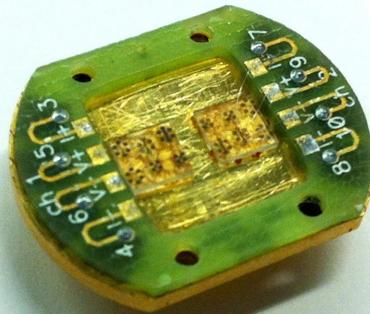


Bachelorarbeit

Untersuchung amorpher supraleitender Filme unterschiedlicher Dicke



Julia Lonsky

Fachbereich Physik
Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät
Universität Zürich

Betreuer: Dr. A. Engel
Gruppe: Prof. Dr. A. Schilling

22. August 2014

Vorwort

In dieser Arbeit werden amorphe Wolfram-Silizium Filme untersucht, indem supraleitende Parameter, wie die kritische Temperatur T_c , das obere kritische Feld $H_{c2}(0)$, der spezifische Widerstand ρ_N , der Flächenwiderstand R_S , die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge $\xi(0)$, die Diffusionskonstante D , die Energielücke $\Delta(0)$, sowie die magnetische Eindringtiefe $\lambda(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke bestimmt werden. Dazu wurden Widerstandsmessungen in verschiedenen Magnetfeldern und im Nullfeld durchgeführt. Die Auswertung zeigt, dass die supraleitenden Eigenschaften der Proben eine Abhängigkeit von der Filmdicke aufweisen und mit abnehmender Dicke schwächer werden. Die amorphe Wolfram-Silizium Verbindung ist vor allem im Hinblick auf eine Anwendung in Superconducting Nanowire Single-Photon Detektoren von Interesse. Ein Vergleich mit Niobnitrid, einer Verbindung die üblicherweise in den Detektoren zum Einsatz kommt, zeigt, dass die Wolfram-Silizium Verbindung vor allem Vorteile in der Herstellung sowie der Empfindlichkeit des Detektors aufweist.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Phänomene der Supraleitung	6
2.2	Theorie der Supraleitung	8
2.3	Amorphe Supraleiter	13
2.4	Funktionsweise eines SNSPD	15
3	Experimentelle Arbeit	17
3.1	Herstellung der Proben	17
3.2	Das Physical Properties Measurement System	19
3.3	Messung	20
3.4	Auswertung und Resultate	22
4	Diskussion und Ausblick	34
	Abbildungsverzeichnis	41
	Literaturverzeichnis	43

1 Einleitung

Die Supraleitung ist eine Materialeigenschaft bestimmter Metalle, Legierungen und keramischer Materialien, die sich durch einen Abfall des elektrischen Widerstandes auf Null und die Verdrängung magnetischer Felder aus dem Inneren des Materials (Meissner-Ochsenfeld-Effekt) äussert. Die in dieser Arbeit untersuchte amorphe Wolfram-Silizium-Verbindung (WSi) zählt zu den Supraleitern mit einer relativ geringen Übergangstemperatur (< 5 K [1]). Aufgrund ihrer supraleitenden Eigenschaften bietet sie jedoch eine gute Voraussetzung für die Anwendung in sog. Superconducting Nanowire Single-Photon Detektoren (SNSPD) [2]. Die SNSPD's können einzelne Photonen mittels eines supraleitenden Nanodrahts detektieren, was vor allem in der Quanteninformationsverarbeitung von grossem Interesse ist, da diese darauf abzielt, mithilfe von einzelnen Quantenobjekten Information zu verschlüsseln und zu manipulieren [3]. Dies stellt hohe Anforderungen an die Leistungsfähigkeit des Photodetektors, die von den konventionellen Photodetektoren wie Photomultipliern und Avalanche-Photodioden nicht erfüllt werden [3].

Das Kernstück des SNSPD bildet ein supraleitender Nanodraht¹, wobei Material, Qualität und die Anordnung des Drahtes einen grossen Einfluss auf die Leistungsfähigkeit des Detektors haben [4]. Für den Detektionsprozess wird ein sehr kleiner Drahtquerschnitt benötigt, weshalb der wenige Nanometer dicke und um die 100 nm breite Draht mäandernd auf dem Substrat verläuft, um eine möglichst grosse Fläche abzudecken. Ein gängiges Material zur Herstellung des Nanodrahtes ist Niobnitrid, mit dem der Detektor Wellenlängen vom sichtbaren bis zum mittleren Infrarot-Bereich detektieren kann und eine geringe Dunkelzählrate sowie eine sehr gute Zeitauflösung erreicht [5]. Um die optimale Leistungsfähigkeit zu erhalten, wird ein absolut homogener Nanodraht benötigt, da jegliche Inhomogenität einen grossen Einfluss auf die Empfindlichkeit des Detektors hat [6]. Aufgrund der kristallinen Struktur ist die Umsetzung besonders aufwendig und vor allem im Hinblick auf grossflächige Detektoren gestaltet sie sich als äussert schwierig. Es wurde zudem festgestellt, dass bei SNSPD's mit Niobnitrid die Detektionseffizienz²,

¹Der Detektionsprozess wird im Abschnitt 2.4 erläutert.

²Die Wahrscheinlichkeit, dass ein elektrisches Signal registriert wird, wenn ein Photon auf den Detektor trifft

die vor allem vom Material (dem intrinsischen Detektionsmechanismus), der Geometrie des Detektors und der optische Kopplung³ abhängt, zu niedrig ist ($\sim 36\%$ bei einer Wellenlänge von 1550 nm [7]), um einen Einsatz in Anwendungen wie bspw. dem Quantenschlüsselaustausch zu ermöglichen [2].

Studien zeigen, dass unter Verwendung von amorphem Wolfram-Silizium als Absorbermaterial eine deutlich höhere Effizienz ($> 90\%$ bei einer Wellenlänge von 1520 -1610 nm) erreicht werden kann [8], die über einen grossen Bereich von Wellenlängen in etwa konstant bleibt im Gegensatz zu NbN [2]. Die Detektionseffizienz lässt sich vor allem durch die Herstellung des Detektors stark steigern, da das WSi aufgrund seiner amorphen Struktur auf verschiedene Substrate aufgebracht werden kann und eine Strukturierung zur Erhöhung der optischen Kopplung (Absorption der Photonen) ebenfalls leichter zu realisieren ist [2] [8].

Eine Untersuchung der supraleitenden Eigenschaften bei dünnen WSi-Filmen ist daher für die Anwendung in SNSPD's von Interesse. Basierend auf den in dieser Arbeit ausgewerteten Parametern können die supraleitenden Eigenschaften der WSi-Filme diskutiert und mit denjenigen von Niobnitrid verglichen werden.

³Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon gestreut, absorbiert oder reflektiert wird bevor es beim Detektor ankommt

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel soll einen Überblick über verschiedene Phänomene, wichtige Grundbegriffe und die Theorie der Supraleitung geben, siehe dazu [9], [10], [11], [12], [13]. Da im Rahmen dieser Arbeit amorphe Supraleiter untersucht wurden, werden auch einige Eigenschaften und die damit verbundenen Effekte dieser Strukturen wiedergegeben.

2.1 Phänomene der Supraleitung

Verschwinden des elektrischen Widerstandes und der Meissner-Ochsenfeld-Effekt

Die bekannteste Eigenschaft der Supraleiter ist das Verschwinden des elektrischen Widerstandes $R(T)$ bei der kritischen Temperatur T_c . Daneben sind sie auch durch den Meissner-Ochsenfeld-Effekt gekennzeichnet, der die Verdrängung äusserer Magnetfelder aus dem Inneren des Supraleiters beschreibt. Eine Probe im supraleitenden Zustand verhält sich also wie ein idealer Diamagnet¹. Dieser Effekt rührt von Abschirmströmen an der Oberfläche der Probe her, die im Fall eines äusseren Magnetfeldes auftreten und ein Magnetfeld erzeugen, welches das äussere Magnetfeld im Inneren des Supraleiters vollständig kompensiert, so dass die Probe feldfrei bleibt.

Kritisches Magnetfeld und kritischer Strom

Ähnlich wie bei der kritischen Temperatur gibt es auch für ein angelegtes Magnetfeld einen kritischen Wert, bei dessen Überschreitung die Supraleitung zusammenbricht: Wenn das Magnetfeld den kritischen Wert $H_c(T)$ ² annimmt, ist der supraleitende Zustand energetisch nicht mehr vorteilhaft und es findet ein Übergang in den normalleitenden Zustand statt, womit das Magnetfeld wieder in die Probe eindringt. Dieses

¹Solange das äussere Magnetfeld eine kritische Feldstärke nicht überschreitet

²Es ist an dieser Stelle anzumerken, dass das kritische Feld des äusseren Magnetfeldes eigentlich mit B_c angegeben werden sollte, was jedoch nicht üblich ist auf dem Gebiet der Supraleitung. Es ist daher zu berücksichtigen, dass im SI-System $B_c = \mu_0 H_c$ gilt, wobei μ_0 die magnetische Feldkonstante bezeichnet.

Verhalten weisen sog. Supraleiter erster Art auf, die eine Magnetisierungskurve wie in Abb. 2.1 besitzen. Im supraleitenden Zustand erzeugen die Abschirmströme an der Oberfläche eine Magnetisierung der Probe. Die magnetische Suszeptibilität beträgt in diesem Fall $\chi = -1$, da sie sich die Probe wie ein idealer Diamagnet verhält. Sobald die Probe wieder normalleitend wird, verschwinden die Abschirmströme und die Magnetisierung.

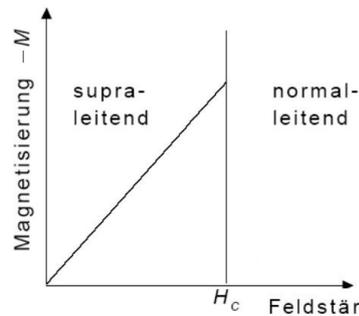


Abbildung 2.1: Magnetisierungskurve eines Supraleiters erster Art nach [9]

Da durch den Stromfluss auch ein Magnetfeld erzeugt wird, existiert aufgrund der Begrenzung des Magnetfeldes durch H_c auch für die Stromdichte ein kritischer Wert j_c . Supraleitung tritt also nur auf, wenn sowohl für die Temperatur, als auch für das äussere Magnetfeld und den Stromfluss die kritischen Werte nicht überschritten werden.

Bei einem Supraleiter zweiter Art wird zwischen zwei verschiedenen kritischen Feldstärken unterschieden, dem unteren kritischen Feld H_{c1} und dem oberen kritischen Feld H_{c2} . Unterhalb von H_{c1} verhält sich der Supraleiter wie ein Supraleiter erster Art und zeigt das ideal diamagnetische Verhalten. Bei der Überschreitung von H_{c1} wird die Supraleitung jedoch nicht wie bei Typ I zerstört, sondern es tritt ein Mischzustand, die sog. Shubnikov-Phase, auf. Die Probe bleibt weiterhin supraleitend, aber der Meissner-Ochsenfeld-Effekt ist nicht mehr vollständig, da das äussere Feld in Form von quantisierten, magnetischen Flussschläuchen teilweise in den Supraleiter eindringt. Dies ist in der Magnetisierungskurve ersichtlich (siehe Abb. 2.2). Der normalleitende Kern eines Flussschlauchs ist von einem System von Kreisströmen umgeben, die als Abschirmströme wirken. Jeder Flussschlauch trägt ein elementares Flussquant³ $\Phi_0 = h/q$, wobei h das Planck'sche Wirkungsquantum bezeichnet und $q = 2e$ mit der Elementarladung e . Die Gesamtheit der Flussschläuche ergibt den magnetischen Fluss durch den Supraleiter. Mit wachsendem, äusseren Feld wird der Abstand zwischen den Flussschläuchen kleiner

³Die Quantisierung des magnetischen Flusses wurde in Experimenten mit Dauerströmen in supraleitenden Ringen nachgewiesen [14] [15].

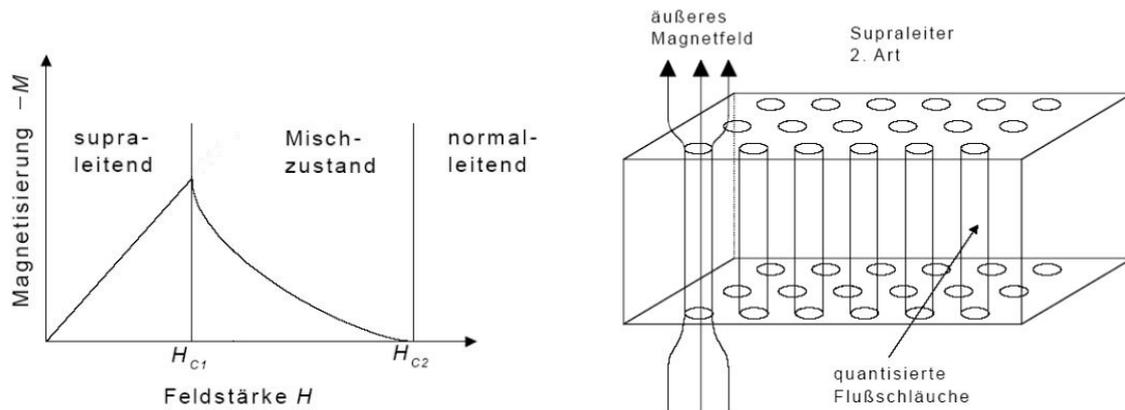


Abbildung 2.2: Linkes Bild: Magnetisierungskurve eines Supraleiters zweiter Art nach [9], Rechtes Bild: Flussschläuche in einem Supraleiter zweiter Art in der Shubnikov-Phase nach [9]

bis die normalleitenden Kerne beim Erreichen des oberen kritischen Feldes H_{c2} überlappen und die Supraleitung zusammenbricht.

Indem der magnetische Fluss in den Supraleiter eindringt, kann ein angelegter Strom durch den gesamten Supraleiter und nicht nur durch eine dünne Oberflächenschicht fließen. Es findet eine Wechselwirkung zwischen dem Strom und den Flussschläuchen statt, die aufgrund der Lorentzkraft in einer Bewegung der Flussschläuche senkrecht zum Magnetfeld resultiert. Das Wandern der Flussschläuche ist mit einem elektrischen Widerstand verbunden, was dazu führt, dass für einen idealen Supraleiter zweiter Art, in dem die Flussschläuche frei verschiebbar sind, die kritische Stromdichte in der Shubnikov-Phase null ist. In realen Supraleitern zweiter Art gibt es ein Pinning der Flussschläuche, was das Verankern an Haftzentren, wie etwa Störstellen im Kristall oder Korngrenzen bezeichnet. Durch das Pinning kann das Wandern der Flussschläuche bis zu einer kritischen Stromdichte verhindert werden, so dass ein endlicher Strom durch den Supraleiter fließen kann.

2.2 Theorie der Supraleitung

Eine Theorie für die mikroskopischen Mechanismen der Supraleitung wurde erst einige Jahrzehnte nach ihrer Entdeckung mit der BCS-Theorie⁴ gefunden. Aus den phänomenologischen Beobachtungen und durch thermodynamische Betrachtungen sind jedoch

⁴Benannt nach Bardeen, Cooper und Schrieffer

bereits schon früher verschiedene Ansätze entwickelt worden, um ein besseres theoretisches Verständnis für den supraleitenden Zustand zu gewinnen: Durch Erweiterungen der Maxwell-Gleichungen formulierten Fritz und Heinz London eine phänomenologische Theorie des Meissner-Ochsenfeld-Effekts und eine korrekte thermodynamische Beschreibung der Supraleitung nahe T_c wurde im Rahmen der Ginzburg-Landau-Theorie erreicht.

Die London-Gleichungen bilden einen Ersatz für das Ohm'sche Gesetz⁵ in einem Supraleiter. Aus ihnen kann eine Differentialgleichung für das Magnetfeld \mathbf{B} (2.1) hergeleitet werden, wobei $\lambda_L^2 = \frac{m_s}{q_s^2 \mu_0 n_s}$ und m_s , q_s die Masse und Ladung der supraleitenden Ladungsträger, die sich reibungslos durch die Probe bewegen und n_s die Ladungsträgerdichte bezeichnet.

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{\mathbf{B}}{\lambda_L^2} \quad (2.1)$$

Für ein Feld in z-Richtung kann eine Lösung von (2.1) mit $B(z) = B(0) \cdot \exp(-z/\lambda_L)$ angegeben werden, was einem Magnetfeld entspricht, das von der Oberfläche der Probe ausgehend exponentiell nach innen abfällt. Mit λ_L wird die Eindringtiefe des Feldes angegeben, bei der es auf den Bruchteil $1/e$ abgefallen ist (siehe Abb. 2.3). Die Grösse λ_L wird daher auch als London'sche Eindringtiefe bezeichnet und ist der Grund wieso sich beim Meissner-Ochsenfeld-Effekt Abschirmströme an der Oberfläche des Supraleiters ausbilden können.

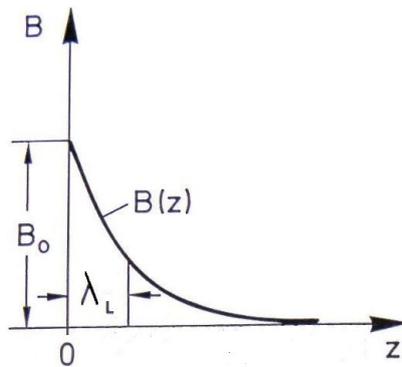


Abbildung 2.3: Verlauf des Magnetfeldes innerhalb des Supraleiters ($z > 0$) nach [9]

Es zeigt sich, dass die Supraleitung einen eigenen thermodynamischen Zustand darstellt, der im Vergleich mit dem normalleitenden Zustand geordneter ist. Die im Rahmen der Ginzburg-Landau-Theorie formulierte Ginzburg-Landau-Gleichung weist grosse Ähnlichkeit mit der zeitunabhängigen Schrödingergleichung auf, die Wellenfunktionen

⁵ $\mathbf{j} = \sigma \cdot \mathbf{E}$, wobei \mathbf{j} die Stromdichte, σ die Leitfähigkeit und \mathbf{E} das elektrische Feld angibt

haben jedoch eine andere Bedeutung: In der Ginzburg-Landau-Theorie wird mit $\psi(\mathbf{r})$ das kohärente Verhalten der Gesamtheit der Ladungsträger im supraleitenden Zustand beschrieben und als Ordnungsparameter der supraleitenden Phase interpretiert. Der Betrag der Wellenfunktion $|\psi(\mathbf{r})|^2$ wird mit der Dichte supraleitenden Ladungsträger n_s identifiziert. Aus den Lösungen erhält man neben der London'schen Eindringtiefe λ_L auch eine weitere charakteristische Länge des Supraleiters, die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge ξ . Sie ist ein Mass für die kleinste Länge, über die die Dichte der supraleitenden Ladungsträger (ohne zusätzlichen Energieaufwand) variieren kann. Die beiden Grössen ξ und λ_L sind material- und temperaturabhängig.

Das Auftreten von Supraleitern zweiter Art kann durch die Betrachtung der freien Energie der (Supraleiter-Normalleiter-) Grenzflächen erklärt werden: Bei der Schaffung von Grenzflächen wird einerseits Energie zur Verdrängung des Magnetfeldes aus dem Supraleiter eingespart, andererseits geht Energie durch die Abnahme der Dichte der supraleitenden Ladungsträger an der Grenzfläche verloren. Der Übergang in die Shubnikov-Phase findet nur statt, wenn das Ausbilden von Grenzflächen mit einem Energiegewinn verbunden ist, was im Fall von $\lambda_L \gtrsim \xi$ ⁶ möglich ist. In Supraleitern erster Art gilt hingegen $\xi \gtrsim \lambda_L$ ⁷, was einen Energieaufwand bei der Bildung einer Grenzschicht zur Folge hat, so dass der Übergang in den normalleitenden Zustand energetisch von Vorteil ist. Da das Ausbilden von Grenzflächen in einem Supraleiter zweiter Art energetisch günstig ist, werden möglichst viele Grenzflächen geschaffen, was unter anderem durch das Tragen von nur einem Flussquant pro Flusschlauch realisiert wird.

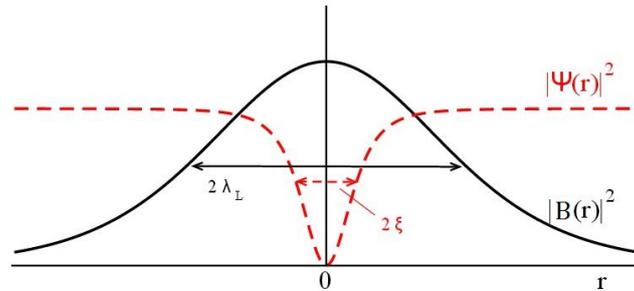


Abbildung 2.4: Verlauf des Magnetfeldes $B(r)$ und der Cooper-Paardichte $n_s(r) = |\Psi(r)|^2$ in einem Flusschlauch [16]

Eine Abschätzung des oberen kritischen Feldes H_{c2} kann aus geometrischen Überlegungen erhalten werden (siehe auch Abschnitt 2.1): Je grösser das äussere Magnetfeld wird,

⁶Eine genaue Rechnung liefert $\kappa = \lambda_L/\xi \geq 1/\sqrt{2}$, wobei κ den Ginzburg-Landau-Parameter bezeichnet. Weiter muss beachtet werden, dass diese Grenze nur in der Nähe von T_c gilt.

⁷ $\kappa < 1/\sqrt{2}$

desto dichter sind die Flussschläuche gepackt, was dazu führt, dass beim Erreichen des oberen kritischen Feldes jedem Flussschlauch nur noch eine Querschnittsfläche $A \approx \pi\xi^2$ zur Verfügung steht. Das obere kritische Feld kann daher mit $\mu_0 H_{c2} \approx \frac{\Phi_0}{\pi\xi^2}$ abgeschätzt werden, wobei μ_0 die magnetische Feldkonstante bezeichnet. Eine genaue Berechnung im Rahmen der Ginzburg-Landau-Theorie führt zu (2.2), so dass die Abschätzung also bis auf einen Faktor 1/2 mit (2.2) übereinstimmt.

$$\mu_0 H_{c2}(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi\xi(T)^2} \quad (2.2)$$

BCS-Theorie

Die Grundlage der BCS-Theorie bilden durch eine schwache, attraktive Wechselwirkung gebundene Elektronenpaare, die sog. Cooper-Paare. Diese Paarung erfolgt in den konventionellen Supraleitern⁸ durch eine über das Gitter vermittelte Wechselwirkung der Elektronen, die auf der folgenden, vereinfachten (klassischen) Vorstellung basiert: Ein Elektron zieht die umgebenden Gitterionen an, was zu einer lokal erhöhten positiven Ladungsdichte (Polarisation) führt. Entlang des Weges des Elektrons erfolgt die Polarisation zeitlich retardiert, da die Ionen aufgrund ihrer Masse der polarisierenden Wirkung des Elektrons nur verzögert folgen. Ein anderes Elektron wird von der Polarisation des ersten Elektrons angezogen und somit indirekt vom ersten Elektron selber, was einer über das Gitter vermittelten, attraktiven Wechselwirkung⁹ zwischen den beiden Elektronen entspricht¹⁰.

Für den Fall, dass die Elektronen entgegengesetzte aber gleich grosse Impulse und entgegengesetzte Spins besitzen, $\{\mathbf{k} \uparrow, -\mathbf{k} \downarrow\}$, wird die Paar-Wechselwirkung maximal und kann bei genügend tiefen Temperaturen die Coulomb-Abstossung überwinden, so dass es zur (dynamischen) Bildung von Elektronenpaaren kommt, die als Cooper-Paare bezeichnet werden. Der Abstand, über den die Paarkorrelation erfolgt, ist durch die BCS-Kohärenzlänge ξ_0 bestimmt, die ein Mass für die mittlere Ausdehnung eines Cooper-Paares ist. Die Cooper-Paare haben Gesamtspin null, womit sie als Bosonen aufgefasst werden können und das Pauli-Prinzip nicht mehr erfüllen müssen. Sie können einen

⁸Die Elektronen des Cooper-Paares bilden einen Zustand mit Gesamtspin $S=0$ und Gesamtdrehimpuls $L=0$ (s-Welle), dies ist der Wellenzustand der in der BCS-Theorie beschrieben wird. Zu den unkonventionellen Supraleitern zählen daher alle Supraleiter bei denen keine s-Welle vorliegt oder die Cooper-Paare nicht durch eine Elektronen-Gitter-Wechselwirkung entstehen.

⁹Der Isotopeneffekt, der eine Abhängigkeit der kritischen Temperatur von der Masse des Isotops beschreibt [17], bestätigt eine Beteiligung der Gitterschwingungen bei der Bildung des supraleitenden Zustands.

¹⁰Quantenmechanisch kann die Paarbildung durch eine Elektron-Elektron-Wechselwirkung beschrieben werden, bei der virtuelle Phononen ausgetauscht werden.

gemeinsamen quantenmechanischen Zustand einnehmen und eine kohärente, makroskopische Wellenfunktion bilden. Eine Betrachtung des Vielteilchen-Problems zeigt, dass der gemeinsame Grundzustand der Elektronen energetisch günstiger ist, als der Grundzustand ohne Wechselwirkung. Beim Phasenübergang vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand wird daher die Kondensationsenergie (2.3) frei.

$$-\frac{1}{2}N(0)\Delta^2 < 0 \quad (2.3)$$

Die Grösse Δ entspricht dabei einer Energielücke zwischen dem Grundzustand und dem ersten angeregten Zustand, $N(0)$ bezeichnet die Zustandsdichte am Fermi-niveau. Im supraleitenden Zustand bildet sich eine von der Paarwechselwirkung abhängige Energielücke¹¹ aus, so dass die Zustandsdichte für Anregungsenergien $E(\mathbf{k}) < \Delta$ null ist und in einem Intervall um die Fermienergie $E_F \pm \Delta$ keine Zustände existieren. Das Aufbrechen eines Cooper-Paar erfordert eine Mindestenergie von 2Δ , was den supraleitenden Zustand gegenüber dem normalleitenden stabil macht.

Die bisherigen Ausführungen gelten für den Grundzustand bei $T = 0$, im Fall von $T > 0$ werden durch thermische Fluktuationen Cooper-Paare aufgebrochen, deren ungepaarte Elektronen Zustände besetzen, die dann für das Kondensat der Cooper-Paare nicht mehr zur Verfügung stehen. Damit geht die Cooper-Paardichte mit zunehmender Temperatur zurück und die Energielücke $\Delta(T)$ wird kleiner, bis sie schliesslich bei der kritischen Temperatur T_c verschwindet. Zwischen der Energielücke $\Delta(T = 0)$ und der kritischen Temperatur T_c eines Supraleiters lässt sich ein allgemeiner Zusammenhang (2.4) finden, wobei $\gamma \approx 0.577$ der Euler-Konstante entspricht und e der eulerschen Zahl, so dass sich $e^\gamma \approx 1.781$ ergibt.

$$\Delta(0) = \frac{\pi}{e^\gamma} k_B T_c \quad (2.4)$$

Fluktuationen oberhalb von T_c

Beim Übergang vom normalleitenden zum supraleitenden Zustand kommt es aufgrund von thermischen Schwankungen auch schon bei Temperaturen grösser als T_c lokal zur Bildung von Cooper-Paaren in der Probe, so dass bereits kurzzeitig supraleitende Bereiche entstehen. Diese Fluktuationen um den normalleitenden Gleichgewichtszustand herum äussern sich in einer zusätzlichen Leitfähigkeit σ' , die bei der Annäherung an T_c zunimmt. In amorphen Proben, wie sie für diese Arbeit verwendet wurden, sind Fluktuationen besonders ausgeprägt [18]. Die Dimension der Probe hat dabei einen Einfluss

¹¹Dies ist bei konventionellen Supraleitern der Fall, durch paramagnetische Verunreinigungen oder bei unkonventionellen Supraleitern gibt es keine echte Energielücke mehr [9].

auf die Stärke der Fluktuationen, da die Cooper-Paardichte n_s nur über Längen grösser als ξ variieren kann, für kleinere Längen wird sie konstant bleiben. Für Proben mit den Massen l, b und $d \gg \xi$ kann n_s daher in alle Richtungen variieren und für die Temperaturabhängigkeit der Zusatzleitfähigkeit $\sigma'(T)$ gilt (2.5) [19], wobei $\xi(0)$ die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge bei $T = 0$ und \hbar das reduzierte Planck'sche Wirkungsquantum bezeichnet.

$$\sigma'(T) = \frac{e^2}{32\hbar\xi(0)} \left(\frac{T_c}{T - T_c} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

Für eine zweidimensionale Probe, d.h. einen Film mit $d \ll \xi$, ändert sich der Beitrag der Zusatzleitfähigkeit zu (2.6) [19].

$$\sigma'(T) = \frac{e^2}{16\hbar d} \frac{T_c}{T - T_c}. \quad (2.6)$$

2.3 Amorphe Supraleiter

Amorphe Strukturen sind dadurch gekennzeichnet, dass sie, im Gegensatz zu kristallinen, keine langreichweitige Ordnung besitzen und die Atome in regelloser Struktur angeordnet sind (siehe Abb. 2.5) [20]. Es herrscht nur eine kurzreichweitige (statistische) Nahordnung vor, die sich aufgrund der Bindungskräfte zwischen den Atomen einstellt [21].

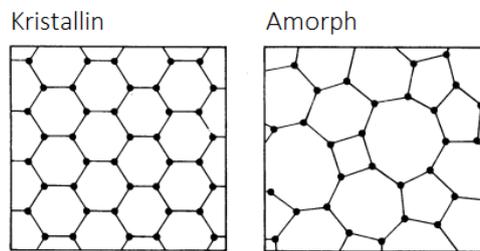


Abbildung 2.5: Vergleich kristalline und amorphe Struktur [20]

Daraus folgt, dass einige Begriffe zur Beschreibung der Struktur, wie die Elementarzelle aufgrund der fehlenden Symmetrie nicht mehr definierbar sind, andere wie der Abstand und die Anzahl der nächsten Nachbarn können hingegen angepasst werden [22]. Die starken Gitterstörungen in einer amorphen Probe haben auch einen Einfluss auf die Streuung der Elektronen: Im Gegensatz zu einem kristallinen Metall ist die mittlere freie Weglänge nur sehr kurz, was zu einem höheren Widerstand im normalleitenden Zustand führt und einen Einfluss auf die Eindringtiefe λ und die Kohärenzlänge ξ hat [18] [9].

Die Entdeckung amorpher Supraleiter durch Buckel und Hilsch 1954 [23] zeigte, dass nicht nur Kristallinität zu Supraleitung führt, sondern auch andere Strukturen dieses Verhalten aufweisen können. In den zahlreichen experimentellen und theoretischen Studien, die auf diese Entdeckung folgten, wurde ersichtlich, dass amorphe Supraleiter grob in zwei verschiedene Gruppen eingeteilt werden können: Nicht-Übergangsmetalle und Übergangsmetalle¹² [20]. Diese Einteilung erfolgt aufgrund der Unterschiede, die sich in verschiedenen Eigenschaften der Supraleiter, wie bspw. der kritischen Temperatur oder der Elektron-Phonon-Wechselwirkung, äussern. In der Regel führt ein amorpher oder stark ungeordneter¹³ Aufbau in den Nicht-Übergangsmetallen dazu, dass die kritische Temperatur grössere Werte annimmt als im kristallinen Fall [25] [18]. Im Gegensatz dazu kann bei den Übergangsmetallen, je nach Element, die kritische Temperatur im amorphen Zustand grösser aber auch kleiner sein als im kristallinen [26]. Wie in Abb. 2.6 ersichtlich ist, können die strukturbedingten Abweichungen in der kritischen Temperatur sogar mehrere Kelvin betragen.

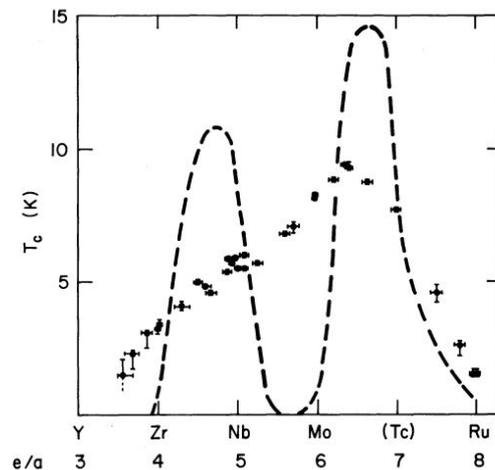


Abbildung 2.6: Kritische Temperatur in Abhängigkeit von der Anzahl Elektronen pro Atom für die 4d-Übergangsmetalle; die gestrichelte Kurve entspricht dem Fall kristalliner Supraleiter (Matthias-Regel [27]), die Messpunkte bezeichnen den amorphen Fall [26]

Die äquivalente Beschreibung der Mechanismen in amorphen und kristallinen Supraleitern kann nur als Annäherung verstanden werden. Allgemein gilt, dass die supraleitenden Eigenschaften durch das Zusammenwirken des Phononenspektrums, der Stärke der

¹²Als Übergangsmetalle werden diejenigen Elemente bezeichnet, deren Atome nur eine teilweise besetzte d-Schale besitzen. Dazu zählen die Elemente Sc bis Cu, Y bis Ag, La bis Au und Ac bis Rg [24]

¹³Es muss berücksichtigt werden, dass in reinen Metallen unter Umständen nur ein nanokristalliner und kein amorpher Zustand erreicht werden kann [22].

Elektron-Phonon-Wechselwirkung und der Zustandsdichte am Fermi-Niveau bestimmt sind. Da sich jedoch eine exakte Beschreibung einer amorphen Struktur aufgrund der fehlenden Translationssymmetrien äusserst aufwendig und kompliziert gestaltet, begnügt man sich in der Regel mit den vorhandenen Modellen (freies Elektronengas, Phononen als Gitterschwingungen oder die Periodizität des Gitterpotentials). Die Betrachtung im sog. Dirty Limit, bei dem die mittlere freie Weglänge kleiner ist als die BCS-Kohärenzlänge ($l \ll \xi_0$), bietet eine Möglichkeit die geringe mittlere freie Weglänge in amorphen Proben zu berücksichtigen. Die Kohärenzlänge ξ und die Eindringtiefe λ zeigen dabei eine Abhängigkeit von der freien Weglänge l , so dass $\xi \sim \sqrt{l\xi_0}$ abnimmt und $\lambda \sim \sqrt{\xi_0/l}$ zunimmt mit abnehmendem l [28] [29].

2.4 Funktionsweise eines SNSPD

Das eigentliche Detektorelement in einem SNSPD ist, wie in der Einleitung erwähnt, der supraleitende Nanodraht. Zur Detektion einzelner Photonen wird der Draht im supraleitenden Zustand deutlich unter T_c gekühlt und ist stromdurchflossen, so dass die Stromdichte gerade knapp unterhalb des kritischen Wertes liegt. Wenn ein Photon auf den Nanodraht trifft, werden Cooper-Paare durch die Energie des Photons aufgebrochen und es entstehen angeregte, ungepaarte Elektronen. Diese bilden einen lokal gestörten Bereich (Hotspot), der durch die Diffusion der Elektronen wächst, sich aber nicht über den gesamten Querschnitt des Drahtes erstreckt. Der Strom fliesst nun durch die Randbereiche neben dem Hotspot hindurch, was aufgrund der geringen Breite des Drahts, zu einer Überschreitung der kritischen Stromdichte in den supraleitenden Bereichen führt, so dass der Nanodraht auf der gesamten Breite normalleitend wird (siehe Abb. 2.7 (ii)-(v)). Das plötzliche Auftreten eines Widerstandes äussert sich in einem Spannungssignal, das gemessen werden kann. Da der Draht weiterhin gekühlt wird und die Elektronen ihre Energie durch Wechselwirkungen mit Phononen abgeben, stellt sich nach einer charakteristischen Zeit der supraleitende Zustand wieder ein [4] [30].

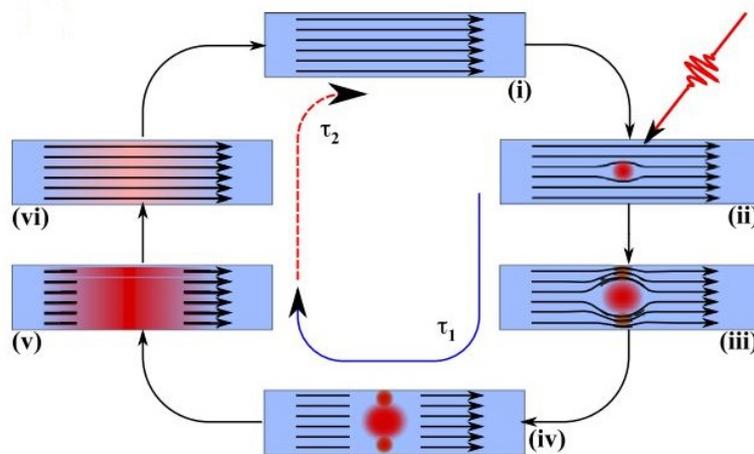


Abbildung 2.7: Mechanismus der Photondetektion in einem SNSPD, (i)-(v) zeigen die Formation des Hotspots, (vi)-(i) die Relaxation in den supraleitenden Zustand [4]

3 Experimentelle Arbeit

Zur Bestimmung der kritischen Temperatur der amorphen Proben wurden Widerstandsmessungen durchgeführt. Um den Übergang in die supraleitende Phase zu erreichen, mussten die Proben auf einen Temperaturbereich < 5 K abgekühlt werden. Für die Messungen und Abkühlung der Probe wurde daher das Physical Properties Measurement System (PPMS) der Firma Quantum Design Inc. verwendet. Dabei handelt es sich um einen Kryostat mit integriertem Magnet, so dass die Widerstandsmessung nicht nur im Null-Feld, sondern auch bei angelegten Magnetfeldern durchgeführt werden kann. Die zusätzlichen Messungen im Magnetfeld erlauben es, eine Aussage über das obere kritische Feld H_{c2} zu treffen, was zur Bestimmung verschiedener anderer Parameter benötigt wird (siehe Abschnitt 3.4).

3.1 Herstellung der Proben

Um eine amorphe Struktur der Probe zu erreichen, kann das Sputter-Verfahren angewandt werden. Dabei wird durch Zünden eines Plasmas in einer Vakuumkammer ein Target mit Edelgasionen beschossen, so dass die Atome herausgelöst werden und auf einem Substrat kondensieren können. Wenn das Substrat bei einer geringen Temperatur gehalten wird, verlieren die Atome beim Auftreffen einen grosteil ihrer kinetischen Energie, wodurch eine kristalline Strukturbildung verhindert wird [18].

Für die Herstellung der Filme wurde das Magnetron-Sputtern verwendet, bei dem durch ein zusätzliches Magnetfeld die Sputterrate (in nm/min) erhöht wird [31]. Für den Sputtervorgang werden gleichzeitig verschiedene Wafer aus den einzelnen Komponenten der Legierung als Target verwendet, um bestimmte Stoffmengenanteile zu erhalten. Mit dem Sputtern können homogene Filme mit wenigen nm Dicke erzeugt werden, die aus der Sputterrate und -zeit abgeschätzt werden kann. Die Filmdicken der Proben, die in dieser Arbeit untersucht wurden, betragen idealerweise 200 nm, 100 nm, 50 nm, 20 nm und 10 nm¹. Zum Schutz vor Oxidation wurde auf die Proben zusätzlich eine 1-2 nm dicke

¹Für die genauen Filmdicken siehe Tab. 3.1 im Abschnitt 3.4

Siliziumschicht aufgetragen.

Zu Beginn wurden Filme aus Wolfram-Silizium und Molybdän-Germanium hergestellt, wobei Saphir bei beiden als Substrat diente. Es zeigte sich jedoch, dass die MoGe-Filme Inhomogenitäten und somit eine schlechtere Beschaffenheit aufwiesen (siehe Abb 3.1), was wohl darauf zurückzuführen ist, dass die Germanium-Quelle beim Sputter-Prozess beschädigt worden war. Die restlichen Filme wurden daher nur aus WSi hergestellt.

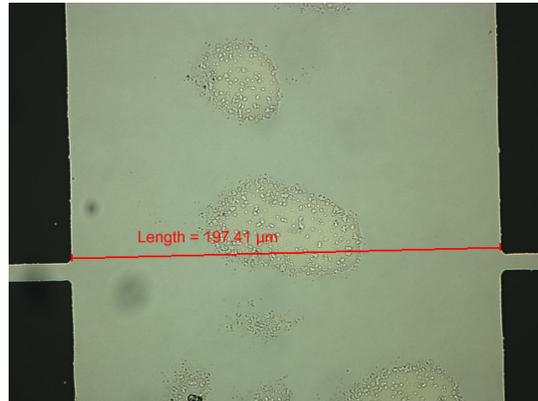


Abbildung 3.1: Inhomogenitäten in einem MoGe-Film

Die endgültige Struktur der Filme wurde mit dem photolithografischen Verfahren angefertigt und ist so konzipiert, dass es Kontaktstellen für den Messstrom und die Spannungsabnahme gibt (siehe Abb. 3.2). Für jede Dicke wurden jeweils Filme mit 200 μm , 100 μm , 50 μm und 10 μm breiten Leiterbrücke hergestellt.

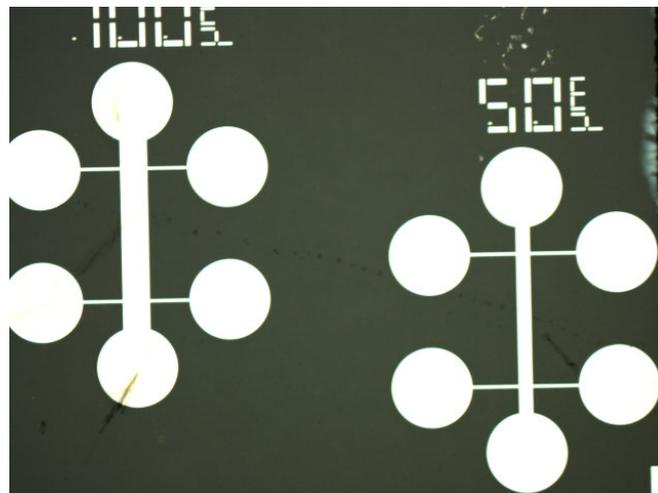


Abbildung 3.2: WSi-Proben mit 100 μm und 50 μm breiten Brücken, die seitlichen Kontaktstellen dienen der Spannungsabnahme, durch die obere und untere Kontaktstelle wird der Messstrom geleitet

3.2 Das Physical Properties Measurement System

Das PPMS besteht grundsätzlich aus einem Controller (Modell 6000), der die Steuerungstechnik enthält, und einem Tank in dem sich der Helium-Kryostat befindet. Zudem ist ein supraleitender Magnet im Tank eingebaut, mit dem Felder bis zu 9 T senkrecht zur Probenoberfläche erreicht werden können. Der Aufbau des Tanks kann grob in drei Bereiche eingeteilt werden (siehe Abb. 3.3): Die äusserste Schicht des Tanks besteht aus einer Kammer gefüllt mit flüssigem Stickstoff, die als thermische Isolation für den Helium-Kryostat dient. Innerhalb der Stickstoff-Kammer befindet sich der Magnet und das flüssige Helium. Der innerste Bereich, der für die Kühlung der Probe verantwortlich ist, besteht aus dem Cooling Annulus (Kühlring), der den Probenraum umgibt. Die Probe, die sich im Probenraum befindet, wird indirekt durch das kalte Helium gekühlt, das durch den Cooling Annulus geleitet wird. Eine wichtige Voraussetzung ist daher, dass die Probe durch gut leitende Materialien und Konstruktionen mit dem Kühlmedium verbunden ist. Durch eine Kapillare gelangt flüssiges Helium in den Cooling Annulus, wodurch die Probe bis auf 4.2 K gekühlt werden kann. Durch das Abpumpen des verdampften Heliums mit einer Vakuum-Pumpe kann eine Temperatur von 1.5 K erreicht werden.

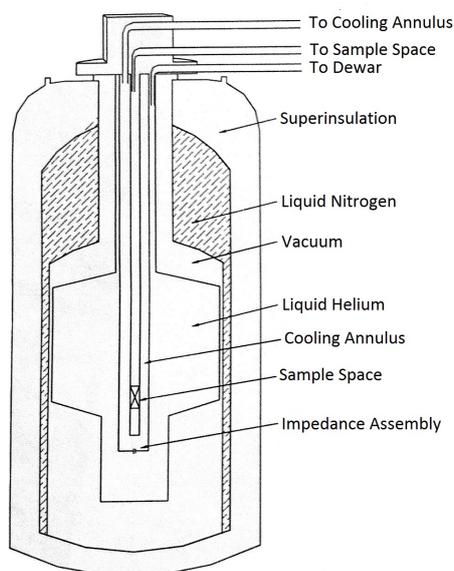


Abbildung 3.3: Innerer Aufbau des Tanks

Um tiefere Temperaturen zu erhalten, muss zusätzlich die sog. Helium-3 Option verwendet werden, bei der mit einem zusätzlichen Pumpsystem ein Helium-3-Kreislauf angetrieben wird. Dafür wird ein spezieller stabförmiger Probeneinsatz (siehe Abb. 3.4) benötigt,

in dem sich ein Kondensator befindet, der (unter Betrieb) auf 2 K gekühltes flüssiges ^3He enthält. Von dort gelangt das flüssige ^3He durch eine Kapillare in einen ^3He -Topf, so dass mit Verdampfungskühlung die Probe auf eine Temperatur von ~ 0.4 K gekühlt werden kann.



Abbildung 3.4: Probeneinsatz mit aufgebrachtem Probenhalter

3.3 Messung

Die Saphirplättchen mit den Filmen darauf werden zur Vorbereitung für die Messung auf dem Probenhalter (siehe Abb. 3.5) mit einem Klebstoff aufgebracht.

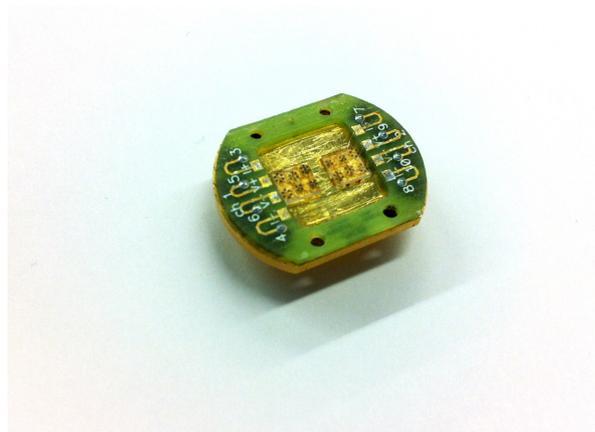


Abbildung 3.5: Probenhalter mit den aufgebrachtten Saphirplättchen

Um den elektrischen Kontakt zwischen Probenhalter und Probe herzustellen, wird auf-

grund der geringen Grösse der Probe ein Wedge-Wire-Bonder² (Firma tpt) verwendet. Die Stromabhängigkeit des Widerstandes in der Nähe der kritischen Temperatur wird dazu genutzt, einen Messstrom zu finden, der die kritische Stromstärke nicht überschreitet. Ein geeigneter Messstrom äussert sich dann dadurch, dass der Widerstand auch bei einer Änderung des Stroms gleich bleibt. Aufgrund der geringen Grösse der Proben wurden meistens Messströme $< 1 \mu\text{A}$ verwendet.

Bei der Widerstandsmessung im Nullfeld (siehe Abb. 3.6) wird die Temperatur von 300 K bis $T < T_c$ variiert. Die Messungen im Magnetfeld zeigen nur den Übergang zwischen normalleitendem und supraleitendem Zustand (siehe Abb. 3.7). Dabei wurde beginnend mit dem höchsten Magnetfeld³ zuerst in Schritten von 1 T und ab 1 T in jeweils halbierenden Schritten bis zu einem Feld von 0.0625 T für jedes Magnetfeld die Widerstandsmessung durchgeführt.

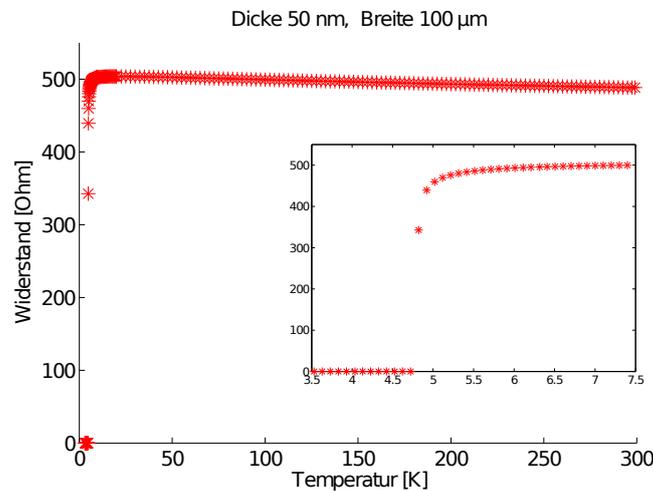


Abbildung 3.6: Widerstandsmessung eines 50 nm dicken und 100 μm breiten WSi-Films im Nullfeld, der Ausschnitt zeigt den Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand

Bei der Widerstandsmessung wurden für jede Dicke jeweils die 100 μm und 10 μm breiten Proben verwendet⁴.

²Ein Wire-Bonder verfügt über eine Metall-Spitze, durch die ein dünner Aluminiumdraht läuft mit dem die Kontaktstellen verbunden werden können. Indem die Spitze den Draht andrückt und sich gleichzeitig mit Ultraschall-Frequenz bewegt, wird der Draht befestigt.

³Dies war je nach Probe verschieden, da das obere kritische Magnetfeld mit abnehmender Dicke kleiner wird (siehe Abschnitt 3.4).

⁴Eine Ausnahme musste bei den Filmen mit 200 nm Dicke gemacht werden, da aufgrund eines Fehlers beim Photolithografieren der 10 μm breite Film nicht verwendet werden konnte. Die Messung wurde stattdessen mit dem 50 μm Film durchgeführt.

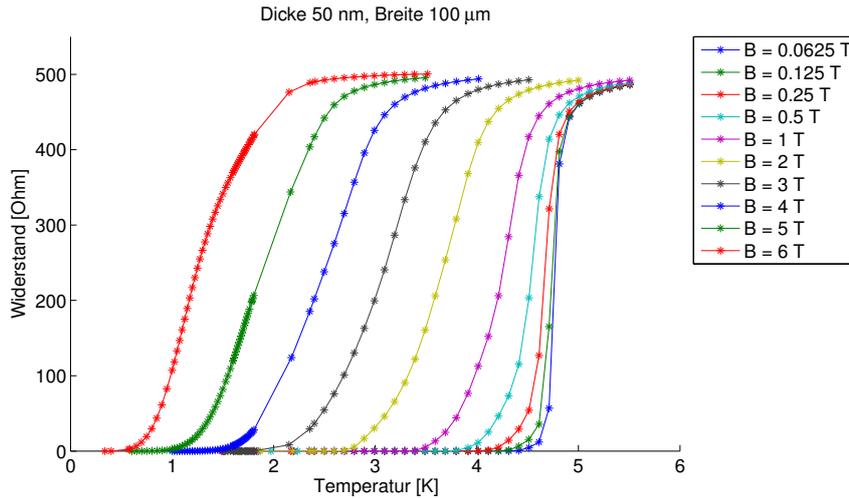


Abbildung 3.7: Widerstandsmessung mit angelegten Magnetfeldern, die rote Kurve links entspricht einer Messung im grössten Magnetfeld (6 T), die blaue rechts einer im kleinsten Magnetfeld (0.0625 T)

3.4 Auswertung und Resultate

Filmdicken und Stöchiometrie

Mit einem Rasterkraftmikroskop (AFM) wurden die Filmdicken gemessen und die Daten anschliessend mit der Software *Gwyddion* ausgewertet. Die AFM-Messungen der dünneren Proben lieferten jedoch keine sinnvollen Ergebnisse und auch ein zweiter Versuch bei dem der Querschnitt unter dem Elektronenmikroskop betrachtet wurde, um daraus die Dicken zu bestimmen, ergab keine genaueren Resultate. Um abzuschätzen inwiefern die angestrebten Filmdicken den realen entsprechen, wurde das Verhältnis des gemessenen Normalwiderstandes R_N von Proben mit gleicher Breite betrachtet. Da der spezifische Widerstand ungefähr konstant bleibt (siehe Abb. 3.11), hängt dieses Verhältnis nur von der Dicke der Proben ab. Die Filmdicken können somit abgeschätzt werden und das Ergebnis zeigt, dass die idealen Werte in etwa mit den realen übereinstimmen, wobei ein Fehler von 10%, resp. 20 % angenommen wird (siehe Tab. 3.1).

Ideal	200 nm	100 nm	50* nm	20* nm	10* nm
Gemessen	201 ± 7 nm	107 ± 6 nm	50 ± 5 nm	20 ± 4 nm	10 ± 2 nm

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Messung der Filmdicken für die 100 μm breiten Brücken, wobei * bedeutet, dass die Daten aus dem AFM nicht verwendet werden konnten

Die Elementzusammensetzung der Filme kann mittels Röntgenanalyse (EDX) im Rasterelektronenmikroskop (REM) bestimmt werden. Beim Auftreffen des Elektronenstrahls des REM auf die Probe werden die Atome in einem Anregungsvolumen, das von der Energie der Elektronen abhängt, angeregt und senden Röntgenstrahlung aus. Die Energie der Röntgenstrahlen ist dabei für jedes Element charakteristisch, so dass auf die Zusammensetzung der Probe geschlossen werden kann. Die Messungen der Elementzusammensetzung eines amorphen WSi-Filmes ist in Abb. 3.8 ersichtlich. Der Wolfram- und Silizium-Peak liegen sehr nahe beieinander und sind in der Graphik nicht unterscheidbar, der Aluminium- und Sauerstoff-Peak stammen vom Saphir-Substrat (Al_2O_3). Für die Untersuchung mit dem REM wurden die Proben mit Kohlenstoff beschichtet, um eine leitende Oberfläche zu erhalten. Es ist daher in Abb. 3.8 auch ein Kohlenstoff-Peak vorhanden. Die genaue Energie der Peaks wird durch die farbigen Linien angezeigt, ihre Höhe gibt die relative Intensität der verschiedenen Peaks eines Elements an. Die grünen Linie entspricht Silizium, die gelben Linien Wolfram.

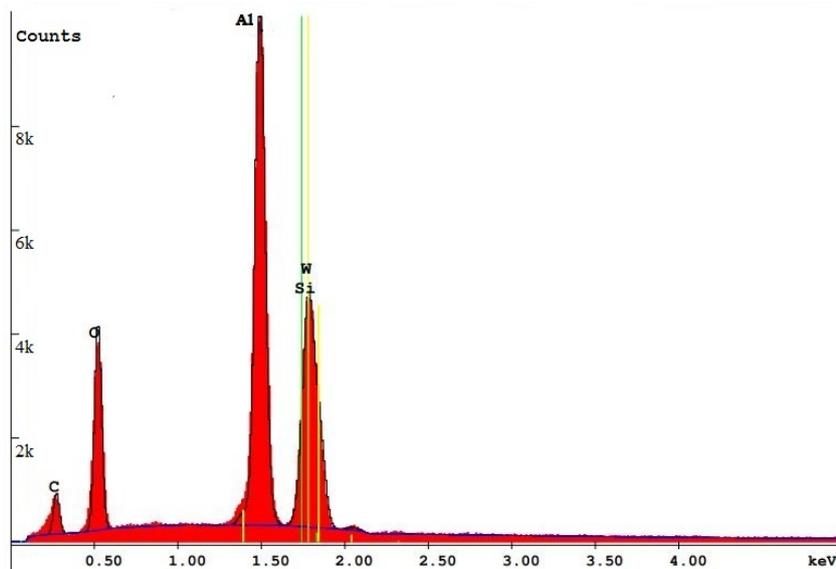


Abbildung 3.8: Elementanalyse des Films mit 200 nm Dicke und 100 μm Breite, auf der x-Achse ist die Energie der registrierten Röntgenstrahlen aufgetragen

Die Auswertung ergab einen Siliziumanteil von 30 bis 33 at. %. Für die dünneren Filmen (ab 50 nm) wurde zwar ein etwa doppelt so hoher Anteil gemessen, dies lässt sich jedoch einerseits darauf zurückführen, dass die Siliziumschicht zum Schutz vor Oxidation relativ gesehen einen grösseren Anteil ausmacht bei den dünneren Filmen, andererseits muss die Beschleunigungsspannung kleiner gewählt werden, damit das Anregungsvolumen auch

innerhalb der Probe liegt und nicht im Substrat. Dies führt zu mehr Wechselwirkungen in der Siliziumschicht und macht die Messung daher sensitiver für die Oberflächenbeschichtung. Es wird daher angenommen, dass der Siliziumanteil für alle Proben ungefähr gleich ist.

Kritische Temperatur T_c

Zur Bestimmung der kritischen Temperatur werden die Widerstandsmessungen verwendet. Da der Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand bei amorphen Proben nicht scharf, sondern aufgeweitet ist aufgrund von Fluktuationen, muss für den gemessenen Widerstand $R(T)$ die Zusatzleitfähigkeit (2.5) berücksichtigt werden. Dazu wird die Leitfähigkeit als spezifischer Widerstand ausgedrückt (3.1), σ_N bezeichnet dabei die Leitfähigkeit im normalleitenden Zustand.

$$\rho(T) = \frac{1}{\sigma_N + \sigma'} \quad (3.1)$$

Da die dünnsten Filme nur eine Dicke von 10 nm besitzen, muss neben der Zusatzleitfähigkeit für ausgedehnte Proben (2.5) auch die Zusatzleitfähigkeit (2.6), die für den Fall $d \ll \xi$ gilt, berücksichtigt werden. Indem der spezifische Widerstand durch den Normalwiderstand ausgedrückt wird, erhält man (3.3) und (3.2), wobei $A = b \cdot d$ der Querschnittsfläche und l der Länge, in diesem Fall der Distanz zwischen den Kontaktstellen der Spannungsabnahme, des Leiters entspricht.

$$R_{3D}(T) = \frac{R_N}{1 + a_{3D} \cdot \left(\frac{T_c}{T-T_c}\right)^{1/2}} \quad \text{mit } a_{3D} = \frac{R_N A e^2}{32 \hbar l \xi(0)} \quad (3.2)$$

$$R_{2D}(T) = \frac{R_N}{1 + a_{2D} \cdot \left(\frac{T_c}{T-T_c}\right)} \quad \text{mit } a_{2D} = \frac{R_N A e^2}{16 \hbar l d} \quad (3.3)$$

Diese Funktionen werden an die Messdaten gefittet (siehe Abb. 3.9), wobei R_N , a_{3D} (a_{2D}) und T_c die Fitparameter sind. Da (3.2) und (3.3) nur für Fluktuationen oberhalb T_c gelten, können für den Fit nur Messpunkte in einem kleinen Temperaturintervall $T_c + \Delta$ berücksichtigt werden, in dem der Widerstand gerade zu sinken beginnt. Es wurde daher ein Widerstandswert, der im Übergang normalleitend-supraleitend liegt, als Startwert gewählt und vom zugehörigen Temperaturmesspunkt aus die Funktion in einem Intervall von $\Delta = +1.8$ K gefittet (siehe Abb. 3.9). Für den Fit wurde die Least-Squares-Methode verwendet mit einem Konfidenzintervall von $\pm 2\sigma$. Um zu vergleichen,

welcher der beiden Fits geeigneter ist, wurde der Root-Mean-Square-Error (RMSE) betrachtet. Abb. 3.10 zeigt die kritische Temperatur in Abhängigkeit der Dicke der Filme.

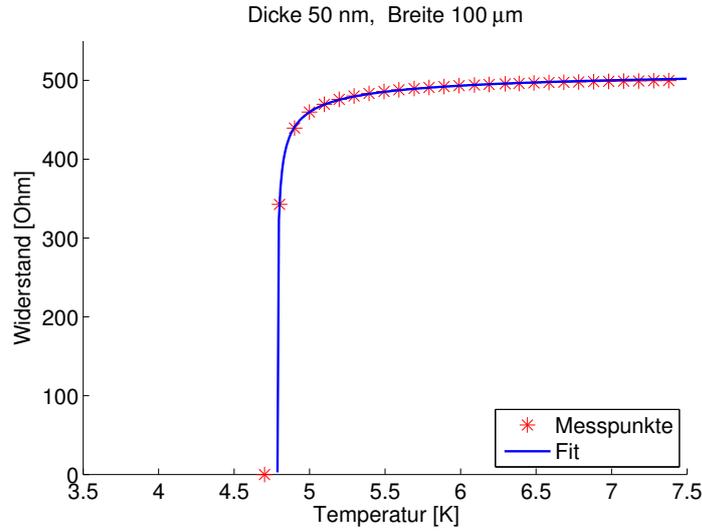


Abbildung 3.9: Fit von R_{3D} an die Widerstandsmessung im Nullfeld

Der Fehler auf die Temperaturwerte ist zu klein, um ihn aufzutragen⁵, er beträgt etwa 0.01 K und wurde aus dem Fitparameter T_c erhalten.

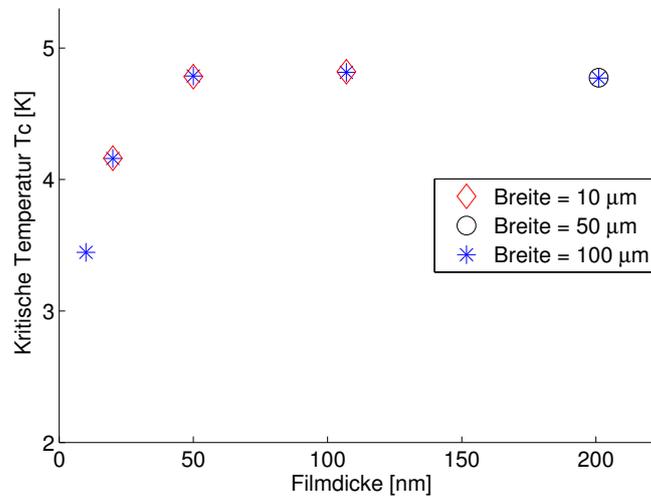


Abbildung 3.10: Kritische Temperatur T_c in Abhängigkeit der Filmdicke

Es zeigt sich, dass T_c mit abnehmender Filmdicke sinkt. Dieses Verhalten kann bei vielen

⁵Dies gilt für alle Plots ohne Fehlerbalken, der Fehler ist dann jeweils in der Bildunterschrift zu finden

Materialien nachgewiesen werden⁶ und es gibt verschiedene Modelle, die eine mögliche Ursache liefern, wie bspw. der Size-Effekt⁷ oder der Proximity-Effekt⁸. Keines der Modelle vermag jedoch die Gesamtheit aller Daten zu beschreiben [33], so dass eine genauere Betrachtung der Ursache dieses Verhaltens hier nicht durchgeführt wird.

Die kritische Temperatur kann auch aus den Widerstandsmessungen im angelegten Magnetfeld bestimmt werden. Dort können allerdings nicht mehr (3.2) und (3.3) verwendet werden, da diese Ausdrücke nur im Nullfeld-Fall gelten. Im Fall eines äusseren Magnetfeldes gibt es jedoch keine äquivalenten Formeln und es wird in vereinfachter Weise das sog. 50%-Kriterium zur Abschätzung der kritischen Temperatur angewendet. Dabei wird T_c als diejenige Temperatur festgelegt, bei der der Widerstand auf die Hälfte abgefallen ist. Um den Verlauf zwischen den Messpunkten zu erhalten und das Kriterium anwenden zu können, wird eine stückweise Interpolation⁹ durchgeführt.

Spezifischer Widerstand ρ_N und Flächenwiderstand R_S

Aus dem Normalwiderstand R_N , der ebenso wie die kritische Temperatur als Fitparameter aus dem Fit an die Nullfeldmessung erhalten wird, kann der spezifische Widerstand ρ_N bestimmt werden. Es zeigt sich, dass ρ_N etwa für alle Dicken gleich bleibt oder nur einen leichten Anstieg erfährt (siehe Abb. 3.11).

Der Flächenwiderstand R_S berechnet sich aus $R_S = \rho_N/d$ und nimmt daher stark zu mit kleiner werdender Filmdicke d (siehe Abb. 3.12).

⁶Untersuchungen zeigten, dass bei gewissen Proben mit abnehmender Filmdicke die kritische Temperatur steigt, der allgemeine Fall ist jedoch eine Abnahme der kritischen Temperatur [32]

⁷Aufgrund der geringen Grösse der Probe kommt es zum Auftreten von Quanteneffekten.

⁸Dieser Effekt beschreibt eine Wechselwirkung zwischen Normalleiter und Supraleiter an deren gemeinsamer Grenzfläche, wobei Elektronen aus dem Normalleiter in den Supraleiter eindringen und umgekehrt. Da bei den in dieser Arbeit untersuchten Proben sowohl das Saphir-Substrat als auch die Siliziumschicht als Isolatoren betrachtet werden können, wird dieser Effekt hier keinen oder nur einen geringen Einfluss haben.

⁹Piecewise cubic hermit interpolating polynomial

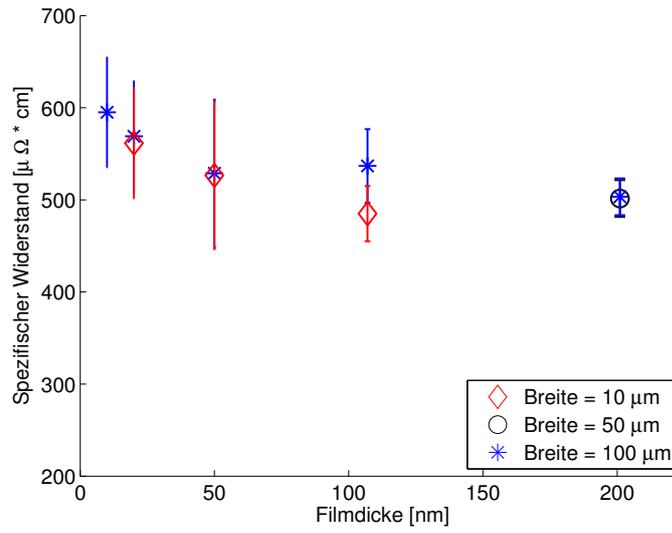


Abbildung 3.11: Spezifischer Widerstand ρ in Abhängigkeit der Filmdicke

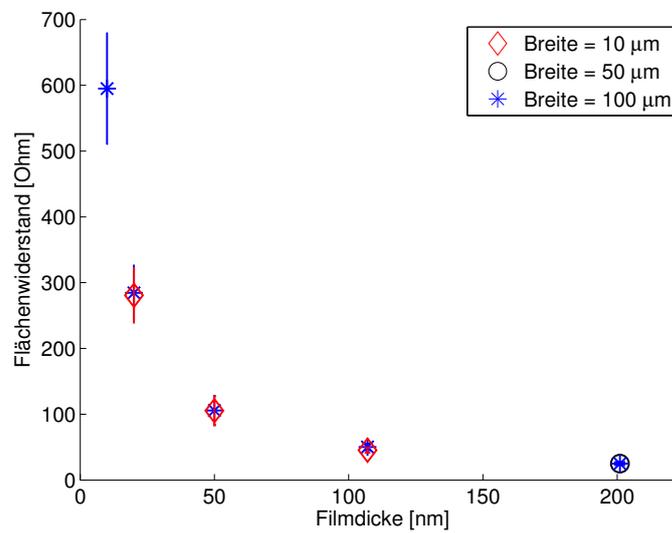


Abbildung 3.12: Flächenwiderstand R_S in Abhängigkeit der Filmdicke

Oberes kritisches Feld $H_{c2}(0)$

Die mit dem 50%-Kriterium gefundenen kritischen Temperaturen werden gegen das angelegte Magnetfeld aufgetragen, um den Verlauf von $H_{c2}(T)$ zu erhalten (siehe Abb. 3.13). Um daraus $H_{c2}(T = 0)$ zu bestimmen, wird die WHH-Formel (3.4) verwendet, die unter Berücksichtigung des Dirty-Limits ($l \ll \xi$) das obere kritische Feld für Supraleiter zweiter Art beschreibt [34].

$$H_{c2}(0) = -0.69T_c \left. \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T=T_c} \quad (3.4)$$

Der Verlauf von $H_{c2}(T)$ flacht für $T \rightarrow 0$ in diesen Materialien ab im Vergleich zur linearen Approximation. Der Wert für $H_{c2}(0)$ aus (3.4) ist daher um einen Faktor $\sim 1/\sqrt{2}$ kleiner, als der extrapolierte.

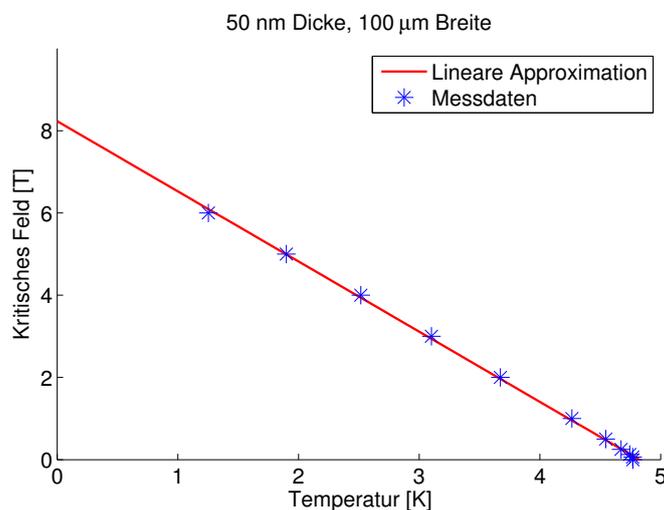


Abbildung 3.13: Oberes kritisches Feld $H_{c2}(0)$ in Abhängigkeit der Temperatur, die Messpunkte geben das jeweils gemessene T_c an

Das obere kritische Feld zeigt ebenso wie die kritische Temperatur eine Abnahme bei geringerer Filmdicke (siehe Abb. 3.14).

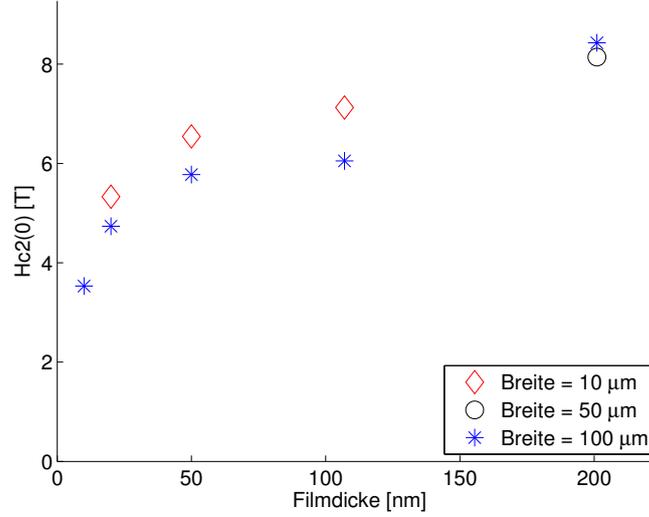


Abbildung 3.14: Oberes kritische Feld $H_{c2}(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke, die Fehler auf die Werte des kritischen Feldes betragen 0.1 T bis 0.2 T.

Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge $\xi(0)$

Eine Abschätzung der Kohärenzlänge $\xi(0)$ ergibt sich auf zwei verschiedene Arten: Einerseits aus dem oberen kritischen Feld $H_{c2}(0)$, siehe (2.2), woraus sich (3.5) ergibt, andererseits aus dem Fitparameter a_{3D} aus (3.2), was zu (3.6) führt.

$$\xi(0) = \sqrt{\frac{\Phi_0}{2\pi\mu_0 H_{c2}(0)}} \quad (3.5)$$

$$\xi(0) = \frac{e^2 R_N A}{32\hbar a_{3D} l} \quad (3.6)$$

Der Vergleich von Abb. 3.15 und Abb. 3.16 zeigt, dass es deutliche Unterschiede in den Ergebnissen für die Kohärenzlänge gibt. Dies kann damit erklärt werden, dass in (3.6) $\xi(0)$ von verschiedenen Größen abhängig ist, so dass sich mehr Fehlerquellen ergeben. Zudem werden mit (3.6) die Ergebnisse für die dünneren Filme tendenziell schlechter, da der Anteil der 2D-Zusatzleitfähigkeit immer grösser wird. Da (3.5) mit allgemeinen geometrischen Betrachtungen verstanden werden kann (siehe Abschnitt 2.2) und für die Berechnung von $\xi(0)$ nur das kritische Feld berücksichtigt wird, kann davon ausgegangen werden, dass mit (3.5) die genaueren Resultate erhalten werden.

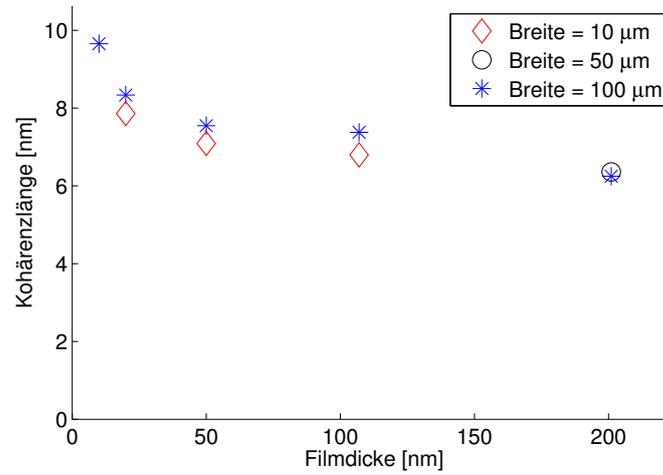


Abbildung 3.15: Kohärenzlänge $\xi(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke, der Fehler auf die Werte der Kohärenzlänge beträgt zwischen 0.05 nm und 0.1 nm

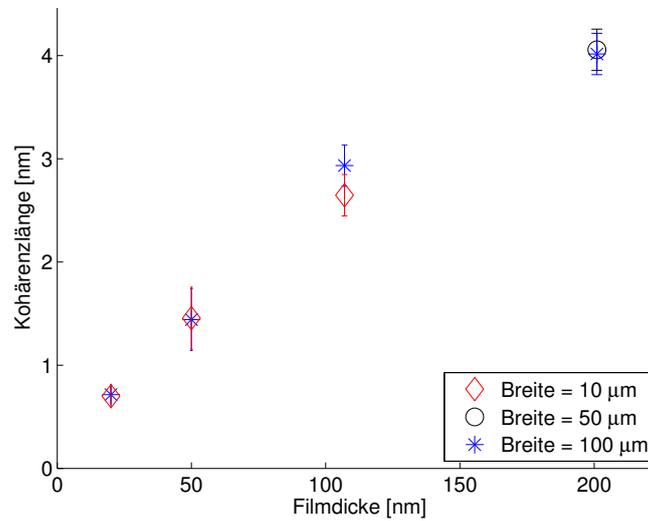


Abbildung 3.16: Kohärenzlänge $\xi(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke, berechnet aus dem Fitparameter a_{3D} . Für $d = 10$ nm konnte kein ξ bestimmt werden, da der 2D-Fit bessere Ergebnisse liefert.

Diffusionskonstante D

Die Diffusionskonstante der Elektronen (3.7) ist abhängig von der mittleren freien Weglänge der Elektronen l und der Fermigeschwindigkeit v_F .

$$D = \frac{1}{3}v_F l \quad (3.7)$$

Mit Hilfe von (3.4) lässt sich ein Zusammenhang (3.10) zwischen der Steigung des oberen kritischen Feld $\left. \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T_c}$ und der Diffusionskonstante D finden. Dazu wird verwendet, dass im Dirty-Limit die Ginzburg-Landau-Kohärenzlänge $\xi(T)$ nahe T_c die Temperaturabhängigkeit (3.8) besitzt [29].

$$\xi(T)^2 = \frac{\pi^3}{24e\gamma} l \xi_0 \left(\frac{T_c - T}{T_c} \right)^{-1} \quad (3.8)$$

$$\xi_0 = \frac{e\gamma \hbar v_F}{\pi^2 k_B T_c} \quad (3.9)$$

Zusammen mit (3.9), einem Ausdruck für die BCS-Kohärenzlänge [35], führt dies auf (3.10), wobei k_B die Boltzmann-Konstante ist.

$$\mu_0 \left. \frac{dH_{c2}}{dT} \right|_{T=T_c} = -\frac{4k_B}{\pi e D} \quad (3.10)$$

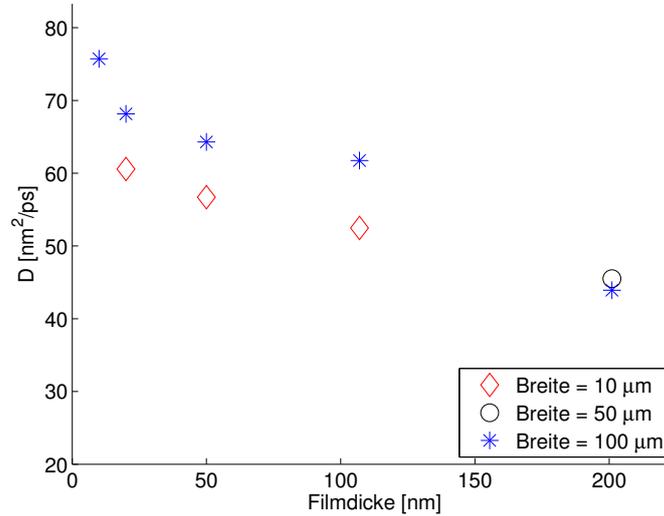


Abbildung 3.17: Diffusionskonstante D in Abhängigkeit der Filmdicke, der Fehler auf die Werte der Diffusionskonstante beträgt zwischen $1 \frac{\text{nm}^2}{\text{ps}}$ und $2 \frac{\text{nm}^2}{\text{ps}}$

Die Diffusionskonstante hat in einem SNSPD sowohl einen Einfluss auf die Zeit zur Formation des Hotspots, als auch auf diejenige zur Relaxation.

Energielücke $\Delta(0)$

Die Energielücke Δ bei $T = 0$ wird mithilfe von (2.4) bestimmt und wird daher ebenso wie die kritische Temperatur mit abnehmender Dicke der Filme kleiner (siehe Abb. 3.18).

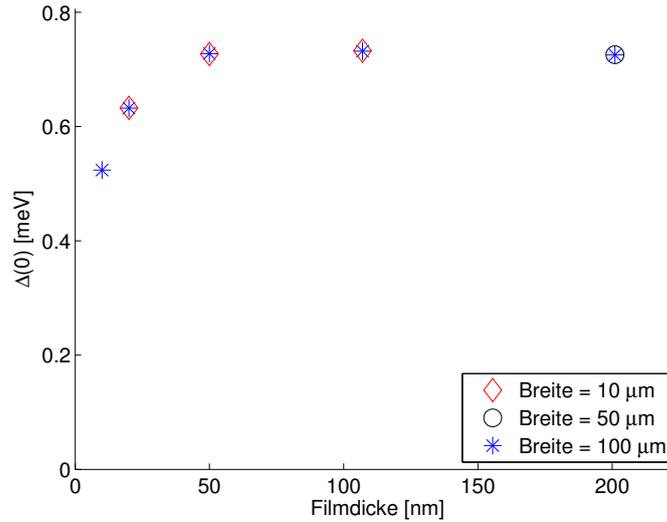


Abbildung 3.18: Energielücke $\Delta(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke, der Fehler auf die Werte der Energielücke beträgt ~ 0.01 meV

Magnetische Eindringtiefe $\lambda(0)$

Für die Bestimmung der magnetischen Eindringtiefe wird wiederum ein Ausdruck verwendet (3.11), der aus dem Dirty-Limit hergeleitet werden kann [28].

$$\lambda(0) = \lambda_L(0) \sqrt{\frac{\xi_0}{l}} \quad \text{mit } \lambda_L(0)^2 = \frac{3}{\mu_0 e^2 v_F^2 N(0)} \quad (3.11)$$

Dabei beschreibt $\lambda_L(0)$ die London'sche Eindringtiefe bei $T = 0$ K [29] und $N(0) = 1/(e^2 \rho_N D)$ die Zustandsdichte am Fermi-niveau. Mit (3.12), einem weiteren Ausdruck

für die BCS-Kohärenzlänge [35], lässt sich (3.13) finden [29].

$$\xi_0 = \frac{\hbar v_F}{\pi \Delta(0)} \quad (3.12)$$

$$\lambda(0) = \sqrt{\frac{\hbar \rho_N}{\pi \mu_0 \Delta(0)}} \quad (3.13)$$

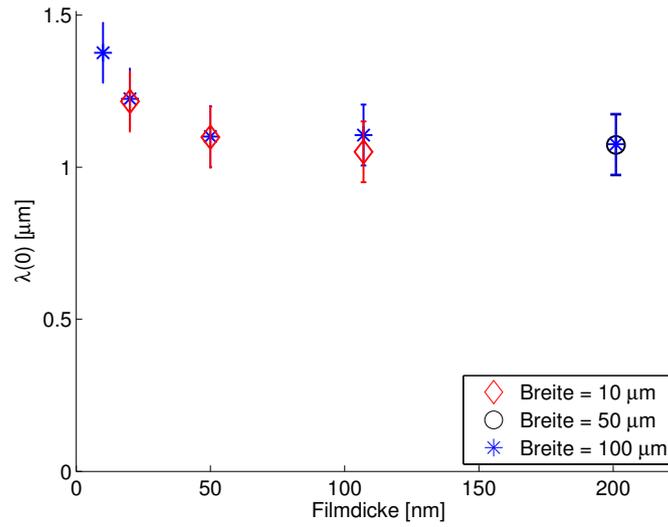


Abbildung 3.19: Magnetische Eindringtiefe $\lambda(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke

4 Diskussion und Ausblick

Stöchiometrie der Filme

Untersuchungen der Abhängigkeit der kritischen Temperatur vom Siliziumgehalt in amorphen WSi Filmen zeigten, dass der Siliziumanteil einen entscheidenden Einfluss auf die Übergangstemperatur hat [1]. Im Bereich von 15 bis 20 at. % erreicht die kritische Temperatur ein Maximum von etwa 5 K, bei einem kleineren oder grösseren Stoffmengenanteil nimmt sie wieder ab (siehe Abb. 4.1). Die Werte für die kritischen Temperaturen der dickeren Filmen (50 nm - 200 nm) betragen ~ 4.8 K (siehe Abb. 3.10) bei einem Siliziumanteil von 30 bis 33 at. % und sind in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus [1].

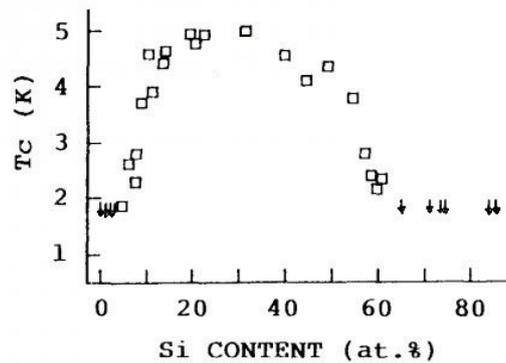


Abbildung 4.1: Abhängigkeit der kritischen Temperatur vom Siliziumgehalt nach [1], die vertikalen Pfeile entsprechen $T_c < 1.9$ K

Neben der kritischen Temperatur wurde in [1] der Normalwiderstand ρ_N in Abhängigkeit des Siliziumanteils ausgewertet (siehe Abb. 4.2). Für einen Siliziumgehalt von ca. 30 at. % ergibt sich $\rho_N \approx 150 \mu\Omega\cdot\text{cm}$. Wie in Abb. 3.11 ersichtlich, betragen die spezifischen Widerstände der gemessenen WSi-Filme etwa $500 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ und sind somit deutlich höher. In Abb. 3.6 ist ersichtlich, dass der Widerstand der Probe bei 300 K geringer ist,

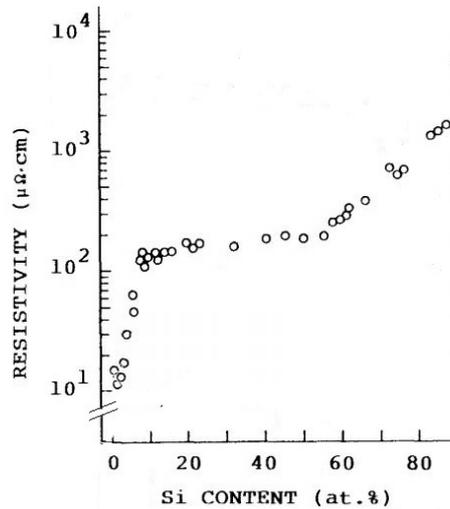


Abbildung 4.2: Widerstand in Abhängigkeit des Siliziumgehalts nach [1]

als beim Übergang normalleitend-supraleitend aus dem ρ_N bestimmt wurde¹. Korrekterweise müssten daher die Widerstände bei Raumtemperatur für einen Vergleich mit den Werten in [1] betrachtet werden. Da die Abweichung jedoch nur gering ist, kann der grosse Unterschied in den Messungen der Widerstände nicht darauf zurückgeführt werden und ist wahrscheinlicher durch Abweichungen in der Struktur gegeben.

Supraleitung in dünnen Filmen

Aus der Betrachtung der Parameter in Abschnitt 3.4 lässt sich schliessen, dass die supraleitenden Eigenschaften in den WSi-Proben mit geringerer Filmdicke schwächer werden. Allgemein kann gesagt werden, dass durch die Geometrie der Probe die Cooper-Paardichte entlang einer Dimension (der Dicke) verringert wird, was bei diesen Proben zu einer Abschwächung der supraleitenden Eigenschaften führt² [33]. Wie bereits bei der Auswertung der kritischen Temperatur erwähnt, lassen sich verschiedene Modelle zur Beschreibung dieses Verhaltens finden. Je nach Modell wird die kritische Temperatur in Abhängigkeit der Filmdicke oder in Abhängigkeit des Flächenwiderstandes ausgedrückt. Eine einheitliche Beschreibung, die alle drei Grössen berücksichtigt und eine allgemeinere Theorie der Supraleitung in dünnen Filmen ermöglicht, ist jedoch noch nicht vorhanden [33].

¹Dies ist auf eine schwache Lokalisierung der Elektronen aufgrund der geringen freien Weglänge in amorphen Filmen zurückzuführen, die bei abnehmender Temperatur stärker wird [36].

²In Hochtemperatursupraleitern hingegen führt gerade die Schichtstruktur zu den ausgeprägten supraleitenden Eigenschaften [9].

Mit der Skalierung $d \cdot T_c(R_S)$, wie in [33] vorgestellt, wird sowohl die kritische Temperatur T_c und die Filmdicke d , als auch der Flächenwiderstand R_S berücksichtigt. Es zeigt sich, dass die skalierten Messdaten viel weniger gestreut sind als bei den Darstellungen $T_c(d)$ oder $T_c(R_S)$ und durch einen Fit der Funktion $d \cdot T_c = A \cdot R_S^{-B}$ beschrieben werden können, wobei A und B die Fitparameter sind. Wie in Abb. 4.3 ersichtlich, gilt diese Skalierung auch für die Daten aus den Untersuchungen der WSi-Proben.

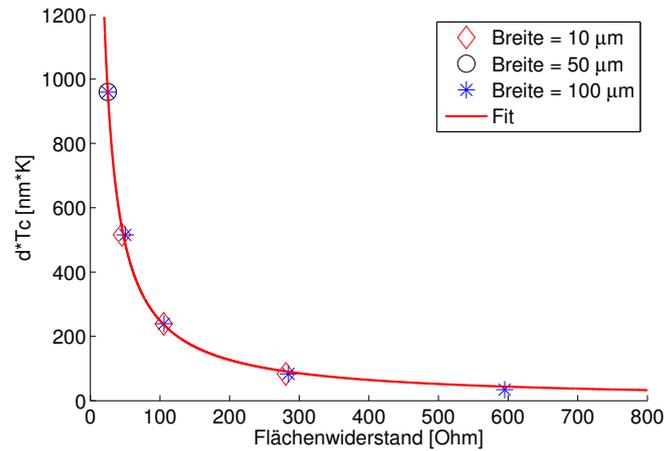


Abbildung 4.3: Skalierung der Daten mit $d \cdot T_c$

Durch das Auftragen der skalierten Daten auf logarithmischen Achsen, ist ein linearer Verlauf beobachtbar (siehe Abb. 4.4). Dieses Verhalten kann bei einer ganzen Reihe von Proben aus den unterschiedlichsten Materialien nachgewiesen werden, wie in [33] gezeigt wird, und es scheint sich daher um ein allgemeingültiges Verhältnis von d , T_c und R_S zu handeln³. Mit Hilfe dieser Skalierung kann die kritische Temperatur einer Probe aus der Messung des Flächenwiderstandes und der Filmdicke abgeschätzt und die aufwendigere Messung der kritischen Temperatur somit umgangen werden.

³Das lineare Verhalten der skalierten Daten konnte zwar nicht bei allen Proben festgestellt werden, doch die Mehrheit der untersuchten Messdaten zeigte eine Übereinstimmung [33].

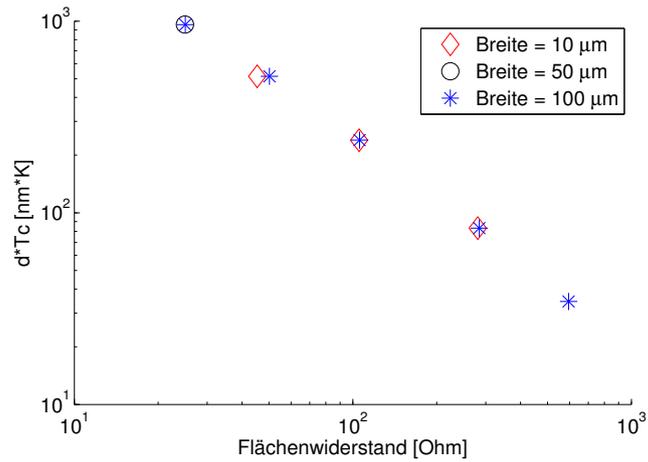


Abbildung 4.4: Skalierte Messdaten aufgetragen auf logarithmischen Achsen

Supraleiter-Isolator-Übergang

In dünnen supraleitenden Filmen kann ein genügend hohes Magnetfeld dazu führen, dass es zu einem Supraleiter-Isolator-Übergang kommt [37] [38]. Dabei weist der Supraleiter das Verhalten eines Isolators auf und der Widerstand steigt mit abnehmender Temperatur.

Bei dem dünnsten Film mit 10 nm Dicke ist das obere kritische Feld bereits bei ~ 3.5 T erreicht (siehe Abb. 3.14). Bei den Widerstandsmessungen ab 4 T ist der Übergang in den supraleitenden Zustand zwar nicht mehr beobachtbar, doch es ist ersichtlich, dass der Widerstand weiterhin sinkt (siehe Abb. 4.5). Bei der Messung in einem Magnetfeld von 6 T ist dies jedoch nicht mehr der Fall, der supraleitende Zustand kann sich nicht ausbilden und es scheint eine Zunahme des Widerstandes bei abnehmender Temperatur zu geben, was auf einen Supraleiter-Isolator-Übergang hindeutet (siehe Abb. 4.6). Um eine genauere Aussage darüber treffen zu können, ob diese Art von Übergang vorliegt, müsste jedoch der weitere Verlauf der Kurve bekannt sein.

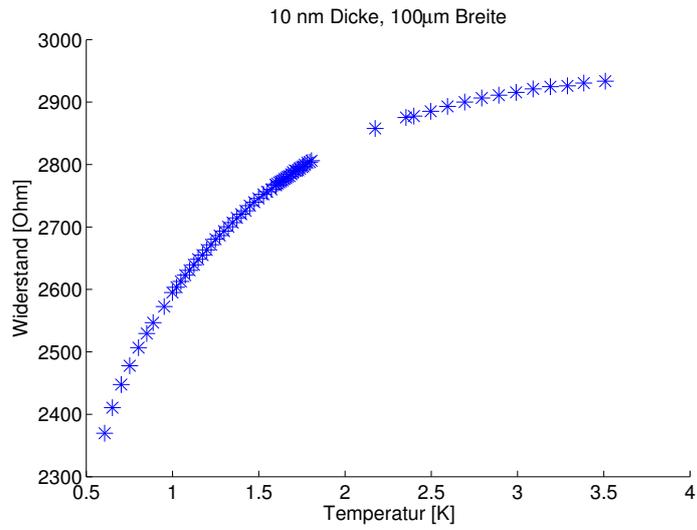


Abbildung 4.5: Widerstandsmessung des dünnsten Filmes mit 10 nm Dicke in einem Magnetfeld von 5 T

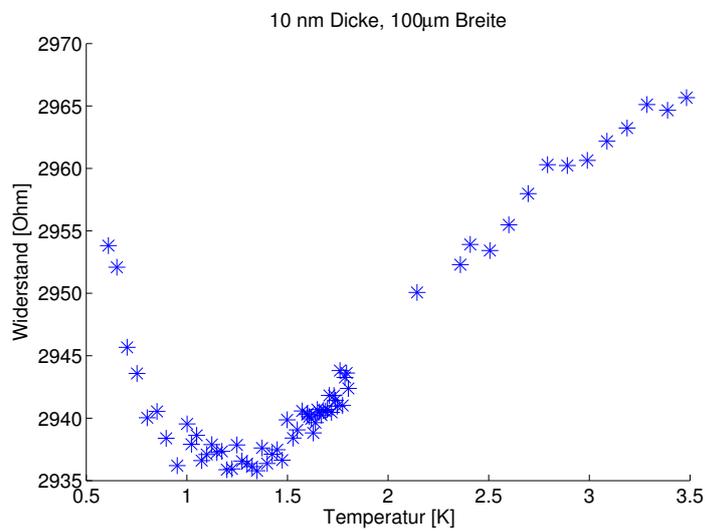


Abbildung 4.6: Widerstandsmessung des dünnsten Filmes mit 10 nm Dicke in einem Magnetfeld von 6 T

Vergleich von WSi mit NbN

Zum Vergleich einiger supraleitenden Parameter von NbN und WSi (siehe Tab. 4.1) wurde der dünnste WSi-Film verwendet. Es zeigt sich, dass es vor allem bei der kritischen Temperatur, der Eindringtiefe und der Energielücke grosse Unterschiede gibt.

Parameter	d (nm)	T_c (K)	R_S (Ω)	D (nm ² /ps)	$\xi(0)$ (nm)	$\lambda(0)$ (nm)	$\Delta(0)$ (meV)
NbN	6	12.6	431	54.4	4.3	399	2.3
WSi	10	3.5	590	75.7	7.9	1300	0.5

Tabelle 4.1: Vergleich der supraleitenden Parameter von NbN und WSi, die Werte für NbN wurden aus [39] entnommen

Die magnetische Eindringtiefe von WSi ist im Vergleich zu derjenigen von NbN deutlich grösser, was eine Konsequenz der geringen Zustandsdichte am Fermi-niveau, resp. der kleineren supraleitenden Ladungsträgerdichte in WSi ist (siehe (3.11)) [40]. Da die Stromdichte von der supraleitenden Ladungsträgerdichte abhängt, ergibt sich daher auch eine kleinere kritische Stromdichte. Für einen SNSPD mit WSi als Absorbermaterial hat dies ein geringeres Signal-Rausch-Verhältnis zur Folge, was zu einer schlechteren Zeitauflösung führt [8].

Die kritische Temperatur von WSi liegt deutlich tiefer als diejenige von NbN, womit auch die Energielücke entsprechend reduziert ist. Die kleinere Energielücke ist für die Photondetektion jedoch von Vorteil, da bei einem auftreffenden Photon potentiell mehr Cooper-Paare aufgebrochen werden können. Aufgrund der geringeren Ladungsträgerdichte müssen zudem pro Fläche weniger Cooper-Paare zerstört werden, um die Supraleitung zu unterdrücken. Zusammen führen diese Eigenschaften zur Bildung eines grösseren Hotspots, der einen grossen normalleitenden Kern besitzt [40]. Dies erlaubt die Verwendung breiterer Nanodrähte, wodurch die Herstellung grossflächiger Detektoren vereinfacht wird [2].

Die kleinere Energielücke hat auch einen Einfluss auf die Detektionseffizienz, da sie es ermöglicht, auch Photonen mit geringerer Energie zu detektieren, wodurch der Detektor eine hohe Empfindlichkeit insbesondere bei grösseren Wellenlängen aufweist [4].

Neben den Vorteilen in der Herstellung der Nanodrähte und der Empfindlichkeit der Detektoren (siehe auch Kap. 1) hat ein SNSPD mit WSi also den Nachteil der schlechteren Zeitauflösung, sowie der aufwendigeren Kühlung aufgrund der tieferen kritischen Temperatur. Die Herstellung grossflächiger SNSPD's, die vom optischen bis zum mittleren Infrarot-Bereich eine hohe Detektionseffizienz aufweisen, scheint mit WSi als Absorber-

material dennoch möglich [8].

Eine Steigerung der Leistungsfähigkeit des SNSPD ist durch die Wahl eines geeigneteren Supraleiters möglich. Aufgrund der Vorteile in der Herstellung des Nanodrahtes ist es jedoch naheliegend für grossflächige Detektoren amorphe Supraleiter als Absorbermaterial zu wählen. Als Beispiel lässt sich amorphes MoGe anbringen, das nur eine geringfügig höhere kritische Temperatur⁴ und somit eine ähnlich grosse Energielücke wie WSi aufweist, angewendet in einem SNSPD jedoch zudem eine bessere Zeitauflösung sowie eine kürzere Totzeit erreicht [41].

⁴In dicken Filmen sind es ~ 6.8 K [41] im Vergleich zu ~ 5 K in WSi

Abbildungsverzeichnis

2.1	Magnetisierungskurve eines Supraleiters erster Art nach [9]	7
2.2	Linkes Bild: Magnetisierungskurve eines Supraleiters zweiter Art nach [9], Rechtes Bild: Flussschläuche in einem Supraleiter zweiter Art in der Shubnikov-Phase nach [9]	8
2.3	Verlauf des Magnetfeldes innerhalb des Supraleiters ($z>0$) nach [9]	9
2.4	Verlauf des Magnetfeldes $B(r)$ und der Cooper-Paardichte $n_s(r) = \Psi(r) ^2$ in einem Flussschlauch [16]	10
2.5	Vergleich kristalline und amorphe Struktur [20]	13
2.6	Kritische Temperatur in Abhängigkeit von der Anzahl Elektronen pro Atom für die 4d-Übergangsmetalle; die gestrichelte Kurve entspricht dem Fall kristalliner Supraleiter (Matthias-Regel [27]), die Messpunkte bezeichnen den amorphen Fall [26]	14
2.7	Mechanismus der Photondetektion in einem SNSPD, (i)-(v) zeigen die Formation des Hotspots, (vi)-(i) die Relaxation in den supraleitenden Zustand [4]	16
3.1	Inhomogenitäten in einem MoGe-Film	18
3.2	WSi-Proben mit 100 μm und 50 μm breiten Brücken, die seitlichen Kontaktstellen dienen der Spannungsabnahme, durch die obere und untere Kontaktstelle wird der Messstrom geleitet	18
3.3	Innerer Aufbau des Tanks	19
3.4	Probeneinsatz mit aufgebrachtem Probenhalter	20
3.5	Probenhalter mit den aufgebrachtten Saphirplättchen	20
3.6	Widerstandsmessung eines 50 nm dicken und 100 μm breiten WSi-Films im Nullfeld, der Ausschnitt zeigt den Übergang vom normalleitenden in den supraleitenden Zustand	21

3.7	Widerstandsmessung mit angelegten Magnetfeldern, die rote Kurve links entspricht einer Messung im grössten Magnetfeld (6 T), die blaue rechts einer im kleinsten Magnetfeld (0.0625 T)	22
3.8	Elementanalyse des Films mit 200 nm Dicke und 100 μm Breite, auf der x-Achse ist die Energie der registrierten Röntgenstrahlen aufgetragen . .	23
3.9	Fit von R_{3D} an die Widerstandsmessung im Nullfeld	25
3.10	Kritische Temperatur T_c in Abhängigkeit der Filmdicke	25
3.11	Spezifischer Widerstand ρ in Abhängigkeit der Filmdicke	27
3.12	Flächenwiderstand R_S in Abhängigkeit der Filmdicke	27
3.13	Oberes kritische Feld $H_{c2}(0)$ in Abhängigkeit der Temperatur, die Messpunkte geben das jeweils gemessene T_c an	28
3.14	Oberes kritische Feld $H_{c2}(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke, die Fehler auf die Werte des kritischen Feldes betragen 0.1 T bis 0.2 T.	29
3.15	Kohärenzlänge $\xi(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke, der Fehler auf die Werte der Kohärenzlänge beträgt zwischen 0.05 nm und 0.1 nm	30
3.16	Kohärenzlänge $\xi(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke, berechnet aus dem Fitparameter a_{3D} . Für $d = 10$ nm konnte kein ξ bestimmt werden, da der 2D-Fit bessere Ergebnisse liefert.	30
3.17	Diffusionskonstante D in Abhängigkeit der Filmdicke, der Fehler auf die Werte der Diffusionskonstante beträgt zwischen $1 \frac{\text{nm}^2}{\text{ps}}$ und $2 \frac{\text{nm}^2}{\text{ps}}$	31
3.18	Energielücke $\Delta(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke, der Fehler auf die Werte der Energielücke beträgt ~ 0.01 meV	32
3.19	Magnetische Eindringtiefe $\lambda(0)$ in Abhängigkeit der Filmdicke	33
4.1	Abhängigkeit der kritischen Temperatur vom Siliziumgehalt nach [1], die vertikalen Pfeile entsprechen $T_c < 1.9$ K	34
4.2	Widerstand in Abhängigkeit des Siliziumgehalts nach [1]	35
4.3	Skalierung der Daten mit $d \cdot T_c$	36
4.4	Skalierte Messdaten aufgetragen auf logarithmischen Achsen	37
4.5	Widerstandsmessung des dünnsten Filmes mit 10 nm Dicke in einem Magnetfeld von 5 T	38
4.6	Widerstandsmessung des dünnsten Filmes mit 10 nm Dicke in einem Magnetfeld von 6 T	38

Literaturverzeichnis

- [1] S. Kondo. Superconducting characteristics and the thermal stability of tungsten-based amorphous thin films. *Journal of Materials Research*, 7:853–860, 4 1992.
- [2] B. Baek et al. Superconducting a-WxSi(1-x) nanowire single-photon detector with saturated internal quantum efficiency from visible to 1850 nm. *Applied Physics Letters*, 98(25), 2011.
- [3] R. Hadfield. Single-photon detectors for optical quantum information applications. *Nature Photonics*, 3:696– 705, 2009.
- [4] C. M. Natarajan et al. Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications. *Superconductor Science and Technology*, 25(6), 2012.
- [5] J. Zhang et al. Response time characterization of NbN superconducting single-photon detectors. *Applied Superconductivity, IEEE Transactions on*, 13(2):180–183, June 2003.
- [6] A. J. Kerman et al. Constriction-limited detection efficiency of superconducting nanowire single-photon detectors. *Applied Physics Letters*, 90(10), 2007.
- [7] R. E. Correa et al. Single Photon Counting from Individual Nanocrystals in the Infrared. *Nano Letters*, 12:2953–2958, 2012.
- [8] F. Marsili et al. Detecting single infrared photons with 93 % system efficiency. *Nature Photonics*, 7:210 – 214, 2013.
- [9] W. Buckel and R. Kleiner. *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*. Wiley, 2013.
- [10] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2006.
- [11] R. Kleiner and D. Kölle. Vorlesungsskript Festkörperphysik. Universität Tübingen, 2003. http://www.pit.physik.uni-tuebingen.de/PIT-II/teaching/ExPhys-V_WS03-04/, besucht: 15.7.2014.

- [12] C. Ambrosch-Draxl. Vorlesungsskript Supraleitung. Universität Graz, 2006. <http://physik.uni-graz.at/~uxh/teaching/supraleitung/SL.pdf>, besucht: 15.7.2014.
- [13] C. Gros. Vorlesungsskript Festkörpertheorie. Universität Frankfurt, 2008. <http://itp.uni-frankfurt.de/~gros/Vorlesungen/FKT>, besucht: 15.7.2014.
- [14] R. Doll and M. Näbauer. Experimental proof of magnetic flux quantization in a superconducting ring. *Phys. Rev. Lett.*, 7:51–52, Jul 1961.
- [15] B. S. Deaver and W. M. Fairbank. Experimental evidence for quantized flux in superconducting cylinders. *Phys. Rev. Lett.*, 7:43–46, Jul 1961.
- [16] H. Kinder. Vorlesungsskript Supraleitung und Tieftemperaturphysik. Technische Universität München, 2000. <http://einrichtungen.ph.tum.de/E10/Dateien/skript/>, besucht: 15.7.2014.
- [17] E. Maxwell. Isotope Effect in the Superconductivity of Mercury. *Phys. Rev.*, 78:477–477, May 1950.
- [18] G. Bergmann. *Amorphous Metals and Their Superconductivity*. Physics Reports. North-Holland Publishing Company, 1976.
- [19] W. J. Skocpol and M. Tinkham. Fluctuations near superconducting phase transitions. *Reports on Progress in Physics*, 38(9), 1975.
- [20] C.C. Tsuei. Amorphous Superconductors. In Simon Foner and Brian B. Schwartz, editors, *Superconductor Materials Science: Metallurgy, Fabrication, and Applications*, volume 68 of *NATO Advanced Study Institutes Series*, pages 735–756. Springer US, 1981.
- [21] L. Schulzt and J. Freudenberger. Vorlesungsskript Physikalische Werkstoffeigenschaften. IFW Dresden, 2003. <http://www.ifw-dresden.de/de/institute/institute-for-metallic-materials>, besucht: 15.7.2014.
- [22] H. Oettel and H. Schumann. *Metallografie: mit einer Einführung in die Keramografie*. Wiley-VCH-Verlag, 2011.
- [23] W. Buckel and R. Hilsch. Einfluss der Kondensation bei tiefen Temperaturen auf den elektrischen Widerstand und die Supraleitung für verschiedene Metalle. *Zeitschrift für Physik*, 138(2):109–120, 1954.

- [24] IUPAC. *Compendium of Chemical Terminology, 2nd ed. (the Gold Book)*. Blackwell Scientific Publications, Oxford, 1997.
- [25] G. Kerker and K.H. Bennemann. Theory for Superconductivity in Amorphous Transition Metals. *Zeitschrift für Physik*, 264(1):15–20, 1973.
- [26] M. M. Collver and R. H. Hammond. Superconductivity in Amorphous Transition-Metall-Alloys. *Phys. Rev. Lett.*, 30(3):92–95, 1973.
- [27] B. T. Matthias. Empirical Relation between Superconductivity and the Number of Valence Electrons per Atom. *Phys. Rev.*, 97:74–76, Jan 1955.
- [28] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity*. Dover Books on Physics. Dover Publications, 1996.
- [29] T. P. Orlando et al. Critical fields, Pauli paramagnetic limiting, and material parameters of Nb₃Sn and V₃Si. *Phys. Rev. B*, 19:4545–4561, May 1979.
- [30] G. N. Gol'tsman et al. Picosecond superconducting single-photon optical detector. *Applied Physics Letters*, 79:705–707, 2001.
- [31] P.J Kelly and R.D Arnell. Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications. *Vacuum*, 56(3):159 – 172, 2000.
- [32] M. Strongin et al. Destruction of Superconductivity in Disordered Near-Monolayer Films. *Phys. Rev. B*, 1:1078–1091, Feb 1970.
- [33] J. Ivry et al. Universal scaling of the critical temperature for thin films near the superconducting-to-insulating transition. Preprint veröffentlicht am 22.7.2014, <http://arxiv.org/abs/1407.5945>.
- [34] E. Helfand and N. R. Werthamer. Temperature and Purity Dependence of the Superconducting Critical Field, H_{c2}. II. *Phys. Rev.*, 147:288–294, Jul 1966.
- [35] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer. Theory of Superconductivity. *Phys. Rev.*, 108:1175–1204, Dec 1957.
- [36] P.W. Anderson. Theory of dirty superconductors. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 11:26 – 30, 1959.
- [37] A. M. Goldman. Superconductor-insulator transitions. *International Journal of Modern Physics B*, 24:4081–4101, 2010.

- [38] Y. Dubi et al. Nature of the superconductor-insulator transition in disordered superconductors. *Nature*, 449:876– 880, 2007.
- [39] H. Bartolf et al. Current-assisted thermally activated flux liberation in ultrathin nanopatterned NbN superconducting meander structures. *Phys. Rev. B*, 81:024502, Jan 2010.
- [40] A. Engel et al. Detection mechanism in SNSPD: numerical results of a conceptually simple, yet powerful detection model. Eingereicht bei IEEE Trans. Appl. Supercond.
- [41] V. B. Verma et al. Superconducting nanowire single photon detectors fabricated from an amorphous Mo_{0.75}Ge_{0.25} thin film. *Applied Physics Letters*, 105(2), 2014.