparametern verteilt. Für die Charge HDSQ6w1 wurde eine kritische Stromdichte

²Englischer in der Fachsprache häufig verwendeter Begriff für „Einspeisung“ bzw. „zuführen“.

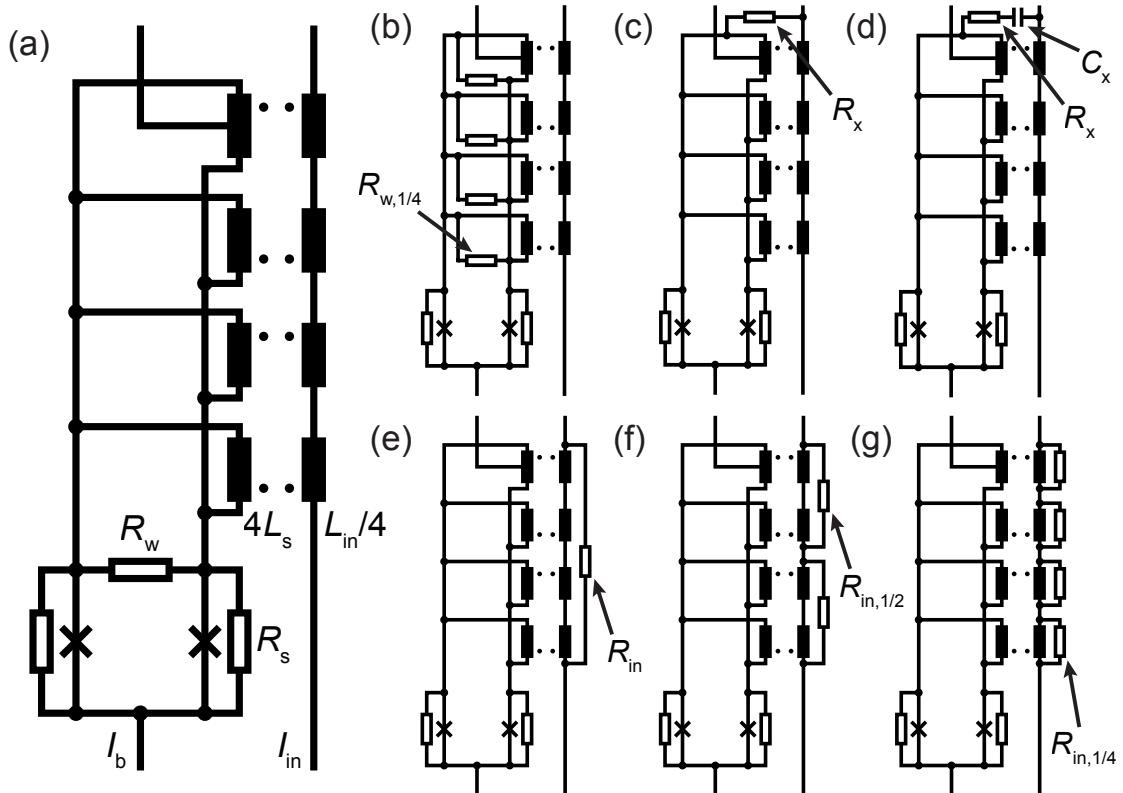


Abb. 3.4: Ersatzschaltbilder des in Abbildung 3.3 gezeigten dc-SQUIDs inklusive (a) Washer-Shunt R_w parallel zur Gesamtinduktivität L_s des SQUID-Washers, (b) Washer-Shunts $R_{w,1/4}$ jeweils parallel zur Induktivität $4L_s$ einer der vier Leiterschleifen, aus denen das Parallelgradiometer aufgebaut ist, (c) Shunt R_x zwischen dem Ausgang der Einkoppelpulse und dem SQUID-Washer, (d) R_x-C_x -Glied zwischen dem Ausgang der Einkoppelpulse und dem SQUID-Washer, (e) Input-Shunt R_{in} parallel zur Gesamtinduktivität L_{in} der Einkoppelpulse, (f) Input-Shunts $R_{in,1/2}$ jeweils parallel zur Hälfte der Gesamtinduktivität der Einkoppelpulse $L_{in}/2$ und (g) Input-Shunts $R_{in,1/4}$ jeweils parallel zu einem Viertel der Gesamtinduktivität der Einkoppelpulse $L_{in}/4$. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde auf die Darstellung der Rückkoppelpulse verzichtet.

der Josephson-Kontakte von $j_c = 26 \text{ A/cm}^2$ gewählt, was bei einer Kantenlänge von $5,2 \mu\text{m}$ einem kritischen Strom $I_c = 7,0 \mu\text{A}$ entspricht. Die Dicke der für die Herstellung der Widerstände verwendeten AuPd-Schicht beträgt 160 nm, sodass der Widerstandswert der Shuntwiderstände R_s jeweils $8,8 \Omega$ beträgt. Die SQUIDs der Charge HDSQ7w1 besitzen die gleichen kritischen Ströme, jedoch wurde bei dieser Charge die Dicke der AuPd-Schicht auf 260 nm erhöht, sodass die Josephson-Kontakte mit $R_s = 5,5 \Omega$ geshunted sind. Das Anpassen der Dicke der AuPd-Schicht war notwendig, um ein hysteretisches Verhalten der SQUIDs zu vermeiden. Wie in der darauffolgenden Auswertung der Messdaten nachzulesen ist, wurde bei der Charakte-

Tab. 3.1: Übersicht über alle Varianten verschiedener Dämpfungswiderstände bzw. -kapazitäten, die in das in Abbildung 3.3 gezeigte SQUID-Design integriert wurden, um die Auswirkung auf die Unterdrückung der verschiedenen Resonanzen zu untersuchen. Die Bedeutung der verschiedenen Widerstände und Kapazitäten ergibt sich hierbei aus Abbildung 3.4. Die Varianten A-I wurden im Rahmen der Produktion der Charge HDSQ6w1 getestet. Die Varianten J-U wurden in die SQUIDs der Charge HDSQ7w1 integriert.

Variante	A	B	C	D	E	F	G	H	I
$R_{w,1/4} [R_s]$	1,1	1,1	1,1	0,6	0,6	0,6	0,9	1,1	0,6
$R_{in,1/2} [R_s]$	-	-	-	-	-	-	-	1,1	1,1
$R_{in,1/4} [R_s]$	1,1	0,6	0,9	1,1	0,6	-	0,6	-	1,1

Variante	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U
$R_w [R_s]$	-	-	-	-	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	1,6	-	1,6
$R_{w,1/4} [R_s]$	-	-	1,1	1,1	-	-	-	-	-	-	1,1	-
$R_x [R_s]$	2,2	2,2	2,2	2,2	-	2,2	2,2	-	-	-	-	2,2
$C_x [\mu F]$	-	1,0	-	1,0	-	-	1,0	-	-	-	-	1,0
$R_{in} [R_s]$	-	-	-	-	-	-	-	1,4	4,1	-	-	-
$R_{in,1/2} [R_s]$	-	-	-	-	-	-	-	-	-	1,0	1,0	1,0

risierung der SQUIDs der Charge HDSQ6w1 die Kapazität der Josephson-Kontakte zu $C = 0,74 \text{ pF}$ ermittelt, was bei gegebener Kantenlänge der Kontakte einer Dichte von $4 \mu\text{F}/\text{cm}^2$ entspricht. Für die Berechnung des Stewart-McCumber Paramters β_c wurde jedoch der zuvor im Rahmen einer Bachelorarbeit in dieser Arbeitsgruppe bestimmte Wert von $1,7 \mu\text{F}/\text{cm}^2$ [Dee16] verwendet. Um trotz des neu ermittelten, größeren Werts für die SQUIDs der Charge HDSQ7w1 ein $\beta_c < 1$ zu erhalten, wurde daher die Widerstandsgröße der Shuntwiderstände über die Erhöhung ihrer Dicke verringert. Die Größe der in Tabelle 3.1 aufgelisteten Widerstände ist daher immer als Vielfaches des Shuntwiderstands R_s angegeben.

Die im institutseigenen Reinraum hergestellten dc-SQUIDs wurden bei einer Temperatur von $4,2 \text{ K}$ getestet. Dazu wurden die Chips, von denen jeder jeweils vier SQUIDs enthält, auf Trägerplatten aufgeklebt und mit Bonddrähten aus Aluminimum elektrisch kontaktiert. Anschließend wurden die Platten auf einen Probenhalter, der für die Charakterisierung von SQUIDs entworfen und hergestellt wurde, montiert und mit Hilfe von angelöteten Cu-Drähten elektrisch kontaktiert. Der Probenhalter ist mit einer supraleitenden Schirmung aus Niob und einer weichmagnetischen Schirmung aus Kryoperm ausgestattet, um Störungen durch externe Magnetfelder

zu unterdrücken. Der gesamte Halter wurde dann in einen mit flüssigem He gefüllten Transportbehälter eingetaucht, um die Chips auf 4,2 K zu kühlen. Für die Messung wurde eine kommerziell erhältliche SQUID-Elektronik des Typs XXF-1 der Firma Magnicon GmbH verwendet. Diese wird bei Raumtemperatur betrieben und ist über den Probenhalter mit den SQUIDS verbunden. Zur Erzeugung der untersuchten Strom-Spannungs-Kennlinien wurde über einen in der SQUID-Elektronik integrierten Signalgenerator ein Strom I_b als Dreiecksignal durch das SQUID getrieben und der Spannungsabfall über dem SQUID mit Hilfe eines Oszilloskops aufgezeichnet. Es wurden jeweils Strom-Spannungs-Kennlinien für vier verschiedene Werte des externen magnetischen Flusses Φ_{ext} aufgenommen, wobei sichergestellt wurde, dass in allen Fällen die Kennlinien für die Extremfälle $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$ und $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$ gemessen wurden. Zur Generierung des magnetischen Flusses im SQUID wurde ein konstanter Strom I_{in} bzw. I_{fb} entweder in die Einkoppelpulse oder in die Rückkopplspule eingespeist. Ausgewertet wurden diese Kennlinien dann, indem sie untereinander und mit den theoretisch zu erwartenden Kurven verglichen wurden.

Abbildung 3.5(a) zeigt beispielhaft die gemessenen Strom-Spannungs-Charakteristiken für das dc-SQUID HDSQ6w1-2A24-SQ2, wobei 2A24 der Bezeichnung des Chips aus der Charge entspricht und SQ2 angibt, dass es sich um das zweite der vier SQUIDS auf dem Chip handelt. Dieses SQUID ist mit Dämpfungswiderständen der Variante A ausgestattet. Der Schnittpunkt aller Kennlinien bei $V_s = 57 \mu\text{V}$ unterteilt die Kennlinien deutlich in zwei Regime. Darüber hinaus sind in der Kennlinie für $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$ im Spannungsbereich zwischen $50 \mu\text{V}$ und $100 \mu\text{V}$ durch Resonanzen verursachte, stufenartige Strukturen zu erkennen. Aus der Steigung der Kennlinien im ohmschen Bereich konnte der Widerstandswert der Shuntwiderstände zu $R_s = 11,1 \Omega$ bestimmt werden. Aus dem Wert für den Betriebsstrom I_b , bei dem der Spannungshub in der Fluss-Spannungs-Kennlinie maximal ist, wurde der kritische Strom zu $I_c = 5,8 \mu\text{A}$ ermittelt. Diese Werte entsprechen nicht den bei der Herstellung vorgesehenen Werten. Um die Ursache für diese Abweichungen zu ermitteln, wurden die auf den Chips dieser Charge befindlichen Strukturen optisch vermessen. Es konnte dabei festgestellt werden, dass alle mit dem gleichen photolithographischen Verfahren hergestellten Strukturen eine um $0,8 \mu\text{m}$ bis $1 \mu\text{m}$ verringerte Breite aufweisen. Diese Strukturuntreue konnte auf Probleme bei der Photolithographie zurückgeführt werden, welche daraufhin neu optimiert wurde. Ein weiterer Wert, der aus den Kennlinien in Abbildung 3.5(a) extrahiert werden konnte, ist die Größe der Kapazität C der Josephson-Kontakte. Durch Umstellen der Gleichung (3.2) sowie Ablesen des Spannungswerts des Schnittpunkts aller Strom-Spannungs-Kurven erhält man $C = 0,74 \text{ pF}$, wobei $L_s = 90 \text{ pH}$ verwendet wurde [Ric17]. Mit den ermittelten Werten für R , I_c und C kann für das dc-SQUID HDSQ6w1-2A24-SQ2 ein Stewart-McCumber-Parameter β_c von 1,61 berechnet werden. Dieser Wert ist mehr als doppelt so groß wie der für die Produktion angestrebte Wert von 0,7. Auch für

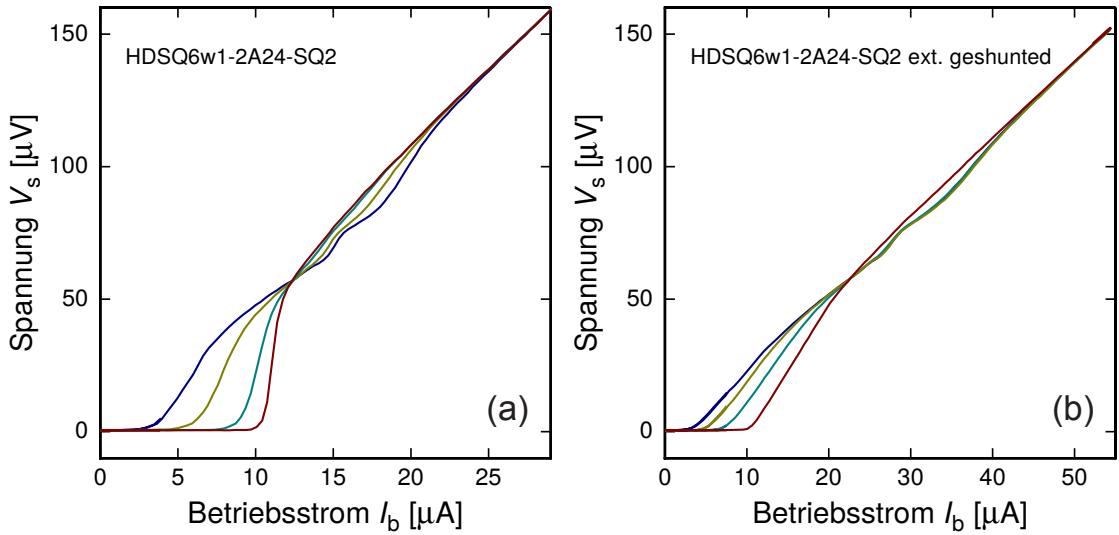


Abb. 3.5: Gemessene Schar von Strom-Spannungs-Charakteristiken des dc-SQUIDs mit der Bezeichnung HDSQ6w1-2A24-SQ2 für vier verschiedene Werte des extern applizierten Flusses (a) ohne und (b) mit einem zusätzlichen Widerstand parallel zum SQUID. Es ist zu beachten, dass in beiden Diagrammen ein unterschiedlicher Bereich für den Betriebsstrom gewählt wurde.

andere dc-SQUIDs dieser Charge konnte gezeigt werden, dass $\beta_c > 1$ ist. Dc-SQUIDs mit einem Stewart-McCumber-Parameter $\beta_c > 1$ zeigen ein hysteretisches Verhalten, welches jedoch durch thermisches Rauschen ausgeschmiert sein kann [Cla04]. Um alle dc-SQUIDs dieser Charge auf die Auswirkungen ihrer Dämpfungswiderstände und -kapazitäten untersuchen zu können, musste daher sichergestellt werden, dass kein hysteretisches Verhalten auftritt. Dazu wurden alle getesteten SQUIDs zusätzlich extern geshunted, indem parallel zum SQUID ein Widerstand von $5,7 \Omega$ geschaltet wurde. Abbildung 3.5(b) zeigt die gemessene Schar der Strom-Spannungs-Kennlinien des gleichen SQUIDs wie in Abbildung 3.5(a) nach Anbringen dieses Shuntwiderstands und veranschaulicht, dass dadurch β_c erfolgreich verringert werden konnte. Aus diesem Grund wurde für alle weiteren Messungen an SQUIDS der Charge HDSQ6w1 jeweils ein Widerstand mit einem Wert von $5,7 \Omega$ parallel zum SQUID geschaltet.

Zur Analyse des Einflusses der verschiedenen Dämpfungswiderstände und -kapazitäten wurden die gemessenen Kennlinien miteinander verglichen und untersucht, wie ausgeprägt die oben genannten stufenartigen Strukturen im Spannungsbereich zwischen $50 \mu\text{V}$ und $100 \mu\text{V}$ in Erscheinung treten und wie groß der Spannungshub zwischen den Kennlinien für $\Phi_{\text{ext}} = (n + 1/2)\Phi_0$ und $\Phi_{\text{ext}} = n\Phi_0$ im Bereich zwischen dem Schnittpunkt der Kennlinien und dem ohmschen Bereich ist. Vergleicht man zum Beispiel die Kennlinien der dc-SQUIDS mit den Dämpfungsvarianten A-

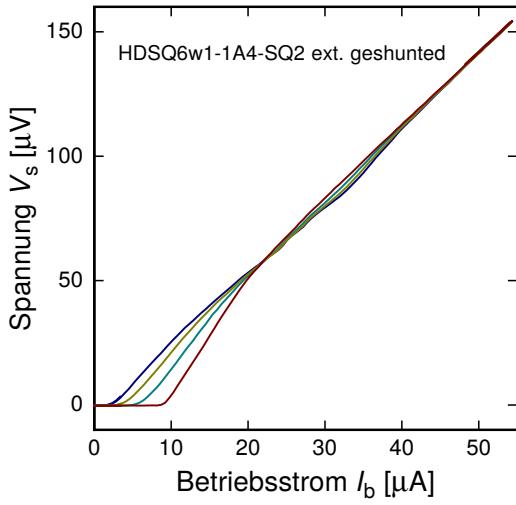


Abb. 3.6: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien eines dc-SQUIDs mit Dämpfungswiderständen der Variante H. Die Input-Shunts $R_{in,1/2}$ sorgen für eine Glättung der stufenartigen Strukturen (vgl. Abbildung 3.5(b)).

G miteinander, findet man keinen merklichen Unterschied. Folglich ist die gewählte Größe für $R_{w,1/4}$ in dem hier getesteten Wertebereich nicht relevant. Die Input-Shunts $R_{in,1/4}$ verschiedener Größe tragen nicht zu einer ausreichenden Glättung der stufenartigen Strukturen bei. Jedoch findet man innerhalb der Charge HDSQ6w1 zwei Dämpfungsvarianten, bei denen die dc-SQUIDs geglättete Kennlinien aufweisen. Hierbei handelt es sich um die Varianten H und I, bei denen jeweils Widerstände $R_{in,1/2}$ parallel zur Hälfte der gesamten Einkoppelinduktivität geschaltet sind (siehe Abbildung 3.6). Dies legt die Vermutung nahe, dass im Falle des im Rahmen dieser Arbeit betrachteten gradiometrischen SQUIDS die Resonanzen umso stärker gedämpft werden können, je größer der Anteil an der Gesamtinduktivität ist, der von einem einzelnen Widerstand geshunted wird. Diese Vermutung wird durch einen Vergleich der Kennlinien aus den Abbildungen 3.7(a) und 3.5(b) bestätigt. Abbildung 3.7(a) zeigt die gemessenen Strom-Spannungs-Charakteristiken eines dc-SQUIDs der Charge HDSQ7w1 mit Dämpfungswiderständen der Variante N. Offensichtlich wird durch den Washer-Shunt R_w parallel zur gesamten Induktivität der SQUID-Schleife der Spannungshub oberhalb des Schnittpunkts stärker verringert als durch die Shunts $R_{w,1/4}$. Zusätzlich trägt R_w zur Glättung der stufenartigen Strukturen bei. An dieser Stelle ist anzumerken, dass herstellungsbedingt bei allen im Rahmen dieser Arbeit getesteten dc-SQUIDS der Charge HDSQ7w1 der Schnittpunkt der Strom-Spannungs-Kennlinien mit den stufenartigen Strukturen zusammenfällt, sodass Aussagen über den Grad der Glättung dieser Strukturen, den ein Dämpfungswiderstand erzeugt, nur schwer getroffen werden können. Es kann jedoch zweifelsfrei festgestellt werden, dass der Widerstand $R_x = 2,2 R_s$ zwischen Washer und Einkoppelpulpe keine der auftretenden Resonanzen dämpft. Dazu betrachtet man Abbildung 3.7. Zu sehen sind die Kennlinien von SQUIDS, in die folgende Dämpfungswiderstände eingebaut wurden: (a) $R_w = 1,6 R_s$ und (b) $R_w = 1,6 R_s$ und $R_x = 2,2 R_s$. Die beiden Scharen von

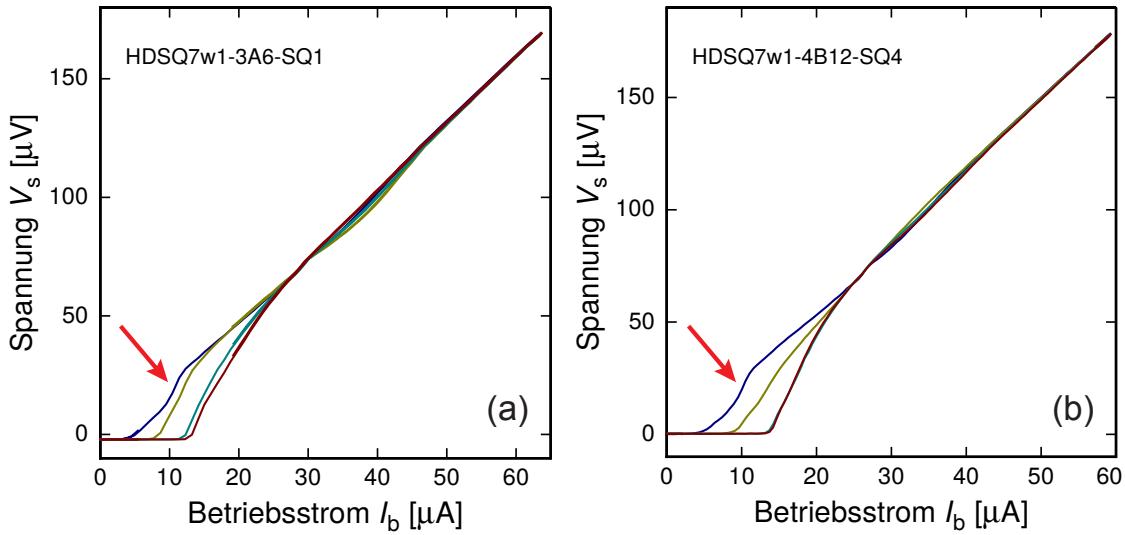


Abb. 3.7: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien von dc-SQUIDs mit den Dämpfungsvarianten (a) N, d.h. $R_w = 1,6 R_s$ und (b) O, d.h. $R_w = 1,6 R_s$ und $R_x = 2,2 R_s$. Der Vergleich der beiden Diagramme zeigt, dass der Widerstand R_x die resonanzbedingten Irregularitäten nicht verändert. Die roten Pfeile deuten auf die zusätzliche stufenartige Struktur, die ungedämpft bei allen SQUIDs der Charge HDSQ7w1 zu finden ist.

Strom-Spannungs-Charakteristiken sind nahezu identisch, woraus geschlossen werden kann, dass der Widerstand R_x keinen Einfluss auf das Resonanzverhalten des SQUIDs hat. Eine Beurteilung der Funktionsweise der Kapazität C_x wird dadurch überflüssig. Bei der Betrachtung der Abbildung 3.7 fällt auf, dass bei den SQUIDS der Charge HDSQ7w1 resonanzbedingt eine zusätzliche stufenartige Struktur um $V_s = 20 \mu\text{V}$ auftritt. Diese wird am stärksten durch einen Input-Shunt R_{in} (siehe Abbildung 3.8) oder zwei Input-Shunts $R_{in,1/2}$ geglättet, wobei hier erneut beobachtet werden kann, dass der Dämpfungseffekt größer ist, sobald ein größerer Anteil der Gesamtinduktivität von einem einzelnen Input-Shunt abgedeckt wird.

Die vorangegangene Auswertung der Messergebnisse hat gezeigt, dass die verschiedenen Dämpfungswiderstände unterschiedlich starken Einfluss auf die durch Resonanz verursachten Irregularitäten in den Strom-Spannungs-Charakteristiken nehmen und dass nur durch eine geeignete Kombination die Resonanzen ausreichend gedämpft werden können. Variante Q, die sich aus $R_w = 1,6 R_s$ und $R_{in} = 1,4 R_s$ zusammensetzt, stellt für das dc-SQUID, das es im Rahmen dieser Arbeit zu optimieren galt, aus den oben genannten Gründen eine solche geeignete Kombination dar. Die entsprechenden Kennlinien sind in Abbildung 3.8 gezeigt. Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die auftretenden Resonanzen bestmöglich zu unterdrücken, ohne dabei in die Grundstruktur des gekoppelten dc-SQUIDs selbst einzugreifen.

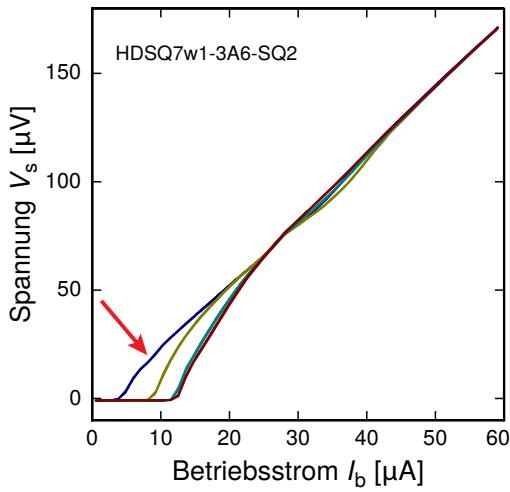


Abb. 3.8: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien eines dc-SQUIDs mit Dämpfungswiderständen der Variante Q. Der rote Pfeil zeigt, dass im Vergleich zu Abbildung 3.7(a) die stufenartige Struktur bei $V_s \approx 20 \mu\text{V}$ beinahe vollständig geglättet wurde.

Durch die in das Design integrierten Widerstände konnte dies erfolgreich umgesetzt werden. Der von der fundamentalen SQUID-Resonanz hervorgerufene Schnittpunkt der Strom-Spannungs-Kennlinien bleibt jedoch bestehen, da die Bedingung $V_s/\Phi_0 = 1/(2\pi\sqrt{L_s C/2})$ unbeeinflusst von der Dämpfung für mindestens einen Wert V_s erfüllt ist. Wie anhand der zuvor gezeigten Kennlinien deutlich wird, ist durch die Präsenz dieses Schnittpunkts der maximale Spannungshub des SQUIDs limitiert und dadurch auch der Fluss-zu-Spannungs-Transferkoeffizient V_Φ . Ist die Resonanzbedingung jedoch erst für einen Wert von V_s im ohmschen Bereich der Kennlinien erfüllt, verschiebt sich der Schnittpunkt, sodass Limitierungen diesbezüglich aufgehoben werden. Dies kann entweder durch eine Verringerung der SQUID-Induktivität L_s oder der Kapazität der Josephson-Kontakte C erreicht werden. Da eine Verringerung der SQUID-Induktivität gleichzeitig die Kopplung zwischen Einkoppelpule und SQUID-Schleife reduziert, wurde im Rahmen dieser Arbeit weiterhin ein neuer Prozess zur Herstellung von Josephson-Kontakten etabliert, mit dem es möglich ist, Josephson-Kontakte mit signifikant geringerer Kapazität in der Arbeitsgruppe herzustellen.

4. Cross-type Josephson-Kontakte

Im vorangegangenen Kapitel wurde erläutert, dass der maximale Spannungshub und damit die Sensitivität eines dc-SQUIDs durch das Auftreten der fundamentalen SQUID-Resonanz limitiert sein kann. Diese Limitierung kann aufgehoben werden, indem die Frequenz der fundamentalen SQUID-Resonanz so weit erhöht wird, dass der Schnittpunkt der Strom-Spannungs-Kennlinien für verschiedene Werte des magnetischen Flusses im ohmschen Bereich der Kennlinien liegt. Da die Frequenz der fundamentalen SQUID-Resonanz durch $f_{\text{res}} = V_s/\Phi_0 = 1/(2\pi\sqrt{L_s C/2})$ gegeben ist, kann dies bei gegebenem SQUID-Design und damit gegebener SQUID-Induktivität nur durch eine Reduktion der Kapazität der Josephson-Kontakte C geschehen. Die Kapazität eines SIS Josephson-Tunnelkontakte setzt sich aus einem intrinsischen und einem parasitären Beitrag zusammen. Die intrinsische Kapazität ist durch die Anordnung der Basis- und Deckelektrode des Kontakts in Form eines Plattenkondensators mit der Tunnelbarriere als Dielektrikum gegeben. Der parasitäre Beitrag resultiert aus der je nach Herstellungsprozess nicht vermeidbaren Überlappung der Kontaktierung der Basis- und Deckelektrode, wobei Isolationsschichten als Dielektrikum fungieren. Eine Reduktion der Gesamtkapazität kann nun durch eine Minimierung beider Beiträge erreicht werden.

4.1 Intrinsische und parasitäre Kapazität von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten

Aufgrund ihrer hohen Qualität, ihrer Widerstandsfähigkeit und Beständigkeit gegenüber thermischer Zyklierung sowie der Reproduzierbarkeit ihrer charakteristischen Parameter werden im Bereich der supraleitenden Elektroniken sehr häufig Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Tunnelkontakte eingesetzt. So basieren auch die in dieser Arbeitsgruppe entwickelten und hergestellten SQUIDs auf Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten. Die Tunnelbarriere wird bei dieser Art von Kontakten durch eine AlO_x-Schicht gebildet, die beispielsweise durch das Oxidieren einer Al-Schicht bei Raumtemperatur in reiner Sauerstoffatmosphäre mit dem Druck p_{ox} über einen definierten Zeitraum t_{ox} erzeugt wird [Kem13]. Für die in der Arbeitsgruppe hergestellten Tunnelkontakte konnte hierbei für die kritische Stromdichte experimentell der Zusammenhang $j_c \propto (p_{\text{ox}} t_{\text{ox}})^{-0,56}$ gefunden werden. Da sowohl die intrinsische Kapazität pro Fläche C_i als auch die kritische Stromdichte j_c von den Eigenschaften der Tunnelbarriere abhängen, besteht zwischen den beiden Größen ein funktioneller

Zusammenhang. Für Nb/Al-AlO_x/Nb-Kontakte wurde hierfür die Beziehung

$$1/C_i = a - b \ln(j_c) \quad (4.1)$$

gefunden, wobei die Konstanten a und b von den Parametern des Herstellungsprozesses abhängen [Mag81, Mae95]. Der intrinsische Beitrag zur Kapazität eines derartigen Tunnelkontakte kann nun auf einfache Weise durch eine Reduzierung der Fläche des Kontakts verringert werden. Dies ist sofort anhand der folgenden Überlegung ersichtlich: Dient der Kontakt als Teil eines supraleitenden Schaltkreises wie etwa eines SQUIDs, so wird der kritische Strom I_c über den im Design angestrebten Wert festgelegt. Daher muss jedoch bei einer Reduzierung der Fläche A aufgrund der Beziehung $I_c = j_c A$ die kritische Stromdichte j_c erhöht werden, um den festgelegten Wert für den kritischen Strom gewährleisten zu können. Nach Gleichung (4.1) führt dies wiederum zu einem Anstieg der intrinsischen Kapazität pro Fläche. Da $1/C_i$ allerdings nur logarithmisch von der kritischen Stromdichte abhängt, ist der dadurch verursachte Anstieg der intrinsischen Kapazität klein im Vergleich zur Abnahme, die durch die Flächenreduktion erreicht wird. Dies bedeutet unmittelbar, dass durch eine Reduktion der Fläche des Josephson-Kontakts die intrinsische Kapazität insgesamt reduziert werden kann. In Ergänzung dazu kann der Beitrag der parasitären Kapazität zur Gesamtkapazität durch die Vermeidung nicht unmittelbar notwendiger Überlappungen zwischen Kontaktierungen und Elektroden minimiert werden.

4.2 Herstellungsprozesse für verschiedene Arten von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten

Da die kleinstmögliche Fläche, die ein Josephson-Kontakt besitzen kann, und der Beitrag der parasitären Kapazität zur Gesamtkapazität letztlich durch den Fabrikationsprozess bestimmt werden, wurden in der Vergangenheit eine Reihe verschiedener Herstellungsverfahren für Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte entwickelt. Im Folgenden sind zwei dieser Prozesse beschrieben.

4.2.1 Window-type Josephson-Kontakte

Das aktuell in der Arbeitsgruppe standardmäßig zur Herstellung von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten genutzte Verfahren, ist schematisch in Abbildung 4.1(a) gezeigt und beginnt mit der vollflächigen Deposition einer Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur auf einem zuvor mittels Ionen-Ätzung gereinigtem, thermisch oxidiertem Si-Substrat. Dazu werden *in-situ* nacheinander 250 nm Nb, 18 nm Al und 125 nm Nb mittels Sputterdeposition auf dem Substrat abgeschieden. Vor dem Aufbringen der

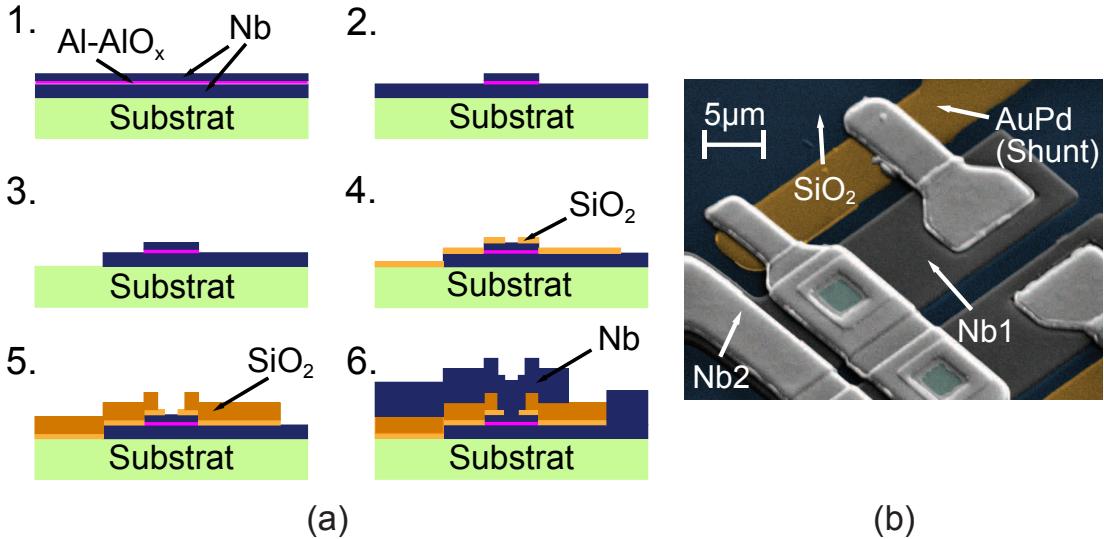


Abb. 4.1: (a) Schematische Darstellung der einzelnen Prozessschritte des in dieser Arbeitsgruppe zurzeit standardmäßig genutzten Verfahrens zur Herstellung von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten. Gezeigt sind verschiedene Zwischenstände des Prozesses: 1. Nach der *in-situ* Sputterdeposition der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur, 2. nach der Strukturierung der Deckelelektrode und der darunter befindlichen Al-Lage, 3. nach der Strukturierung der Basiselektrode, 4. nach der Sputterdeposition der ersten Isolationsschicht, 5. nach der Sputterdeposition der zweiten Isolationsschicht sowie 6. nach der Sputterdeposition der Kontaktierungslage aus Nb. (b) Rastertunnelmikroskopaufnahme eines mittels des in Abbildung 4.1(a) gezeigten Verfahrens hergestellten, geshunteten Josephson-Kontakts, der hier als Bauteil eines dc-SQUIDs dient.

zweiten Nb-Schicht wird die Al-Schicht bei Raumtemperatur in reiner Sauerstoffatmosphäre oxidiert. Die kritische Stromdichte j_c wird dabei über die Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}} t_{\text{ox}}$ eingestellt (siehe Abschnitt 4.1). Im nächsten Schritt wird die Deckelelektrode, deren Größe die Fläche des Kontakts festlegt, mittels UV-Photolithographie und einem selektiven Trockenätzprozess strukturiert. Dazu wird auf einen Positivlack und auf einen SF₆-basierten ICP-RIE¹-Trockenätzprozess zurückgegriffen. Beim darauflgenden nasschemischen Ätzen der Al-Schicht dient die Deckelelektrode als Maske. Die anschließende Strukturierung der Basiselektrode erfolgt analog zur Strukturierung der Deckelelektrode mittels UV-Photolithographie und einem SF₆-basierten ICP-RIE-Trockenätzprozess. Um die Basiselektrode elektrisch von der nachfolgenden Nb-Lage, die zur Kontaktierung der Deckelelektrode dient, zu trennen, werden während der nächsten Prozessschritte zwei Isolationsschichten aus SiO₂ aufgetragen. Die erste Schicht ist 75 nm und die zweite 250 nm dick. Zur Strukturierung der bei-

¹Englische Abkürzung für „Inductively Coupled Plasma-Reactive Ion Etching“.

den Schichten wird jeweils ein Lift-Off-Verfahren mit Negativlack angewendet. Die beiden Lagen werden, wie man in Abbildung 4.1 unter den Punkten 4. und 5. sehen kann, so strukturiert, dass die nachträglich gesputterte Nb-Schicht mit einer Dicke von 400 nm die Deckelektrode über ein kleines Fenster kontaktiert. Daher werden die so hergestellten Josephson-Kontakte auch Window-type Kontakte² genannt. Diese Nb-Schicht wird ebenfalls mittels eines Lift-Off-Verfahrens mit Negativlack strukturiert. Abbildung 4.1(b) zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines $5\text{ }\mu\text{m} \times 5\text{ }\mu\text{m}$ -großen Window-type Kontakts als Bestandteil eines in dieser Arbeitsgruppe hergestellten dc-SQUIDs. Das Kontaktierungsfenster ist darin türkis hervorgehoben.

Die mit Hilfe des hier beschriebenen Verfahrens produzierten Window-type Josephson-Kontakte weisen eine reproduzierbare hohe Qualität auf, was sich zum Beispiel in der Skalierung des kritischen Stroms I_c und des Widerstands im ohmschen Bereich R_N mit der Fläche des Kontakts A äußert [Kem13, Zim18]. Die Fläche von Window-type Kontakten ist durch die Größe des Isolationsfensters und die Positioniergenauigkeit des zur Strukturierung verwendeten Laserlithographen limitiert. In der Arbeitsgruppe können mit den zur Verfügung stehenden Photolacken und dem für die Photolithographie verwendeten Laserlithographen vom Typ MLA150 der Firma Heidelberg Instruments Mikrotechnik GmbH Tunnelkontakte mit einer minimalen Kantenlänge von $4\text{ }\mu\text{m}$ noch zuverlässig produziert werden, wobei das in der Isolationsschicht erforderliche Fenster eine Kantenlänge von $2\text{ }\mu\text{m}$ besitzt. Der parasitäre Beitrag zur Kapazität der Josephson-Kontakte entsteht bei diesem Verfahren durch die unvermeidbare Überlappung der Basiselektrode mit der Kontaktierung zu Deckelektrode außerhalb der eigentlichen Fläche des Kontakts.

Um nun sowohl die Fläche der Josephson-Kontakte signifikant zu reduzieren als auch die parasitäre Kapazität zu minimieren, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein alternativer Herstellungsprozess entwickelt, der in der aktuellen Form die zuverlässige Produktion von Tunnelkontakten mit einer Kantenlänge von $1,6\text{ }\mu\text{m}$ ermöglicht und gleichzeitig auch jegliche parasitäre Kapazitäten vermeidet.

4.2.2 Cross-type Josephson-Kontakte

Bei dem im Folgenden beschriebenen Herstellungsprozess, der im Rahmen dieser Arbeit etabliert wurde, wird der Josephson-Kontakt durch die Überlappung zweier senkrecht zueinander stehenden Streifen gebildet. Diese Art von Tunnelkontakt wird Cross-type Josephson-Kontakt³ genannt und wird auf ähnliche Weise schon von anderen Arbeitsgruppen verwendet [Dol99, And09]. Abbildung 4.2(a) zeigt schema-

²Fachbegriff aus dem Englischen für „Fenster-Typ Kontakte“.

³In der deutschen Fachsprache verwendeter, englischer Begriff für „Kreuz-Typ Kontakt“.

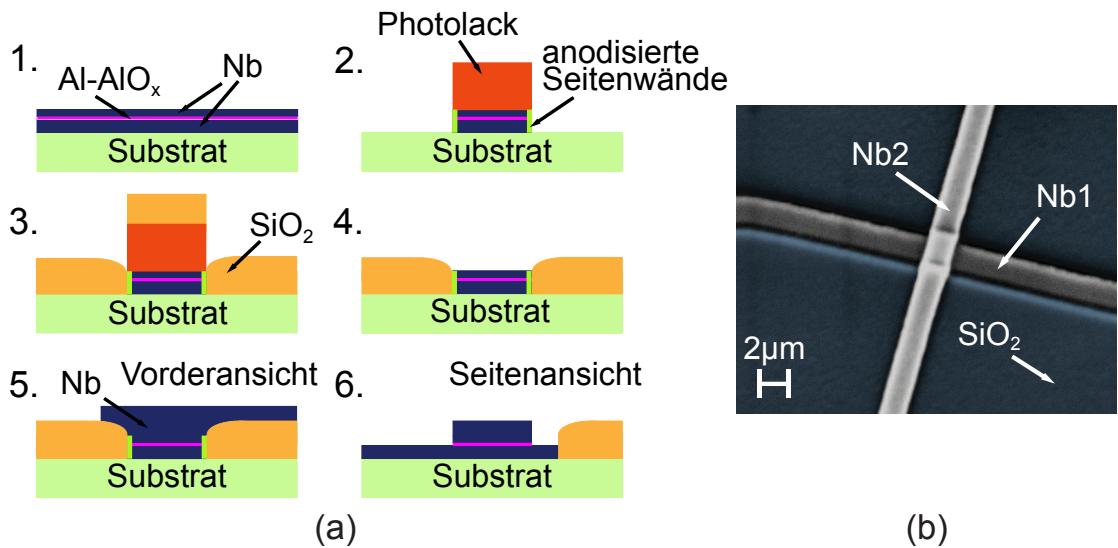


Abb. 4.2: (a) Schematische Darstellung der einzelnen Prozessschritte des im Rahmen dieser Arbeit etablierten Verfahrens zur Herstellung von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten. Gezeigt sind verschiedene Zwischenstufen des Prozesses: 1. Nach der *in-situ* Sputterdeposition der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur, 2. nach der Strukturierung der Dreischichtstruktur in Form eines Streifens sowie dem anschließenden Anodisieren der Seitenwände, 3. nach der Sputterdeposition der Isolationsschicht, 4. nach der Planarisierung durch Entfernen des Photolacks sowie 5., 6. nach der Sputterdeposition und Strukturierung der Deckelelektrode von vorne und von der Seite betrachtet. (b) Rastertunnelmikroskopaufnahme eines mittels des in Abbildung 4.2(a) gezeigten Verfahrens hergestellten Cross-type Josephson-Kontakts.

tisch die grundlegenden Schritte zur Herstellung eines solchen Cross-type Josephson-Kontakts. Wie zur Herstellung von Window-type Kontakten beginnt die Herstellung mit der vollflächigen Deposition einer Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur auf ein zuvor gereinigtes, thermisch oxidiertes Si-Substrat. Die Dicke der unteren Nb-Schicht ist noch nicht final festgelegt und wurde wie die Dicke der Al-Schicht während der Entwicklung des Prozesses von Charge zu Charge angepasst. Die Dicke der oberen Nb-Schicht beträgt 60 nm. Ebenso wurde die Sauerstoffexposition zur Oxidation der Al-Schicht entsprechend der angestrebten kritischen Stromdichte variiert. Eine Liste einiger im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und charakterisierten Chargen inklusive ihrer Prozessparameter ist in den Tabellen 4.1 und 4.2 in Abschnitt 4.2.1 zu finden. Nach dem Aufbringen der Dreischichtstruktur wird diese als Streifen strukturiert. Eigens für diesen Schritt wurde der Positivlack AZ MiR 701 29cps der Firma Merck KGaA im Reinraum eingeführt. Wird dieser Lack in Kombination mit dem im Reinraum zur Verfügung stehenden Laserlithographen MLA150 und einem selektiven SF₆-basierten ICP-RIE-Trockenätzprozess verwendet, können Nb-Streifen mit

einer minimalen Breite von $0,8 \mu\text{m}$ zuverlässig hergestellt werden. Bei der Strukturierung der Dreischichtstruktur wird zunächst die obere Nb-Schicht geätzt. Die darunterliegende Al-Schicht dient dabei als Ätzstopp. Während der Entwicklung des Herstellungsverfahrens konnte beobachtet werden, dass sich mit hoher Wahrscheinlichkeit beim Ätzen der Nb-Schicht ungewollt eine Polymerschicht auf die Al-Schicht niederschlägt, welche ein selektives Trockenätzen der Al-Schicht direkt im Anschluss verhindert [Ade93]. Es zeigte sich, dass sich diese inerte Schicht durch ein Reinigungsverfahren mit Reinstwasser entfernen lässt, sodass die Al-Schicht im Anschluss an diesen Reinigungsschritt nasschemisch mit einer säurebasierten Lösung geätzt werden kann. Anschließend wird die untere Nb-Schicht mit Hilfe eines SF_6 -basierten ICP-RIE-Prozesses geätzt. Um Kurzschlüsse zwischen der Basiselektrode und folgenden Lagen oder zwischen den beiden Nb-Schichten der Dreischichtstruktur aufgrund von Ablagerungen während des Ätzvorgangs zu verhindern, werden die Seitenwände des fertigen Dreischichtstruktur-Streifens elektrochemisch anodisiert (siehe 2. in Abbildung 4.2(a)). Im nächsten Schritt wird eine Schicht SiO_2 abgeschieden, deren Dicke der Höhe des zuvor strukturierten Streifens entsprechen soll, um die Dreischichtstruktur planar einzubetten und so eine stufenfreie Deposition weiterer Lagen zu ermöglichen. Für diesen und alle vorherigen Prozessschritte wurde die gleiche Lackmaske verwendet. Der Photolack, der zur Erzeugung dieser Maske verwendet wurde, besitzt eine Höhe von $1,6 \mu\text{m}$, sodass aufgrund des Schattens, den der Photolack während der Sputterdeposition auf Stellen in der Nähe der Lackstrukturen wirft, dort weniger SiO_2 abgeschieden wird als auf dem freiliegenden Substrat. Dadurch bildet sich eine Art Graben um den strukturierten Streifen (vgl. Abbildung 4.2(b)). Anhand einiger Proben konnte experimentell ermittelt werden, dass die Depositionsraten der SiO_2 -Schicht an den Seitenwänden des Streifens ungefähr 70% der Depositionsraten auf freier Fläche beträgt. Ein Abfall der Dicke der Isolationsschicht hin zur Dreischichtstruktur ist jedoch unproblematisch, solange die Seitenwände ausreichend anodisiert sind. Nichtsdestotrotz wurde die Dicke der Isolationsschicht so angepasst, dass zumindest die Basiselektrode sowie die Al-AlO_x -Schicht in SiO_2 eingebettet sind. Nach dem Lösen des Photolacks wird eine 250 nm dicke Nb-Schicht vollflächig über dem gesamten Substrat aufgebracht. Anschließend wird mit Hilfe des Positivlacks AZ MiR 701 29cps eine Lackmaske erstellt, die in Form von Streifen senkrecht zum eingebetteten Nb/ Al-AlO_x /Nb-Streifen auf der obersten Nb-Schicht liegt. Der eigentliche Cross-type Kontakt entsteht nun dort, wo sich die beiden senkrecht zueinander stehenden Streifen kreuzen. Die Kantenlänge des Kontakts ergibt sich dann aus der Breite der beiden Streifen. Um die Fläche des Kontakts zu definieren, wird mittels eines SF_6 -basierten ICP-RIE-Trockenätzprozesses das gesamte obere Nb bis zur Al-Schicht der Dreischichtstruktur, die erneut als Ätzstopp dient, geätzt und anschließend die Al-Schicht nasschemisch geätzt. Durch die als Streifen vorliegende Lackmaske bleibt die Dreischichtstruktur dabei lediglich an der Stel-

le des Tunnelkontakte bestehen (siehe 5. und 6. in Abbildung 4.2(a)). Die oberste Nb-Schicht bildet damit Deckelektrode und Kontaktierung zugleich. Ebenso bildet die unterste Nb-Schicht Basiselektrode und Kontaktierung zur selben Zeit. Die Rasterelektronenmikroskopaufnahme in Abbildung 4.2(b) zeigt einen eigenständig hergestellten, quadratischen Cross-type Tunnelkontakt mit einer Kantenlänge von $2 \mu\text{m}$.

Der in diesem Abschnitt beschriebene Prozess zur Herstellung von Josephson-Kontakten überzeugt vor allem durch seine Einfachheit. Bis zur Fertigstellung eines vollständigen Kontakts sind gerade einmal zwei photolithographische Schritte notwendig, von denen beide ohne Lift-Off-Verfahren auskommen. Im Gegensatz zur Herstellung von Window-type Kontakten stellt hier die Positioniergenauigkeit des Laserlithographen keine Limitierung dar, da der Tunnelkontakt selbst durch die Überlappung zweier senkrecht zueinander stehenden Streifen gebildet wird. Dadurch werden bei der Herstellung von Cross-type Kontakten auch jegliche parasitären Überlappungen vermieden, sodass die Kapazität der Kontakte allein durch den intrinsischen Beitrag gegeben ist. Die Fläche von Cross-type Kontakten ist lediglich durch die Auflösungsgrenze des Photolacks und des verwendeten Laserlithographen limitiert. Im Rahmen dieser Arbeit konnten Cross-type Kontakte mit einer Fläche von weniger als $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ erfolgreich produziert werden. Wie zu Beginn dieses Kapitels bereits erläutert wurde, reduziert eine verringerte Fläche die intrinsische Kapazität eines Josephson-Kontakts. Bei gegebenem Wert des kritischen Stroms führt diese Verringerung der Fläche direkt zu einem Anstieg der erforderlichen kritischen Stromdichte, die exponentiell mit der Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}} t_{\text{ox}}$ verknüpft ist (siehe Abschnitt 4.1). Hieraus ergibt sich ein weiterer Vorteil des entwickelten Prozesses: Da für höhere kritische Stromdichten exponentiell niedrigere Sauerstoffexpositionen notwendig sind, reduzieren sich die Oxidationszeiten signifikant. Für eine kritische Stromdichte $j_c = 26 \text{ A/cm}^2$, wie sie beispielsweise für die Produktion der in Kapitel 3 beschriebenen dc-SQUIDs benötigt wurde, ist bei einem Oxidationsdruck $p_{\text{ox}} = 30 \text{ Torr}$ eine Oxidationsdauer von $16,5 \text{ h}$ erforderlich. Zwar ist die Oxidation bei höheren Oxidationsdrücken grundsätzlich möglich, allerdings konnte in diesen Fällen in der Vergangenheit eine Abnahme der Qualität der Josephson-Kontakte beobachtet werden [Kem13]. Für einige der in dieser Arbeit produzierten Cross-type Kontakte wurde eine kritische Stromdichte von $250 \mu\text{A}/\mu\text{m}^2$ angestrebt, sodass sich für einen $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ -großen Kontakt ein für die Anwendung in dc-SQUIDs üblicher Wert von $I_c = 10 \mu\text{A}$ ergibt. Bei gleichem Oxidationsdruck beträgt die Oxidationsdauer in diesem Fall lediglich 17 min . Der hier vorgestellte Prozess bietet also die Möglichkeit, Josephson-Kontakte mit geringer Kapazität mit deutlicher Aufwands- und Zeitsparnis herzustellen. Dass die so produzierten Tunnelkontakte außerdem ein hohes Maß an Qualität aufweisen, soll im nächsten Abschnitt gezeigt werden.

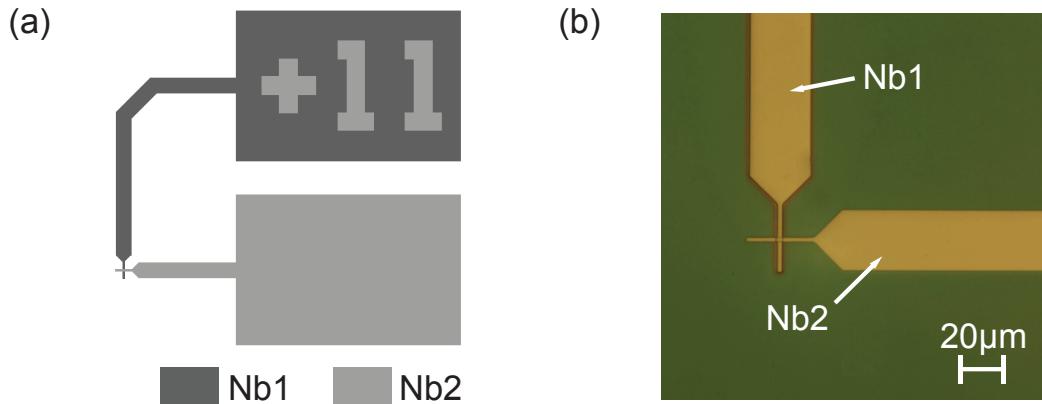


Abb. 4.3: (a) Entwurfszeichnung und (b) Mikroskopaufnahme eines hergestellten, Cross-type Josephson-Kontakts mit nicht anodisierten Seitenwänden und einer Fläche von $2\mu\text{m} \times 2\mu\text{m}$. Zur besseren Zuordnung sind die Kontakte auf jedem Chip nummeriert.

4.3 Experimentelle Methoden zur Charakterisierung von Josephson-Kontakten

Zur Entwicklung bzw. Etablierung des im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Prozesses zur Herstellung von Cross-type Josephson-Kontakten wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit mehrere Chargen von Kontakten hergestellt und getestet, wobei jeweils systematisch Prozessschritte bzw. -parameter variiert wurden. Besonders zu Beginn der Entwicklungsphase war bei einigen Chargen die Funktionstüchtigkeit der Tunnelkontakte stark eingeschränkt oder die Kontakte wiesen nur eine geringe Qualität auf. Dies konnte zum Beispiel auf Probleme beim Ätzen der Dreischichtstruktur (vgl. Abschnitt 4.2.2) oder auf die Wahl ungeeigneter Prozessparameter zurückgeführt werden. Da diese Chargen nicht repräsentativ für den Entwicklungsstand des Herstellungsprozesses sind, werden sie hier nicht weiter diskutiert.

Jede Charge enthält mehrere Chips mit je 12 einzelnen, ungeshuntenen Cross-type Kontakten. Um zu untersuchen, wie sich die Anodisation der Seitenwände des Nb/Al_xNb-Streifens auf die Qualität der Josephson-Kontakte auswirkt und ob langfristig wie bei dem in der Arbeitsgruppe aktuell verwendeten Prozess zur Herstellung von Window-type Kontakten auf die Anodisation verzichtet werden kann (siehe Abschnitt 4.2.1), wurde je die Hälfte der Josephson-Kontakte pro Chip anodisiert und die andere Hälfte nicht. Die im Entwurf vorgesehenen Kantenlängen der quadratischen Kontakte betragen zwischen $0,8\mu\text{m}$ und $3,0\mu\text{m}$. Abbildung 4.3 zeigt die Entwurfszeichnung eines im Rahmen dieser Arbeit entworfenen, Cross-type Kontakts mit nicht anodisierten Seitenwänden und einer Kantenlänge von $2\mu\text{m}$ sowie

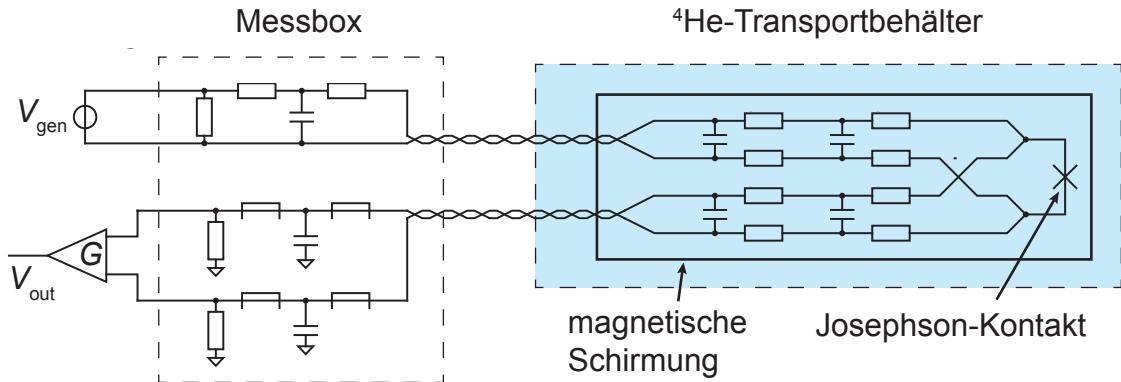


Abb. 4.4: Ersatzschaltbild des für die Messung der Strom-Spannungs-Kennlinien der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Cross-type Kontakte verwendeten Messaufbaus.

eine fotografische Aufnahme dieses Kontakts, die mit Hilfe eines optischen Mikroskops erstellt wurde. Zur Beurteilung der Qualität der Josephson-Kontakte wurden ihre Strom-Spannungs-Kennlinien bei einer Temperatur von 4,2 K aufgenommen und aus diesen Kennlinien verschiedene Größen extrahiert und abgeleitet.

Die Strom-Spannungs-Kennlinien der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Tunnelkontakte wurden mittels einer Vierdraht-Messung gemessen. Dazu wurde der in Abbildung 4.4 skizzierte Aufbau verwendet. Hierfür wurde der Chip mit den zu testenden Kontakten auf eine Trägerplatine geklebt und mit Bonddrähten aus Aluminium elektrisch kontaktiert. Die Platine wurde auf einem Probenhalter montiert und über eine Steckverbindung mit einer Filterplatine verbunden. Die Filterplatine enthält eine Reihe von RC-Tiefpassen, die dazu dienen, hochfrequente Störsignale zu filtern. Der Probenhalter besitzt außerdem eine weichmagnetische Schirmung aus Kryoperm und eine supraleitende Schirmung aus Niob, um externe magnetische Störfelder abzuschirmen bzw. konstant zu halten. Während der Messungen befand sich der Probenhalter in einem mit flüssigem Helium gefüllten Transportbehälter, sodass die zu testenden Kontakte auf 4,2 K gekühlt wurden. Zur Generierung des Stroms I , der in den jeweiligen Tunnelkontakt eingeprägt wurde, wurde an einem Spannungsgenerator ein Dreiecksignal erzeugt und über zwei Widerstände geleitet. Die Widerstände, ein Kondensator, der zusammen mit diesen Widerständen einen RC-Tiefpass zur Filterung von hochfrequenten Störsignalen bildet, sowie ein hochohmiger Schutzwiderstand bilden den Eingang einer Messbox, der auf der einen Seite mit dem Spannungsgenerator und auf der anderen Seite über zwei miteinander verdrillte CuNi-Drähte mit den Platinen auf dem gekühlten Probenhalter verbunden war. Der Spannungsabfall V über dem Josephson-Kontakt wurde wiederum über zwei ebenfalls miteinander verdrillte CuNi-Drähte an den Ausgang der Messbox geleitet.

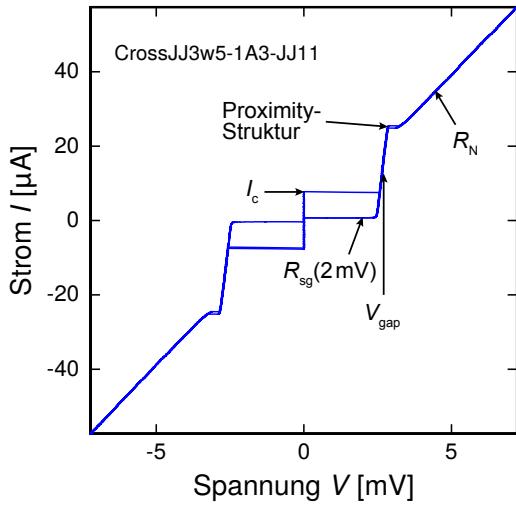


Abb. 4.5: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie eines eigenständig hergestellten Cross-type Kontakts sowie die Kenngrößen, die zur Charakterisierung der Kontakte aus den Kennlinien ermittelt wurden.

Dieser besitzt in jeder der beiden Signalleitungen einen LC-Tiefpass zur weiteren Filterung und einen hochohmigen Widerstand, der mit der Masse verbunden ist, um elektrostatische Entladungen vorzubeugen. Das gefilterte, differentielle Ausgangssignal V_{out} wurde von einem Differenzverstärker verstärkt und mit Hilfe eines Oszilloskops aufgezeichnet. Die Strom-Spannungs-Kennlinie eines Kontakts wurde letztlich aus dem Spannungssignal V_{gen} des Generators am Eingang, das ebenfalls mit einem Oszilloskop aufgenommen wurde, der Größe der Widerstände zur Umwandlung des Spannungssignals sowie dem Verstärkungsfaktor G des Differenzverstärkers mit Hilfe des Datenauswertungsprogramms Genplot⁴ erzeugt.

Abbildung 4.5 zeigt eine typische Strom-Spannungs-Kurve, wie sie im Rahmen dieser Arbeit für einen wie in Abbildung 4.3 gezeigten Cross-type Kontakt gemessen wurde. Darin markiert sind die Größen, die zur Charakterisierung aus solch einer Kennlinie extrahiert wurden. Zunächst wurde für jeden Tunnelkontakt der kritische Strom I_c abgelesen. Alle anderen charakteristischen Größen liegen in dem Bereich der Kennlinie, für den eine endliche Spannung V über dem Kontakt abfällt. Wie in Kapitel 2 bereits erwähnt, hängt der Verlauf der Kennlinie im Spannungszustand eines SIS Tunnelkontakte von der Zustandsdichte der Quasiteilchen der beiden Supraleiter ab. Die Zustandsdichteverteilung eines Supraleiters besitzt mit Überschreiten der Energielücke Δ zunächst einen steilen Peak bevor sie zu höheren Energien auf einen konstanten Wert abflacht. Daher steigt die Kennlinie eines SIS Kontakts mit Erreichen der sogenannten Gap-Spannung $V_{\text{gap}} = (\Delta_1 + \Delta_2)/e$, die sich aus den Energielücken 1 und 2 der beiden Supraleiter berechnet, steil an und geht dann in den ohmschen Bereich über [Buc04]. Der ohmsche Bereich ist durch den Normalwiderstand R_N charakterisiert. Bei den in dieser Arbeit hergestellten Nb/Al-AlO_x/Nb-Tunnelkontakteen wird die Tunnelbarriere durch die Oxidation einer Al-Schicht gebil-

⁴Genplot von Mike Thompson, Freeware, www.genplot.com.

det. Durch den nicht oxidierten Teil des Aluminiums kommt es an der Basiselektrode zum Proximity-Effekt, sodass sich zwischen dem steilen Anstieg und dem ohmschen Bereich der Kennlinie eine hysteretische Struktur abzeichnet [McM68]. Außerdem führt dieser Effekt zu einer Abweichung des Werts der Energielücke von dem für reines Nb. Je dicker also der nicht oxidierte Teil der Al-Schicht ist, desto geringer ist die Gap-Spannung des Josephson-Kontakts. Der hysteretische Subgap-Bereich der Kennlinie des ungedämpften Kontakts, dessen Ursprung bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben wurde, ist durch den sogenannten Subgap-Widerstand R_{sg} charakterisiert. Dieser wird für gewöhnlich für einen Spannungswert von $V = 2 \text{ mV}$ angegeben. Aus den extrahierten Größen der I - V -Kurve wurden außerdem zwei flächenunabhängige Größen abgeleitet, die üblicherweise zur Beurteilung der Qualität eines Josephson-Kontakts verwendet werden. Das $I_c R_N$ -Produkt besitzt unter der Annahme, dass Quasiteilchen und Cooper-Paare in ähnlicher Weise durch die Barriere tunneln, einen konstanten Wert, der für Tunnelkontakte von hoher Qualität einem Wert zwischen $1,5 \text{ mV}$ und $1,8 \text{ mV}$ entspricht. Das Widerstandsverhältnis R_{sg}/R_N ist ein Maß für das Auftreten von Leckströmen im Subgap-Bereich, die durch Inhomogenitäten oder Defekte in der Tunnelbarriere verursacht werden. Ein großer Wert des Widerstandsverhältnisses lässt darauf schließen, dass nur wenige Leckströme fließen und steht damit für eine hohe Qualität des Tunnelkontakte.

4.4 Charakterisierung und Beurteilung hergestellter Cross-type Josephson-Kontakte

Die Kenngrößen, die zur Charakterisierung jeder Charge von Cross-type Josephson-Kontakten, die im Rahmen dieser Arbeit hergestellt wurde, bestimmt wurden, sind die kritische Stromdichte j_c , die Resistivität ρ_N , das $I_c R_N$ -Produkt, die mittlere Gap-Spannung $\langle V_{\text{gap}} \rangle$, das mittlere Widerstandsverhältnis $\langle R_{sg}/R_N \rangle$ sowie der Quotient aus dem maximalen und dem minimalen Wert des Widerstandsverhältnisses $(R_{sg}/R_N)_{\max}/(R_{sg}/R_N)_{\min}$. Innerhalb der einzelnen Chargen wurde noch zwischen Josephson-Kontakten unterschieden, bei denen die Seitenwände der Dreischichtstruktur entweder anodisiert oder nicht anodisiert wurden (vgl. Abschnitt 4.3).

4.4.1 Beispielhafte Charakterisierung der Charge CrossJJ3w5

Im Folgenden soll beispielhaft anhand der Charakterisierung der Josephson-Kontakte der Charge CrossJJ3w5 mit anodisierten Seitenwänden demonstriert werden, wie die charakteristischen Parameter einer jeden Charge experimentell bestimmt wurden. Diese spezielle Gruppe von Josephson-Kontakten wurde ausgewählt, da hier die Ausbeute an funktionstüchtigen Kontakten bei 95% liegt und daher eine große Anzahl an

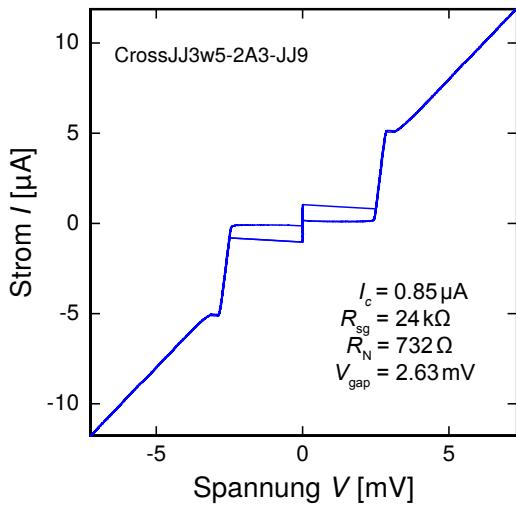


Abb. 4.6: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie eines Cross-type Kontakts der Charge CrossJJ3w5 mit anodisierten Seitenwänden und einer im Entwurf vorgesehenen Fläche von $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$.

Messdaten vorliegt. Abbildung 4.6 zeigt die gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie eines im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Cross-type Josephson-Kontakts der Charge CrossJJ3w5 mit anodisierten Seitenwänden und einer im Entwurf vorgesehene Fläche von $A = 1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$. Der Kontakt zeigt ein hohes charakteristisches Widerstandsverhältnis von $R_{sg}/R_N = 33,0$ und eine Gap-Spannung von $V_{gap} = 2,63 \text{ mV}$. Die Gap-Spannung ist somit gegenüber dem für Nb-Vollmaterial erwarteten Wert von $2\Delta_{Nb}/e = 2,92 \text{ mV}$ [Car90] um etwa 10% reduziert. Dies lässt sich jedoch auf die mit einer Dicke von 21 nm vergleichsweise dicke Al-Schicht für diese Charge und damit auf den Proximity-Effekt zurückführen. Das $I_c R_N$ -Produkt hat einen Wert von 0,62 mV und ist damit vergleichsweise gering. Wie sich im Verlauf der weiteren Diskussion allerdings zeigen wird, ist dies darauf zurückzuführen, dass der kritische Strom des Tunnelkontakte durch thermisches Rauschen unterdrückt wird.

Sowohl der kritische Strom I_c als auch der Normalwiderstand R_N skalieren mit der Fläche der Josephson-Kontakte. Wie in vorherigen Abschnitten bereits erläutert wurde, wird der kritische Strom I_c eines Tunnelkontakte durch seine Fläche A und die kritische Stromdichte j_c bestimmt. Der Normalwiderstand R_N hingegen ist antiproportional zur Fläche, d.h. $R_N = \rho_N/A$ mit der Resistivität ρ_N . Die Fläche eines Josephson-Kontakts weicht in der Regel fabrikationsbedingt von der im Entwurf vorgesehenen Fläche ab, da es aufgrund von Toleranzen bei der Mikrostrukturierung zu einer Abweichung ΔW von der im Entwurf vorgesehenen Kantenlänge W kommt. Zur Untersuchung der mit der Fläche A skalierenden Größen muss daher eine Korrektur dieser Abweichung durchgeführt werden. Dazu wurde der aus den Strom-Spannungs-Kennlinien extrahierte Normalwiderstand gegen das Inverse der Fläche $A_{corr} = (W - \Delta W)^2$ aufgetragen und der Parameter ΔW derart variiert, dass

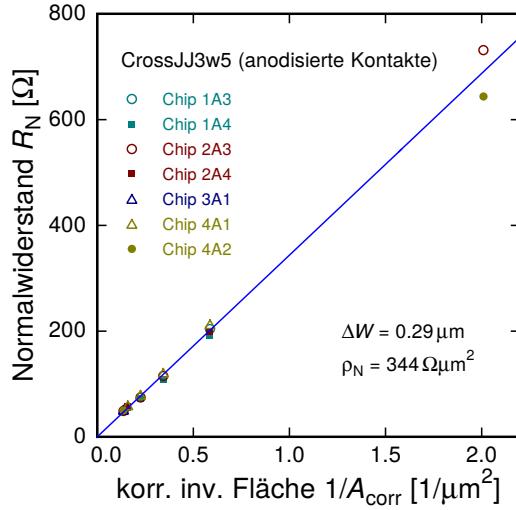


Abb. 4.7: Gemessener Normalwiderstand der Josephson-Kontakte der Charge CrossJJ3w5 mit anodisierten Seitenwänden aufgetragen gegenüber der korrigierten inversen Fläche. Die Abweichung der Kantenlängen ΔW vom Entwurfswert und die Resistivität ρ_N sind der linearen Anpassung des erwarteten Verlaufs durch die Messdaten entnommen.

die Datenpunkte durch die Ursprungsgerade

$$R_N = \rho_N \frac{1}{(W - \Delta W)^2} \quad (4.2)$$

beschrieben werden. Abbildung 4.7 zeigt die auf diese Weise korrigierten Daten für die Josephson-Kontakte der Charge CrossJJ3w5 mit anodisierten Seitenwänden. Der Ursprungsgeraden kann entnommen werden, dass die Kantenlänge der Kontakte im Mittel $\Delta W = 0,29 \mu\text{m}$ kleiner ist als die im Entwurf vorgesehene Kantenlänge. Für die Resistivität ρ_N kann ferner ein Wert von $\rho_N = 344 \Omega \cdot \mu\text{m}^2$ bestimmt werden. Außerdem ist erkennbar, dass die gemessenen Normalwiderstände sehr gut durch einen linearen Zusammenhang mit der inversen realen Fläche der Tunnelkontakte beschrieben werden und dass sichtbare Abweichungen vom Fit nur für die kleinsten Kontakte mit einer im Entwurf vorgesehenen Fläche von $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ auftreten. Man muss hierbei jedoch berücksichtigen, dass diese Kontakte eine reale Kantenlänge von ca. $0,7 \mu\text{m}$ besitzen, welche laut Spezifikation deutlich unterhalb der Auflösungsgrenze des verwendeten Laserlithographen liegt.

Wie bereits zu Beginn dieses Abschnitts erwähnt wurde, entspricht der aus den Strom-Spannungs-Kennlinien bestimmte kritische Strom nicht dem tatsächlichen, intrinsischen kritischen Strom eines Josephson-Kontakts. Da im Rahmen dieser Arbeit alle Kennlinien bei einer Temperatur von $4,2 \text{ K}$ gemessen wurden, wird der reale Wert des kritischen Stroms eines Josephson-Kontakts in der Messung durch thermisches Rauschen scheinbar verringert, so dass in der Praxis reduzierte Werte für den kritischen Strom gemessen werden [Dan84]. Der intrinsische kritische Strom $I_{c,\text{corr}}$ und der gemessene kritische Strom I_c eines Tunnelkontakte stehen hierbei über die

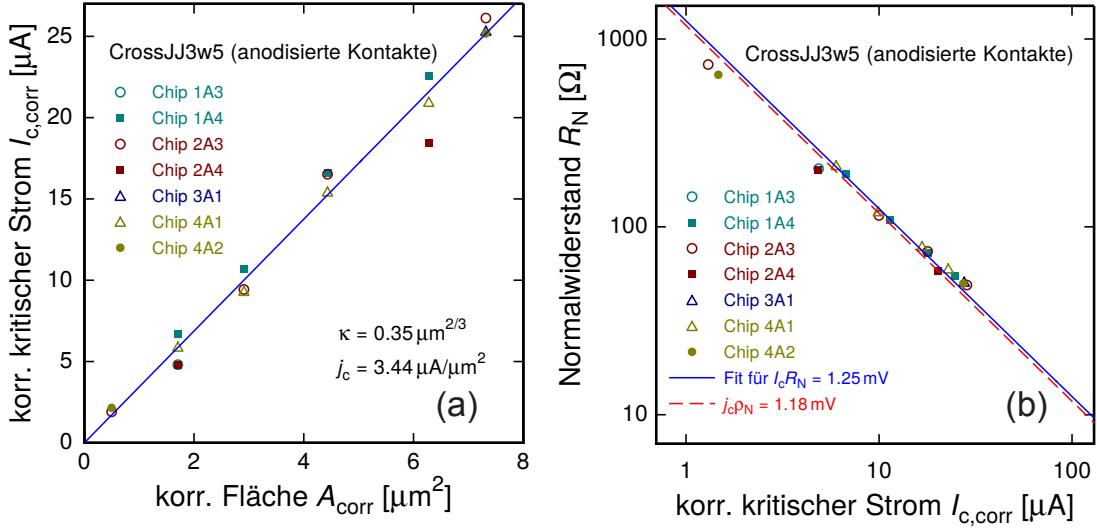


Abb. 4.8: (a) Auf thermisches Rauschen korrigierter kritischer Strom in Abhängigkeit von der korrigierten Fläche. Aus der Anpassung der Gleichung (4.3) an die Messdaten ergeben sich die kritische Stromdichte j_c und der zur Korrektur der Daten verwendete Parameter κ . (b) Gemessener Normalwiderstand als Funktion des korrigierten kritischen Stroms. Die Anpassung für $I_c R_N = 1,25 \text{ mV}$ entspricht der Ausgleichsgeraden, die zur bestmöglichen Übereinstimmung an die Datenpunkte angelegt wurde. Die eingezeichnete Gerade, die durch $j_c \rho_N = 1,18 \text{ mV}$ gegeben ist, basiert auf den zuvor ermittelten Werten für die kritische Stromdichte und die Resistivität.

Gleichung

$$\frac{I_c}{I_{c,corr}} = 1 - \left[\frac{3}{\sqrt{2}\gamma} \ln \left(\frac{\omega_p I_{c,corr}}{\pi \sqrt{2} \gamma \dot{I}} \right) \right]^{2/3} = 1 - \kappa A_{corr}^{-2/3} \quad (4.3)$$

miteinander in Beziehung, wobei der Parameter κ eine Funktion der kritischen Stromdichte j_c , der Temperatur T , der Plasmafrequenz des Tunnelkontakte ω_p sowie der Änderungsrate \dot{I} des eingeprägten Stroms ist und $\gamma = \hbar I_c / (2ek_B T)$ [Dan84]. Analog zur zuvor durchgeführten Flächenkorrektur wurden die gemessenen kritischen Ströme mit Hilfe von Gleichung (4.3) korrigiert und in Abbildung 4.8(a) gegenüber den korrigierten Flächen aufgetragen. Hierbei wurde der Parameter κ so lange variiert, bis die Datenpunkte durch eine Ursprungsgerade beschrieben wurden. Die Steigung der Geraden entspricht dabei der kritischen Stromdichte. Für die Josephson-kontakte der Charge CrossJJ3w5 mit anodisierten Seitenwänden konnte auf diese Weise eine kritische Stromdichte von $j_c = 344 \text{ A/cm}^2$ bestimmt werden. Dieser Wert weicht um 16% vom erwarteten Wert ab, der sich nach dem in der Vergangenheit in der Arbeitsgruppe gefundenen Zusammenhang $j_c = 825 \text{ A/cm}^2 (p_{ox} t_{ox}) / (\text{Torr h})^{-0,56}$ aus

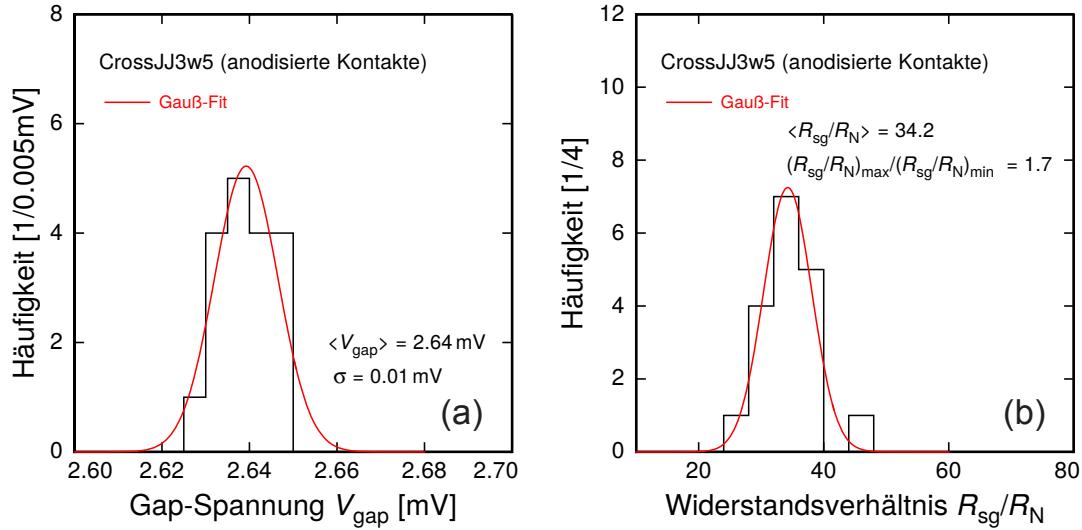


Abb. 4.9: (a) Histogramm der gemessenen Gap-Spannung sowie die hieran angepasste Gaußkurve. Die Werte für $\langle V_{\text{gap}} \rangle$ und σ sind der Anpassung entnommen. (b) Histogramm des berechneten charakteristischen Widerstandsverhältnisses sowie die hieran angepasste Gaußkurve. Der Wert für $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle$ ist der Anpassung entnommen.

der Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}} t_{\text{ox}} = 6,25 \text{ Torr h}$ ergibt.

Mit Hilfe der hinsichtlich der Fläche sowie der thermischen Rauschunterdrückung korrigierten Daten kann das $I_{\text{c}}R_{\text{N}}$ -Produkt bestimmt werden. In Abbildung 4.8(b) ist der gemessene Normalwiderstand gegen den korrigierten kritischen Strom aufgetragen. An die Daten wurde eine Funktion der Form $I_{\text{c}}R_{\text{N}} = \text{const.}$ numerisch angepasst. Die hierbei enthaltene Konstante entspricht dem Wert des $I_{\text{c}}R_{\text{N}}$ -Produkts. Für $I_{\text{c}}R_{\text{N}} = 1,25 \text{ mV}$ ergab sich die beste Übereinstimmung der Daten mit der Anpassungsgeraden. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem $I_{\text{c}}R_{\text{N}}$ -Produkt, das für in dieser Arbeitsgruppe mit ähnlichen Prozessparametern hergestellte Window-type Kontakte bestimmt wurde [Kem13]. In Abbildung 4.8(b) ist zusätzlich die Gerade eingezeichnet, die sich aus den zuvor ermittelten Werten für die kritische Stromdichte j_{c} und die Resistivität ρ_{N} gemäß $j_{\text{c}}\rho_{\text{N}} = I_{\text{c}}/A R_{\text{N}} A = I_{\text{c}}R_{\text{N}}$ ergibt. Beide Geraden stimmen innerhalb der Messgenauigkeit überein.

Abbildung 4.9 zeigt Histogramme der experimentell bestimmten Gap-Spannung V_{gap} sowie des charakteristischen Widerstandsverhältnisses $R_{\text{sg}}/R_{\text{N}}$. An die Histogramme wurde jeweils eine Gaußkurve angepasst, aus der sich die mittleren Werte $\langle V_{\text{gap}} \rangle$ und $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle$ ergeben. Für die Josephson-Kontakte der Charge CrossJJ3w5 mit anodisierten Seitenwänden ist hierbei $\langle V_{\text{gap}} \rangle = 2,64 \text{ mV}$ und $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle = 34,2$. Beide Werte sind mit den Werten vergleichbar, die in der Arbeitsgruppe für Window-type Kon-

takte gemessen wurden, die mit ähnlichen Prozessparametern hergestellt wurden [Kem13] und demonstrieren die hohe Qualität der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Tunnelkontakte. Die Streuung der mittleren Gap-Spannung $\langle V_{\text{gap}} \rangle$ wird durch die Standardabweichung der Gauß-Anpassung ausgedrückt und beträgt hier $\sigma = 0,01 \text{ mV}$. Als Maß der Streuung des charakteristischen Widerstandsverhältnisses wurde hingegen der Quotient aus dem maximalen und dem minimalen Wert des Widerstandsverhältnisses $(R_{\text{sg}}/R_{\text{N}})_{\text{max}}/(R_{\text{sg}}/R_{\text{N}})_{\text{min}} = 1,7$ gewählt, da bei der Charakterisierung einiger Chargen aufgrund ihrer geringen Ausbeute X nicht hinreichend viele Messdaten vorlagen, um eine Anpassung einer Gaußkurve durchführen zu können. Die Tatsache, dass sowohl die Verteilung der Gap-Spannung als auch die des charakteristischen Widerstandsverhältnisses nur eine geringe Breite besitzen, verdeutlicht zudem die Zuverlässigkeit und Homogenität des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Prozesses für die hier gewählten Prozessparameter.

4.4.2 Abhängigkeit der Qualität der hergestellten Cross-type Josephson-Kontakte von verschiedenen Prozessparametern

Für die Etablierung des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Prozesses wurden bislang 9 Chargen von Cross-type Josephson-Kontakten produziert. Dabei wurde die Dicke der untersten Nb-Schicht $d_{\text{Nb}1}$, der Al-Schicht d_{Al} und der SiO_2 -Schicht d_{SiO_2} sowie der in der Sputteranlage herrschende Prozessgasdruck beim Sputtern der Nb-Schichten $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}}$ und beim Sputtern der Al-Schicht $p_{\text{Ar}}^{\text{Al}}$ variiert. In den Tabellen 4.1 und 4.2 sind die gewählten Parameter sowie die dazugehörigen charakteristischen Kenngrößen aller erfolgreich produzierten Chargen von Cross-type Kontakten mit anodisierten Seitenwänden und nicht anodisierten Seitenwänden aufgeführt.

In Abbildung 4.10 ist die kritische Stromdichte j_c gegenüber der Sauerstoffexposition $p_{\text{ox}} t_{\text{ox}}$ aufgetragen. Darin ist ferner der ermittelte Zusammenhang $j_c = 825 \text{ A/cm}^2 (p_{\text{ox}} t_{\text{ox}} / (\text{Torr h}))^{-0,56}$ gezeigt, der anhand von Messungen an Window-type Josephson-Kontakten gewonnen wurde. Zusätzlich sind die gemessenen Daten aus den Tabellen 4.1 und 4.2 eingetragen. Wie man der Abbildung entnehmen kann, werden die Daten der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Cross-type Kontakte sehr gut durch den in der Vergangenheit gefundenen Zusammenhang zwischen der kritischen Stromdichte und der Sauerstoffexposition beschrieben und weisen sogar eine geringere Streuung auf als die alten Messdaten. Die kritische Stromdichte von Cross-type Kontakten kann demzufolge zuverlässig über die Sauerstoffexposition eingestellt werden.

Für die Al-Schicht wurde zu Beginn der Prozessabstimmung eine Dicke von $d_{\text{Al}} = 18 \text{ nm}$ gewählt, da dies der Dicke der Al-Schicht der in dieser Arbeitsgruppe hergestellten Window-type Kontakte entspricht (vgl. Abschnitt 4.2.1). Die Dicke der

Tab. 4.1: Liste der Prozessparameter sowie der charakteristischen Kenngrößen aller im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich produzierten Chargen von Cross-type Josephson-Kontakten mit anodisierten Seitenwänden. Für die Charge CrossJJ1w3 liegt aufgrund mangelnder Daten kein Wert für die Ausbeute X an funktionsfähigen Kontakten vor.

Charge	d_{Nb1}	d_{Al}	d_{SiO_2}	p_{Ar}^{Nb}	p_{Ar}^{Al}	j_c	ρ_N	$j_c \rho_N$	$\langle V_{gap} \rangle$	$I_c R_N$	$\left\langle \frac{R_{sg}}{R_N} \right\rangle$	$\left(\frac{R_{sg}}{R_N} \right)_{max}$	$\left(\frac{R_{sg}}{R_N} \right)_{min}$	X
	[nm]	[nm]	[nm]	[mTorr]	[mTorr]	[A/cm ²]	[$\Omega \mu m^2$]	[mV]	[mV]	[mV]				[%]
CrossJJ1w3	125	18	200	2	10	201	531	1,07	2,56	1,08	16,9	21,3	-	
CrossJJ3w3	150	14	250	2	10	297	343	1,02	2,63	1,10	8,0	3,4	45	
CrossJJ3w4	175	14	320	1	10	392	378	1,48	2,69	1,77	28,8	16,4	80	
CrossJJ3w5	175	21	320	2	2	344	344	1,18	2,64	1,25	34,2	1,7	95	

Tab. 4.2: Liste der Prozessparameter sowie der charakteristischen Kenngrößen aller im Rahmen dieser Arbeit erfolgreich produzierten Chargen von Cross-type Josephson-Kontakten ohne anodisierte Seitenwände.

Charge	d_{Nb1}	d_{Al}	d_{SiO_2}	p_{Ar}^{Nb}	p_{Ar}^{Al}	j_c	ρ_N	$j_c \rho_N$	$\langle V_{gap} \rangle$	$I_c R_N$	$\left\langle \frac{R_{sg}}{R_N} \right\rangle$	$\left(\frac{R_{sg}}{R_N} \right)_{max}$	$\left(\frac{R_{sg}}{R_N} \right)_{min}$	X
	[nm]	[nm]	[nm]	[mTorr]	[mTorr]	[A/cm ²]	[$\Omega \mu m^2$]	[mV]	[mV]	[mV]				[%]
CrossJJ3w1	175	18	280	4	10	257	390	1,00	2,61	1,00	27,0	9,7	100	
CrossJJ3w3	150	14	250	2	10	253	407	1,03	2,67	0,97	15,4	12,3	50	
CrossJJ3w4	175	14	320	1	10	485	296	1,44	2,73	1,57	8,7	8,7	36	
CrossJJ3w5	175	21	320	2	2	332	369	1,23	2,65	1,34	27,1	3,2	77	

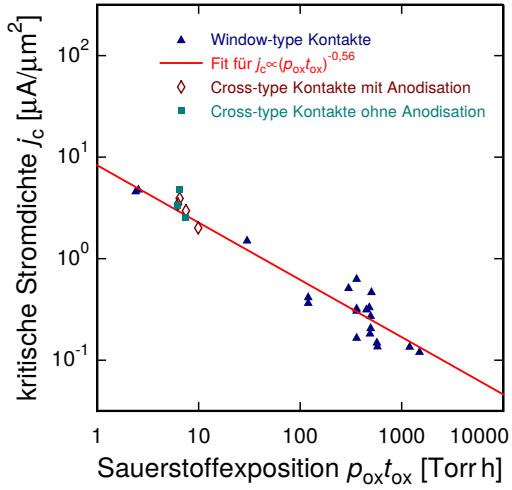


Abb. 4.10: Kritische Stromdichte in Abhängigkeit von der Sauerstoffexposition. Die Gerade entspricht dem in dieser Arbeitsgruppe anhand von Messungen an Window-type Josephson-Kontakten gefundenen Zusammenhang zwischen der kritischen Stromdichte und der Sauerstoffexposition.

Basiselektrode hingegen wurde zunächst deutlich geringer gewählt, da zu Beginn der Prozessentwicklung unklar war, ob der zur Strukturierung der Dreischichtstruktur aufgebrachte Photolack nach den erforderlichen Ätzschritten sowie der Deposition der SiO_2 -Schicht noch zuverlässig entfernt werden kann und eine dünne SiO_2 -Schicht dies grundsätzlich erleichtert. Damit ist das Verhältnis $d_{\text{Al}}/d_{\text{Nb}1}$ für die erste Charge vergleichsweise hoch, was zu einem stark ausgeprägten Proximity-Effekt führt. Der Wert der mittleren Gap-Spannung ist daher umso näher an dem Wert für Nb-Vollmaterial, je geringer das Verhältnis $d_{\text{Al}}/d_{\text{Nb}1}$ ist. Zusätzlich muss berücksichtigt werden, dass die Gap-Spannung einer Nb-Dünnschicht niedriger ist im Vergleich zur Gap-Spannung von Nb-Vollmaterial. Folglich weist die Charge Cross-JJ3w4 mit dem geringsten Verhältnis der Dicke der Al-Schicht zur Dicke der untersten Nb-Schicht den größten Wert der Gap-Spannung auf. Diese nimmt für anodisierte Josephson-Kontakte der Charge CrossJJ3w4 den Wert 2,69 mV und für nicht anodisierte Josephson-Kontakte den Wert 2,73 mV an. Tatsächlich ist für alle in den Tabellen 4.1 und 4.2 aufgelisteten Chargen bei gleichem Verhältnis $d_{\text{Al}}/d_{\text{Nb}1}$ die mittlere Gap-Spannung der Kontakte mit nicht anodisierten Seitenwänden höher als die der Kontakte mit anodisierten Seitenwänden. Offenbar hat die Anodisation einen bislang nicht vollständig verstandenen Einfluss auf den Proximity-Effekt.

Nach der Ambegaokar-Baratoff Theorie [Amb63] ist das $I_{\text{c}}R_{\text{N}}$ -Produkt von Josephson-Kontakten mit zwei Elektroden, die aus dem gleichen supraleitenden Material bestehen, durch den Ausdruck

$$I_{\text{c}}R_{\text{N}} = \frac{\pi}{2e}\Delta(T)\tanh\left[\frac{\Delta(T)}{2k_{\text{B}}T}\right] \quad (4.4)$$

gegeben, wobei $\Delta(T)$ der temperaturabhängigen Energielücke des Materials, aus dem die beiden Elektroden bestehen, entspricht. Demzufolge beeinflusst der Proximity-

Effekt auch das $I_c R_N$ -Produkt. Daher kann für das $j_c \rho_N$ -Produkt die gleiche Abhängigkeit vom Verhältnis d_{Al}/d_{Nb1} wie bei der mittleren Gap-Spannung beobachtet werden: Je kleiner das Verhältnis d_{Al}/d_{Nb1} ist, desto größer ist der Wert des $j_c \rho_N$ -Produkts. Der Wert des $j_c \rho_N$ -Produkts der Charge mit dem kleinsten Verhältnis d_{Al}/d_{Nb1} beträgt für Cross-type Kontakte mit anodisierten Seitenwänden 1,48 mV und ist vergleichbar mit dem $I_c R_N$ -Produkt, das in [Kem13] für Window-type Kontakte mit einem sogar noch geringeren Verhältnis d_{Al}/d_{Nb1} bestimmt werden konnte. Die mit den Prozessparametern der Charge CrossJJ3w4 hergestellten Cross-type Kontakte weisen also ein hohes Maß an Qualität auf. Ebenso wird beobachtet, dass für alle in den Tabellen 4.1 und 4.2 aufgelisteten Chargen bei gleichem Verhältnis d_{Al}/d_{Nb1} das $j_c \rho_N$ -Produkt der Kontakte mit nicht anodisierten Seitenwänden größer ist als das der Kontakte mit anodisierten Seitenwänden. Hier spiegelt sich folglich die beobachtete Abhängigkeit der Gap-Spannung von dem Verhältnis d_{Al}/d_{Nb1} wieder.

Wie bereits erwähnt wurde, ist das Widerstandsverhältnis R_{sg}/R_N ein Maß für das Auftreten von Leckströmen im Subgap-Bereich, die durch Inhomogenitäten oder Defekte in der Tunnelbarriere verursacht werden. Wie in Abschnitt 4.6 näher erläutert werden soll, muss für einen Josephson-Kontakt hoher Qualität eine Mindestmenge an Al auf die unterste Nb-Schicht aufgebracht werden, um eventuelle Unebenheiten an der Oberfläche der Nb-Schicht auffüllen zu können, damit eine homogene Tunnelbarriere erzeugt werden kann. Wie man den Werten in den Tabellen 4.1 und 4.2 entnehmen kann, ist das Widerstandsverhältnis R_{sg}/R_N tatsächlich umso größer, je dicker die Al-Schicht ist. Durch Kurzschlüsse zwischen den beiden Nb-Schichten der Dreischichtstruktur, die durch Ablagerungen an den Seitenwänden der strukturierten Streifen der Dreischichtstruktur während des Ätzvorgangs entstehen, fließen ebenfalls Leckströme (vgl. Abschnitt 4.2.2). Es ist also zu erwarten, dass das charakteristische Widerstandsverhältnis von Cross-type Kontakten mit nicht anodisierten Seitenwänden kleiner ist als das von Cross-type Kontakten mit anodisierten Seitenwänden. Dieser Zusammenhang kann anhand der Werte aus den Tabelle 4.1 und 4.2 bestätigt werden. Außerdem kann ein Zusammenhang zwischen der Streuung des charakteristischen Widerstandsverhältnisses, das durch den Quotienten aus dem maximalen und dem minimalen Wert des Widerstandsverhältnisses $(R_{sg}/R_N)_{max}/(R_{sg}/R_N)_{min}$ ausgedrückt wird und dem Ar-Druck p_{Ar}^{Nb} beim Sputtern der Al-Schicht beobachtet werden. Die Al-Schicht der Cross-type Kontakte, bei denen das charakteristische Widerstandsverhältnis am wenigsten streut, wurde bei einem Druck von $p_{Ar}^{Nb} = 2$ mTorr gesputtert.

Für zukünftige Chargen von Cross-type Kontakten, die in einer Fortführung dieser Arbeit hergestellt werden sollen, wird für die Dicke der untersten Nb-Schicht ein Wert angestrebt, der in etwa dem entspricht, der aktuell standardmäßig zu Herstellung von Window-type Kontakten gewählt wird und $d_{Nb1} = 250$ nm beträgt. Bei gleichblei-

bender Dicke der Al-Schicht von etwa 21 nm wird dadurch das Verhältnis $d_{\text{Al}}/d_{\text{Nb1}}$ weiter verringert, sodass der Wert der Gap-Spannung $\langle V_{\text{gap}} \rangle$ und des $I_c R_{\text{N}}$ -Produkts ansteigt. Ansonsten können mit den Prozessparametern, die für die Herstellung der Charge CrossJJ3w5 gewählt wurden, zuverlässig Josephson-Kontakte hoher Qualität hergestellt werden.

4.5 Charakterisierung eines dc-SQUIDs mit Cross-type Josephson-Kontakten

Im vorherigen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass es mit dem im Rahmen dieser Arbeit neu entwickelten Fabrikationsprozess möglich ist, Cross-type Tunnelkontakte herzustellen, die eine ähnlich hohe Qualität wie die Window-type Kontakte besitzen, die aktuell in der Arbeitsgruppe nach dem in Abschnitt 4.2.1 beschriebenen Verfahren hergestellt werden. Trotz vergleichbarer Qualität bietet die Herstellung von Cross-type Tunnelkontakten jedoch wie bereits erläutert einige Vorteile. Hierzu zählen unter anderem eine signifikant reduzierte Kapazität C der Kontakte oder deutlich verkürzte Oxidationszeiten t_{ox} . Aus diesen Gründen soll in einer Fortführung dieser Arbeit ein Verfahren zur Herstellung von SQUIDs, die auf Cross-type Josephson-Kontakten basieren, entwickelt werden, um langfristig in der Arbeitsgruppe den Prozess zur Herstellung von Cross-type Kontakten als Standardprozess zu etablieren. Bei der Entwicklung müssen jedoch einige Punkte berücksichtigt werden. So wird bei der Herstellung von gekoppelten, auf Window-type Kontakten basierenden SQUIDs für gewöhnlich die Lage der Basiselektrode der Dreischichtstruktur auch für die Strukturierung des SQUID-Washers verwendet, sodass die für die Erzeugung der Josephson-Kontakte abgeschiedene Isolationslage gleichzeitig den SQUID-Washer und die auf dem Washer strukturierte Einkoppelpspule galvanisch voneinander trennt. Dieses Verfahren kann für die Herstellung von SQUIDs, die auf Cross-type Kontakten basieren, allerdings nicht genutzt werden, da die Oberseite der Kontakte nicht isoliert wird (vgl. Abschnitt 4.2.2). Für ein gekoppeltes SQUID mit Cross-type Josephson-Kontakten sind folglich mindestens zwei Isolationsschichten und zwei Nb-Schichten zur Kontaktierung notwendig. Außerdem muss für jede Lage sichergestellt sein, dass bei der Strukturierung darunterliegende Strukturen nicht beschädigt werden.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde mit der Entwicklung eines Verfahrens zur Herstellung von gekoppelten, auf Cross-type Josephson-Kontakten basierenden dc-SQUIDs begonnen. Dazu wurden unter anderem bei einigen der im vorherigen Abschnitt diskutierten Chargen Parallelgradiometer erster Ordnung in den Maskensatz integriert. Ein Parallelgradiometer erster Ordnung besteht aus zwei parallel verschalteten SQUID-Schleifen, die so angeordnet sind, dass externe, homogene Störsignale effektiv unterdrückt werden. Abbildung 4.11(a) zeigt die Entwurfszeichnung eines

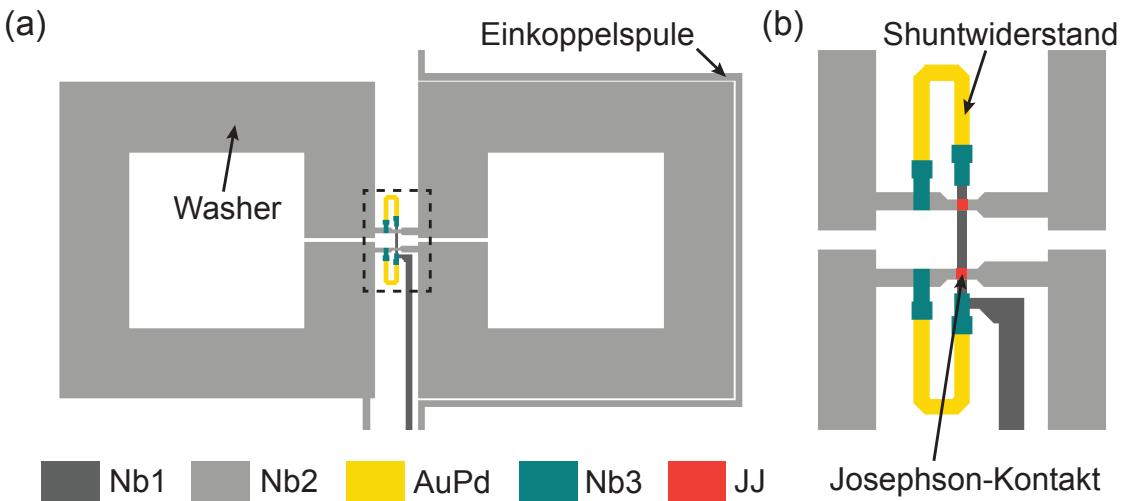


Abb. 4.11: (a) Entwurfszeichnung des im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Parallelgradiometers mit Cross-type Josephson-Kontakten. (b) Vergrößerung des in Abbildung 4.11(a) durch gestrichelte Linien markierten Ausschnitts.

im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Parallelgradiometers mit $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ -großen Cross-type Josephson-Kontakten. Numerische Simulationen haben gezeigt, dass das Rauschen eines dc-SQUIDS minimal ist, sofern $\beta_c \approx 1$ und $\beta_L \approx 1$ ist [Tes77]. Bei der Dimensionierung des Parallelgradiometers wurde eine Gesamtinduktivität von $L_s = 100 \text{ pH}$ angestrebt. Der tatsächliche Wert der SQUID-Induktivität wurde nachträglich mit Hilfe des Simulationsprogramms InductEx zu $L_s \approx 150 \text{ pH}$ ermittelt. Unter diesen Voraussetzungen ergab sich für das SQUID ein kritischer Strom von $I_c = 10,3 \mu\text{A}$ und damit eine erforderliche kritische Stromdichte von $j_c = 260 \text{ A/cm}^2$. Da die intrinsische Kapazität der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Cross-type Kontakte bislang nicht experimentell ermittelt wurde, wurde zur Dimensionierung der Shuntwiderstände die Kapazität mit einem Wert aus der Literatur abgeschätzt. Demnach beträgt die Kapazität für die auf dieses SQUID dimensionierten Tunnelkontakte $C = 0,18 \text{ pF}$ [Mae95]. Die Josephson-Kontakte des in Abbildung 4.11 gezeigten Parallelgradiometers sind mit jeweils $R_s = 14,8 \Omega$ geshuntet, sodass die Bedingung $\beta_c \approx 1$ erfüllt ist. Um den Arbeits- und Zeitaufwand für eine einzelne Charge zu begrenzen, wurde die Anzahl der benötigten Lagen minimiert, indem die Einkoppelspule nicht auf sondern neben dem Washer platziert wurde. Auf diese Weise konnte die Deposition einer weiteren Isolationslage vermieden werden. Obwohl folglich nur eine Isolationslage für die Herstellung der SQUIDs notwendig ist, muss eine zusätzliche Nb-Schicht abgeschieden werden, um die Shuntwiderstände, die im Anschluss an die erste Kontaktierungslage strukturiert werden, zu kontaktieren (siehe Abbildung 4.11(b)). Für die Strukturierung der obersten Nb-Schicht sowie der AuPd-Schicht

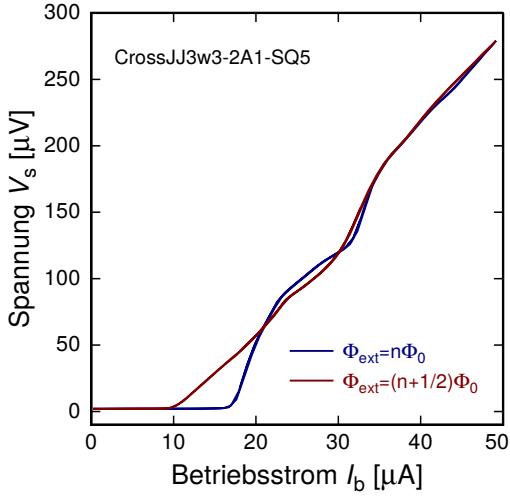


Abb. 4.12: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie eines im Rahmen dieser Arbeit entworfenen und hergestellten dc-SQUIDS mit Cross-type Josephson-Kontakten.

wurde auf ein Lift-Off-Verfahren mit Negativlack zurückgegriffen, um darunterliegenden Strukturen nicht zu beschädigen. Später sollen diese Schichten jedoch auch durch ein Ätzverfahren mit dem Positivlack AZ MiR 701 29cps strukturiert werden, damit deutlich kleinere Strukturen erzeugt werden können. Die so hergestellten dc-SQUIDS wurden nach der in Abschnitt 3.4 beschriebenen Messmethode bei 4,2 K getestet und charakterisiert.

In Abbildung 4.12 sind die gemessenen Strom-Spannungs-Kennlinien eines nach dem Entwurf in Abbildung 4.11 hergestellten Parallelgradiometers für einen magnetischen Fluss von $\Phi_{ext} = n\Phi_0$ und $\Phi_{ext} = (n + 1/2)\Phi_0$ gezeigt. Dieses dc-SQUID ist der Charge CrossJJ3w3 entnommen und basiert auf Cross-type Kontakten, deren Seitenwände während der Herstellung nicht anodisiert wurden. Alle getesteten SQUIDS dieser Art waren voll funktionstüchtig und im Rahmen der Messgenauigkeit in ihren charakteristischen Eigenschaften identisch. Die Herstellung von dc-SQUIDS mit Cross-type Josephson-Kontakten ist also zuverlässig möglich. Wie man den Kennlinien entnehmen kann, besitzt das SQUID einen maximalen Spannungshub von etwa 50 μ V. Dieser ist jedoch durch einen von der fundamentalen SQUID-Resonanz verursachten Schnittpunkt der Kennlinien limitiert. Der in dieser Arbeit vorgestellte Fabrikationsprozess zur Herstellung von Cross-type Tunnelkontakte wurde entwickelt, um die Kapazität der Kontakte zu reduzieren, sodass dieser Schnittpunkt in den ohmschen Bereich der Kennlinien verschoben wird. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten, auf Cross-type Kontakten basierenden dc-SQUIDS dienten jedoch hauptsächlich der Entwicklung eines Herstellungsverfahrens für SQUIDS, sodass die SQUID-Induktivität und die Kapazität der Kontakte nicht optimal aufeinander abgestimmt sind. Anhand des Schnittpunktes bei $V_s = 62 \mu$ V und der Resonanzbedingung $V_s/\Phi_0 = 1/(2\pi\sqrt{L_s C/2})$ (siehe Gleichung (3.2)) kann die Kapazität der Josephson-Kontakte bestimmt werden. Hierfür wurde zunächst die Induk-

tivität des SQUIDs experimentell bestimmt. Dazu wurde der Zusammenhang zwischen der SQUID-Induktivität und der Modulation der Strom-Spannungs-Kennlinien $\Delta I_{s,\text{SQUID}}^m / (2I_c)$ mit dem Abschirmparameter β_L verwendet. Nach numerischen Simulationen liegt der Wert des Abschirmparameters für die aus den Kennlinien in Abbildung 4.12 abgelesenen Werte bei $\beta_L \approx 1,5$ [Tes77], was bei einem kritischen Strom $I_c = 10,3 \mu\text{A}$ einer Induktivität von $L_s \approx 160 \text{ pH}$ entspricht. Dieser Wert ist deutlich größer als ursprünglich im Entwurf vorgesehen, konnte jedoch mit Hilfe des Simulationsprogramms InductEx verifiziert werden. Unter Verwendung dieses Werts beträgt die Kapazität der Tunnelkontakte $C = 0,35 \text{ pF}$. Eine Aussage darüber, ob und in welchem Ausmaß nun eine Reduktion der Kapazität durch die Verwendung von Cross-type Kontakten erzielt wurde, kann an dieser Stelle nicht getroffen werden, da noch kein Wert für ein auf Window-type Kontakten basierendes SQUID mit einem vergleichbaren Wert für den im Design angestrebten kritischen Strom existiert. Ein Vergleich mit dem nach Gleichung (4.1) erwarteten Wert ist jedoch möglich. Für Nb/Al-AlO_x/Nb-Tunnelkontakte findet man in der Literatur unter anderem den Zusammenhang $1/C_i = 0,2 \text{ cm}^2/\mu\text{F} - 0,043 \text{ cm}^2/\mu\text{F} \log(j_c/(\text{kA}/\text{cm}^2))$ [Mae95]. Danach berechnet sich die intrinsische Kapazität pro Fläche zu $C_i = 4,43 \text{ }\mu\text{F}/\text{cm}^2$. Die tatsächliche Fläche der Josephson-Kontakte ergibt sich aus der kritischen Stromdichte und dem gemessenen kritischen Strom. Danach besitzen die beiden Josephson-Kontakte des dc-SQUIDs je eine Fläche von $3,75 \mu\text{m}^2$. Folglich ergibt sich $C = 0,17 \text{ pF}$. Dieser Wert weicht signifikant von dem über den Schnittpunkt der Kennlinien in Abbildung 4.12 ermittelten Wert ab. Das lässt die Schlussfolgerung zu, dass der in [Mae95] gefundene Zusammenhang nicht für die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Tunnelkontakte gilt. Er wurde an dieser Stelle dennoch verwendet, da für Nb/Al-AlO_x/Nb-Tunnelkontakte in der Literatur nur dieser experimentelle Zusammenhang mit der kritischen Stromdichte gefunden werden konnte. Außerdem konnten bereits vergleichbare Werte für Nb/Al-AlO_x/Nb-Kontakte mit ähnlichen Werten für die kritische Stromdichte experimentell ermittelt werden [Gur83, Lic89, Sch14]. Man beobachtet jedoch, dass die Dreischichtstrukturen all dieser Josephson-Kontakte eine deutlich dünnerne Al-Schicht besitzen als die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Kontakte, was auftretende Abweichungen erklären könnte. Auch der in dieser Arbeitsgruppe gefundene Zusammenhang zwischen der kritischen Stromdichte und der Sauerstoffexposition (siehe Abschnitt 4.1) weicht numerisch signifikant von den in der Literatur zu findenden Ausdrücken ab [Kem13]. Ziel einer fortführenden Arbeit wird es daher sein, diese Größen auf eine mögliche Abhängigkeit von der Dicke der Al-Schicht zu untersuchen. Zusätzlich soll anhand von Fiske-Stufen in langen Josephson-Kontakten [Coo65] und Resonanzen in ungedämpften dc-SQUIDS [Mag81] ein Ausdruck für die intrinsische Kapazität pro Fläche der in dieser Arbeitsgruppe hergestellten Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakte in Abhängigkeit von der kritischen Stromdichte gefunden werden.

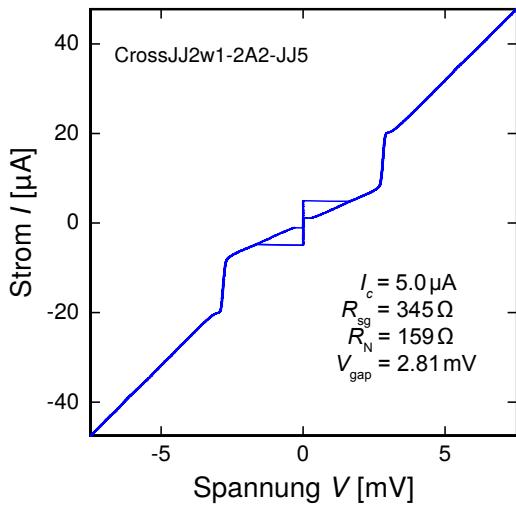


Abb. 4.13: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie eines Cross-type Josephson-Kontakts der Charge CrossJJ2w1 mit anodisierten Seitenwänden und einer im Entwurf vorgesehenen Fläche von $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$. Die Nb-Schichten der Dreischichtstruktur dieses Tunnelkontakte wurden bei einem Prozessgasdruck von $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}} = 4 \text{ mTorr}$ mit einer Leistung von $P = 400 \text{ W}$ gesputtert.

4.6 Qualität von Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstrukturen

Wie in Abschnitt 4.3 bereits erwähnt wurde, war bei einigen der zur Entwicklung des neuen Fabrikationsprozesses hergestellten Chargen die Funktionstüchtigkeit der Josephson-Kontakte sowohl mit anodisierten Seitenwänden als auch ohne anodisierte Seitenwände stark eingeschränkt. Aus diesem Grund wurden sie in den Tabellen 4.1 und 4.2 nicht aufgeführt. Abbildung 4.13 zeigt beispielhaft die Strom-Spannungs-Kennlinie eines Josephson-Kontakts mit anodisierten Seitenwänden und einer im Entwurf vorgesehenen Kantenlänge von $2 \mu\text{m}$, der der Charge CrossJJ2w1 entnommen ist. Wie zu erkennen ist, besitzt der Cross-type Kontakt nur ein geringes charakteristisches Widerstandsverhältnis R_{sg}/R_N . Wie in Abschnitt 4.3 erläutert wurde, deutet ein geringer Wert des charakteristischen Widerstandsverhältnisses auf die Präsenz von mikroskopisch kleinen Kurzschlüssen zwischen den beiden supraleitenden Elektroden des Tunnelkontakte hin, die durch Inhomogenitäten in der Tunnelbarriere hervorgerufen werden. Diese wiederum können durch die Wahl ungeeigneter Prozessparameter bei der Deposition der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur entstehen (vgl. Abschnitt 4.4.2). Für die Herstellung der Charge CrossJJ2w1 wurden jedoch Prozessparameter gewählt, für die anhand der Analyse in Abschnitt 4.4.2 Josephson-Kontakte mit hoher Qualität zu erwarten sind. Zeitgleich zum Auftreten dieser vergleichsweise schlechten Qualität von Cross-type Josephson-Kontakten wurden für die in der Arbeitsgruppe hergestellten Window-type Kontakte vergleichbare Strom-Spannungs-Kennlinien gemessen (vgl. Abbildung 4.15(b)). Folglich ist davon auszugehen, dass die verringerte Qualität der Tunnelkontakte nicht auf den Herstellungsprozess zurückzuführen ist, sondern ein Problem bei der Deposition der Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstruktur vorlag, die während beider Prozesse auf gleiche Art und Weise abgeschieden wurde. Da ein offensichtlicher Zusammenhang zwi-

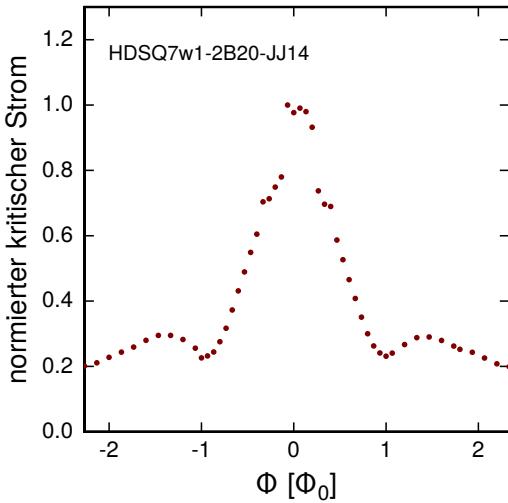


Abb. 4.14: Gemessener kritischer Strom in Abhängigkeit vom magnetischen Fluss, normiert auf den maximalen kritischen Strom für einen Josephson-Kontakt der Charge HDSQ7w1. Die Nb-Schichten der Dreischichtstruktur dieser Charge wurden bei einem Ar-Druck von $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}} = 4 \text{ mTorr}$ mit einer Leistung von $P = 400 \text{ W}$ gesputtert.

schen der Qualität eines Josephson-Kontakts und der Qualität der zugrundeliegenden Dreischichtstruktur besteht, wurde im Rahmen dieser Arbeit die Qualität der Struktur durch eine in der Arbeitsgruppe neu eingeführte Messmethode bestimmt. So kann eine Aussage über die Qualität der zugrundeliegenden Dreischichtstruktur eines Josephson-Kontakts unter anderem mit Hilfe magnetfeldabhängiger Messungen des kritischen Stroms des Kontakts getroffen werden (vgl. Abschnitt 2.2).

Der im Rahmen dieser Arbeit konstruierte Aufbau zur Messung der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms eines Josephson-Kontakts basiert auf dem in Abschnitt 4.3 vorgestellten Aufbau zur Messung der Strom-Spannungs-Kennlinie. Zur Erzeugung eines homogenen Magnetfelds wurde eine zylinderförmige Spule verwendet und die mit dem Probenhalter verbundene Trägerplatine im Zentrum dieser Spule platziert. Die Orientierung des Chips auf der Trägerplatine wurde so gewählt, dass der Magnetfeldvektor parallel zur Fläche des zu untersuchenden Kontakts lag (vgl. Abbildung 2.3). Die Spule wurde über die CuNi-Drähte des Probenhalters an eine externe Stromquelle angeschlossen. Zwischen Stromquelle und Probenhalter wurden mehrere RC-Tiefpässe zur Filterung hochfrequenter Störsignale platziert. Die Messungen wurden bei einer Temperatur von 4,2 K durchgeführt. Gemessen wurde die Strom-Spannungs-Kennlinie in Abhängigkeit vom Wert des Stromes, der zur Erzeugung des Magnetfelds in der Spule an der Stromquelle eingestellt wurde. Aus diesen Kennlinien wurde dann der Wert des kritischen Stroms in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld extrahiert. Abbildung 4.14 zeigt die Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stroms eines Window-type Josephson-Kontakts, der etwa zur selben Zeit in der Arbeitsgruppe hergestellt wurde wie die Charge CrossJJ2w1. Aufgetragen ist der aus den Strom-Spannungs-Kennlinien extrahierte kritische Strom gegenüber dem magnetischen Fluss, der den Josephson-Kontakt durchdringt. Das Hauptmaximum des in Abbildung 4.14 gezeigten Verlaufs der Datenpunkte ist wie theoretisch

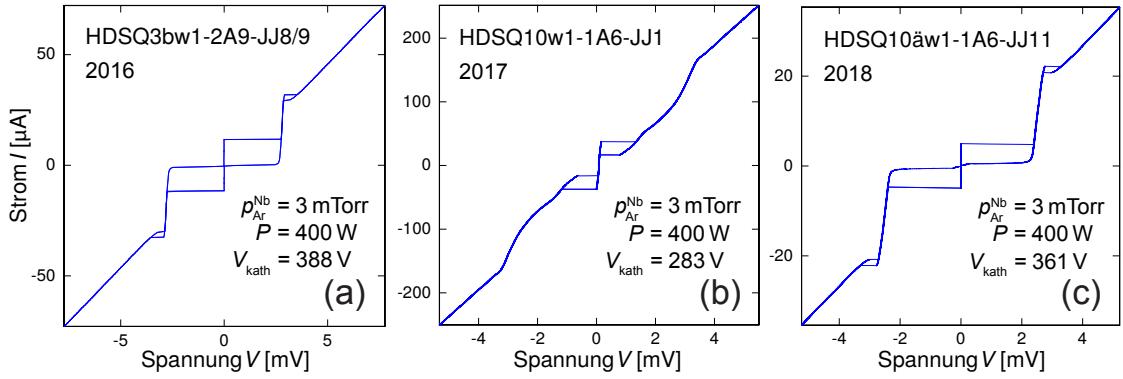


Abb. 4.15: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinien dreier in dieser Arbeitsgruppe hergestellter Josephson-Kontakte, deren Nb-Schichten bei einer Kathodenspannung von (a) $V_{\text{kath}} = 388 \text{ V}$, (b) $V_{\text{kath}} = 283 \text{ V}$ und (c) $V_{\text{kath}} = 361 \text{ V}$ gesputtert wurden. Alle Nb-Schichten wurden bei gleichem Druck $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}}$ und gleicher Sputter-Leistung P hergestellt.

erwartet symmetrisch um Null während die beiden ersten Nebenmaxima eine Asymmetrie zeigen. Dieser Verlauf wird sowohl für rechteckige als auch für kreisförmige Josephson-Kontakte erwartet [Bar82]. Wie in Abbildung 4.14 zu erkennen, fällt außerdem der kritische Strom für $\Phi = \pm\Phi_0$ nicht vollständig auf den Wert Null ab, was auf eine ungleichmäßige Dicke der Tunnelbarriere hindeutet [Bar82] und folglich auf eine verringerte Qualität der Dreischichtstruktur schließen lässt.

Um zu untersuchen, welche Parameter die Qualität der für die Herstellung von Josephson-Kontakten Dreischichtstruktur beeinflussen, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Zusammenfassung aller Chargen von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten, die in der Vergangenheit in der Arbeitsgruppe hergestellt wurden, erstellt. Es wurden sowohl die Prozessparameter als auch die Qualität der gemessenen Kontakte dokumentiert. Anhand dieser Zusammenfassung konnte letztlich ein Zusammenhang zwischen der Qualität der Josephson-Kontakte und der Kathodenspannung beim Sputtern der Nb-Schichten gefunden werden. Abbildung 4.15 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien von drei Josephson-Kontakten, deren Nb-Schichten alle bei einem Druck von $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}} = 3 \text{ mTorr}$ mit einer Leistung von $P = 400 \text{ W}$ gesputtert wurden. Die Kathodenspannung V_{kath} hängt unter anderem vom Grad der Erosion des zum Sputtern verwendeten Nb-Targets ab, sodass sich ein chronologischer Verlauf der Qualität der Josephson-Kontakte abzeichnet: Eine geringe Qualität der Josephson-Kontakte konnte hierbei auf ein stark erodierte Nb-Target zurückgeführt werden. Die Kathodenspannung liegt in diesem Fall unterhalb von 300 V (vgl. Abbildung 4.15(b)). Wird das erodierte Target durch ein neues Target ersetzt, steigt die Kathodenspannung auf einen Wert nahe 400 V und die bei dieser Kathodenspan-

nung hergestellten Josephson-Kontakte zeigen eine hohe Qualität (vgl. Abbildung 4.15(c)). Daher muss zum Erhalt der Qualität der in dieser Arbeitsgruppe hergestellten Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten die Erosion des Nb-Targets entweder durch eine manuelle Erhöhung der Kathodenspannung oder durch einen häufigen Wechsel des Nb-Targets ausgeglichen werden.

Ein Zusammenhang zwischen der Qualität von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten und der Kathodenspannung V_{kath} beim Sputtern der Nb-Schichten konnte auch von anderen Arbeitsgruppen gefunden werden [Ima92]. Demnach verursacht eine verringerte Kathodenspannung mechanische Zugspannungen in den gesputterten Schichten und eine erhöhte Oberflächenrauigkeit. Eine raue Nb-Schicht als Basiselektrode eines Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakts führt zu Inhomogenitäten und Defekten in der Oxidschicht, sofern die Unebenheiten an der Oberfläche der Nb-Schicht nicht durch eine ausreichend dicke Al-Schicht aufgefüllt werden [Du07b]. Andere Parameter, die die Qualität von Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstrukturen beeinflussen, sind unter anderem der Prozessgasdruck $p_{\text{Ar}}^{\text{Nb}}$ und die Temperatur des Substrats [Du07a]. Aus diesem Grund soll in einer Fortführung dieser Arbeit der Zusammenhang zwischen der Qualität von Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstrukturen und weiteren Parametern systematisch untersucht werden, um langfristig den Herstellungsprozess zuverlässig kontrollieren zu können.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Supraleitende Quanteninterferenz-Detektoren (SQUIDs) zählen derzeit zu den sensitivsten Messinstrumenten mit zugleich großer Bandbreite, mit denen alle physikalischen Größen, die sich in eine magnetische Flussänderung umwandeln lassen, gemessen werden können. Werden SQUIDs zur Messung elektrischer Ströme verwendet, wird der zu messende Strom mit Hilfe einer Spule in eine magnetische Flussänderung umgewandelt und induktiv in das SQUID eingekoppelt. Um eine möglichst gute Kopplung zwischen der SQUID-Schleife und der Einkoppelpspule eines solchen Stromsenor-SQUIDs zu erreichen, wird häufig eine sogenannte Washer-Geometrie verwendet, bei der sich die Einkoppelpspule getrennt durch eine dünne Isolationsschicht direkt auf der als breite Bahn strukturierten SQUID-Schleife befindet. Bei dieser Anordnungsform treten jedoch Resonanzen auf, die sich zum Beispiel durch Irregularitäten in den Strom-Spannungs-Kennlinien des SQUIDs äußern und den Betrieb des SQUIDs negativ beeinflussen können. Ziel dieser Arbeit war es daher, die Resonanzen, die bei der in dieser Arbeitsgruppe nach einem häufig verwendeten Design hergestellten SQUIDs beobachtet wurden, auf ihre Ursache hin zu untersuchen und ihren Einfluss zu reduzieren bzw. sofern möglich vollständig zu unterdrücken.

Zur Dämpfung der Resonanzen, die durch die parasitäre Kapazität zwischen den induktiv miteinander gekoppelten Strukturen hervorgerufen werden, wurden verschiedene Dämpfungselemente in das SQUID-Design integriert und anhand der mit dem adaptierten Design hergestellten SQUIDs die Auswirkungen auf die resonanzbedingten stufenartigen Strukturen in den Strom-Spannungs-Kennlinien untersucht. Hierbei wurde festgestellt, dass der Dämpfungseffekt der eingebauten Shuntwiderstände im Falle des in dieser Arbeit betrachteten gradiometrischen SQUIDs umso größer ist, je größer der Anteil an der Gesamtinduktivität ist, der von einem einzelnen Widerstand geshunted wird. Die auftretenden stufenartigen Strukturen in den Kennlinien des SQUIDs konnten daher erfolgreich durch die Verwendung von Dämpfungswiderständen parallel zur SQUID-Induktivität und parallel zur Induktivität der Einkoppelpspule geglättet werden. Unabhängig davon wurde bei allen SQUIDs ein Schnittpunkt der Strom-Spannungs-Kennlinien für verschiedene Werte des magnetischen Fluxes im SQUID beobachtet, dessen Ursache auf die fundamentale SQUID-Resonanz zurückgeführt werden konnte. Die fundamentale SQUID-Resonanz entsteht aus der Parallelschaltung der Kapazität der Josephson-Kontakte und der SQUID-Induktivität und kann bei gegebenem SQUID-Design nur durch eine Reduktion der Kapazität der Josephson-Kontakte in den ohmschen Bereich der Kennlinien verschoben werden, so dass sie das Verhalten des SQUIDs nicht mehr beeinflusst.

Um die Kapazität der für die SQUID-Herstellung verwendeten Josephson-Kontakte zu reduzieren, wurde im Rahmen dieser Arbeit weiterhin ein Prozess zur Herstellung von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten mit minimierter Kapazität entwickelt. Bei diesem Herstellungsprozess wird der Tunnelkontakt durch die Überlappung zweier senkrecht zueinander stehenden Streifen gebildet, wodurch jegliche parasitäre Kapazitäten vermieden werden und nebenbei die Positioniergenauigkeit des zur Strukturierung verwendeten Laserlithographen die Fläche des Kontakts nicht limitiert. Im Rahmen dieser Arbeit konnten mit Hilfe des entwickelten Prozesses Josephson-Kontakte mit einer Fläche von weniger als $1\text{ }\mu\text{m} \times 1\text{ }\mu\text{m}$ erfolgreich hergestellt werden. Im Gegensatz zum aktuell standardmäßig genutzten Herstellungsprozess betrug hierbei aufgrund der geringen Fläche der Kontakte die Oxidationsdauer zur Erzeugung der Tunnelbarriere nur wenige Minuten anstatt mehrere Stunden. Zur Etablierung des neu entwickelten Prozesses wurden mehrere Chargen von Josephson-Kontakten mit unterschiedlichen Prozessparametern hergestellt und charakterisiert. Die zuletzt hergestellte Charge von Josephson-Kontakten zeichnet sich durch ihre hohe Qualität aus, die sich unter anderem durch den großen Wert des charakteristischen Widerstandsverhältnisses von $\langle R_{\text{sg}}/R_{\text{N}} \rangle = 34,2$ und die geringe Streuung der charakteristischen Parameter zeigt. Dabei hängt die Qualität der Josephson-Kontakte nicht nur vom verwendeten Herstellungsprozess ab, sondern auch von der Qualität der zugrundeliegenden Dreischichtstruktur. Diese hängt von verschiedenen Prozessparametern ab. In der vorliegenden Arbeit konnte unter anderem durch Messungen der Magnetfeldabhängigkeit des kritischen Stromes von Nb/Al-AlO_x/Nb-Tunnelkontakten ein Zusammenhang zwischen der Qualität der hergestellten Kontakte und der an der Sputterkathode angelegten Spannung bei der Deposition der verschiedenen Nb-Schichten gezeigt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit konnten verschiedene Methoden zur Unterdrückung aller beobachteten Resonanzen in einem in dieser Arbeitsgruppe verwendeten SQUID-Design erarbeitet werden. Dazu wurde ein Fabrikationsprozess etabliert, mit dem erstmalig am KIP sub- μm -große Josephson-Kontakte mit geringer Kapazität und hoher Qualität hergestellt werden konnten. In einer Weiterführung dieser Arbeit soll der entwickelte Prozess durch Anpassung der Prozessparameter weiter optimiert werden. Außerdem gilt es, die Kapazität dieser Kontakte experimentell zu bestimmen. Letztlich soll das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren zur Herstellung von SQUIDs, die auf den mit dem neuen Prozess produzierten Josephson-Kontakten basieren, weiterentwickelt und verbessert werden, sodass in Zukunft am KIP SQUIDs hergestellt werden können, dessen optimierte Eigenschaften unter anderem zu einer höheren Energieauflösung von magnetischen Kalorimetern beitragen werden.

Literaturverzeichnis

- [Ade93] D. J. Adelerhof, M. E. Bijlsma, P. B. M. Fransen, T. Weiman, J. Flokstra, und H. Rogalla, Fabrication of Nb/Al_xAlO_x/Al/Nb Josephson tunnel junctions using reactive ion etching in SF₆, *Physica C: Superconductivity*, **209**(4), 477–485, 1993.
- [Amb63] V. Ambegaokar und A. Baratoff, Tunneling Between Superconductors, *Physical Review Letters*, **10**(11), 486–489, 1963.
- [And09] S. Anders, M. Schmelz, L. Fritzsch, R. Stolz, V. Zakosarenko, T. Schönau, und H.-G. Meyer, Sub-micrometer-sized, cross-type Nb-AlO_x-Nb tunnel junctions with low parasitic capacitance, *Superconductor Science and Technology*, **22**(6), 064012, 2009.
- [Bar82] A. Barone und G. Paternò, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, Wiley-VCH, 1982.
- [Buc04] W. Buckel und R. Kleiner, *Superconductivity: Fundamentals and Applications*, Wiley-VCH, 2004.
- [Car90] J. P. Carbotte, Properties of Boson-Exchange Superconductors, *Reviews of Modern Physics*, **62**(4), 1027–1157, 1990.
- [Cla04] J. Clarke und A. I. Braginski (Ed.), *The SQUID Handbook: Vol. 1, Fundamentals and Technology of SQUIDs and SQUID Systems*, Wiley-VCH, 2004.
- [Coo65] D. D. Coon und M. D. Fiske, Josephson ac and Step Structure in the Supercurrent Tunneling Characteristic, *Physical Review*, **138**(3A), A744–A746, 1965.
- [Dan84] W. C. Danchi, J. Bindslev Hansen, M. Octavio, F. Habbal, und M. Tinkham, Effects of noise on the dc and far-infrared Josephson effect in small-area superconducting tunnel junctions, *Physical Review B*, **30**(5), 2503–2516, 1984.
- [Dee16] L. Deeg, *Bestimmung der intrinsischen Kapazität von Nb/Al-AlO_x/Nb-Tunnelkontakte*, Bachelorarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2016.

- [Dol99] R. Dolata, T. Weimann, H.-J. Scherer, und J. Niemeyer, Sub μm Nb/ AlO_x //Nb Josephson junctions fabricated by anodization techniques, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **9**(2), 3255–3258, 1999.
- [Dru02] D. Drung, High-performance DC SQUID read-out electronics, *Physica C: Superconductivity*, **368**(1-4), 134–140, 2002.
- [Du07a] J. Du, A. D. M. Charles, und K. D. Petersson, Study of the Surface Morphology of Nb Films and the Microstructure of Nb/ AlO_x -Al/Nb Trilayers, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **17**(2), 3520–3524, 2007.
- [Du07b] J. Du, A. D. M. Charles, K. D. Petersson, und E. W. Preston, Influence of Nb film surface morphology on the sub-gap leakage characteristics of Nb/ AlO_x -Al/Nb Josephson junctions, *Superconductor Science and Technology*, **20**(11), S350–S355, 2007.
- [Enp91] K. Enpuku und K. Yoshida, Modeling the dc superconducting quantum interference device coupled to the multiturn input coil, *Journal of Applied Physics*, **69**(10), 7295–7300, 1991.
- [Enp92] K. Enpuku, R. Cantor, und H. Koch, Modeling the direct current superconducting quantum interference device coupled to the multiturn input coil. II, *Journal of Applied Physics*, **71**(5), 2338–2346, 1992.
- [Fer15] A. Ferring, *Entwicklung von dc-SQUIDs zur Auslesung von metallischen magnetischen Kalorimetern*, Masterarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2015.
- [Fle05] A. Fleischmann, C. Enss, und G. Seidel, *Cryogenic Particle Detection*, volume 99 of *Topics in applied physics*, chapter Metallic Magnetic Calorimeters, 149–215, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [Fou05] C. J. Fourie und W. J. Perold, Simulated Inductance Variations in RS-FQ Circuit Structures, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **15**(2), 300–303, 2005.
- [Gri52] D. Grieg und H. Engelmann, Microstrip - A New Transmission Technique for the Kilomegacycle Range, *Proceedings of the IRE*, **40**(12), 1644–1650, 1952.
- [Gur83] M. Gurvitch, M. A. Washington, und H. A. Huggins, High quality refractory Josephson tunnel junctions utilizing thin aluminum layers, *Applied Physics Letters*, **42**(5), 472–474, 1983.

- [Ima92] T. Imamura, T. Shiota, und S. Hasuo, Fabrication of high quality Nb/AlO_x-Al/Nb Josephson junctions: I - Sputtered Nb films for junction electrodes, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **2**(1), 1–14, 1992.
- [Jay81] J. M. Jaycox und M. B. Ketchen, Planar coupling scheme for ultra low noise dc SQUIDs, *IEEE Transactions on Magnetics*, **17**(1), 400–403, 1981.
- [Jos62] B. D. Josephson, Possible new effects in superconductive tunnelling, *Physics Letters*, **1**(7), 251–253, 1962.
- [Jos65] B. D. Josephson, Supercurrents through barriers, *Advances in Physics*, **14**(56), 419–451, 1965.
- [Kem13] S. Kempf, A. Ferring, A. Fleischmann, L. Gastaldo, und C. Enss, Characterization of the reliability and uniformity of an anodization-free fabrication process for high-quality Nb/Al-AlO_x/Nb Josephson junctions, *Superconductor Science and Technology*, **26**(6), 065012, 2013.
- [Kem15] S. Kempf, A. Ferring, A. Fleischmann, und C. Enss, Direct-current superconducting quantum interference devices for the readout of metallic magnetic calorimeters, *Superconductor Science and Technology*, **28**(4), 45008, 2015.
- [Kem18] S. Kempf, A. Fleischmann, L. Gastaldo, und C. Enss, Physics and Applications of Metallic Magnetic Calorimeters, *Journal of Low Temperature Physics*, 1–15, 2018.
- [Knu87] J. Knuutila, A. Ahonen, und C. D. Tesche, Effects on DC SQUID characteristics of damping of input coil resonances, *Journal of Low Temperature Physics*, **68**(3-4), 269–284, 1987.
- [Knu88] J. Knuutila, M. Kajola, H. Seppä, R. Mutikainen, und J. Salmi, Design, Optimization, and Construction of a DC SQUID with Complete Flux Transformer Circuits, *Journal of Low Temperature Physics*, **71**(5-6), 369–392, 1988.
- [Lic89] A. W. Lichtenberger, C. P. McClay, R. J. Mattauch, M. J. Feldman, S. Pan, und A. R. Kerr, Fabrication of Nb/Al-Al₂O₃/Nb junctions with extremely low leakage currents, *IEEE Transactions on Magnetics*, **25**(2), 1247–1250, 1989.
- [Mae95] M. Maezawa, M. Aoyagi, H. Nakagawa, I. Kurosawa, und S. Takada, Specific capacitance of Nb/AlO_x/Nb Josephson junctions with critical current

densities in the range of $0.1 - 18 \text{ kA/cm}^2$, *Applied Physics Letters*, **66**(16), 2134–2136, 1995.

- [Mag81] J. H. Magerlein, Specific capacitance of Josephson tunnel junctions, *IEEE Transactions on Magnetics*, **17**(1), 286–289, 1981.
- [McC68] D. E. McCumber, Effect of ac Impedance on dc Voltage-Current Characteristics of Superconductor Weak-Link Junctions, *Journal of Applied Physics*, **39**(7), 3113–3118, 1968.
- [McM68] W. L. McMillan, Tunneling Model of the Superconducting Proximity Effect, *Physical Review*, **175**(2), 537–542, 1968.
- [Ono97] R. H. Ono, J. A. Koch, A. Steinbach, M. E. Huber, und M. W. Cromar, Tightly coupled dc SQUIDs with resonance damping, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **7**(2), 2538–2541, 1997.
- [Ric17] D. Richter, *Auslesung von SQUIDs mittels Flussrampenmodulation*, Masterarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2017.
- [Sch14] M. Schmelz, *Development of a High Sensitive Receiver System for Transient Electromagnetics*, Dissertation, University of Twente, 2014.
- [Ste68] W. C. Stewart, Current-Voltage Characteristics of Josephson Junctions, *Applied Physics Letters*, **12**(8), 277–280, 1968.
- [Tes77] C. D. Tesche und J. Clarke, dc SQUID: Noise and Optimization, *Journal of Low Temperature Physics*, **294**(3), 1–9, 1977.
- [Zim18] F. Zimmerer, *Beurteilung der Qualität von Nb/Al-AlO_x/Nb-Josephson-Kontakten und Charakterisierung des Herstellungsprozesses von Nb/Al-AlO_x/Nb-Dreischichtstrukturen*, Bachelorarbeit, Kirchhoff-Institut für Physik, Universität Heidelberg, 2018.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Menschen bedanken, die mich in jeglicher Form bei dieser Arbeit unterstützt haben. Ganz besonders möchte ich mich bedanken bei:

PROF. DR. CHRISTIAN ENSS für die herzliche Aufnahme in diese Arbeitsgruppe, für die Möglichkeit, mich bei meiner Arbeit frei zu entfalten und gleichzeitig für das andauernde Interesse und die Begeisterung an meinen Messergebnissen und Fortschritten und für die vielen anregenden Unterhaltungen auch über das Thema der Physik hinaus.

DR. SEBASTIAN KEMPF für das abermalige Korrekturlesen dieser Arbeit, für das Leiten einer erfolgreichen SQUID-Gruppe mit angenehmer Arbeitsatmosphäre, für das Verständnis und die großzügige Unterstützung in schweren Zeiten, für die vielen gemeinsamen Stunden im Reinraum, für sein scheinbar unendliches Wissen über SQUIDs, für die ansteckende Begeisterung für das Thema meiner Arbeit, ... Einfach für alles!

Den Kollegen aus der SQUID-Gruppe: MATHIAS WEGNER, dafür, dass er für mich wie ein großer Bruder ist, MATTHÄUS KRANTZ, für seine ständige Gelassenheit und die Teilhabe an seiner scheinbar grenzenlosen Allgemeinbildung, ANNA FERRING, für die unersetzliche weibliche Unterstützung im Büro, FLORIAN MICHL, für seine Gabe, schlechte in gute Laune zu verwandeln, DANIEL RICHTER und FELIX AHRENS, meine beiden Sitznachbarn zu meiner Rechten und meiner Linken, für die Hilfestellung bei Genplot, InductEx, usw., aber auch für die vielen kleinen unterhaltsamen Gespräche im Büro und PATRICK PALUCH, für seine Herzensgüte und sein ansteckendes Lachen.

Allen anderen Mitarbeitern der Arbeitsgruppe, die ich hier leider unmöglich alle namentlich nennen kann, die aber während meiner Zeit in dieser Arbeitsgruppe zu mehr als nur Arbeitskollegen geworden sind. Danke für die vielen schönen Mittagspausen, Grillfeste und Tagungen aber auch für die ständige Hilfsbereitschaft im Labor.

Meiner Familie und meinen Freunden, die in guten aber auch in schlechten Zeiten immer für mich da waren, Verständnis gezeigt haben und mir immer wieder Mut gemacht haben, weiter zu machen.

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 11. Februar 2020

.....

(Fabienne Bauer)