

Bachelorarbeit

Kalibrierung und Weiterentwicklung eines
Teststandes zur Charakterisierung von
supraleitenden Photonenzählern

Stefan Holenstein

Physik-Institut

Mathematisch-naturwissenschaftliche Fakultät

Universität Zürich

März 2014

Dr. A. Engel

Prof. Dr. A. Schilling

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein supraleitender Nanodraht Einzelphotonendetektor (engl. Superconducting Nanowire Single-Photon Detector, SNSPD) bei quasi-konstanter Spannung betrieben. Dies führte zu einer hysteresefreien I-V-Kurve mit thermischen Oszillationen, wie sie auch kürzlich beschrieben wurden (D. K. Liu *et al.*, Appl. Phys. Expr. **5**, 125202 (2012) und IEEE Trans. Appl. Supercond, Vol. **23**, 2200804 (2013)). Zudem wurde eine InGaAs-Photodiode für den späteren Einsatz in einem Teststand zur Charakterisierung von SNSPDs kalibriert.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	3
2	Physikalischer Hintergrund	4
2.1	Photodioden	4
2.2	SNSPDs	4
2.2.1	Aufbau	4
2.2.2	Detektionsmechanismus	4
2.2.3	Latching	6
3	Experimenteller Aufbau	8
3.1	Aufbau zur Kalibrierung der InGaAs-Diode	8
3.2	Aufbau zum Betrieb eines SNSPDs mit quasi-konstanter Spannung	9
4	Experimentelle Resultate	12
4.1	Kalibrierung der InGaAs-Diode	12
4.1.1	Messung der Empfindlichkeitskurve	12
4.1.2	Überprüfung der Linearität	14
4.2	Betrieb eines SNSPDs mit quasi-konstanter Spannung	16
4.2.1	Charakterisierung des Detektors	16
4.2.2	I-V-Kennlinien	19
4.2.3	Thermische Oszillationen	20
4.2.4	Zählraten	22
5	Resultate und Ausblick	24
6	Danksagung	25
	Literatur	26

1 Motivation

Supraleitende Nanodraht Einzelphotonendetektoren (engl. Superconducting Nanowire Single-Photon Detector, SNSPD) sind vielversprechende Photonenzähler für Wellenlängen im infraroten Bereich. Sie besitzen eine hohe Effizienz, geringe Dunkelzählrate und herausragende zeitliche Auflösung. Einige interessante mögliche Anwendungsgebiete sind: Quantenkryptografie, Kommunikation zwischen Satelliten und Bodenstationen, Time-of-flight Distanzmessung, Testen von integrierten Schaltkreisen sowie Temperaturmessung in optischen Fasern [1]. Bevor SNSPDs im grossen Stil verwendet werden können, müssen jedoch noch einige Probleme, wie z.B. Latching, gelöst werden. Im Rahmen dieser Arbeit soll ein NbN-SNSPD statt mit der gängigen Quasi-konstanter-Strom-Schaltung (engl. quasi-constant-current, QCC) mit einer Quasi-konstante-Spannung-Schaltung (engl. quasi-constant-voltage, QCV) betrieben werden. Nach [2] und [3] kann dies Latching verhindern. Zudem soll eine kommerzielle InGaAs-Photodiode kalibriert werden, mit welcher die Intensität einer Lichtquelle zum Testen von SNSPDs bestimmt werden soll.

2 Physikalischer Hintergrund

2.1 Photodioden

Dieser Abschnitt soll eine Übersicht über die für Photodioden relevanten Punkte liefern. Photodioden basieren auf dem photovoltaischen Effekt an einem p-n-Übergang. Eine Übersicht über p-n-Übergänge kann im Buch von Charles Kittel [4] gefunden werden.

Fällt Licht auf einen p-n-Übergang, so erzeugt jedes absorbierte Photon ein Elektron-Loch-Paar, welches durch das eingebaute elektrische Feld des p-n-Übergangs getrennt wird. So entsteht eine Spannung in Durchlassrichtung des Übergangs. Diese Spannung, beziehungsweise der Photostrom, der fließt, wenn die Anode und die Kathode über einen Widerstand verbunden werden, ist bei einer idealen Photodiode und bei gegebener Wellenlänge proportional zur eingestrahnten Leistung. Die Photodiode wird dann als linear bezeichnet. Das Verhältnis von Photostrom zu eingestrahelter Leistung wird als Empfindlichkeit der Photodiode bezeichnet. Die Empfindlichkeit hängt sowohl vom Diodenmaterial als auch von der Wellenlänge des eingestrahnten Lichts ab. Da Elektron-Loch-Paare nicht nur durch Photonen, sondern auch thermisch erzeugt werden können, fließt auch dann ein Strom, wenn kein Licht auf die Photodiode fällt. Dieser Strom wird Dunkelstrom genannt und ist offensichtlich temperaturabhängig.

2.2 SNSPDs

2.2.1 Aufbau

Für SNSPDs gibt es viele verschiedene Designs. Eine Übersicht ist in [1], Abschnitt 2.3 zu finden. Die Grundlage sind jeweils einige Nanometer dicke und einige Dutzend Nanometer breite Drähte aus einem supraleitenden Material, welche auf ein Substrat aufgebracht werden. Ein weit verbreitetes Design, wie es auch für diese Arbeit verwendet wurde, ist in Abbildung 1 zu sehen.

Der Nanodraht ist mäandrierend auf einer Fläche von einigen Quadratmikrometern angeordnet. Das Ziel ist, mit einer geringen Drahtbreite noch einen möglichst grossen Teil der Detektorfläche abzudecken, d.h. einen möglichst grossen Füllfaktor zu erhalten. Ein höherer Füllfaktor erhöht im Allgemeinen die Wahrscheinlichkeit, dass ein auftreffendes Photon mit dem Detektor wechselwirkt. Die Detektionseffizienz wird also gesteigert.

2.2.2 Detektionsmechanismus

Im Detektionsbetrieb wird ein Gleichstrom I knapp unterhalb des kritischen Stroms I_C durch den supraleitenden Detektor geschickt. Die Grundlage der Photonendetektion ist

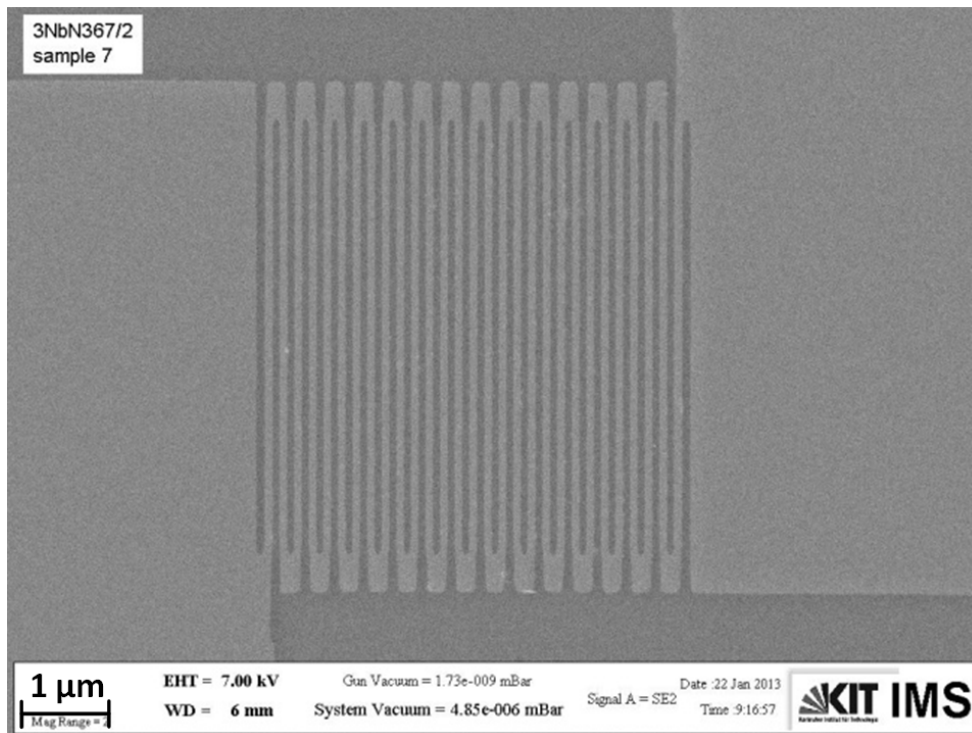


Abbildung 1: Rasterelektronenmikroskop-Bild des für diese Arbeit verwendeten SNSPDs. Von [5].

dann, dass ein auftreffendes Photon Cooper-Paare aufbrechen und somit die Supraleitung im Draht zerstören kann. Die nun am Detektor anliegende Spannung kann gemessen und das Photon somit detektiert werden. Eine detailliertere Übersicht über die Abläufe ist in Abbildung 2 gezeigt: Der Nanodraht wird bei einer Temperatur unterhalb der kritischen Temperatur T_C von einem Biasstrom knapp unterhalb des kritischen Stroms durchflossen (i). Trifft ein Photon auf den Draht, reicht seine Energie aus, einige hundert Cooper-Paare aufzubrechen. Im "Hotspot-Modell" wird dadurch die Supraleitung lokal zerstört und es bildet sich der sogenannte Hotspot (ii). Dessen Durchmesser ist jedoch deutlich kleiner als die Breite des Drahtes. Der endliche Widerstand im Bereich des Hotspots führt aber dazu, dass die Stromdichte in den noch supraleitenden Bereichen des Drahtquerschnitts ansteigt und schliesslich die kritische Stromdichte übersteigt (iii). Die Supraleitung bricht nun auf der ganzen Breite des Drahtes zusammen (iv). Der Gesamtwiderstand des Drahtes erhöht sich dadurch von Null auf einen endlichen Wert. Dieser ist aufgrund des kleinen Querschnitts und hohen spezifischen Widerstands des Drahtes ziemlich gross und führt dazu, dass eine messbare Spannung über dem Detektor abfällt. Der Strom durch den Mäander nimmt ab, weil ein Teil des Stromes durch die parallel geschaltete Lastimpedanz fliesst. Beim Durchfliessen der normalleitenden Region verliert der verbleibende Biasstrom Energie in Form von Joule'scher Wärme. Diese führt dazu, dass die normalleitende Region noch weiter wächst (v). Der Nanodraht ist jedoch thermisch an das Substrat, auf welches

er aufgebracht wurde, gekoppelt. Dessen Temperatur liegt immer noch weit unterhalb der kritischen Temperatur des Supraleiters. Das Abfließen von Wärme ins Substrat führt dazu, dass die Temperatur in der normalleitenden Region wieder unter die kritische Temperatur fällt (vi). Der Draht wird in der Folge wieder über den ganzen Querschnitt supraleitend und der Detektor befindet sich wieder im Ausgangszustand (i). Die Zeiten τ_1 und τ_2 charakterisieren das Zusammenbrechen der Supraleitung und das Wachstum der normalleitenden Region ((i)-(v)) sowie die Wiederetablierung des supraleitenden Zustandes (vi). Aus einem rein elektrodynamischen Modell folgt $\tau_1 = L_k/(Z_0 + R_n(t))$ und $\tau_2 = L_k/Z_0$. Dabei ist L_k die kinetische Induktivität des SNSPD, R_n der Widerstand der normalleitenden Region und Z_0 der Lastwiderstand, in den der Strom gelenkt wird, sobald ein Photon detektiert wird. Auf die elektrische Schaltung des SNSPDs wird genauer in Abschnitt 3.2 eingegangen. Eine genauere Behandlung der charakteristischen Zeiten ist in [6] und [7] zu finden. Da normalerweise $R_n \gg Z_0$ ist, gilt im Allgemeinen $\tau_2 \gg \tau_1$. Die Totzeit des Detektors ist daher vor allem durch τ_2 gegeben. Eine detailliertere Beschreibung des Detektionsmechanismus ist Gegenstand aktueller Untersuchungen ([8] und [9]) und geht über den Rahmen dieser Arbeit hinaus.

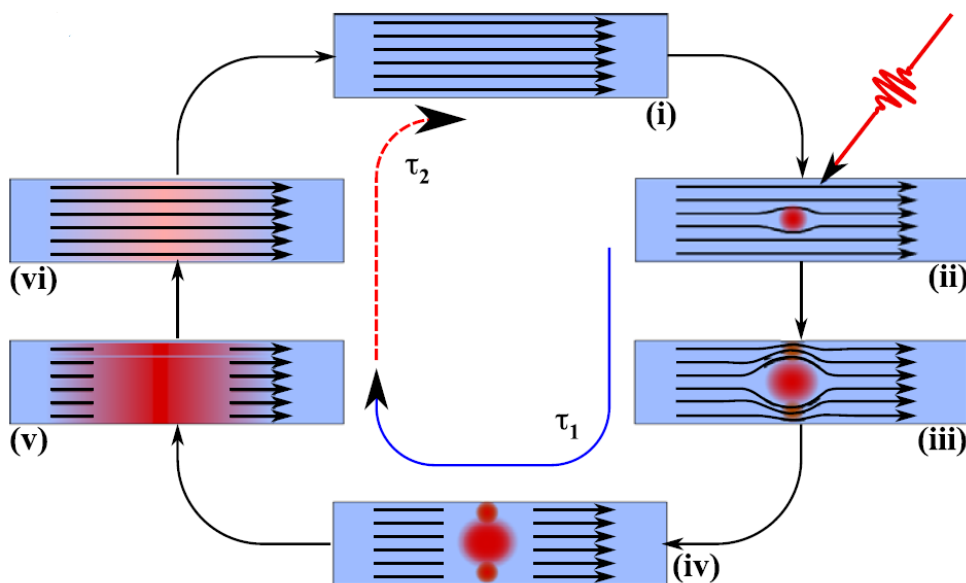


Abbildung 2: *Prinzipielle Funktionsweise eines SNSPD. Nach [1].*

2.2.3 Latching

Der in Abschnitt 2.2.2 beschriebene Detektionsablauf stellt den Idealfall dar. Voraussetzung dafür ist, dass der Wärmestrom ins Substrat auf Dauer grösser ist als die über der normalleitenden Region abfallende Leistung aufgrund des Biasstroms. Dies ist in der Praxis nicht immer gegeben. Als Folge kann der Detektor permanent im normalleitenden Zustand

hängenbleiben. Dieses Phänomen wird als Latching bezeichnet. Die in Abschnitt 2.2.2 eingeführte charakteristische Zeit τ_2 und somit die Totzeit des Detektors geht dann gegen Unendlich. Um den Detektor wieder einsatzbereit zu machen, muss der Biasstrom extern ab- und wieder angestellt werden, was verhältnismässig lange dauert. Laut [2] und [3] kann Latching verhindert werden, indem der Detektor nicht im weit verbreiteten Quasi-konstanter-Strom-Modus (engl. quasi-constant-current, QCC) betrieben wird, sondern mit quasi-konstanter Spannung (engl. quasi-constant-voltage, QCV). Dies kann veranschaulicht werden, indem man die über der normalleitenden Region des Detektors abfallende Leistung P betrachtet:

$$P = U \cdot I = \frac{U^2}{R} = R \cdot I^2, \quad (1)$$

dabei ist U die anliegende Spannung, I der durchfliessende Strom und R der elektrische Widerstand der normalleitenden Region. Aus dem letzten Teil von (1) ist ersichtlich, dass bei konstantem Strom die Leistung proportional zum Widerstand ist. Sobald dieser wächst, wächst auch die Heizleistung, was wiederum die normalleitende Region und somit den Widerstand erhöht. Dies führt zu einer positiven Rückkopplung, die ein Zurückkehren in den supraleitenden Zustand verhindert. Der zweitletzte Teil von (1) zeigt dagegen, dass bei konstanter Spannung die Heizleistung umgekehrt proportional zum Widerstand ist. Ein permanentes Ansteigen der Heizleistung ist also nicht möglich. Vielmehr wurde in [2] und [3] ein hochfrequentes Oszillieren der Spannung über dem SNSPD beobachtet, welches als periodisches Wachsen und Verschwinden eines Hotspots gedeutet wird.

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Aufbau zur Kalibrierung der InGaAs-Diode

Der Aufbau zur Kalibrierung der Indiumgalliumarsenid-Diode (InGaAs-Diode) ist schematisch in Abbildung 3 gezeigt. Das Licht einer Gasentladungslampe durchlief einen Monochromator und wurde anschliessend durch eine Linse kollimiert. Ein teildurchlässiger Spiegel aus CaF_2 diente als Strahlteiler, welcher den Lichtstrahl ca. im Verhältniss 1:9 teilte. Der 90 %-Teil des Strahls wurde über einen beweglichen Spiegel durch eine Fokuslinse und zwei Polarisationsfilter auf die gewünschte Photodiode gerichtet. Die eine Photodiode war eine für den Wellenlängenbereich von 1.1 bis 1.8 μm bereits kalibrierte Germanium-Diode (Ge-Diode) von *ThorLabs*, die zweite Diode war die zu kalibrierende InGaAs-Diode, welche ebenfalls von *ThorLabs* stammt und in einer *Sucobox* montiert wurde. Die Photodioden und der Lichtstrahl wurden jeweils so ausgerichtet, dass für eine gegebene Wellenlänge der gemessene Photostrom maximal wurde. In späteren Versuchen kann die kalibrierte Diode in den 10 %-Teil des Strahls gestellt werden, um dessen Intensität zu bestimmen. Der 90 %-Teil des Strahls wird dann auf einen SNSPD gelenkt.

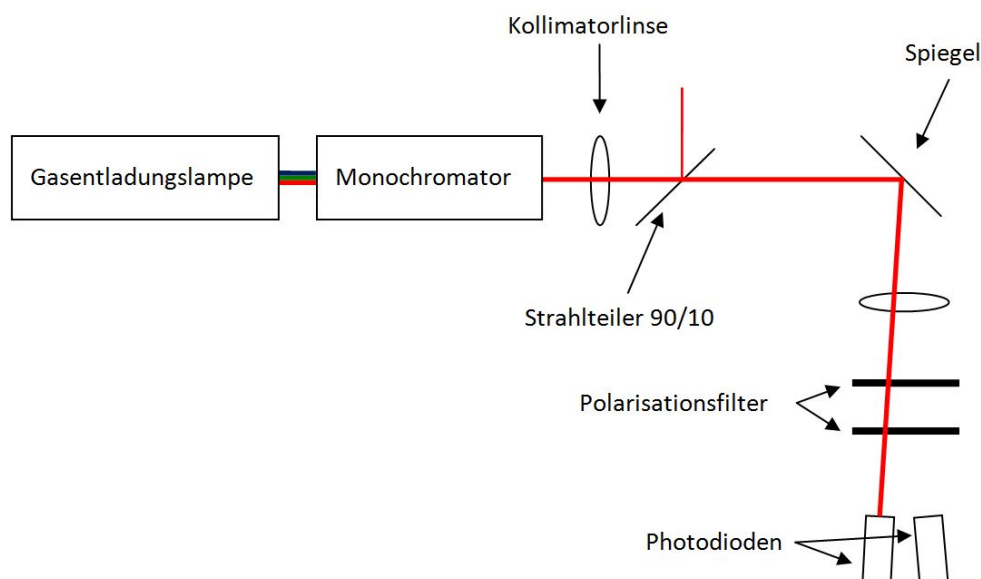


Abbildung 3: *Schema des Aufbaus zur Kalibrierung der InGaAs-Diode.*

Die runde Detektorfläche der Ge-Diode war breiter als der Lichtstrahl. Deshalb wurde sie mit einer Lochblende bekannter Fläche A_{Ge} abgedeckt, damit stets dieselbe, wohldefinierte Fläche beleuchtet wurde. Da auch die Empfindlichkeit der Ge-Diode bekannt war, konnte die Intensität des Lichtstrahls abhängig von der Wellenlänge bestimmt werden. Tatsächlich zeigte die von *ThorLabs* mitgelieferte Elektronik der Ge-Diode für eine gegebene Wellenlänge λ auch direkt die auftreffende Leistung $P(\lambda)$ an. Die Intensität des Lichtstrahls

$I_L(\lambda)$ war somit gegeben durch:

$$I_L(\lambda) = P(\lambda)/A_{Ge}. \quad (2)$$

Die Detektorfläche der InGaAs-Diode A_{InGaAs} war ebenfalls bekannt und klein genug im Verhältnis zur Strahlbreite, um nicht mit einer Lochblende abgedeckt werden zu müssen. Mit einem *Keithley*-Amperemeter wurde der Photostrom der InGaAs-Diode $C_{InGaAs}(\lambda)$ abhängig von der Wellenlänge bestimmt. Aus der Strahlintensität, dem Photostrom und der Detektorfläche konnte die Empfindlichkeit der InGaAs-Diode R_{InGaAs} als Funktion der Wellenlänge bestimmt werden:

$$R_{InGaAs}(\lambda) = \frac{C_{InGaAs}(\lambda)}{I_L(\lambda) \cdot A_{InGaAs}}. \quad (3)$$

Zur Überprüfung der Linearität der Diode war der zweite Polarisationsfilter um die Strahlachse drehbar, so dass dessen Polarisations Ebene gegenüber derjenigen des ersten Filters zwischen 0° und 90° variiert werden konnte. Die Intensität des Lichtstrahls hinter den Polarisationsfiltern fällt mit dem Quadrat des Kosinus des Zwischenwinkels ab. Für eine lineare Diode sollte der gemessene Photostrom in Abhängigkeit vom Winkel α zwischen den Polarisations Ebenen also gegeben sein durch:

$$C(\alpha) = C_0 \cdot \cos^2(\alpha) + A, \quad (4)$$

C_0 ist hierbei der Photostrom, wenn die Polarisations Ebenen nicht gegeneinander verdreht sind ($\alpha = 0$). Die Konstante A berücksichtigt einen möglichen Offset des Amperemeters sowie die Tatsache, dass auch bei einem Winkel von 90° zwischen den Polarisations Ebenen noch Streulicht auf die Diode gelangen kann.

3.2 Aufbau zum Betrieb eines SNSPDs mit quasi-konstanter Spannung

Der SNSPD war auf einer Kupferplatte montiert, die sich in einem evakuierbaren Behälter befand. Dieser konnte direkt beliebig tief in ein Fass mit flüssigem Helium eingeführt werden. Der Vorteil gegenüber einem Aufbau mit einem Kryostat war, dass das Abkühlen und Aufwärmen relativ schnell ging und Änderungen am Aufbau ohne viel Aufwand vorgenommen werden konnten. Ein Nachteil dagegen war, dass die Temperatur nur sehr ungenau

durch Verändern der Einführtiefe eingestellt werden konnte. Auch war die minimal erreichbare Temperatur begrenzt durch die Temperatur des flüssigen Heliums (4.2 K)¹. Das Vakuum um den Detektor war notwendig, um den direkten Kontakt mit dem Helium zu verhindern und somit die thermische Kopplung des SNSPD an seine Umgebung klein genug zu halten. Eine zu kleine Kopplung führt zwar zu Latching, eine zu grosse verhindert aber, dass sich die normalleitende Region über den ganzen Drahtquerschnitt ausbreitet². Dann kommt es zu keinem messbaren Spannungspuls. Der Wärmeaustausch sollte also primär mit der Platte, auf welcher der SNSPD montiert war, stattfinden. Zudem verhinderte das Vakuum beim Aufwärmen des Detektors, dass Wasser darauf kondensierte. Die Erfahrung hat gezeigt, dass insbesondere Feuchtigkeit zu einer vorzeitigen Alterung des Detektors und einem Verlust der Supraleitung führt. Die elektrischen Zuleitungen und strukturellen Teile des Aufbaus waren so dünn wie möglich gehalten, um den Wärmestrom in das Heliumfass auf ein Minimum zu reduzieren. Direkt über dem SNSPD konnte eine LED angebracht werden, um rudimentäre Messungen der Zählrate durchführen zu können. Auf der Rückseite der Platte befanden sich ein temperaturabhängiger Widerstand sowie eine Heizspule. Solange keine allzu schnellen Temperaturänderungen stattfanden, war die Temperatur des SNSPD in guter Näherung gleich wie die Temperatur der Platte, auf welcher er montiert war. Die Heizspule wurde nur dazu verwendet, den SNSPD nach der Durchführung der Messungen schneller wieder auf Raumtemperatur zu bringen. Sie könnte in zukünftigen Experimenten aber auch dazu dienen, die Temperatur des SNSPD konstant zu halten.

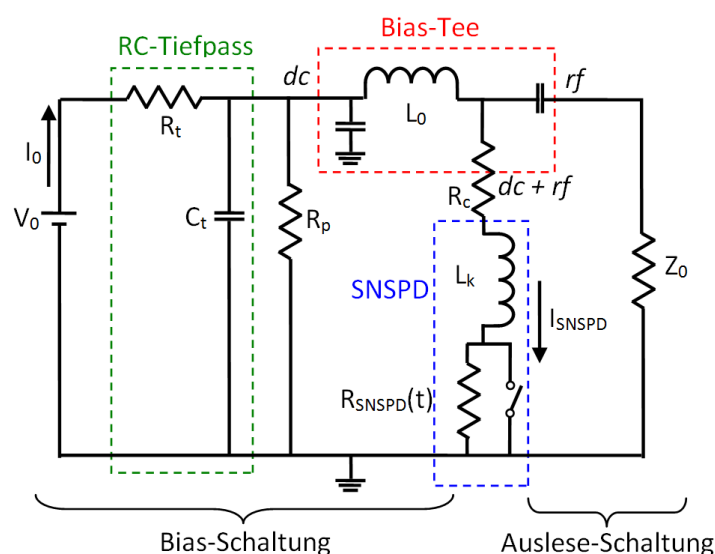


Abbildung 4: Schaltschema des SNSPD.

Die elektrische Schaltung des SNSPD ist in Abbildung 4 gezeigt. Der Detektor war über ein Bias-Tee mit der Bias-Schaltung und der Auslese-Schaltung verbunden. Der dc-Arm des Bias-Tee ist nur für Gleichstrom und niederfrequenten Wechselstrom durchlässig, während

¹Die effektiv erreichte minimale Temperatur betrug 5.4 K

²Dieses Problem ist bei einer früheren Version des Aufbaus tatsächlich aufgetreten.

R_t	10.7 k Ω
R_p	austauschbar
R_c	130 Ω
R_{SNSPD} bei RT	ca. 700 k Ω

Tabelle 1: *Bekannte Werte der Widerstände in der SNSPD-Schaltung (vgl. Abb. 4). Die geschätzten Fehler betragen 5%.*

der rf-Arm nur für hochfrequenten Wechselstrom durchlässig ist. Die Bias-Schaltung bestand aus einer Spannungsquelle V_0 , welche auch den fließenden Strom I_0 messen konnte, sowie einem RC-Tiefpass und einem austauschbaren Widerstand R_p parallel zum Detektor. Der SNSPD ist in Abbildung 4 dargestellt als ein zeitabhängiger Widerstand $R_{SNSPD}(t)$ in Reihe mit einer Induktivität L_k , welche die kinetische Induktivität des Detektors bezeichnet. $R_{SNSPD}(t)$ ist null, wenn der Detektor vollständig supraleitend ist (Schalter in Abb. 4 geschlossen), und hängt sonst von der Grösse der normalleitenden Region ab. Wenn R_p unendlich war (kein R_p), war der fließende Strom v.a. durch den grossen Widerstand $R_t = 10.7$ k Ω gegeben. Der Detektor wurde also im QCC-Modus betrieben. War R_p dagegen klein, floss ein Grossteil des Stroms durch den Parallelwiderstand R_p , sobald der Detektor normalleitend wurde. Die anliegende Spannung blieb dabei quasi konstant, der Detektor wurde also im QCV-Modus betrieben. Die Auslese-Schaltung umfasste einen Verstärker und ein Oszilloskop (in Abb. 4 nicht eingezeichnet). Mit $R_c = 130$ Ω wird der Leitungswiderstand sowie ein Vorwiderstand in Reihe mit dem SNSPD bezeichnet. Die bekannten Widerstandswerte sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Der Biasstrom durch den SNSPD I_{SNSPD} und die Spannung über dem SNSPD V_{SNSPD} wurden nicht direkt gemessen, können aber mit Hilfe der Kirchhoff'schen Regeln bestimmt werden. Die Induktivitäten und Kapazitäten können für den Gleichstrom und die Gleichspannung in der Bias-Schaltung vernachlässigt werden. Dann ergibt sich:

$$I_{SNSPD} = I_0 \cdot \left(1 + \frac{R_t}{R_p}\right) - \frac{V_0}{R_p}, \quad (5)$$

$$V_{SNSPD} = V_0 \cdot \left(1 + \frac{R_c}{R_p}\right) - I_0 \cdot \left(R_t + R_c \cdot \left(1 + \frac{R_t}{R_p}\right)\right). \quad (6)$$

4 Experimentelle Resultate

4.1 Kalibrierung der InGaAs-Diode

4.1.1 Messung der Empfindlichkeitskurve

Für beide Dioden wurde der Photostrom abhängig von der Wellenlänge des einfallenden Lichtstrahls gemessen. Zuerst wurde ohne einfallendes Licht der Dunkelstrom 20 mal gemessen. Dann wurde der Photostrom der Ge-Diode im Bereich von 1.1 bis 1.8 μm in 5 nm Schritten gemessen. Der Photostrom der InGaAs-Diode wurde im Bereich von 1.1 bis 2.6 μm in 5 nm Schritten gemessen. Auch hier wurde die Messung für jede Wellenlänge jeweils 20 mal durchgeführt und dann der Mittelwert gebildet. Nach Abzug des Dunkelstroms kann mit den in Abschnitt 3.1 gemachten Überlegungen und den Angaben in Tabelle 2 die Empfindlichkeit der InGaAs-Diode im Bereich von 1.1 bis 1.8 μm bestimmt werden. Das Resultat ist in Abbildung 5 zu sehen.

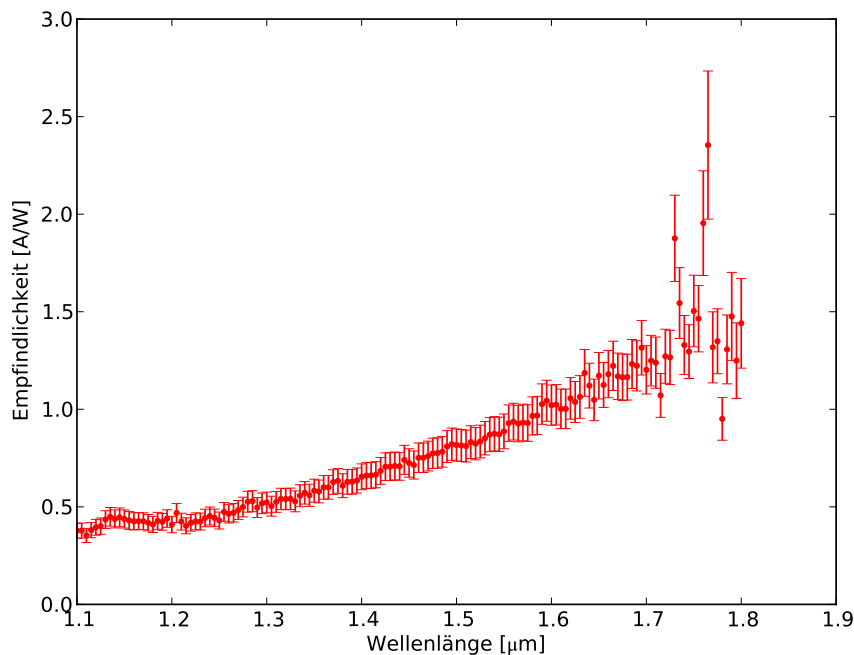


Abbildung 5: *Empfindlichkeit der InGaAs-Diode von 1.1 bis 1.8 μm .*

Da die Empfindlichkeit der Ge-Diode mit grösserer Wellenlänge nicht zunimmt, die auftreffende Leistung aber abnimmt, sinkt der gemessene Photostrom. Die thermisch und durch Streulicht bedingten Fluktuationen des Photostroms bleiben aber etwa gleich gross. Daher wird die Bestimmung der Strahlintensität mittels der Ge-Diode oberhalb von 1.7 μm ungenau. In der Folge nehmen in Abbildung 5 die Fluktuationen und Fehler der Empfindlichkeit

	Wert [m ²]	Relativer Fehler (geschätzt)
Fläche der Blende vor der Ge-Diode	$8.59 \cdot 10^{-07}$	1%
Fläche der InGaAs-Diode	$7.85 \cdot 10^{-07}$	2.5%

Tabelle 2: Angaben zur Berechnung der Empfindlichkeit der InGaAs-Diode. Die Fläche der Blende vor der Ge-Diode wurde mit einem Messmikroskop bestimmt, die Fläche der InGaAs-Diode wurde den Herstellerangaben entnommen.

der InGaAs-Diode zwischen $1.7 \mu\text{m}$ und $1.8 \mu\text{m}$ stark zu. Weil die Empfindlichkeit auch unterhalb $1.7 \mu\text{m}$ relativ stark fluktuiert, wurde jeweils der Mittelwert über fünf benachbarte Messpunkte gebildet (Abb. 6). *ThorLabs* stellt für eine baugleiche InGaAs-Diode die gemessene Empfindlichkeit für einige Wellenlängen zwischen 1.2 und $2.6 \mu\text{m}$ zur Verfügung. Die Messpunkte von *ThorLabs* zwischen 1.2 und $1.8 \mu\text{m}$ sind ebenfalls in Abbildung 6 gezeigt.

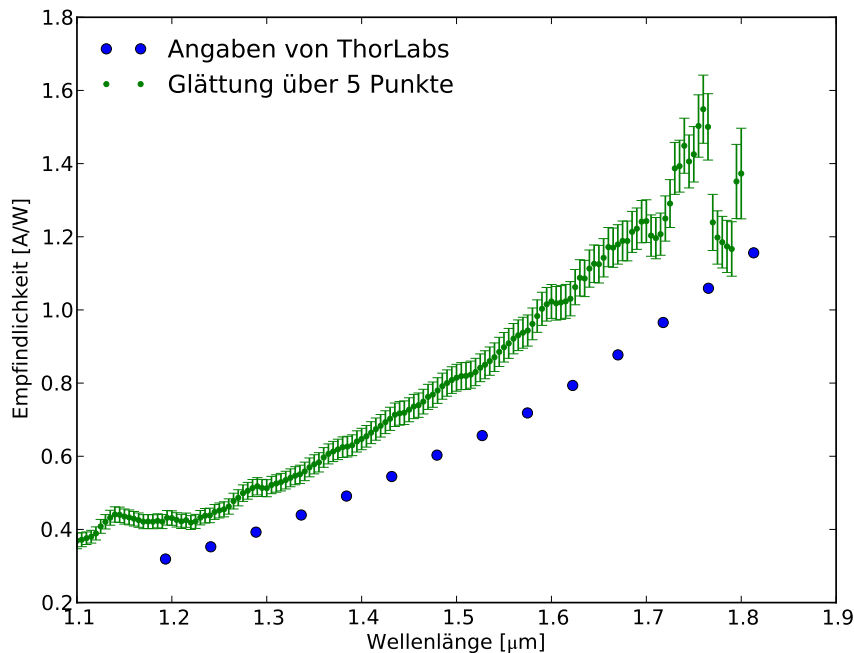


Abbildung 6: Empfindlichkeit der InGaAs-Diode über fünf Messpunkte geglättet.

Die Empfindlichkeit der vorliegenden InGaAs-Diode unterscheidet sich von der Empfindlichkeit der von *ThorLabs* ausgemessenen Diode um einen näherungsweise konstanten Faktor und liegt in einem Bereich, welcher typisch ist für diese Art von Detektoren. Dies kann als Rechtfertigung genommen werden, die von *ThorLabs* gemessenen Werte oberhalb von $1.8 \mu\text{m}$ um denselben Faktor zu strecken, um die Empfindlichkeit der vorliegenden InGaAs-Diode zu erhalten. Abbildung 7 zeigt das Resultat. Der Streckfaktor wurde wie folgt ermit-

telt: Die über fünf Messpunkte geglättete Empfindlichkeit der vorliegenden InGaAs-Diode wurde linear interpoliert, um für jede Wellenlänge, bei der *ThorLabs* eine Empfindlichkeitsmessung durchgeführt hat, die Empfindlichkeit der vorliegenden Diode zu erhalten. Aus dem Verhältnis der zwei Empfindlichkeiten wurde für jeden Messpunkt von *ThorLabs* ein Streckfaktor S_i berechnet. Für die in Abbildung 7 gezeigten Daten wurde schliesslich der gewichtete Mittelwert $\bar{S} = 1.30 \pm 0.01$ aller Streckfaktoren benutzt. Zudem zeigt Abbildung 7 noch eine kubische Interpolation der um \bar{S} gestreckten Messpunkte von *ThorLabs*.

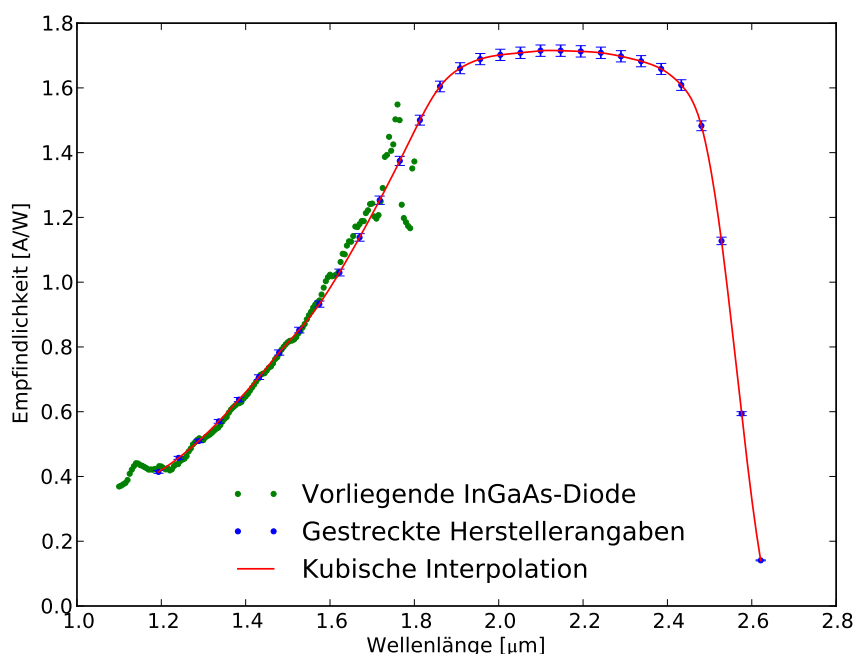


Abbildung 7: *Empfindlichkeit der InGaAs-Diode von 1.1 bis 2.6 μm .*

4.1.2 Überprüfung der Linearität

Die Linearität der InGaAs-Diode wurde für mehrere Wellenlängen überprüft. Dazu wurde bei gegebener Wellenlänge der Photostrom als Funktion des Winkels zwischen den Polarisationsfiltern gemessen. Dann wurde die Funktion (4) an die Daten gefittet. Für die Wellenlängen 1.2 und 2.1 μm sind die Resultate in den Abbildungen 8 und 9 gezeigt. Die Messfehler sind hierbei kleiner als die Datenpunkte. Der Fit stimmt sehr gut mit den Daten überein. Die Linearität der Diode ist also bis zu einer Wellenlänge von 2.1 μm sehr gut bestätigt. In Abbildung 10 ist das Resultat für eine Wellenlänge von 2.4 μm gezeigt. Der Photostrom ist hier viel kleiner, wodurch Rauscheffekte eine grössere Rolle spielen und die Fehler grösser werden. Der Fit passt daher nicht mehr gleich gut zu den Daten. Die Diode kann aber in guter Näherung noch immer als linear angenommen werden.

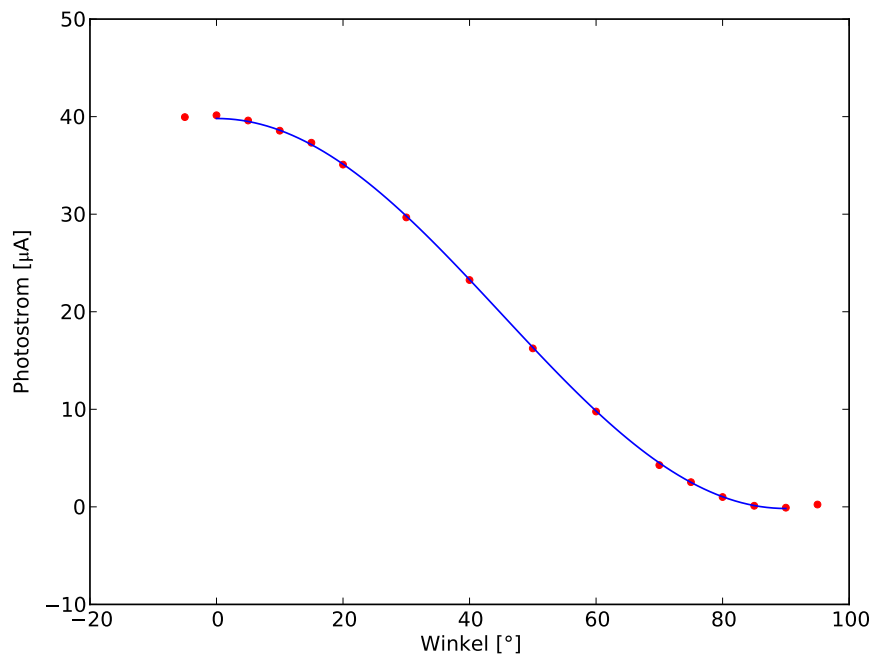


Abbildung 8: Überprüfung der Linearität bei $1.2\ \mu\text{m}$.

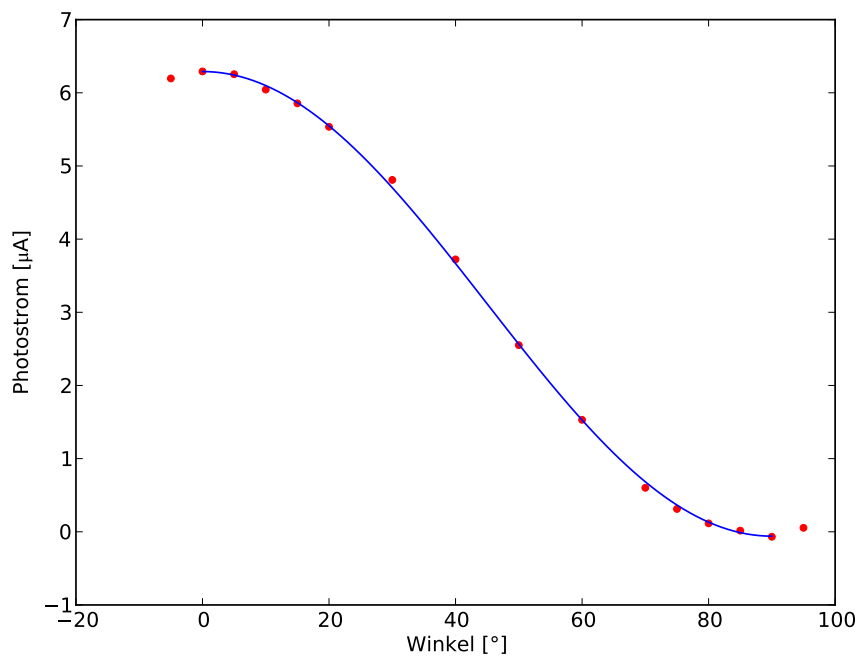


Abbildung 9: Überprüfung der Linearität bei $2.1\ \mu\text{m}$.

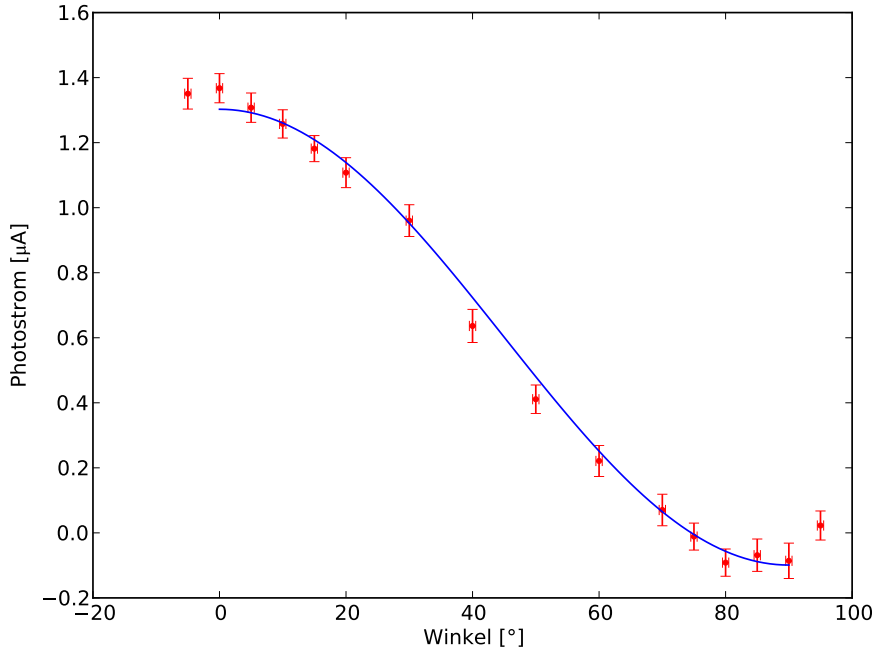


Abbildung 10: Überprüfung der Linearität bei $2.4 \mu\text{m}$.

4.2 Betrieb eines SNSPDs mit quasi-konstanter Spannung

4.2.1 Charakterisierung des Detektors

Ein Rasterelektronenmikroskop-Bild des für diese Arbeit verwendete SNSPD ist in Abbildung 1 gezeigt. Die Detektorfläche betrug $5 \mu\text{m} \times 5 \mu\text{m}$. Der Nanodraht bestand aus Niobnitrid (NbN) und war 4 nm dick. Die Breite der Mäander betrug 81 nm . Die Herstellung des NbN-Films und dessen Strukturierung wurden mit etablierten Methoden am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) durchgeführt [10]. Mit einem Physical Properties Measurement System (PPMS) wurde der elektrische Widerstand des Detektors als Funktion der Temperatur gemessen. Die Messdaten sind in Abbildung 11 für den Temperaturbereich $10\text{-}20 \text{ K}$ gezeigt. Beim Abkühlen von Raumtemperatur steigt der Widerstand zunächst an. Dies ist ein typisches Verhalten für stark ungeordnete, dünne NbN Filme [11]. Bei ca. 20 K erreicht er ein Maximum und fällt dann bei T_c auf Null ab. Nach [12] kann der elektrische Widerstand R als Funktion der Temperatur T für einen schmalen, zweidimensionalen Film beschrieben werden durch:

$$R(T) = \frac{R_n}{1 + A \cdot \frac{1}{T/T_c - 1}}. \quad (7)$$

Dabei ist R_n der Widerstand im metallischen Zustand, T_c die kritische Temperatur bei Abwesenheit eines Magnetfeldes und A eine Konstante. Abbildung 11 zeigt einen Least-Square Fit der Funktion (7) an die Widerstandswerte. Für den Fit verwendet wurde der Bereich, wo der Widerstand zwischen 60% und 100% des Maximalwiderstandes liegt. Dabei wurden R_n , A und T_c als Parameter genommen. Die kritische Temperatur wurde damit bestimmt zu $T_c = 13$ K und der Widerstand im metallischen Zustand zu $R_n = 749$ k Ω .

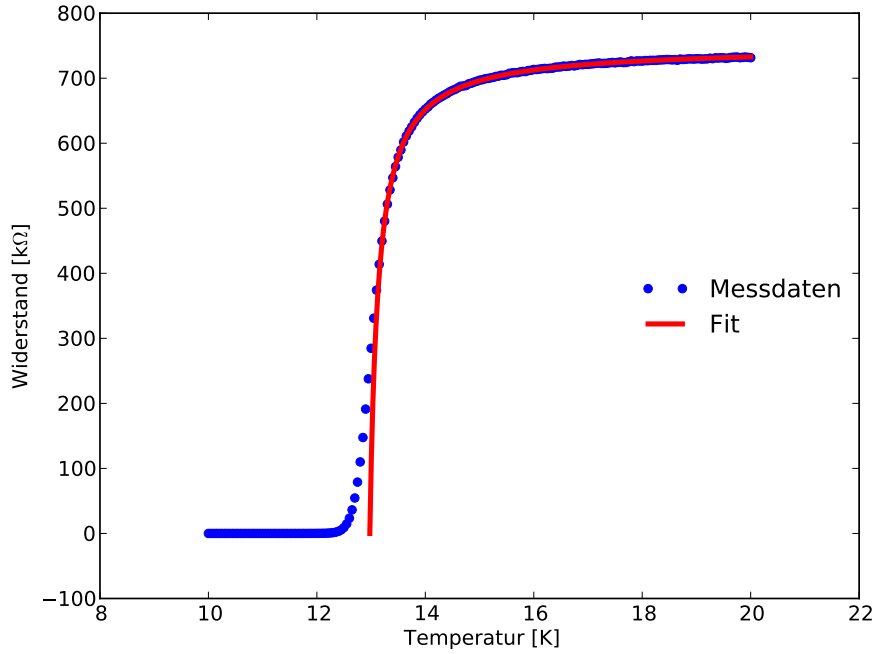


Abbildung 11: *Elektrischer Widerstand des verwendeten SNSPD als Funktion der Temperatur.*

Die kinetische Induktivität L_{kin} kann nach Kapitel 2.6 in [13] berechnet werden durch:

$$L_{kin} = \mu_0 \cdot \lambda^2 \cdot \frac{l}{w \cdot d}. \quad (8)$$

Hierbei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante und λ die magnetische Eindringtiefe. Die Größen l , w und d bezeichnen die Länge, Breite und Dicke des Drahtes. Nach [14] ist die magnetische Eindringtiefe im Null-Feld Limit gegeben durch:

$$\lambda = \left(\frac{\hbar \cdot \rho_n}{\pi \cdot \mu_0 \cdot \Delta} \right)^{1/2}. \quad (9)$$

Dabei ist \hbar die reduzierte Planck'sche Konstante, ρ_n der spezifische Widerstand im metallischen Zustand und μ_0 die magnetische Feldkonstante. Δ ist die Energielücke ohne anliegendes Magnetfeld, welche nach [15] für NbN gegeben ist durch:

$$\Delta \approx 2 \cdot k_B \cdot T_c. \quad (10)$$

Setzt man (9) und (10) in (8) ein und ersetzt $l/(w \cdot d)$ durch R_n/ρ_n , so kann die kinetische Induktivität geschrieben werden als:

$$L_{kin} \approx \frac{\hbar \cdot R_n}{2\pi \cdot k_B \cdot T_c}. \quad (11)$$

Dabei wurde der Detektor als gerader Draht angenähert und die mäandrierende Form vernachlässigt. Mit den Fit-Werten für T_c und R_n kann die kinetische Induktivität nach (11) abgeschätzt werden zu $L_{kin} \approx 70$ nH.

4.2.2 I-V-Kennlinien

Zur Messung der I-V-Kennlinien wurde die Bias-Spannung schrittweise bis zu einem gewissen Wert, bei dem der Detektor sicher normalleitend war, erhöht und dann wieder in denselben Schritten bis auf Null reduziert. Die Zeit zwischen den Spannungsänderungen betrug 10 ms. Testmessungen mit längeren Abständen zeigten keine Änderungen der Messdaten. Der Spannungsabfall über dem SNSPD und der Strom durch diesen wurden nach (5) und (6) berechnet. Abbildung 12 zeigt eine I-V-Kennlinie für den Detektor im QCC-Modus, d.h. ohne Parallelwiderstand. Die Punkte repräsentieren den Mittelwert über zehn Messungen. Der Strom steigt zuerst bis zum kritischen Strom des Detektors an, wobei die Spannung über dem Detektor null bleibt ((1) in Abb. 12). Sobald der kritische Strom überschritten wird, wird ein Teil des Detektors normalleitend und der Strom fällt ab (2). Aufgrund des grossen Widerstands der normalleitenden Region wächst der Strom danach mit grösser werdender Spannung kaum mehr. Die normalleitende Region wird mit zunehmender Spannung immer grösser, weshalb der Verlauf des Stroms etwas unregelmässig ist (3). Beim Zurückfahren der Spannung zeigt sich die Hysterese, welche zum Latching führt. Der Detektor bleibt normalleitend, auch wenn die Spannung weit unter den Wert fällt, bei dem zuvor der Übergang von supraleitend zu normalleitend stattgefunden hat (4). Erst wenn die Spannung weit genug reduziert wird, wird der Detektor wieder durchgehend supraleitend.

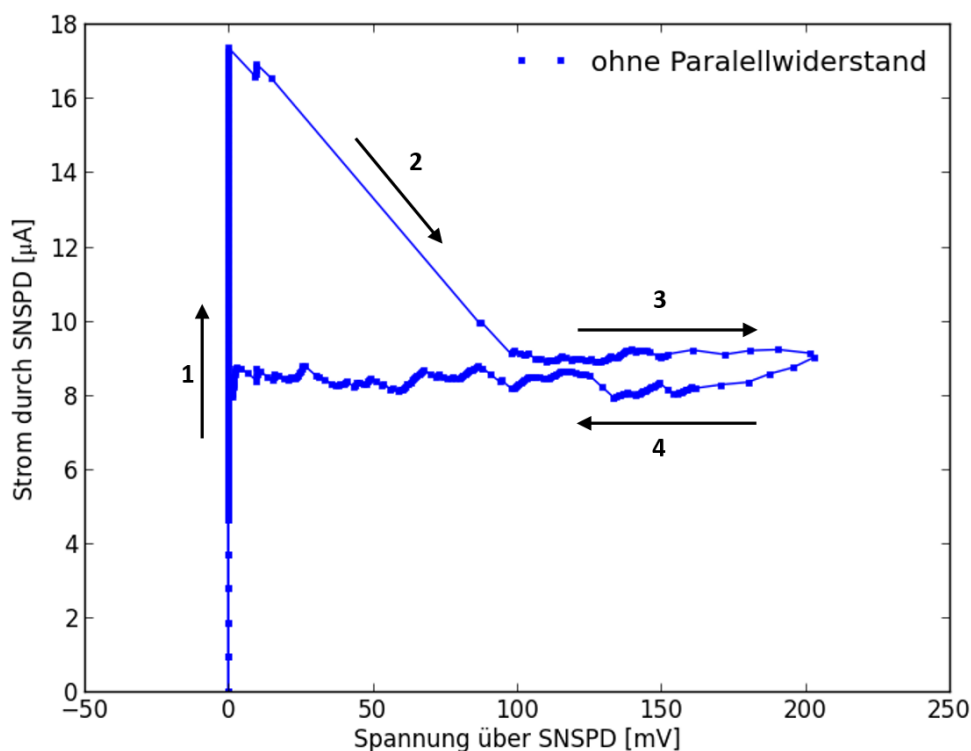


Abbildung 12: I-V-Kennlinie für QCC-Modus bei $T \approx 6.4$ K.

Die I-V-Kennlinien für drei verschiedene Werte des Parallelwiderstands R_p sind in Abbildung 13 gezeigt. Für $650\ \Omega$ und $300\ \Omega$ ist der Mittelwert über 3 Messungen gezeigt, für $100\ \Omega$ der Mittelwert über 10 Messungen. Während für $650\ \Omega$ und $300\ \Omega$ immer noch eine Hysterese-Kurve vorliegt, findet für $R_p = 100\ \Omega$ ein reversibler Übergang vom supraleitenden in den normalleitenden Zustand statt. Dies stimmt qualitativ mit den Resultaten in [2] und [3] überein.

Zusätzlich wurden auch noch Messungen mit einem Tiefpasswiderstand von $R_t = 100\ \Omega$ und ohne Parallelwiderstand durchgeführt. Der Detektor wird dann ebenfalls im QCV-Modus betrieben, da die Spannungsquelle die Spannung konstant hält. Tatsächlich konnte auch so eine I-V-Kennlinie ohne Hysterese beobachtet werden. Das Wiedereinsetzen von verschiedenen Parallelwiderständen änderte kaum etwas an der I-V-Kennlinie.

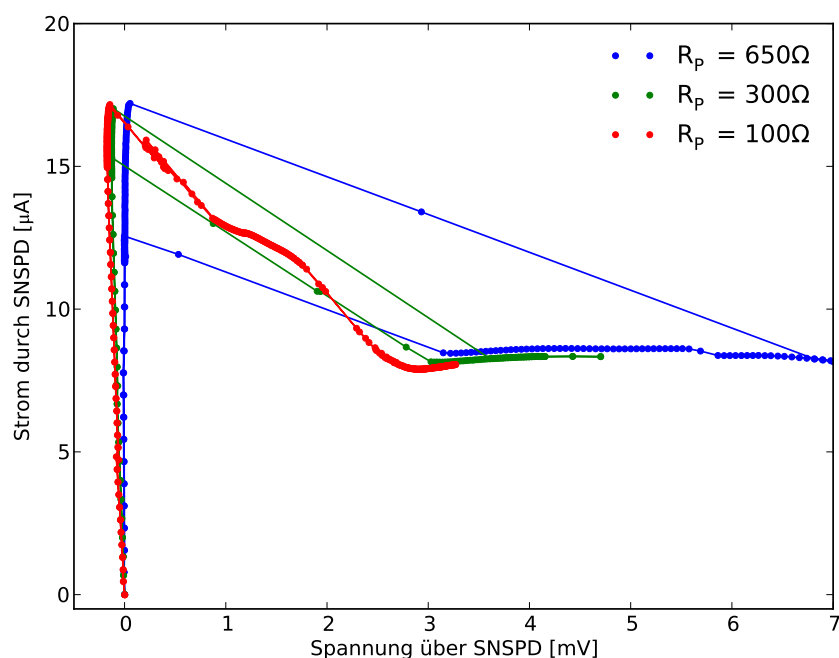


Abbildung 13: I-V-Kennlinie für verschiedene Parallelwiderstände bei $T \approx 6.3\ K$.

4.2.3 Thermische Oszillationen

Wenn der Detektor mit einem $100\ \Omega$ -Parallelwiderstand im QCV-Modus oberhalb der kritischen Spannung V_c betrieben wurde, konnte mit dem Oszilloskop in der Auslese-Schaltung ein Oszillieren der Spannung gemessen werden, wie es auch in [2] und [3] beobachtet wurde. Ein Beispiel ist in Abbildung 14 gezeigt. Das Signal durchlief vor dem Oszilloskop einen Verstärker.

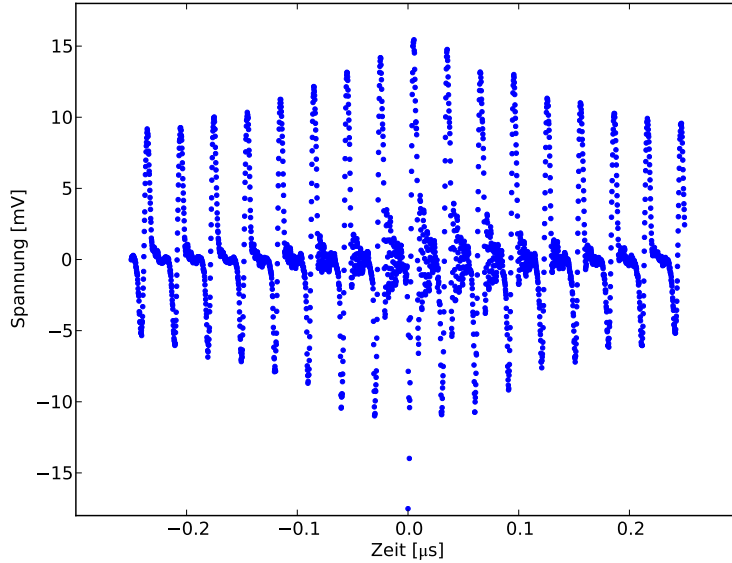


Abbildung 14: *Oszillation der Spannung in der Auslese-Schaltung. Die angelegte Spannung betrug $V_p = 2.7\text{ mV}$. Der kritische Strom war bei $V_p \approx 1.9\text{ mV}$ erreicht.*

In [3] wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der Frequenz dieser Oszillationen f_{osc} und der Spannung über dem Parallelwiderstand V_p beobachtet. Dieser wurde in einem vereinfachenden Modell beschrieben durch:

$$f_{osc} = \frac{V_p - I_c \cdot R_c / 2}{L_{kin} \cdot I_c}. \quad (12)$$

Durch einen Fit von (12) an die Messdaten konnte in [3] die kinetische Induktivität L_{kin} des Detektors mit guter Genauigkeit bestimmt werden. Wie Abbildung 15 zeigt, liegt für den für diese Arbeit verwendeten Aufbau kein linearer Zusammenhang vor. Versucht man dennoch die Daten in Abbildung 15 mit Gleichung (12) zu beschreiben, erhält man die rot eingezeichnete Gerade, wobei der Punkt bei 3.5 mV nicht berücksichtigt wurde. Für die kinetische Induktivität lassen sich Werte aus der Steigung $L_{kin,S} = 8.8\text{ }\mu\text{H}$ und aus dem Ordinatenabschnitt $L_{kin,O} = -3.2\text{ }\mu\text{H}$ bestimmen. Sie sind weder in sich konsistent, noch stimmen sie mit dem in Abschnitt 4.2.1 bestimmten Wert von $L_{kin} \approx 70\text{ nH}$ überein.

Eine mögliche Erklärung für den fehlenden linearen Zusammenhang ist der relativ grosse Wert des Leitungswiderstands R_c in unserem Aufbau. Dieser betrug $130\text{ }\Omega$ gegenüber $5\text{ }\Omega$ im in [3] beschriebenen Aufbau. In der Herleitung von (12) wurde aufgrund des kleinen Leitungswiderstands der eigentlich zeitabhängige Strom durch einen konstanten Mittelwert ersetzt. Diese Vereinfachung ist für unseren Aufbau wahrscheinlich nicht zulässig.

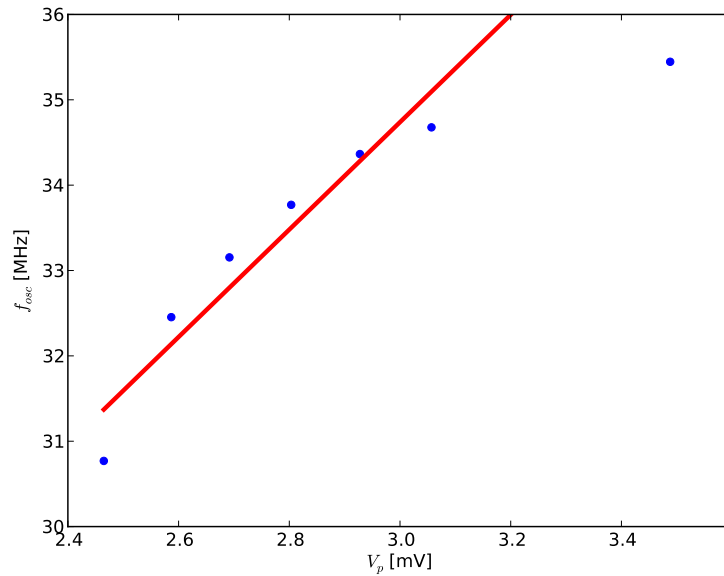


Abbildung 15: Abhängigkeit der Oszillationsfrequenz f_{osc} von V_p . Für den Geraden-Fit wurde der Punkt bei 3.5 mV nicht berücksichtigt.

4.2.4 Zählraten

Die eingebaute rote LED sollte verwendet werden, um den Einfluss der QCV-Schaltung auf die Zählrate zu beobachten. Die Zählrate wurde mit Hilfe des Oszilloskops in der Auslese-Schaltung gemessen. Dazu wurde die Zeit bestimmt, die es dauerte, bis jeweils 1'000 Pulse (bzw. 10'000 Pulse bei höheren Zählraten) detektiert worden waren. Anscheinend waren jedoch die Temperaturen von über 6 K, bei denen die Messungen durchgeführt wurden, zu hoch. Die Zählrate war von der Dunkelzählrate (Zählrate bei ausgeschaltetem LED) dominiert. Ein Beispiel ist in Abbildung 16 zu sehen. Gezeigt sind die Zählrate (inkl. Dunkelzählrate) und die Dunkelzählrate als Funktion des reduzierten Stroms I/I_c . Der Detektor wurde mit einem $100\ \Omega$ Parallelwiderstand im QCV-Modus betrieben. Der kritische Strom wurde aus einer ebenfalls gemessenen I-V-Kennlinie bestimmt. Ein in [8] gezeigtes Modell, welches auf unseren Detektor anwendbar ist, sagt ebenfalls ein schlechtes Funktionieren für Temperaturen über ca. 5.5 K voraus. Aus Zeitmangel konnten die Messungen nicht bei tieferen Temperaturen wiederholt werden.

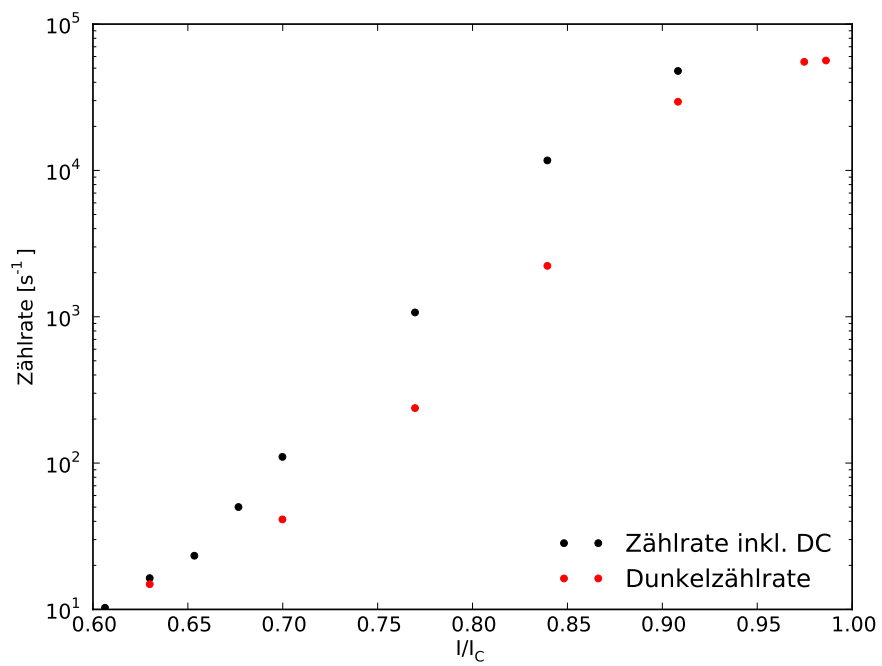


Abbildung 16: Zählrate (inkl. Dunkelzählrate) und Dunkelzählrate (DC) als Funktion des reduzierten Stroms, $T \approx 6.0 K$.

5 Resultate und Ausblick

Eine InGaAs-Photodiode wurde für den Wellenlängenbereich von 1.1 bis 2.6 μm kalibriert. Die Linearität der Diode wurde bis zu einer Wellenlänge von 2.1 μm bestätigt und es wurde gezeigt, dass die Linearität auch für grössere Wellenlängen zumindest noch eine gute Näherung ist. In Zukunft kann die InGaAs-Photodiode benutzt werden, um die Intensität eines Lichtstrahls zu bestimmen, der für Zählratenmessungen eines SNSPDs verwendet wird.

Weiter wurde ein SNSPD mit quasi-konstanter Spannung (QCV) statt mit quasi-konstantem Strom (QCC) betrieben. Die Befunde von [2] und [3], wonach dies zu einer hysteresefreien I-V-Kurve mit thermischen Oszillationen führt, konnten bestätigt werden. Dies macht die QCV-Schaltung attraktiv, um Latching zu verhindern. Der in [3] gefundene lineare Zusammenhang zwischen der anliegenden Spannung und der Frequenz der thermischen Oszillationen konnte mit unserem Aufbau dagegen nicht beobachtet werden, was an zu grossen Leitungswiderständen liegen kann. Ebenso konnte die Auswirkung der QCV-Schaltung auf die Zählrate nicht befriedigend untersucht werden, da die Betriebstemperatur des Detektors zu hoch war. Die Dunkelzählrate war dadurch dominierend.

Zukünftige Messungen sollten daher bei tieferen Temperaturen durchgeführt werden. Zudem wäre es hilfreich, mit der Heizspule im Aufbau eine Temperaturregelung umzusetzen, um die Temperatur über längere Zeit konstant halten zu können. Durch Verringern der Leitungswiderstände könnte eventuell die gleiche Spannungsabhängigkeit der thermischen Oszillationen wie in [3] beobachtet werden. Auch interessant wäre es, die Zählrate einer QCV-Schaltung mit einem Parallelwiderstand zu vergleichen mit der Zählrate einer QCV-Schaltung, in der nur die Spannungsquelle verwendet wird, um die Spannung konstant zu halten.

6 Danksagung

Bedanken möchte ich mich bei Prof. Dr. A. Schilling dafür, dass ich meine Bachelorarbeit in seiner Gruppe machen durfte. Besonders möchte ich mich auch bei meinem Betreuer Dr. A. Engel bedanken. Er hat mich hervorragend angeleitet und bei Fragen und Problemen stets mit wertvollen Inputs unterstützt. Grosser Dank gilt zudem Dr. O. Bossen, der mir beim Aufbau der Experimente sehr geholfen hat. Er und die übrigen Mitgliedern der Gruppe waren immer bereit, mit mir über meine Arbeit zu diskutieren und mir bei Problemen weiterzuhelfen. Nicht zuletzt bedanke ich mich auch bei Kurt Bösiger und dem Werkstatt-Team sowie bei Achim Vollhardt und dem Team der Elektronik-Werkstatt. Sie waren eine grosse Hilfe beim Aufbau des Experiments und bei diversen Reparaturen.

Literatur

- [1] Ch. M. Natarajan, M. G. Tanner and R. H. Hadfield
Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications
Supercond. Sci. Technol. **25**, 063001 (2012)
<http://iopscience.iop.org/0953-2048/25/6/063001>
- [2] D. K. Liu, S. J. Chen, L. X. You, Y. L. Wang, S. Miki, Z. Wang, X. M. Xie and M. H. Jiang
Nonlatching Superconducting Nanowire Single-Photon Detection with Quasi-Constant-Voltage Bias
Appl. Phys. Expr. **5**, 125202 (2012)
<http://dx.doi.org/10.1143/APEX.5.125202>
- [3] D. K. Liu, L. X. You, S. J. Chen, X. Y. Yang, Z. Wang, Y. L. Wang, X. M. Xie and M. H. Jiang
Electrical Characteristics of Superconducting Nanowire Single Photon Detector
IEEE Trans. Appl. Supercond, Vol. **23**, 2200804 (2013)
- [4] Ch. Kittel
Einführung in die Festkörperphysik
Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 14. überarbeitete und erweiterte Auflage, München, 2006
- [5] Konstantin Il'in
Institut für Mikro- und Nanoelektronische Systeme
Karlsruher Institut für Technologie
- [6] A. J. Kerman, J. K. W. Yang, R. J. Molnar, E. A. Dauler and K. K. Berggren
Electrothermal feedback in superconducting nanowire single-photon detectors
Phys. Rev. B **79**, 100509(R) (2009)
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.79.100509>
- [7] J. K. W. Yang, A. J. Kerman, E. A. Dauler, V. Anant, K. M. Rosfjord and K. K. Berggren
Modeling the Electrical and Thermal Response of Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors
IEEE Trans. Appl. Supercond, Vol. **17**, 581 (2007)
- [8] J. J. Renema, R. Gaudio, Q. Wang, Z. Zhou, A. Gaggero, F. Mattioli, R. Leoni, D. Sahin, M.J.A. de Dood, A. Fiore, M.P. van Exter
Experimental test of the detection mechanism in nanowire superconducting single photon detectors
Phys. Rev. Lett., Vol. **112**, 117604 (2014)

- [9] A. Engel and A. Schilling
Numerical analysis of detection-mechanism models of superconducting nanowire single-photon detector
 J. Appl. Phys. **114**, 214501 (2013)
<http://dx.doi.org/10.1063/1.4836878>
- [10] K. Il'in, M. Siegel, A. Engel, H. Bartolf, A. Schilling, A. Semenov and H.-W. Huebers
Current-Induced Critical State in NbN Thin-Film Structures
 J. Low. Temp. Phys. **151**, 585–590 (2008)
<http://dx.doi.org/10.1007/s10909-007-9690-5>
- [11] M. Chand, A. Mishra, Y. M. Xiong, A. Kamlapure, S. P. Chockalingam, J. Jesudasan, V. Bagwe, M. Mondal, P. W. Adams, V. Tripathi and P. Raychaudhuri
Temperature dependence of resistivity and Hall coefficient in strongly disordered NbN thin films
 Phys. Rev. B **80**, 134514 (2009)
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.80.134514>
- [12] L. G. Aslamazov and A. Larkin
The influence of fluctuation pairing of electrons on the conductivity of normal metal
 Phys. Lett. **26A**, 238 (1968)
- [13] V. V. Schmidt
The Physics of Superconductors
 Springer, Berlin, 1997
- [14] H. Bartolf
Fabrication and Characterization of Superconducting Nanowire Highspeed Single-Photon Detectors
 Dissertation, Universität Zürich, 2009
- [15] R. Romestain, B. Delaet, P. Renaud-Goud, I. Wang, C. Jorel, J.-C. Villegier and J.-Ph. Poizat
Fabrication of a superconducting niobium nitride hot electron bolometer for single-photon counting
 New J. Phys. **6**, 129 (2004)
<http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/6/1/129>