

Bachelorarbeit

Jitter-Messungen an TaN-basierten supraleitenden Einzelphotonenzählern



**Universität
Zürich**^{UZH}

Physik-Institut
Mathematisch-naturwissenschaftliche Fakultät
Universität Zürich

Daniel Destraz

August 2013

Dr. A. Engel
Prof. Dr. A. Schilling

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden die Eigenschaften von supraleitenden Nanodraht Einzelphotonendetektoren aus Tantalnitrid (TaN) untersucht. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der Messung der Temperaturabhängigkeit des Jitters. Dazu wurde mittels einer Glasfaser ein Laserstrahl in ein Kryostat geführt, um dort bei Temperaturen des flüssigen Heliums die Messungen durchführen zu können. Der Jitter wurde bei Temperaturen zwischen 0.4 K und 4 K gemessen. Zusätzlich wurden weitere wichtige Kenngrößen des Detektors bestimmt. Wir konnten zeigen, dass der Jitter einer Temperaturabhängigkeit folgt und zwischen 90 ps und 140 ps zu liegen kommt. Sämtliche Resultate sind glaubwürdig und lassen sich mit Veröffentlichungen von ähnlichen Messungen an anderen Materialien vergleichen. Dies sind allerdings die ersten systematischen Jitter-Messungen, die an TaN durchgeführt wurden.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	4
2	Physikalischer Hintergrund	5
2.1	Supraleitung	5
2.1.1	Grundlagen	5
2.1.2	Magnetische Eigenschaften	7
2.1.3	BCS-Theorie	10
2.2	SNSPDs	12
2.2.1	Aufbau	12
2.2.2	Detektionsmechanismus	13
2.2.3	Jitter	14
3	Experimenteller Aufbau	16
3.1	Laser	16
3.2	Kryostat	18
3.3	Elektronik	21
4	Messungen	23
4.1	Strom-Spannungs-Kennlinie	23
4.2	Zählrate	25
4.3	Spektrum des Lasers	27
4.4	Pulsform	30
4.5	Jitter	32
5	Resultat und Ausblick	40
6	Danksagung	41
	Literaturverzeichnis	42

Kapitel 1

Motivation

Die Detektion von Photonen ist seit jeher ein wichtiges Gebiet der Physik. Mit supraleitenden Nanodraht Einzelphotonendetektoren (superconducting nanowire single-photon detector = SNSPD) bietet sich die Möglichkeit, einzelne Photonen zu detektieren, wie dies beispielsweise auch mit Single-Photon Avalanche Dioden möglich ist. SNSPDs zeichnen sich aus durch hohe Detektionseffizienzen, kleine Dunkelzählraten und kleine Jitter. Durch den, wenn auch kleinen, so doch vorhandenen Jitter sind solche Messungen jedoch stets mit Unsicherheiten über die zeitliche Detektion verbunden. Die Zeitauflösung der Messung ist begrenzt. SNSPDs werden zum Beispiel aus Niobnitrid (NbN) oder Tantalnitrid (TaN) gefertigt. In dieser Arbeit soll dieser Jitter an einem TaN-SNSPD untersucht werden. Bisher hat sich die Forschung vor allem auf NbN konzentriert, aber TaN ist in seinen Eigenschaften sehr ähnlich und bietet ebenfalls ausgezeichnete Möglichkeiten zum Bau von SNSPDs [1]. Des Weiteren besitzt TaN eine bessere Detektion von Photonen mit grösserer Wellenlänge. Dies ist einer der Hauptgründe, weshalb TaN interessant ist. Mögliche Anwendungsgebiete für SNSPDs gibt es einige. Zum Beispiel lassen sie sich in der Quantenkryptographie beim Quantenschlüsselaustausch nutzen [2]. Aber auch für LIDAR-Systeme könnten diese Detektoren Gebrauch finden. Eine Anwendung bei der vor allem kleine Jitter wichtig sind, ist beispielsweise die faseroptische Temperaturmessung [3].

Kapitel 2

Physikalischer Hintergrund

2.1 Supraleitung

Dieser Abschnitt soll eine Einführung in das Themengebiet der Supraleitung geben. Dabei liegt der Fokus auf das für supraleitende Photonendetektoren Wichtige. Der Inhalt beruht auf den Büchern von Charles Kittel [4] und Philip Phillips [5].

2.1.1 Grundlagen

Einleitung

Supraleitung ist eine thermodynamische Phase, die sich dadurch kennzeichnet, dass das Material keinen elektrischen Widerstand hat und ein idealer Diamagnet ist, also $R = 0\Omega$ und $\chi = -1$. Supraleiter besitzen also bemerkenswerte elektrische und magnetische Eigenschaften. Ein Material kann aber nur ein Supraleiter sein, wenn gewisse kritische Bedingungen, wie zum Beispiel Temperatur oder Magnetfeld, nicht überschritten werden. Typische kritische Temperaturen von metallischen Elementen liegen unter 9 K. Mit Verbindungen lassen sich auch höhere Temperaturen erreichen.

Entdeckung

Entdeckt wurde die Supraleitung schon im Jahr 1911 von Heike Kammerlingh Onnes. Ihm gelang als Erstem die Verflüssigung von Helium. Als er dieses als Kühlmittel benutzte bei Messungen des elektrischen Widerstandes in einer Quecksilberprobe, bemerkte er dessen abruptes abfallen auf 0Ω , wenn eine kritische Temperatur T_c von etwa 4.2 K unterschritten wird. Diese Er-

scheinung war etwas völlig neues und unerwartetes und wurde Supraleitung genannt. Abbildung 2.1 zeigt die Originalmessung von Onnes.

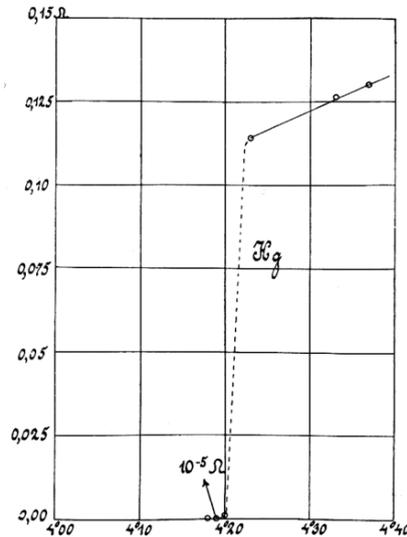


Abbildung 2.1: Diagramm von Onnes, welches die Entdeckung der Supraleitung markiert. Es zeigt den elektrischen Widerstand (in Ohm) einer Quecksilberprobe als Funktion der Temperatur (in Kelvin). Quelle: http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Superconductivity_1911.gif

Thermodynamik

Da der supraleitende Zustand eine thermodynamische Phase ist, lohnt es sich, die thermodynamischen Eigenschaften eines Supraleiters und insbesondere deren Bedeutung für den Phasenübergang zu betrachten.

Die Wärmekapazität eines normalleitenden Metalls nimmt linear mit der Temperatur zu. Im supraleitenden Zustand allerdings folgt sie einem Exponentialgesetz. Der Übergang dabei ist diskontinuierlich, d.h. die Wärmekapazität ist im supraleitenden Zustand nahe T_c um einiges grösser als im normalleitenden.

Auch die Entropie im Supraleiter ist unterhalb der kritischen Temperatur anders. Sie liegt tiefer als im normalleitenden Zustand. Allerdings ist die Entropie der beiden Zustände bei der kritischen Temperatur gleich gross. Die Absenkung der Entropie ist mit der Bildung von Cooper-Paaren zu erklären, die eine grössere Ordnung enthalten als die ungebundenen Elektronen im Normalzustand.

Die freie Energie schliesslich ist ebenfalls im supraleitenden Zustand geringer, womit dieser Zustand unterhalb von T_c bevorzugt wird. Die beiden

Kurven (Normalleiter und Supraleiter) treffen sich bei T_c . In diesem Punkt haben sie auch die gleichen Krümmungen. Damit handelt es sich um einen Phasenübergang zweiter Ordnung, welcher keine latente Wärme besitzt.

2.1.2 Magnetische Eigenschaften

Supraleiter erster Art

Ein Supraleiter ist ein idealer Diamagnet. Sein Inneres ist somit feldfrei. Wenn von aussen ein Magnetfeld angelegt wird, so kann es nicht in den Supraleiter eindringen. Wenn jedoch die Probe erst nach dem Einschalten des Feldes unter die kritische Temperatur gekühlt wird, müssen die Feldlinien nach aussen verdrängt werden. Dies wird als Meissner-Ochsenfeld-Effekt bezeichnet. An der Oberfläche der Probe werden Supraströme angeregt, die ein dem äusseren Magnetfeld entgegengesetztes zweites Magnetfeld erzeugen. Ein zu starkes äusseres Magnetfeld zerstört allerdings die Supraleitung. Die Feldstärken des kritischen Magnetfeldes liegen bei metallischen Elementen etwa zwischen 1 und 2000 Gauss (1 Gauss = 10^{-4} Tesla).

Die Magnetisierung lässt sich berechnen durch

$$M = -\frac{B_a}{\mu_0}, \quad (2.1)$$

wobei B_a das äussere Magnetfeld bezeichnet. Die Magnetisierung nimmt also linear zu, bis zum kritischen Feld B_c , an dem die Supraleitung zerstört wird und die Magnetisierung verschwindet. Das äussere Feld kann dann in das Material eindringen. Supraleiter, welche sich so verhalten, werden als Supraleiter erster Art bezeichnet.

Eine eindruckliche Auswirkung des Meissner Effekts ist das Schweben eines Supraleiters über einem Magneten, wobei dies gewöhnlich eine instabile Lage ist.

London-Gleichung

In einem Supraleiter verliert die Gleichung des Ohm'schen Gesetzes $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ ihre Gültigkeit, denn Supraströme fliessen auch ohne elektrisches Feld. Daher wird sie durch ein Postulat ersetzt, welches eine Abhängigkeit der Stromdichte vom Vektorpotential fordert. Sie lautet

$$\mathbf{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{A}. \quad (2.2)$$

Diese Gleichung wird London-Gleichung genannt. Die Abhängigkeit von der magnetischen Induktion erhält man durch anwenden der Rotation:

$$\nabla \times \mathbf{j} = -\frac{1}{\mu_0 \lambda_L^2} \mathbf{B}. \quad (2.3)$$

Zusammen mit der Maxwell-Gleichung

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}, \quad (2.4)$$

welche nach dem Bilden der Rotation durch

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = -\nabla^2 \mathbf{B} = \mu_0 \nabla \times \mathbf{j} \quad (2.5)$$

gegeben ist, folgt

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B}. \quad (2.6)$$

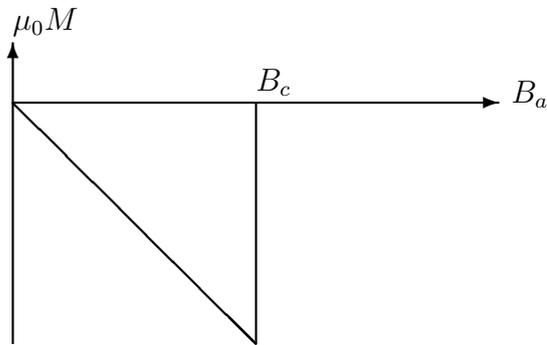
Ein Supraleiter kann also in seinem Inneren kein konstantes, nicht-verschwindendes Magnetfeld haben. Hingegen kann bei einem von aussen parallel zur Oberfläche angelegten Feld ein exponentiell abklingendes Feld eindringen:

$$B(x) = B(0)e^{-x/\lambda_L}. \quad (2.7)$$

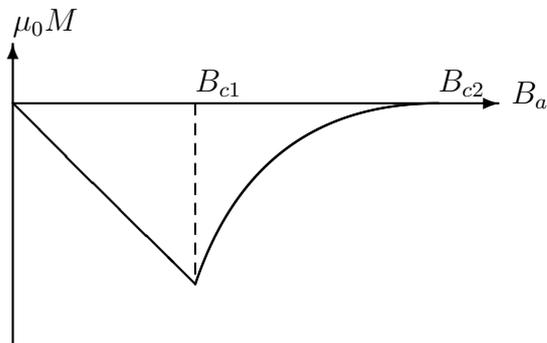
λ_L bestimmt also die Eindringtiefe und wird London'sche Eindringtiefe genannt. Die Werte für λ_L liegen im Nanometerbereich. Die Feldfreiheit im Inneren gilt also korrekterweise nur für Supraleiter, die diese Grössenordnung um einiges übertreffen. Dünne Filme mit einer Dicke von $d \lesssim \lambda$ können relativ gut von einem Magnetfeld durchdrungen werden. Für $d \ll \lambda$ kann das Magnetfeld gar als konstant und gleich dem äusseren angenommen werden.

Supraleiter zweiter Art

Neben den Supraleitern erster Art gibt es allerdings noch eine zweite Klasse: Supraleiter zweiter Art. Diese zeichnen sich dadurch aus, dass es zwei kritische Feldstärken gibt. Unterhalb der ersten kritischen Feldstärke verhält sich ein Supraleiter zweiter Art gleich wie einer erster Art. Zwischen der ersten und der zweiten kritischen Feldstärke beginnt das Feld entlang von Linien einzudringen. Es entstehen Flusslinien. Diese Phase wird als Vortexphase bezeichnet. Die zweite kritische Feldstärke ist um einiges grösser, als die kritische Feldstärke eines Supraleiters erster Art. In PbMo_6S_8 beträgt sie etwa $B_c = 100 \text{ T}$ [6]. Abbildung 2.2 vergleicht die Magnetisierung von Supraleitern erster und zweiter Art.



(a)



(b)

Abbildung 2.2: Magnetisierung im Inneren von Supraleitern. (a) Supraleiter erster Art. (b) Supraleiter zweiter Art.

Eingezeichnet ist die Magnetisierung als Funktion des äusseren Feldes für die zwei Typen von Supraleitern. Die Kurven gehen nach unten, weil die Magnetisierung dem äusseren Feld entgegen wirkt (negatives Vorzeichen in Gleichung (2.1)). Bei einem Supraleiter erster Art folgt die Kurve bis zum kritischen Magnetfeld B_c der Gleichung (2.1), danach fällt sie auf 0 ab. In einem Supraleiter zweiter Art folgt die Kurve bis zum ersten kritischen Magnetfeld B_{c1} ebenfalls der Gleichung (2.1), danach tritt der Supraleiter in die Vortexphase ein, wobei die Magnetisierung abnimmt, bis sie schliesslich beim zweiten kritischen Feld B_{c2} auf 0 sinkt und das Material in den Normalzustand übergeht.

Aus Supraleitern zweiter Art lassen sich durch die hohen kritischen Felder leicht Magnetspulen herstellen, die sehr starke Magnetfelder erzeugen.

Neben der bereits beschriebenen London'schen Eindringtiefe gibt es eine zweite für einen Supraleiter charakteristische Länge. Sie wird als Kohärenzlänge ξ bezeichnet. Sie beschreibt die Länge innerhalb welcher sich die Konzentration von Cooperpaaren nur gering ändern kann. Der Wert $\kappa = \lambda/\xi$ dient als Unterscheidungsmerkmal von Supraleitern erster und zweiter Art. Bei Supraleitern mit $\kappa \lesssim 1$ handelt es sich um Supraleiter erster Art, bei solchen mit $\kappa \gtrsim 1$ um Supraleiter zweiter Art.

Supraleiter zweiter Art zeichnen sich durch ihre Vortexphase zwischen H_{c1} und H_{c2} aus. Ein solcher Vortex wird dabei von einem magnetischen Fluss durchdrungen, der gerade dem Flussquant

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.0678 \times 10^{-15} \text{ T m}^2 \quad (2.8)$$

entspricht. Dabei ist h das plancksche Wirkungsquantum und e die Elementarladung. Sie wird mit einem Faktor 2 multipliziert, da ein Cooper-Paar aus zwei Elektronen besteht.

Diese Vortices können untereinander wechselwirken, aber auch mit externen Feldern oder dem supraleitenden Material selbst. Dies führt zu einer Vielzahl von Effekten, auf die hier aber nicht weiter eingegangen wird.

2.1.3 BCS-Theorie

Die von Bardeen, Cooper und Schrieffer entwickelte und 1957 veröffentlichte BCS-Theorie [7] ist eine mikroskopische Theorie der Supraleitung und äußerst erfolgreich in ihren Erklärungen und Vorhersagen. Einige dieser Aussagen sollen hier aufgeführt werden.

Die BCS-Theorie beschreibt die Anziehung zwischen Elektronen über Wechselwirkungen mit dem Gitter. Dabei zieht ein Elektron die positiven Atomrümpfe an und deformiert das Gitter. Ein zweites Elektron wechselwirkt mit diesem deformierten Gitter und senkt seine Energie ab. So ist es möglich, dass zwei Elektronen anziehend miteinander wechselwirken, vermittelt durch das Gitter. Diese Elektronen formen also ein Paar, welches Cooper-Paar genannt wird. Die einfachste Form ist dabei die s-Wellen Supraleitung. Es ist dabei so, dass die beiden Elektronen, welche das Cooper-Paar bilden, den gleichen Wellenvektor besitzen, aber in entgegengesetzten Richtungen. Des Weiteren sind die Spins der beiden Elektronen entgegengesetzt ($\mathbf{k} \uparrow, -\mathbf{k} \downarrow$). Der totale Spin dieses Paares ist Null, weshalb ein Cooper-Paar bosonische Eigenschaften aufweist.

Eine wichtige Konsequenz dieser Wechselwirkung zwischen zwei Elektronen ist das Entstehen der für Supraleiter charakteristischen Energielücke. Sie entsteht jeweils beim Abkühlen unterhalb von T_c und wird grösser, je näher

sich die Temperatur an den absoluten Nullpunkt annähert. Sie ist von der Grössenordnung meV. Die Grösse der Energielücke Δ bei $T = 0$ K steht auch im Zusammenhang mit der kritischen Temperatur T_c . Der Zusammenhang ist dabei sogar linear und es gilt

$$\Delta = 1.76k_B T_c, \quad (2.9)$$

wobei dies pro Elektron zu verstehen ist. In einem Bändermodell erscheint die Doppelte Lücke 2Δ . Die kritische Temperatur selbst ist durch die Gleichung

$$k_B T_c = 1.14 \hbar \omega_D \exp\left(-\frac{1}{N(E_F)V_0}\right) \quad (2.10)$$

gegeben, wobei ω_D die Debye-Frequenz, $N(E_F)$ die Zustandsdichte am Fermi-niveau und V_0 die Elektron-Gitter-Wechselwirkung ist.

2.2 SNSPDs

2.2.1 Aufbau

Der Einsatz von SNSPDs zur Photonendetektion wurde bereits 2001 vorgeschlagen [8] und demonstriert [9]. Der Aufbau eines SNSPD ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Dabei handelt es sich um einen NbN-Detektor. Die Anschlussdrähte aus Gold dienen als Kontakte für eine Vierpunktmessung. Der Detektor selbst ist ein dünner Nanodraht, der mäandrierend häufig eine Fläche von etwa $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ abdeckt. Durch die mäandrierende Form kann trotz eines dünnen Drahtquerschnitts eine grosse Fläche abgedeckt werden.

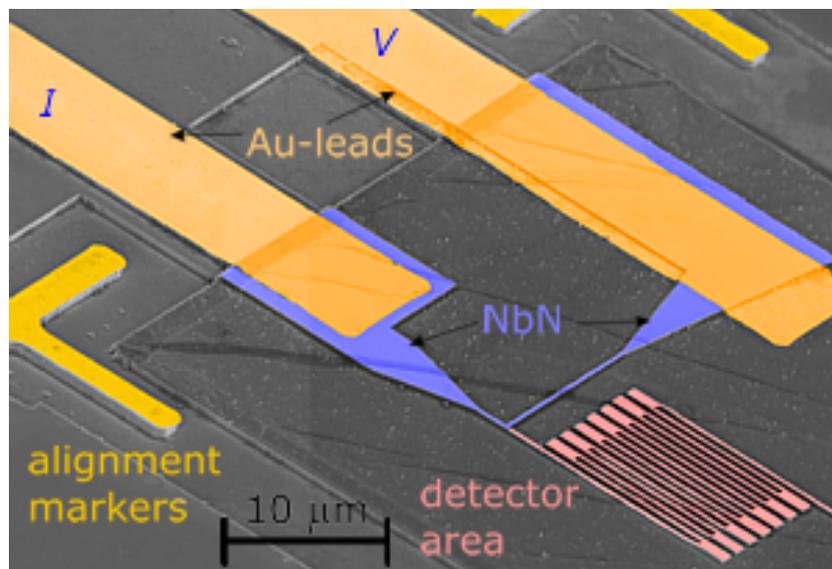


Abbildung 2.3: Mikroskopische Aufnahme eines NbN-SNSPDs. Nach [10].

Das bei unseren Messungen verwendete Material ist aus Tantalnitrid gefertigt. TaN ist sehr ähnlich zu NbN, da Tantal im Periodensystem direkt unterhalb von Niob ist. Sie besitzen die gleiche Kristallstruktur. Die kritische Temperatur des untersuchten TaN-Detektors beträgt $T_c = 8.16\ \text{K}$ und die Energielücke beträgt (Gleichung 2.9): $\Delta = 1.24\ \text{meV}$. Bei TaN handelt es sich wie bei NbN um einen Supraleiter zweiter Art und es wird davon ausgegangen, dass Vortices für die Funktionsweise von SNSPDs von grosser Bedeutung sind [11].

Die Breite des für die Messungen verwendeten Drahtes betrug $126\ \text{nm}$ und die Höhe $3.9\ \text{nm}$. Der Draht mäandriert dann auf einer Fläche von $3.4\ \mu\text{m} \times 4.2\ \mu\text{m}$, welche die Detektorfläche bildet. Der Füllfaktor, also die vom supraleitenden Draht bedeckte Detektorfläche, beträgt dabei $63\ \%$.

2.2.2 Detektionsmechanismus

Das Prinzip der Detektion eines einzelnen Photons beruht auf dem Aufbrechen von Cooper-Paaren durch ein Photon. Die so angeregten Elektronen wiederum sollen ihrerseits weitere Cooper-Paare aufbrechen. Abbildung 2.4 zeigt schematisch das grundlegende Operationsprinzip eines SNSPDs. Der Grundgedanke ist durch ein absorbiertes Photon die Supraleitung im Draht zu unterbrechen. Die dadurch erzeugte Spannung lässt sich messen und zur Photonenzählung benutzen.

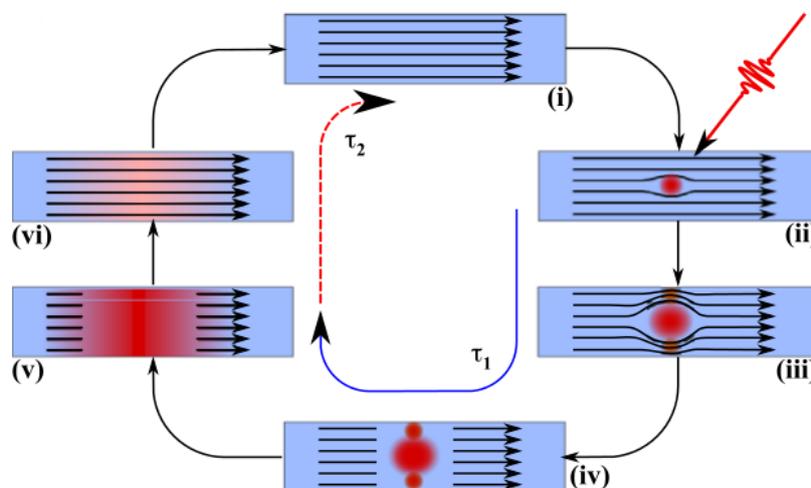


Abbildung 2.4: Schema des Detektionsmechanismus. Nach [12].

Die Vorgänge im Draht laufen wie folgt ab: (i) Zu Beginn befindet sich der supraleitende Draht unterhalb seiner kritischen Temperatur und ist damit supraleitend. Der angelegte Basisstrom, welcher kleiner als der kritische Strom ist, fließt somit verlustfrei durch das Material. (ii) Durch die Absorption eines Photons wird an einer kleinen Stelle ein Punkt mit erhöhter Temperatur der Elektronen erzeugt, die Phononen sind dabei in erster Näherung immer noch auf der Temperatur des Bades. Diese Temperatur ist höher als die kritische Temperatur, womit der Suprastrom diese Stelle nicht mehr passieren kann und nach aussen verdrängt wird. (iii) Der verdrängte Strom konzentriert sich an den Seiten des schmalen Drahtes, wodurch die kritische Stromdichte überschritten wird und auch dort der Draht normalleitend wird. Die Seiten beginnen nun ebenfalls, sich aufzuwärmen. (iv) Es bildet sich eine Widerstandsbarriere quer durch den Draht. (v) Durch den Widerstand wird Joule'sche Wärme erzeugt, welche sich entlang des Drahtes ausbreitet und den Strom blockiert. (vi) Die Wärme wird abgeführt durch die Kühlung, so dass der Suprastrom wieder fließen kann und der Detektor in den Normal-

zustand zurückgeht. Die Zeiten τ_1 und τ_2 charakterisieren die Phasen der Detektion und Erholung. Dabei gilt $\tau_2 > \tau_1$. Ihre Summe $\tau = \tau_1 + \tau_2$ ist die Totzeit des Detektors.

2.2.3 Jitter

Der Zeit-Jitter ist die kurzzeitige Abweichung des Zeitpunkts eines Signals von seinem idealen Wert. Sämtliche Geräte und Bauelemente, welche Spannungsübergänge zur Darstellung von Zeitinformationen benutzen, werden von solchen ungewollten Zeitabweichungen der Spannung vom idealen Wert begleitet. Der Jitter ist also ein Mass für die zeitliche Genauigkeit eines Signals und damit dessen Zeitauflösung. Die Absorption eines Photons wird im Experiment über den erzeugten Spannungspuls am Detektor gemessen. Die zeitliche Abweichung jedes dieser Spannungspulse vom idealen periodischen Signal des Lasers ist der Jitter des Spannungspulses. Aus einer Vielzahl solcher Messungen lässt sich ein Histogramm erstellen, wodurch man eine Charakterisierung des Jitters des Detektors erhält.

Zwei Arten von Jitter sind zu unterscheiden [13]: Einerseits gibt es den zufälligen Jitter, andererseits den deterministischen Jitter. Der zufällige Jitter lässt sich nicht vorhersagen und ist gaussförmig verteilt. Der deterministische Jitter ist vorhersagbar und reproduzierbar, seine Form ist nicht gaussförmig. Effekte, welche zum deterministischen Jitter beitragen, sind zum Beispiel Verzögerungen in den Kabeln und Verstärkern. In dieser Arbeit ist allerdings nur der zufällige Jitter von Bedeutung. Abbildung 2.5 zeigt die Zusammensetzung des totalen Jitters aus deterministischem und zufälligem Jitter.

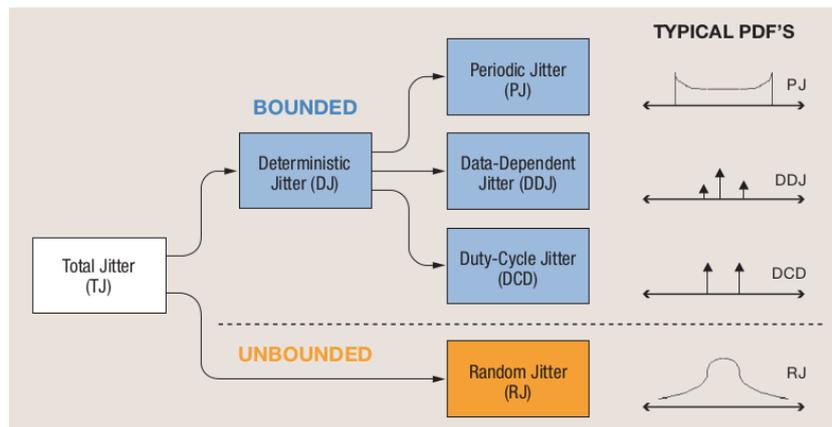


Abbildung 2.5: Diagramm der Zusammensetzung des Jitters. Aus [13].

Für NbN Detektoren wird von einem Jitter von 68 ps für $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ berichtet [14]. Dieser Wert ändert sich aber mit den verwendeten Materialien

und Grössen der Detektoren. Die Grössenordnung sollte aber dennoch gleich bleiben.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Das Experiment zeichnet sich aus durch den gleichzeitigen Einsatz zweier Apparaturen aus zwei verschiedenen Laboren. Einerseits ein Titan:Saphir-Laser mit optischem Aufbau zur Bearbeitung des Laserstrahls, andererseits ein Kryostat mit der zugehörigen Elektronik. Um die Distanz von über zehn Metern zwischen den Laboren zu überbrücken, wurde eine lange Glasfaser für den Transport des Lichts eingesetzt.

3.1 Laser

Bei dem für dieses Experiment benutzten Laser handelt es sich um einen Titan:Saphir-Laser der Firma Coherent. Er erzeugt Laserpulse mit einer Pulslänge von etwa 50 fs bei einer Frequenz von 77.5 MHz. Von Auge bzw. mit der Infrarotkamera wird das gepulste Laserlicht wegen der hohen Frequenz aber als kontinuierlicher Strahl wahrgenommen. Das erzeugte Laserlicht liegt im infraroten Bereich des elektromagnetischen Spektrums, weshalb es mit den Augen nicht wahrnehmbar ist. Deshalb wurde für die Justierung mit einer Infrarotkamera gearbeitet. Die Messungen sollen bei einer Wellenlänge von 800 nm stattfinden. Dies entspricht einer Photonenenergie von 1.55 eV. Um den Laserstrahl in den Kryostaten zu lenken, wurde er in eine Glasfaser geleitet, deren anderes Ende im Kryostaten über dem Detektor angebracht war. Da die Glasfaser mit 18 m Länge aufgrund der Dispersion zu einem auseinanderlaufen der verschiedenen Frequenzen geführt hätte, musste diese Dispersion korrigiert werden. Dazu wurde ein optischer Kompressor benutzt. Dieser besteht aus einem optischen Gitter, welches durch Interferenzeffekte unterschiedliche Wellenlängen in unterschiedliche Richtungen reflektiert. Damit können für unterschiedliche Wellenlängen unterschiedliche Weglängen entstehen. Wellenlängen, welche in der Faser langsamer sind, haben dabei

die kürzeren Weglängen, womit die Dispersion korrigiert wird. Da der Kompressor aber überkorrigiert, wird der Laserstrahl davor noch in einen Expander geführt. Dabei handelt es sich um die gleiche Vorrichtung wie beim Kompressor, aber diesmal wird er spiegelverkehrt durchlaufen. Dadurch wird künstlich eine längere Glasfaser simuliert. Die genauen Berechnungen dazu wurden freundlicherweise von Herrn Dr. M. Hengsberger durchgeführt.

Bei den optischen Gittern kann das Spektrum auch leicht auf eine bestimmte Wellenlänge zusammengeschnitten werden, indem einfach ein Teil davon mit Papierstreifen bedeckt wird. Die dort auftreffenden Wellenlängen werden absorbiert und sind danach nicht mehr im Laserstrahl vorhanden. Das Frequenzspektrum wird insgesamt von 30 nm auf 5 nm verkleinert. Dadurch wird einerseits die Wellenlänge, bei welcher die Messung stattfindet, genauer festgelegt, andererseits lässt sich so die Dispersion leichter korrigieren. Die Intensität des Laserstrahls nimmt dabei ab und die Anzahl Photonen, die pro Puls auf den Detektor treffen, ist maximal 100.

Der so optimierte Laserstrahl soll nun in die Glasfaser eingekoppelt werden. Der Kern der Faser, in den der Strahl eintreten muss, ist allerdings nur wenige Mikrometer gross. Da die Glasfaser dadurch sehr genau ausgerichtet werden muss, ist sie durch eine Halterung an einem Gestell befestigt, das mit drei Mikrometerschrauben die Position in drei Dimensionen sehr präzise verschieben kann. Des Weiteren muss der Laserstrahl durch eine Linse fokussiert werden. Um die Mitte der Linse genau zu treffen, wird der Strahl an zwei dielektrischen Spiegeln reflektiert. Ein Spiegel dient dazu, die Richtung des Strahls festzulegen und ein weiterer dazu, die Position des Strahls festzulegen. Schlussendlich wird mit den Mikrometerschrauben die Öffnung der Faser in den Fokus der Linse gebracht, womit der Strahl eingekoppelt ist. Die Leistung am Ende der Faser beläuft sich auf etwa 17 mW. Jedoch schwankte der Wert jeweils stark und kleinste Berührungen des Aufbaus konnten die Leistung stark verändern.

Ein Photo des optischen Aufbaus für den Laser ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Der Helium-Neon-Laser war dazu gedacht, das Einkoppeln des Lasers in die Faser zu erleichtern, da er sichtbar ist. Dazu hätte er mit dem Titan:Saphir-Laser überlagert werden sollen. Dies stellte sich aber als unpraktikabel heraus und wurde weggelassen. Die Lochblenden, welche im Bild zu sehen sind sollten doppelte Reflexionen des He-Ne Lasers blockieren, welche an der Vorderseite und der Rückseite des Spiegels entstehen.

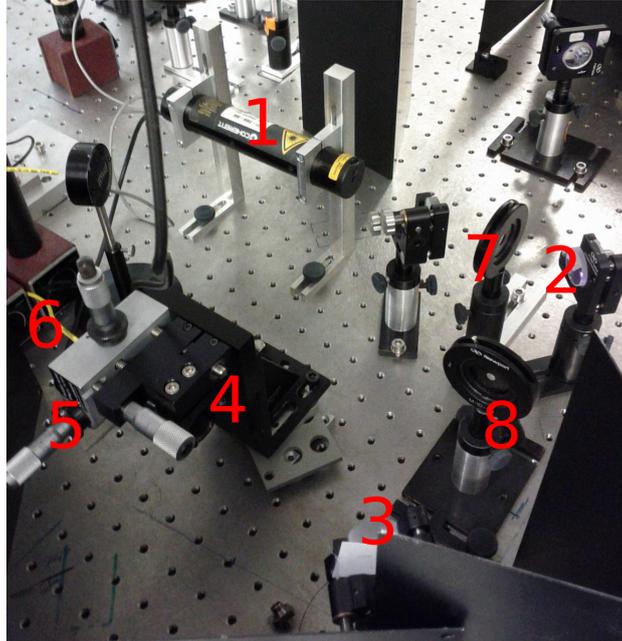


Abbildung 3.1: Optischer Aufbau für den Laser. 1: Helium-Neon-Laser. 2: erster Spiegel. 3: zweiter Spiegel. 4: Linse. 5: Halterung mit Mikrometerschrauben. 6: Glasfaser. 7,8: Lochblenden.

3.2 Kryostat

Bei dem verwendeten Kryostaten handelt es sich um einen ^3He Kryostaten von Janis Research Company. Nur mit ^3He können so tiefe Temperaturen erzeugt werden, die für dieses Experiment benötigt werden. ^3He besitzt einen höheren Dampfdruck als ^4He , was die Kühlleistung verbessert.

Das Abkühlen der Probe geschieht dadurch, dass sie mit einem möglichst kalten Wärmereservoir in thermischen Kontakt gebracht wird und dessen Temperatur annimmt. Um auch höhere Temperaturen zu erreichen als durch das Wärmereservoir vorgegeben, ist zudem eine Heizung angebracht.

Abbildung 3.2 zeigt den inneren Aufbau des Kryostaten. Er ist wie eine Zwiebel aus mehreren Schichten aufgebaut, wobei es von aussen nach innen immer kälter wird.

Um Kosten zu sparen und das Helium nicht zu schnell zu verdampfen, ist zu äusserst ein Tank für flüssigen Stickstoff. Er dient als Wärmereservoir bei einer Temperatur von 77 K. In diesem Tank befindet sich dann der Tank für das ^4He bei einer Temperatur von 4.2 K. Unterhalb des ^4He -Tanks befindet sich der 1K-pot. Dieser wird über eine Kapillare aus dem ^4He -Reservoir gefüllt. Durch pumpen wird der Gasdruck erniedrigt, was die Siedetempe-

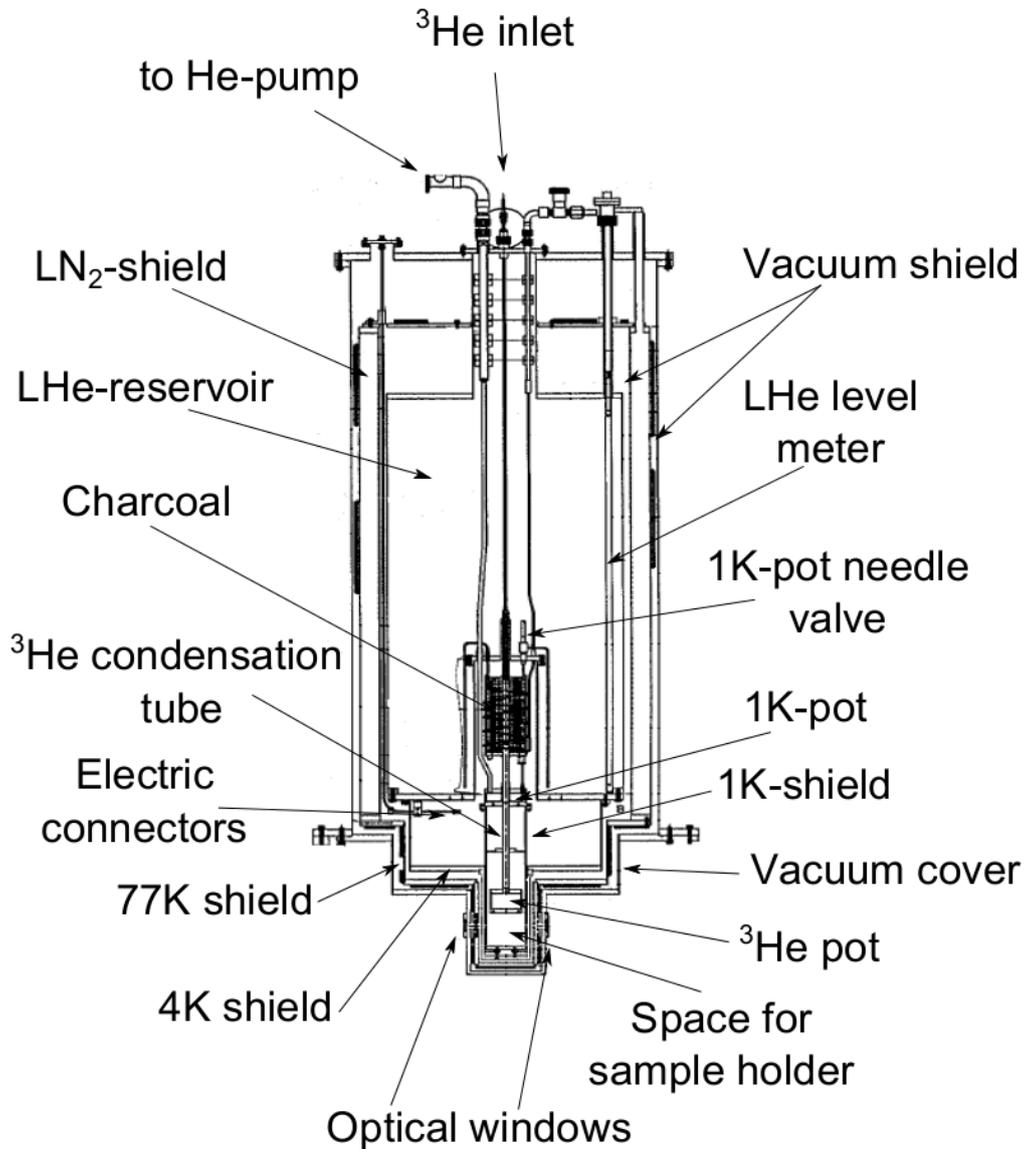


Abbildung 3.2: Innerer Aufbau des Kryostaten. Aus [15].

ratur des ^4He absenkt. Dadurch können Temperaturen von etwas über 1 K erzeugt werden.

Unterhalb des 1K-pots befindet sich der ^3He -pot, welcher mit dem ^3He -Kreislauf verbunden ist. Der ^3He -Kreislauf ist vom ^4He -Kreislauf getrennt und in sich geschlossen. Das Aufbewahrungsgefäß befindet sich oben auf dem Deckel des Kryostaten. Von dort ist es mit dem ^3He -pot und der Aktivkohle verbunden. Der ^3He -pot füllt sich, indem ^3He -Gas an einer Kapillare, welche

durch den 1 K-pot führt, kondensiert und nach unten tropft. Während dieser Zeit muss die Aktivkohle auf etwa 40 K geheizt werden, um zu verhindern, dass ^3He adsorbiert wird. Wenn sich der ^3He -pot gefüllt hat, kann begonnen werden, daran zu pumpen, indem die Heizung der Aktivkohle ausgeschaltet wird und die Aktivkohle damit als Sorptionspumpe wirkt. Dadurch können Temperaturen von unter 0.4 K erreicht werden. Diese tiefe Temperatur kann allerdings nicht allzu lange aufrecht erhalten werden, da das ^3He verdampft. Spätestens wenn alles ^3He verdampft ist, beginnt sich die Probe wieder aufzuwärmen.

Die Hitzeschilde um die Probe am unteren Ende sind mit den zugehörigen Reservoirs gekoppelt. Sie enthalten auch kleine Fenster, die es erlauben, Licht von einer Lampe auf die Probe zu scheinen. Dadurch können auch Messungen durchgeführt werden, ohne einen Laser mit einer Glasfaser zu benutzen, da für viele Messungen keine Zeitauflösung benötigt wird.

Das nötige Isoliervakuum zwischen den Schichten im Kryostaten wird durch eine Drehschieberpumpe und eine Turbopumpe erzeugt. Dadurch wird ein Druck von etwa 10^{-5} mbar erzeugt. Wenn mit dem Einfüllen von Helium die Temperatur sinkt, wirken zudem die Wände als Kryopumpe und der Druck sinkt noch weiter bis etwa 10^{-8} mbar.

Die Temperatur wird an verschiedenen Stellen gemessen und vom Lake-Shore Temperature Controller 340 angezeigt und überwacht. Er kontrolliert auch die beiden Heizungen für die Probe und die Aktivkohle.

3.3 Elektronik

Der Aufbau der Elektronik ist schematisch in 3.3 aufgezeigt. Der Basisstrom des Detektors wird von einem Keithley Source Meter 2410 erzeugt und kontrolliert, welches durch ein Labview-Programm gesteuert wird. Der Strom wird dann mit einem Koaxialkabel zum Detektor gebracht, wobei er durch zwei Tiefpassfilter geht, einer davon direkt auf der Leiterplatte auf der sich der Detektor befindet.

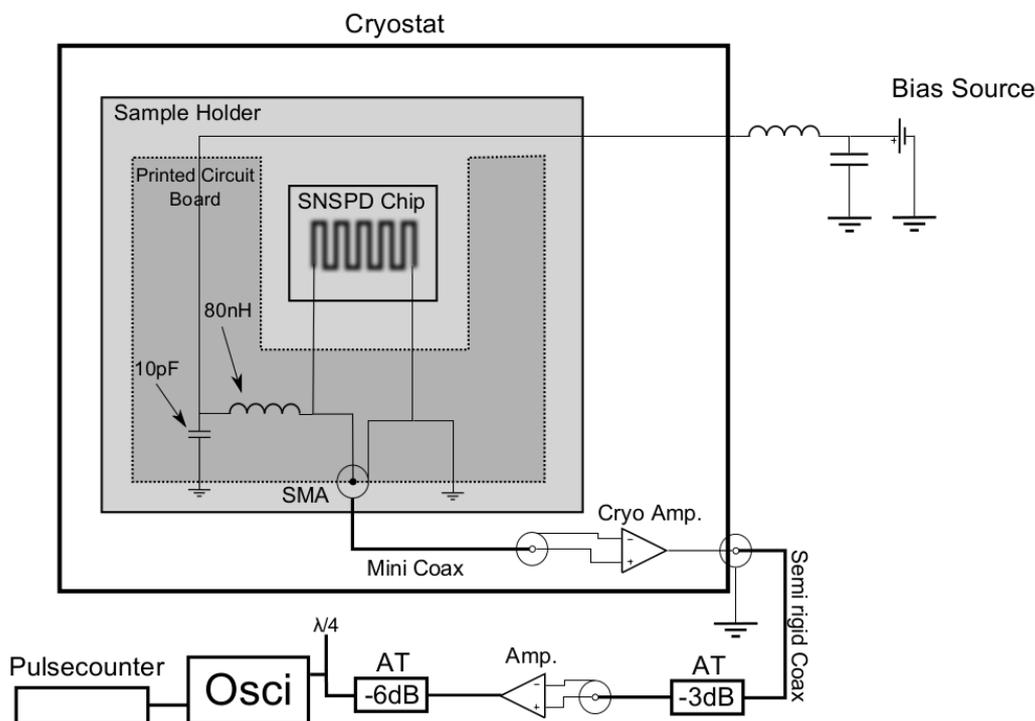


Abbildung 3.3: Der Schaltplan der Elektronik vom Detektor bis zum Oszilloskop und Pulszähler. Die Leiterplatte ist direkt neben dem Detektor auf dem Probenhalter angebracht. Aus [15].

Das Pulssignal wird am Probenhalter von einem Minikoaxialkabel aufgenommen und noch im Kryostaten durch einen ersten Verstärker geleitet, welcher eine Bandbreite von 40 MHz bis 1.9 GHz hat. Von dort wird es durch ein halbstarres Koaxialkabel zu einem -3 dB Dämpfungsglied geführt und anschliessend in einen zweiten Verstärker geleitet, welcher sich nun ausserhalb des Kryostaten befindet. Das Dämpfungsglied verhindert, dass das Signal zwischen den beiden Verstärkern hin und her reflektiert wird. Anschliessend gelangt das Signal zum Pulszähler und zum Oszilloskop. Der Pulszähler ist

ein Gerät, das alle Spannungspulse zählt, welche über einen eingestellten Wert der Spannung hinausgehen. Das Oszilloskop hingegen wird benötigt, um die genaue Form der Pulse aufzuzeichnen und die Messungen des Jitters durchzuführen. Dazu wurde ein 3.5 GHz Oszilloskop der Firma Tektronix verwendet. Für die Messungen des Jitters erstellte das Oszilloskop ein Histogramm. Genaueres dazu folgt in Abschnitt 4.5.

Kapitel 4

Messungen

In diesem Kapitel sollen nun die Messresultate aufgeführt werden. Zuerst werden die Messungen aufgezeigt, welche den Detektor und das Laserlicht charakterisieren, anschliessend werden die Jitter-Messungen diskutiert. Die Messungen am Detektor fanden alle, sofern nicht anders beschrieben, bei einer Temperatur von 2 K statt.

4.1 Strom-Spannungs-Kennlinie

Um den kritischen Wert für den Strom im Detektor zu ermitteln, wurde eine Strom-Spannungs-Kennlinie aufgezeichnet. Die Messung ist in Abbildung 4.1 dargestellt, wobei 20 Einzelmessungen überlagert sind.

Die Reihenfolge der Messpunkte ist mit den Pfeilen und Zahlen angegeben. Zuerst wird die Spannung von 0 mV aus erhöht bis auf 6 mV. In der unteren Hälfte sind die Messpunkte weiter auseinander, da die interessanten Phänomene erst in der zweiten Hälfte auftauchen. Deshalb ist in der zweiten Hälfte der Abstand zwischen zwei Messpunkten kleiner.

Im folgenden Text wird nun der genaue Messablauf beschrieben. Die Zahlen in Klammern beziehen sich auf jene in Abbildung 4.1. Die Kennlinie folgt auf Grund des Widerstandes in den Kabeln zuerst einer Geraden (1,2). Wenn die kritische Stromdichte im Supraleiter erreicht wird, tritt er in den normalleitenden Zustand über, wobei der Widerstand im Detektor stark ansteigt (3). Der Strom nimmt dabei schlagartig ab und bleibt bei weiterem Erhöhen der Spannung etwa konstant (4). Anschliessend wird die Spannung wieder erniedrigt (5), wobei die Supraleitung wieder einsetzt, sobald die Spannung einen Wert erreicht, der tief genug ist (6). Dies ist dann der Fall, wenn die Wärmeerzeugung durch den Widerstand bei kleiner Spannung so klein wird, dass der Detektor abkühlt. Dieser Spannungswert ist insbesondere tiefer als

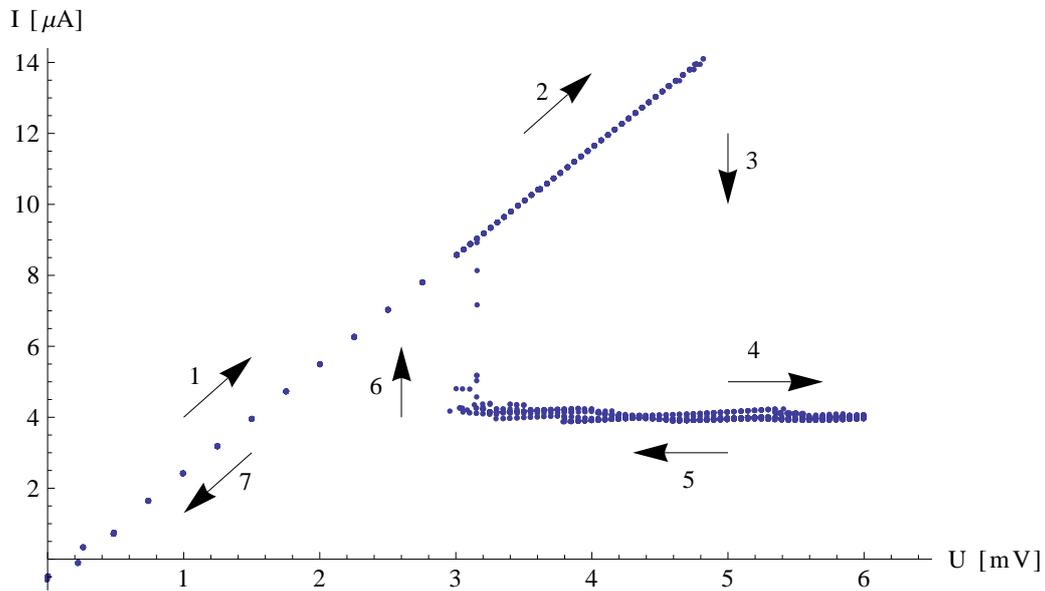


Abbildung 4.1: Die Strom-Spannungs-Kennlinie des Detektors.

der Wert für die Spannung, bei der die Supraleitung zusammenbricht. Anschließend wird die Spannung wieder bis auf 0 abgesenkt, wobei die Messpunkte jenen Entsprechen, die auch beim Erhöhen der Spannung gemessen wurden (1).

Dieser Messprozess wurde 20 Mal durchlaufen. Dabei lagen die kritischen Ströme jeweils zwischen $13 \mu\text{A}$ und $14 \mu\text{A}$. Sämtliche Messungen in dieser Arbeit, die im supraleitenden Zustand vorgenommen werden, müssen also bei einem Basisstrom unterhalb von $13 \mu\text{A}$ durchgeführt werden.

4.2 Zählrate

Der Detektor wurden bei zwei verschiedenen Wellenlängen auf seine Zählrate getestet. Dies dient gleichzeitig auch als Test für die Funktionalität des Detektors. Die erste Wellenlänge ist 800 nm, die zweite beträgt 400 nm. Diese wurden mit einer Gasentladungslampe und einem anschliessenden Monochromator erzeugt und nicht etwa mit dem Laser der späteren Messungen. Des Weiteren wurde auch die Dunkelzählrate gemessen. Dabei handelt es sich um die Ereignisse pro Sekunde, welche gezählt werden, ohne dass Licht auf den Detektor einstrahlt. Sie wird verursacht durch Untergrundstrahlung oder Störungen und Rauschen in der Elektronik und im Detektor. Die Resultate dieser Messungen sind in Abbildung 4.2 aufgeführt.

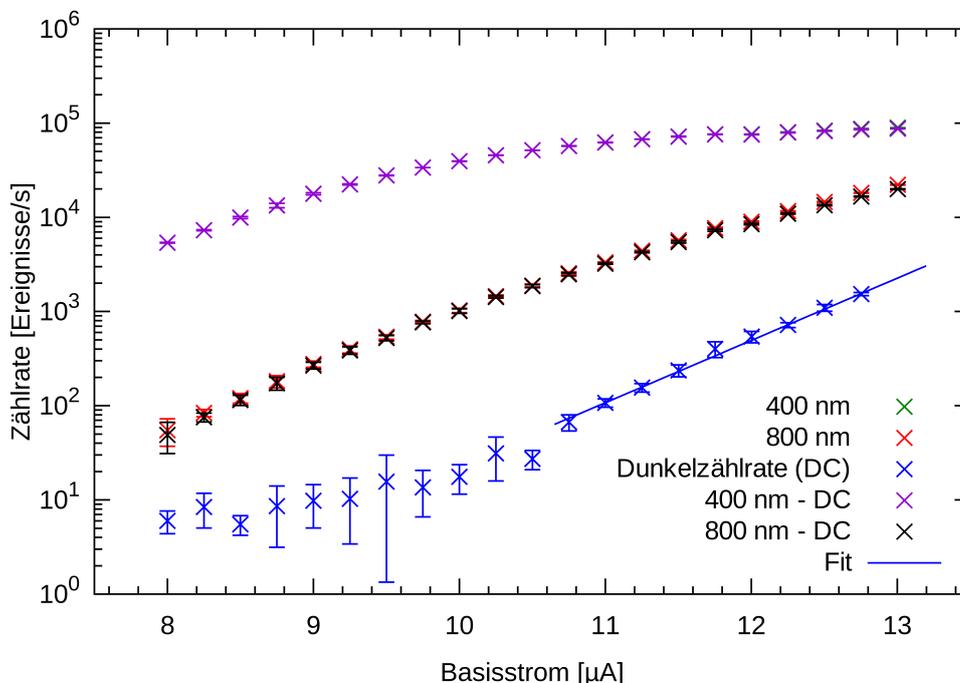


Abbildung 4.2: Zählrate gegen Basisstrom bei zwei verschiedenen Wellenlängen und Dunkelzählrate.

Beide Wellenlängen sind jeweils doppelt aufgeführt. Einmal die gemessene Zählrate und einmal die um die Dunkelzählrate (dark count = DC) korrigierte Zählrate. Da bei der Dunkelzählrate der letzte Messpunkt nicht gemessen werden konnte, wurden die letzten neun Messpunkte mit einer Exponentialfunktion gefittet. Der letzte Messpunkt wurde dann durch die Extrapolation des Fits approximiert. Die Fehler des Stromes sind so gering, dass sie vernachlässigt werden können. Da die Messpunkte der 800 nm, 400 nm

und Dunkelzählrate bei den gleichen Strömen aufgezeichnet wurden, ist die Korrektur um die Dunkelzählrate eine einfache Subtraktion. Allerdings sieht man, dass nur die Werte bei kleinen Strömen wirklich Änderungen erfahren und auch hier hauptsächlich nur die Messungen mit 800 nm. Dies ist der in dem Plot logarithmischen Ordinate und dem grossen Unterschied in den Grössenordnungen der Zählraten geschuldet.

Der exponentielle Anstieg der Dunkelzählrate stimmt hervorragend mit der weiteren Literatur überein [16]. Auch die Grössenordnung deckt sich mit den bekannten Werten. Der Grund für den exponentiellen Anstieg beim Erhöhen des Stromes wird im Zusammenhang mit Fluss-Vortices vermutet und ist Gegenstand aktueller Untersuchungen [17].

Die Zählrate ist auch eine Messgrösse für die Detektionseffizienz. Da die Lampe während der Messung gleich leuchtete, ist eine höhere Zählrate gleichbedeutend mit einer höheren Detektionseffizienz. Da die Lampe aber nicht kalibriert wurde, ist die Effizienz nicht genau bekannt, das Abflachen der Kurve mit 400 nm deckt sich jedoch mit den bereits bekannten Messungen der Effizienz von TaN SNSPDs [1] und anderen Materialien [18].

Es ist noch wichtig anzumerken, dass die Verhältnisse zwischen den Messpunkten bei 400 nm und 800 nm nicht direkt miteinander verglichen werden können, da die Intensitäten nicht die selben waren.

4.3 Spektrum des Lasers

Für die Messungen des Jitters ist es wichtig, das Spektrum des Lasers zu kennen, um einerseits die Wellenlänge der Messung zu kennen, und andererseits um dadurch ein Mass für die Pulsdauer zu haben. Deshalb wurde mit einem Spektrometer das Spektrum des Lasers nach den verschiedenen Verarbeitungsstufen aus Abschnitt 3.1 gemessen. Abbildung 4.3 zeigt das gesamte gemessene Spektrum des Lasers ohne jegliche weitere Verarbeitung. Es ist deutlich der Peak um 800 nm zu sehen. Das Spektrum kann für unsere Zwecke hinreichend gut mit einer Gauss'schen Funktion beschrieben werden. Die rote Kurve ist der Fit einer solchen Gauss'schen Funktion:

$$g(x) = a \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}} + c. \quad (4.1)$$

Die erhaltenen Werte sind für das Zentrum des Peaks $\mu = 802$ nm und für die Standardabweichung $\sigma = 12$ nm. Der konstante Untergrund beläuft sich auf $c = 1173$ Photonen. Ausser dem Peak bei 800 nm ist keine weitere Struktur zu erkennen, es ist nur der konstante Untergrund vorhanden aus Strahlung aus dem Labor. Es reicht deshalb auch, auf einen kleineren Bereich zu zoomen.

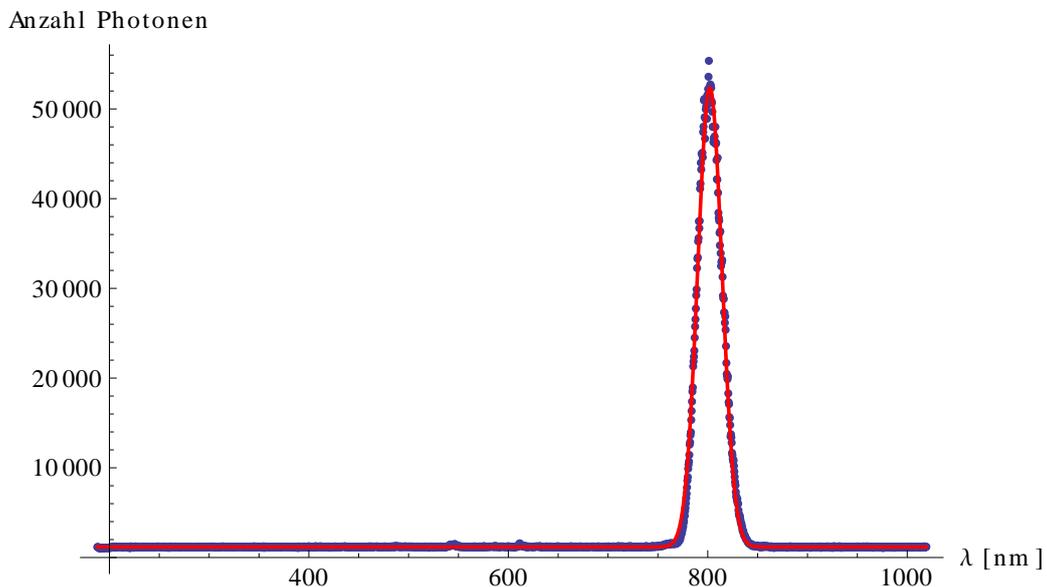


Abbildung 4.3: Das gesamte mit dem Spektrometer gemessene Spektrum des Lasers.

Abbildung 4.4 zeigt noch einmal das gleiche Spektrum des Lasers wie Abbildung 4.3, diesmal aber nur den interessanten Ausschnitt um 800 nm. Hier

ist die Abweichung der Messpunkte von der Form der Gauss'schen Funktion etwas deutlicher zu sehen als in 4.3. Dennoch ist diese Funktion eine gute Repräsentation für die Messung.

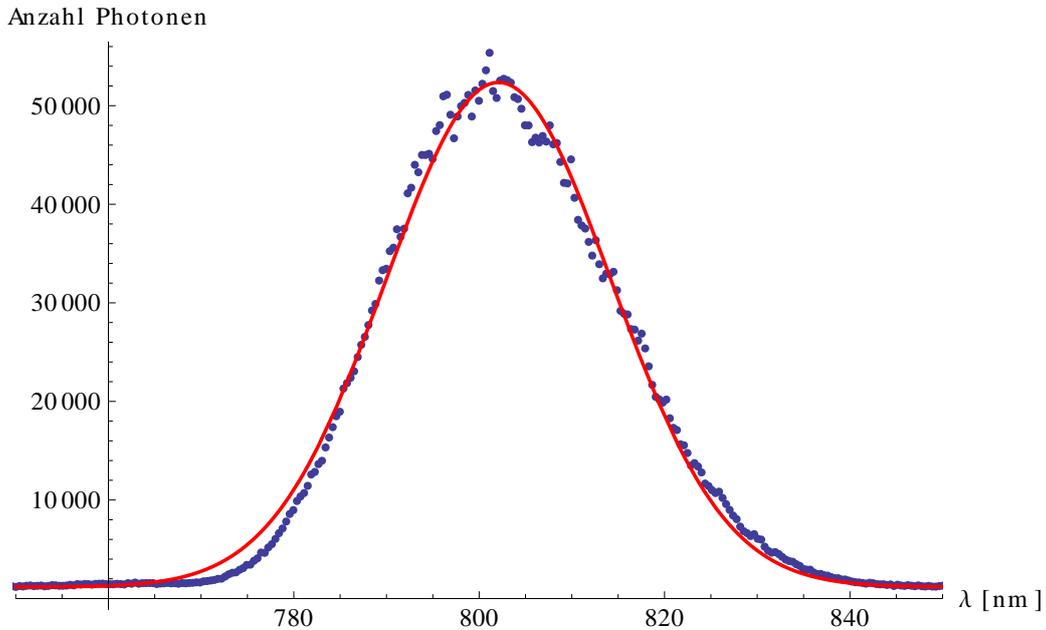


Abbildung 4.4: Diese Grafik zeigt das gleiche Spektrum wie Abbildung 4.3 gezoomt auf den Peak.

Ein weiteres Mal wurde das Spektrum nach dem Expander aufgezeichnet. Dieses ist in Abbildung 4.5 zu sehen. Dabei sind kaum Änderungen zu Abbildung 4.4 zu erkennen. Dies ist jedoch genau der gewünschte Effekt. Der Expander ist dazu da, die Dispersion der Wellenlängen zu korrigieren, nicht um die Wellenlängen zu ändern. Auch nach dem Kompressor sieht das Spektrum immer noch gleich aus und ist darum hier nicht mehr dargestellt.

Eine Veränderung des Spektrums wird allerdings durch das Beschneiden ausgelöst. Dies ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Nach dem Abschneiden der grossen und kleinen Wellenlängen, bleibt nur noch der zentrale Anteil übrig. Auch dieses Spektrum lässt sich zufriedenstellend durch eine Gaussfunktion beschreiben. Man erhält hier $\mu = 798 \text{ nm}$ und $\sigma = 1.9 \text{ nm}$. Die kleine Abweichung des Peaks von den gewünschten 800 nm kommt daher, dass alles von Hand eingestellt wurde. Da die Abweichung aber nur 2 nm beträgt, kann man sie vernachlässigen. Durch diesen Bearbeitungsschritt wird die Pulsdauer minimiert, da die Dispersion möglichst klein gehalten werden kann. Mit einer Standardabweichung von nur noch 1.9 nm ist dies gewährleistet. Ein noch engeres Spektrum würde die Pulsdauer wieder vergrössern, da sie durch

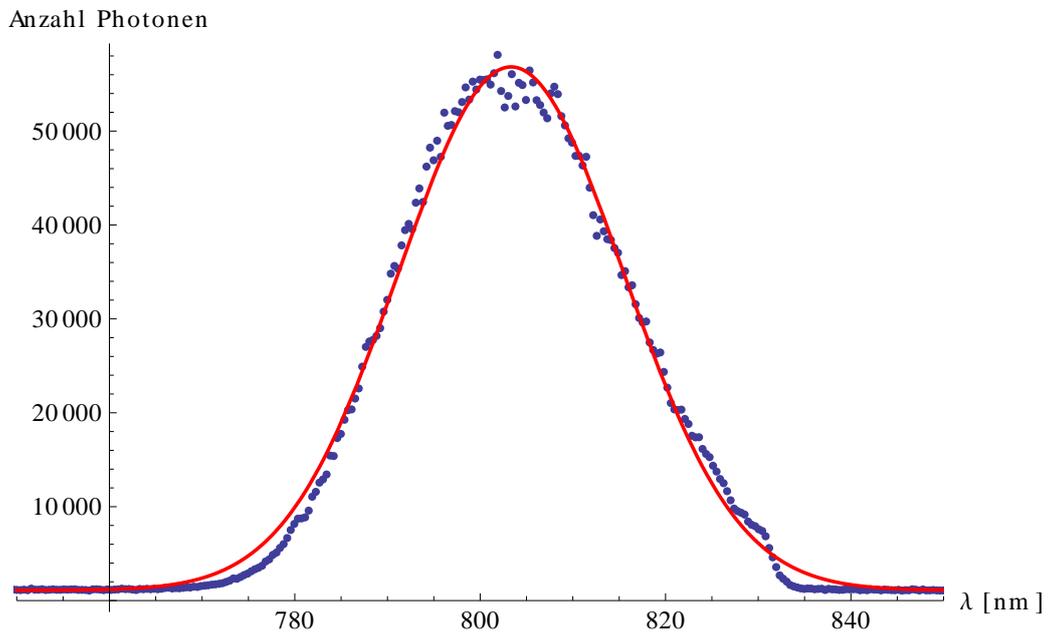


Abbildung 4.5: Das Spektrum nach durchlaufen des Expanders.

eine Fouriertransformation voneinander abhängen. Dieses Spektrum liefert dabei das Optimum. Die Pulsdauer liegt nun bei etwa einer Pikosekunde. Das Beschneiden des Spektrums geht allerdings auf Kosten einer niedrigeren Intensität, da ein grosser Teil der vom Laser gelieferten Strahlung einfach weggeschnitten wird.

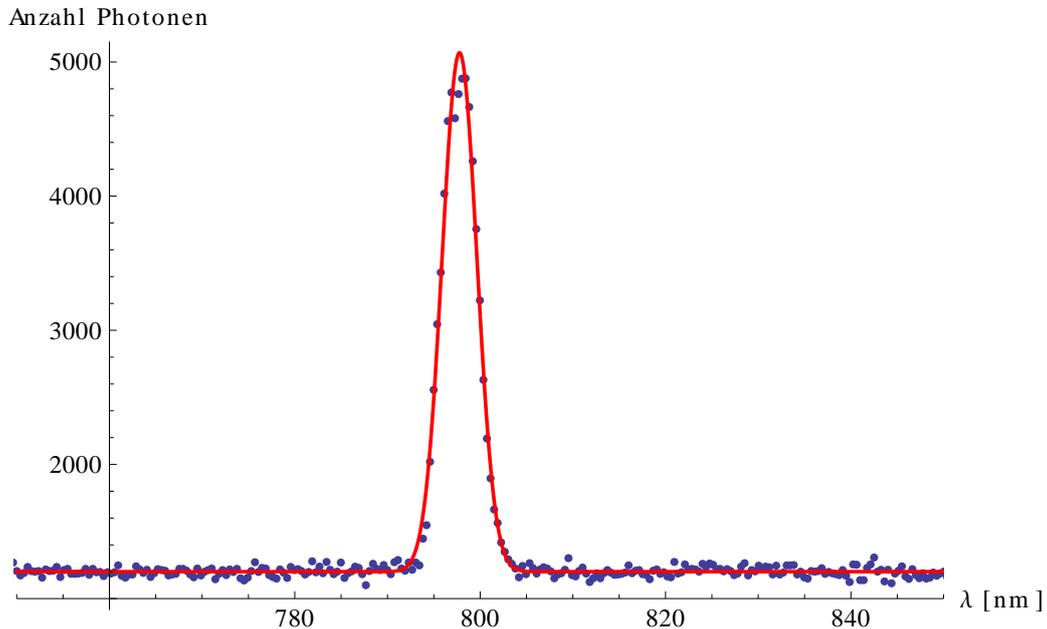


Abbildung 4.6: Das Spektrum nach dem Beschneiden der Wellenlänge auf einen kleineren Bereich.

4.4 Pulsform

Die Pulsform ist die Detektorspannung als Funktion der Zeit und kennzeichnet die Absorption eines Photons. Sie wurde mit dem Oszilloskop aufgezeichnet (siehe Abschnitt 3.3) und ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Abbildung 4.8 zeigt dabei den interessanten Ausschnitt vergrößert. Die erste grosse Struktur ist etwa 3.5 ns lang. Sie kennzeichnet sich durch einen steilen Anstieg der Spannung und einem ebenfalls raschen Absinken in den negativen Bereich. Danach folgt noch einmal ein Überschwinger, nach etwa 20 ns bleibt das Signal relativ konstant um 0. Als Photonenquelle diente die Gasentladungslampe am Kryostaten bei einer Wellenlänge von 800 nm. Wichtig für den Jitter ist die erste steile Flanke. Die sehr grosse Steigung dieser Flanke sorgt für einen möglichst kleinen Jitter.

Der erste Anstieg der Spannung wird direkt durch die Absorption des Photons und das Entstehen der Widerstandsbarriere erzeugt. Der Detektor ist effektiv eingebettet in eine LC-Schwingkreis, welcher für den negativen Peak verantwortlich ist. Des Weiteren sorgen die Verstärker für Reflexionen des Signals.

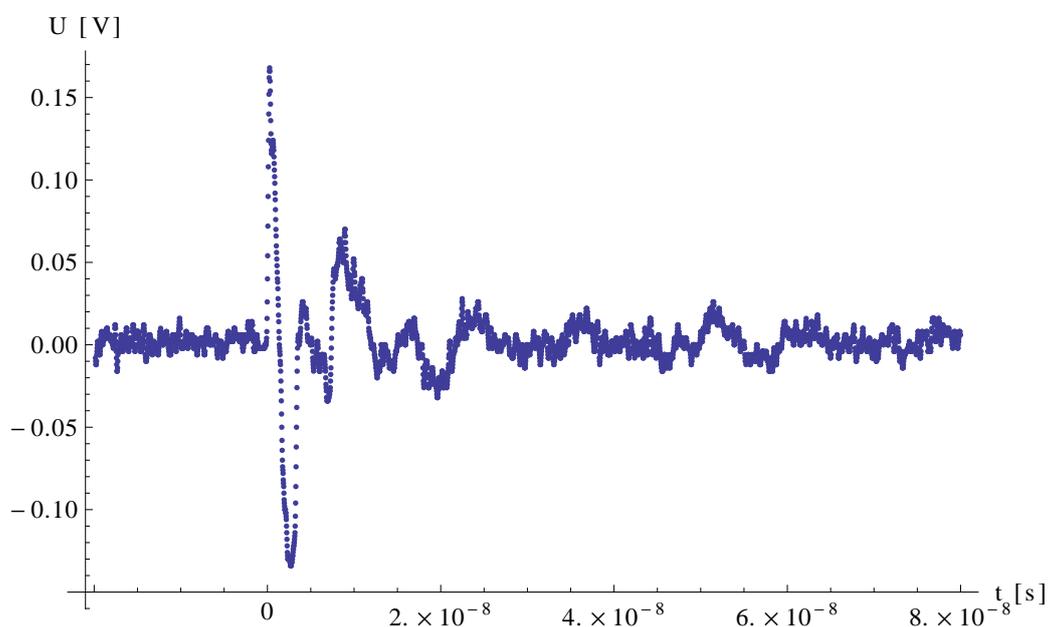


Abbildung 4.7: Die Pulsform des Detektors nach Absorption eines Photons.

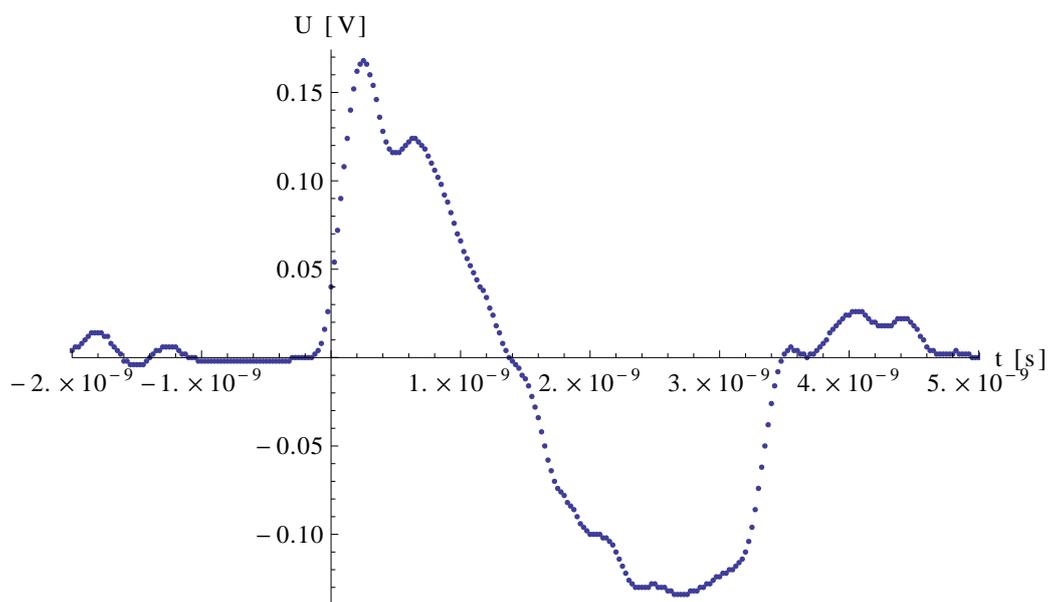


Abbildung 4.8: Die gleiche Pulsform wie in Abbildung 4.7, reingezoomt auf den interessanten Bereich.

4.5 Jitter

Die Messung des Jitters des Detektors wurde mit einem Oszilloskop durchgeführt. Dabei zeichnet das Oszilloskop die Spannungspulse des Detektors auf. Die Pulse des Lasers sind zwar periodisch, aber es werden nicht alle Pulse detektiert, da die Detektionseffizienz nicht 100 % beträgt. Die Periode des Lasers wurde auch nicht über ein Kabel an das Oszilloskop weitergegeben. Da also kein periodisches Signal als Referenz benutzt wurde, hat die Software des Oszilloskops versucht, die ideale Periode des Signals zu berechnen, indem es die Abweichungen der Pulse vom berechneten idealen Wert minimiert. Dabei berücksichtigte es auch, dass nicht alle Pulse des Lasers detektiert werden. Die verbleibenden Abweichungen der Signale vom berechneten Wert sind dann der Jitter, die durch das Oszilloskop in einem Histogramm aufgezeichnet werden. Die genaue Bezeichnung des Jitters ist in diesem Fall *Zeitintervallfehler* (time interval error = TIE).

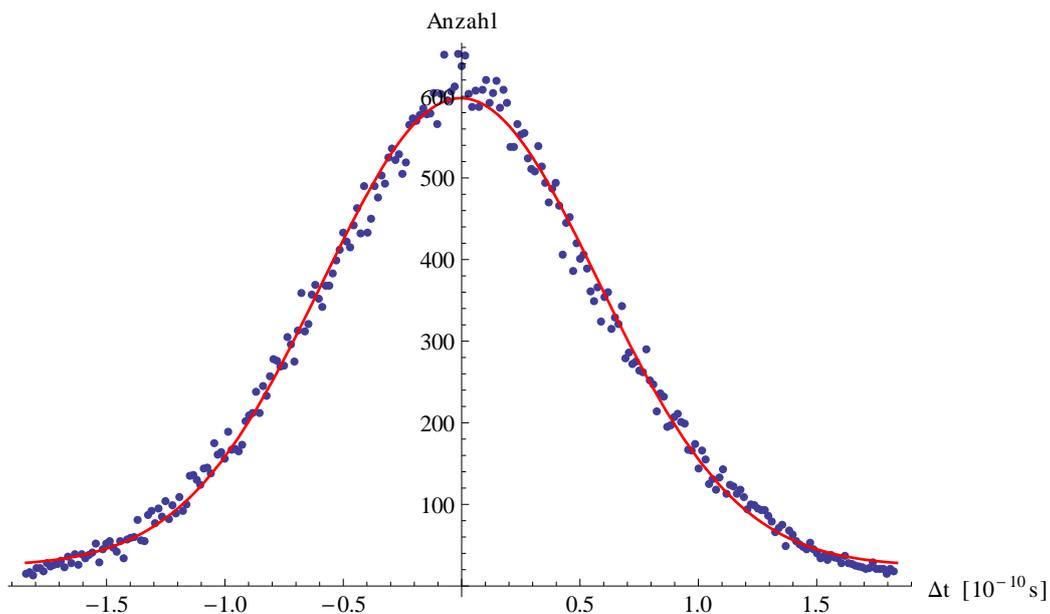


Abbildung 4.9: Fit des Histogramms der Messung 7 µA 4 K. Anzahl Einträge: 63 706

Abbildung 4.9 zeigt ein solches Histogramm der Messung mit 7 µA und 4 K. Die blauen Punkte stellen das Histogramm dar, wobei allerdings darauf verzichtet wurde, die Balken einzuzichnen. Die Bingröße beträgt für alle aufgezeichneten Histogramme 1.472 ps.

Jedes Histogramm wurde mit einer Gauß'schen Funktion gemäss Gleichung 4.1 gefittet. Es kann hier die gleiche Funktion benutzt werden wie für

das Spektrum, obwohl es sich hier um das Histogramm der Jitter handelt. Der Erwartungswert μ ist 0, was durch die Minimierung der Abweichungen durch das Oszilloskop zustande kommt. Der Faktor a entspricht der Fläche unter der Kurve, die additive Konstante soll dem Fakt Rechnung tragen, dass die Kurve nicht ganz nach 0 abfällt an den Seiten. Dies ist der Dunkelzählrate zu schulden, die Signale erzeugt, welche von der Periode des Lasers unabhängig sind.

Der entscheidende Parameter allerdings ist die Standardabweichung σ . Daraus lässt sich die Halbwertsbreite (full width at half maximum = FWHM) berechnen, welche den Jitter des Detektors darstellt. Die genaue Formel dazu ist für eine Gauss'sche Kurve

$$\text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma. \quad (4.2)$$

Die rote Linie in Abbildung 4.9 ist die gefittete Gausskurve. Die gute Übereinstimmung des Histogramms mit einer Gauss'schen Funktion belegt einerseits, dass es sich um einen reinen zufälligen Jitter handelt, ohne deterministische Komponenten. Andererseits zeigt es auch, dass die Halbwertsbreite eine sinnvolle Größe zur Charakterisierung der Kurve ist. Die Halbwertsbreite bei dieser Messung beträgt $1.394(9) \times 10^{-10}$ s.

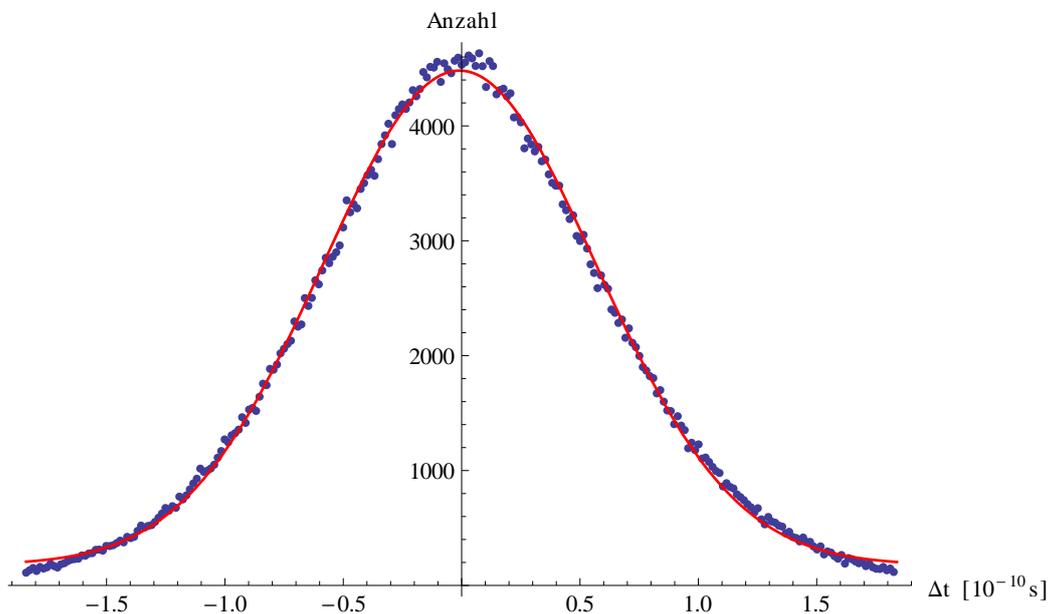


Abbildung 4.10: Fit des Histogramms der Messung $7 \mu\text{A}$ 4 K (lang). Anzahl Einträge: 472 647

Um zu überprüfen, wie verlässlich die Statistik ist bei 60 000 Einträgen pro Histogramm, wurde eine Messung wesentlich länger laufen gelassen. Diese

Messung führte zu einem Histogramm mit etwas mehr als 470 000 Einträgen. Dargestellt ist dieses Histogramm in Abbildung 4.10. Sie zeigt noch einmal eine Messung mit $7 \mu\text{A}$ und 4K . Die relative Abweichung der Datenpunkte vom Fit ist wie zu erwarten wesentlich geringer als bei der kürzeren Messung. Die Halbwertsbreite ist hier $1.388(3) \times 10^{-10} \text{s}$. Der Vergleich mit den $1.394(9) \times 10^{-10} \text{s}$ des Fits der kurzen Messung zeigt, dass die beiden Messungen erstaunlich nahe beieinander liegen. Der Unterschied beträgt gerade einmal $6 \times 10^{-13} \text{s}$, was kleiner ist als der Fehler der kurzen Messung von $9 \times 10^{-13} \text{s}$. Wie man noch sehen wird, sind die Streuungen zwischen den unterschiedlichen Temperaturen und Basisströmen um einiges grösser. Wir haben uns deshalb mit Messungen von ca. 60 000 Einträgen begnügt.

Das Ziel dieser Messungen war es, den Jitter als Funktion von Temperatur und Basisstrom zu bestimmen, also den Wert $\Delta t(T, I_b)$.

Gemessen wurde bei drei verschiedenen Temperaturen. Diese waren 4K , 2K und 0.4K . Bei jeder dieser Temperaturen wurden verschiedene Basisströme eingestellt bis höchstens $13 \mu\text{A}$. Jedes Histogramm (mit Ausnahme von zweien) enthält etwa 60 000 Einträge.

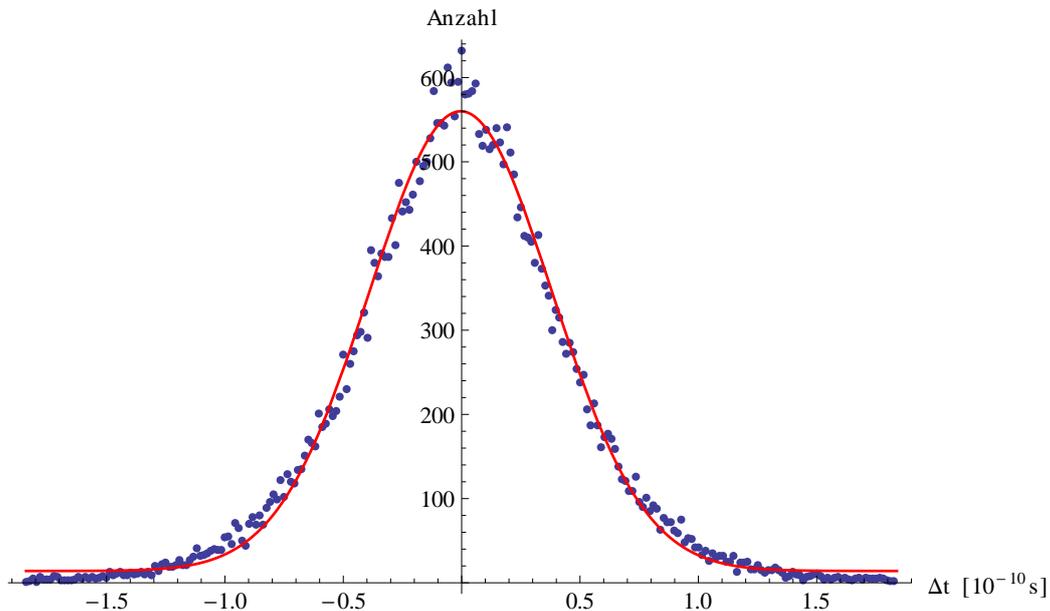


Abbildung 4.11: Fit des Histogramms der Messung $13 \mu\text{A}$ 0.4K . Anzahl Einträge: 40087

Eine dieser weiteren Messungen ist in Abbildung 4.11 gezeigt. Dabei handelt es sich um die Messung mit $13 \mu\text{A}$ und 0.4K . Diese Messung enthält nur etwa 40 000 Einträge, da aufgrund des hohen Basisstroms die Messung nur

sehr langsam lief. Dies kam daher, dass der Detektor aufgrund des hohen Basisstroms oftmals längere Zeit im normlalleitenden Zustand verblieb. Es ist allerdings die Messung mit dem kleinsten Jitter. Wenn man diese Abbildung vergleicht mit Abbildung 4.9, kann man auch von Auge erkennen, dass die Gauss'sche Funktion etwas enger ist. Der Jitter hier beläuft sich auf nur noch $0.905(5) \times 10^{-10}$ s.

Insgesamt wurden 21 Messungen bei verschiedenen Basisströmen und Temperaturen durchgeführt. Die Temperaturen waren dabei 0.4 K, 2 K und 4 K. Die Ströme variieren zwischen $5 \mu\text{A}$ und $13 \mu\text{A}$. Der maximale Strom wurde dabei festgelegt durch die kritische Stromdichte des supraleitenden Materials. Der minimale Strom kommt durch das Absinken der Zählrate bei niedrigen Strömen, bis bei kleinen Strömen nichts mehr detektiert wird.

Messung	Jitter in 10^{-10} s
8 μA 0.4 K	1.030(5)
10 μA 0.4 K	0.971(4)
12 μA 0.4 K	0.935(4)
12.5 μA 0.4 K	0.915(4)
13 μA 0.4 K	0.905(5)
8 μA 2 K*	1.258(7)
10 μA 2 K*	1.214(7)
10 μA 2 K	1.323(8)
12 μA 2 K*	1.199(6)
12 μA 2 K	1.279(7)
12.5 μA 2 K*	1.197(7)
12.5 μA 2 K	1.286(7)
13 μA 2 K*	1.206(6)
13 μA 2 K	1.271(7)
5 μA 4 K	1.304(8)
6 μA 4 K	1.353(8)
7 μA 4 K	1.394(9)
7 μA 4 K (lang)	1.388(3)
8 μA 4 K	1.335(8)
9 μA 4 K	1.327(8)
10 μA 4 K	1.338(8)

Tabelle 4.1: Die Jitter aller Messungen des Detektors

Tabelle 4.1 zeigt die für jede Messung berechneten Jitter. Die ersten fünf Messungen wurden bei einer Temperatur von 0.4 K durchgeführt. Der Basis-

strom wurde dabei variiert von $8\ \mu\text{A}$ bis $13\ \mu\text{A}$. Die berechneten Jitter sind meist unterhalb von $10^{-10}\ \text{s}$. Die Temperatur war hier allerdings nicht konstant bei $0.4\ \text{K}$, sondern sank während den Messungen immer weiter ab. Die Temperaturen fielen bis etwa $0.3\ \text{K}$, was jedoch nicht genau bekannt ist, da das Thermometer bei so tiefen Temperaturen nicht mehr messen konnte, sondern nur noch Fehlermeldungen anzeigte.

Die nächsten neun Messungen liegen bei $2\ \text{K}$ und die Basisströme wiederum zwischen $8\ \mu\text{A}$ und $13\ \mu\text{A}$. Diese Messungen wurden meist doppelt ausgeführt. Die Übereinstimmung zwischen den Messungen ist allerdings nicht ganz so gut. Die Messungen wurden dabei aber so durchgeführt, dass zuerst alles einmal gemessen wurde und danach alles ein zweites Mal. Dazwischen wurde allerdings etwas am Aufbau des Lasers verstellt, da der Laser vermutlich nicht schön eingekoppelt war. Die Messungen vor dieser Umstellung sind mit einem * Markiert. Da die Messungen aber dennoch plausible Werte liefern, sind sie hier trotzdem aufgeführt, um keine Resultate zu unterschlagen. Insgesamt liegen die Messungen alle etwa zwischen $1.2 \times 10^{-10}\ \text{s}$ und $1.3 \times 10^{-10}\ \text{s}$. Interessanterweise sind die Jitter der Messungen mit nicht optimal eingekoppeltem Laser kleiner als die mit korrekt eingekoppeltem Laser.

Danach folgen noch sieben Messungen bei $4\ \text{K}$. Wegen der höheren Temperaturen musste allerdings der Basisstrom verringert werden, welcher nun von $5\ \mu\text{A}$ bis $10\ \mu\text{A}$ reicht. Die Jitter sind alle etwa zwischen $1.3 \times 10^{-10}\ \text{s}$ und $1.4 \times 10^{-10}\ \text{s}$.

Die Vergleichbarkeit der einzelnen Messreihen ist zwar im Grunde gegeben, hat aber einige Einschränkungen. Wie bereits erwähnt wurde bei den Messungen bei $T = 2\ \text{K}$ der Laser verstellt. Diese beiden Messungen (mit * und ohne *) fanden dafür am gleichen Tag statt. Die beiden Messungen mit $T = 0.4\ \text{K}$ und $T = 4\ \text{K}$ einen Tag später.

Abbildung 4.12 zeigt eine graphische Darstellung von Tabelle 4.1. Es wurde dabei der Jitter bei den verschiedenen Temperaturen aufgezeichnet. Die verschiedenen Ströme wurden hier nicht unterschieden.

Die gemessenen Jitter folgen ganz offensichtlich einer Abhängigkeit von der Temperatur. So ist der Jitter umso kleiner, je kleiner die Temperatur ist. Die Abhängigkeit ist dabei nicht linear und bei höheren Temperaturen steigt der Jitter langsamer an als bei niedrigeren Temperaturen.

Die Abhängigkeit des Jitters vom Basisstrom ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Wiederum erkennt man die Abhängigkeit von der Temperatur, vom Basisstrom hingegen ist keine eindeutige Abhängigkeit zu erkennen. Die Messwerte schwanken zwar etwas mit dem Basisstrom, es sind aber keine Trends zu erkennen. Die Messungen bei $0.4\ \text{K}$ sinkt zwar mit zunehmendem Strom ab, jedoch sind sie nicht alle bei der gleichen Temperatur, da während dieser Messung die Temperatur weiter absank.

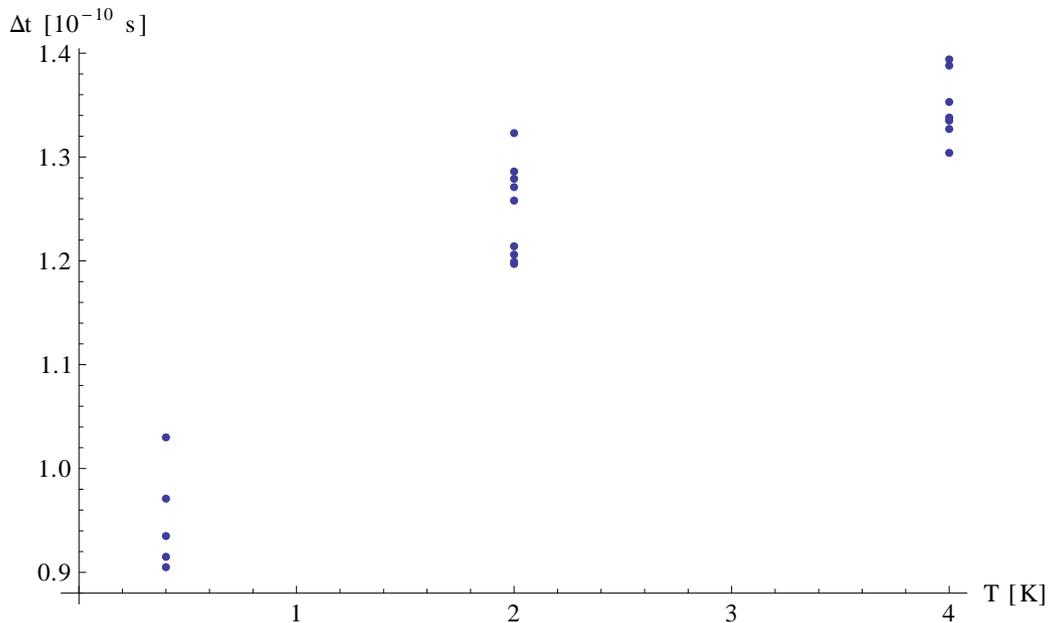


Abbildung 4.12: Graphische Darstellung der Temperaturabhängigkeit. Geplottet ist der Jitter Δt gegen die Temperatur. Die verschiedenen Basisströme sind nicht unterschieden.

Die Streuung des Jitters innerhalb der Messreihen mit gleicher Temperatur ist bei den drei Temperaturen etwa gleich gross und zwar ungefähr 1×10^{-11} s. Dies ist wohl etwa die Grösse der Schwankung, welche man für jede Temperatur erwarten kann, da die Abhängigkeit von der Temperatur der wichtigere Faktor zu sein scheint als der Strom.

Der hier gemessene Jitter ist eine Zusammensetzung aus verschiedenen Komponenten. Der Jitter des Detektors ist dabei dominierend, aber auch der Laser und die sonstigen Komponenten der Elektronik haben einen Jitter und der Laserpuls hat eine endliche Dauer.

Um den Laser selbst zu untersuchen wurde eine weitere Messung mit einem anderen Detektor durchgeführt. Dabei handelt es sich um eine Avalanche-Photodiode (APD). Abbildung 4.14 zeigt das Histogramm dieser Messung. Die Anzahl Einträge ist mit über 700 000 deutlich grösser als bei den Messungen mit dem SNSPD. Dabei muss man bedenken, dass hier der gesamte Laserstrahl auf die APD traf, es handelt sich also nicht um die Detektion einzelner Photonen. Des Weiteren fand die Messung bei Zimmertemperatur statt, die APD war also nicht im Kryostaten.

Tabelle 4.2 zeigt die Jitter der drei Messungen. Dabei wurde einmal vor der Glasfaser und zweimal hinter der Faser gemessen. Die Jitter sind um

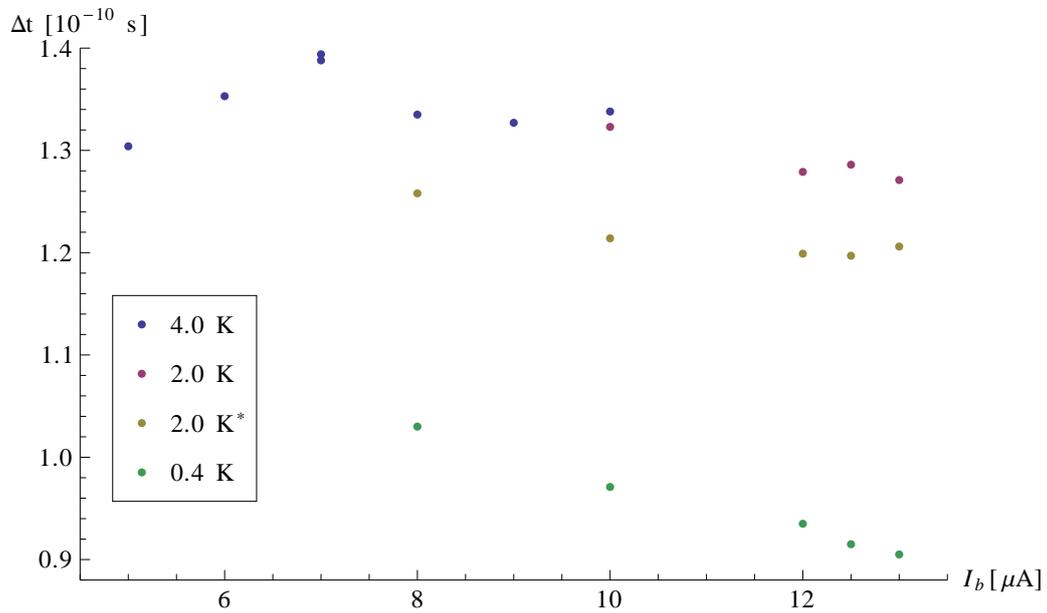


Abbildung 4.13: Graphische Darstellung der Abhängigkeit des Jitters vom Basisstrom für die verschiedenen Temperaturen.

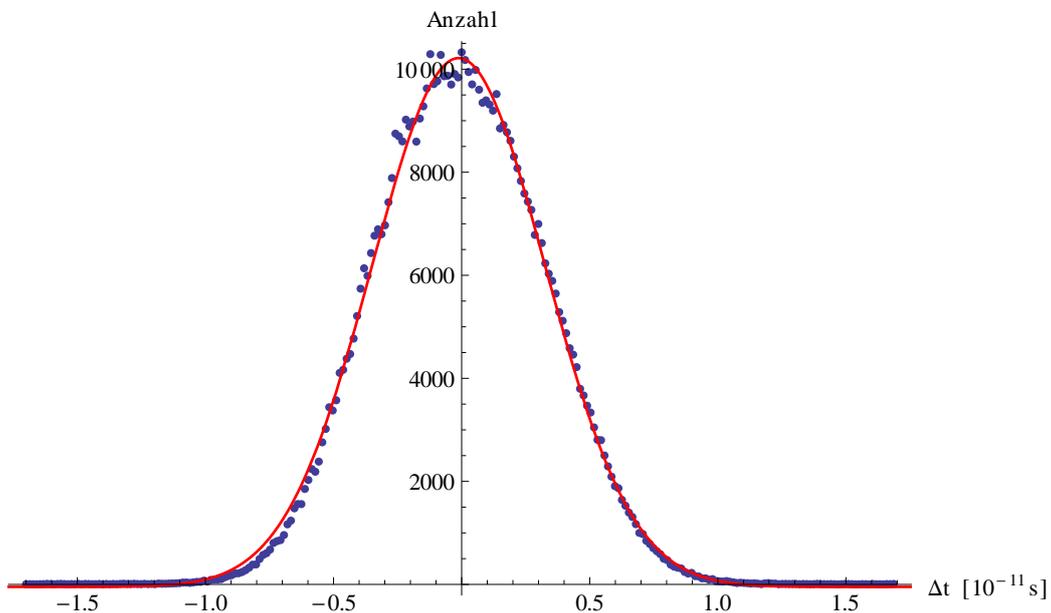


Abbildung 4.14: Fit des Histogramms der Messung 2 der APD. Anzahl Einträge: 716 080

Messung	Jitter in 10^{-12} s
vor Faser	5.087(6)
hinter Faser 1	7.75(2)
hinter Faser 2	7.79(1)

Tabelle 4.2: Die Jitter der Messungen mit einer APD. Gemessen einmal vor der Faser und zweimal dahinter.

einiges kleiner als bei den Messungen mit dem SNSPD. Die Werte nach der Faser sind grösser als davor, die Glasfaser vergrössert den Jitter also, vermutlich aufgrund der Dispersion. Die Werte des Jitters, welche mit der APD gemessen wurden, dienen als Überprüfung des Lasers. Es lässt sich somit eine obere Grenze für den Jitter des Lasers selber angeben, welcher kleiner sein muss als der Jitter der APD. Somit kann man also davon ausgehen, dass der kleinere Jitter des Lasers für die Messungen am SNSPD vernachlässigbar ist. Dieses Argument wird dadurch noch verstärkt, dass der Laser nicht gekühlt wurde und deshalb bei gleich bleibender Temperatur wohl keinen Schwankungen unterlag. Der Einfluss der Pulsbreite auf den Jitter kann man mit dieser Messung aber nicht abschätzen.

Diese Messungen wurden allesamt mit einem Laser bei einer Wellenlänge von 800 nm durchgeführt. Es stellt sich nun die Frage, ob sich daraus auch eine Aussage über andere Wellenlängen treffen lässt. Für NbN wurde eine solche Wellenlängenabhängigkeit des Jitters gemessen [19]. Dabei fanden die Autoren eine weitgehende Konstanz des Jitters bei einer Änderung der Wellenlänge von 700 nm bis 1.2 μ m. Oberhalb einer Wellenlänge von 1 μ m ist der Jitter nahezu konstant bei 60 ps. Darunter ist er etwas grösser, was die Autoren aber auf eine veränderte Dispersion in der Glasfaser zurückführen. Aufgrund der allgemeinen Ähnlichkeit der beiden Materialien NbN und TaN kann man wohl davon ausgehen, dass diese Unabhängigkeit des Jitters von der Wellenlänge auch für TaN-Detektoren gilt. Dennoch wären Messungen bei weiteren Wellenlängen sicherlich vorteilhaft.

Kapitel 5

Resultat und Ausblick

Mit unseren Messungen konnten wir klar zeigen, dass der Zeit-Jitter einer Zufallsverteilung gehorcht und somit unvorhersehbar ist. Damit lassen sich Messungen auch nicht um einen bekannten Wert korrigieren. Des Weiteren konnten wir eine deutliche Temperaturabhängigkeit des Jitters zeigen, mit der grösseren Auswirkung bei tieferen Temperaturen. Eine Abhängigkeit des Jitters vom angelegten Basisstrom hingegen ist nicht klar zu sehen. Es wäre interessant als weiterführende Untersuchungen an mehreren Detektoren zu messen, auch bei verschiedenen Grössen der Nanodrähte. Auch die Abhängigkeit von der Wellenlänge sollte für die Detektoren gemessen werden, um die Wellenlängenunabhängigkeit von NbN für TaN zu bestätigen.

Die Forschung zu supraleitenden Nanodraht Einzelphotonendetektoren ist noch in vollem Gange. Durch die vielversprechenden Resultate der Forschung, der Wichtigkeit der Photonendetektion in der Physik und die grosse Palette an Anwendungsmöglichkeiten ist für die Zukunft damit zu rechnen, dass diese Detektoren auch tatsächlich Verwendung finden und den Sprung von der Grundlagenforschung in die allgemeine Forschung und Industrie schaffen.

Kapitel 6

Danksagung

Ich möchte mich bedanken bei Herrn Prof. Dr. A. Schilling, der mir die Möglichkeit bot, meine Bachelorarbeit in seiner Gruppe zu schreiben. Ganz besonderer Dank gebührt meinem Betreuer Dr. A. Engel, welcher mich stets unterstützte und bei meiner Arbeit anleitete. Auch bei Herrn Dr. M. Hengsberger bedanke ich mich für seine Unterstützung im Laserlabor. Bei allen anderen Mitgliedern der Gruppe bedanke ich mich für ihr Interesse an meiner Arbeit und ihre Unterstützung bei Problemen. Kurt Bösiger und das Werkstatt-Team waren auch von grosser Hilfe bei der Herstellung von Teilen für unser Experiment.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Engel, A. Aeschbacher, K. Inderbitzin, A. Schilling, K. Il'in, M. Hofherr, M. Siegel, A. Semenov, H.-W. Hübers.
Tantalum nitride superconducting single-photon detectors with low cut-off energy
Appl. Phys. Lett. **100**, 062601 (2012)
<http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.3684243>
- [2] Robert H. Hadfield, Jonathan L. Habif, John Schlafer, Robert E. Schwall, and Sae Woo Nam.
Quantum key distribution at 1550 nm with twin superconducting single-photon detectors
Appl. Phys. Lett. **89**, 241129 (2006)
<http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.2405870>
- [3] Michael G. Tanner, Shellee D. Dyer, Burm Baek, Robert H. Hadfield, and Sae Woo Nam.
High-resolution single-mode fiber-optic distributed Raman sensor for absolute temperature measurement using superconducting nanowire single-photon detectors
Appl. Phys. Lett. **99**, 201110 (2011)
<http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.3656702>
- [4] Charles Kittel.
Einführung in die Festkörperphysik
Oldenbourg Wissenschaftsverlag. Überarbeitete und erweiterte Auflage (26. Oktober 2005).
- [5] Philip Phillips.
Advanced Solid State Physics
Cambridge University Press. 2 Rev ed (1. März 2012)
- [6] H. J. Niu, D. P. Hampshire .
Disordered Nanocrystalline Superconducting $PbMo_6S_8$ with a Very Large

- Upper Critical Field*
 Phys. Rev. Lett. **91**, 027002 (2003)
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.91.027002>
- [7] J. Bardeen, L. N. Cooper, J. R. Schrieffer.
Microscopic Theory of Superconductivity
 Phys. Rev. **106**, 162–164 (1957)
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.106.162>
- [8] Alex D. Semenov, Gregory N. Gol'tsman, Alexander A. Korneev.
Quantum detection by current carrying superconducting film
 Physica C: Superconductivity, Volume 351, Issue 4, 15 April 2001, Pages 349-356
[http://dx.doi.org/10.1016/S0921-4534\(00\)01637-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0921-4534(00)01637-3)
- [9] G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, Roman Sobolewski.
Picosecond superconducting single-photon optical detector
 Appl. Phys. Lett. **79**, 705 (2001)
<http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.1388868>
- [10] Holger Bartolf.
Fabrication and Characterization of Superconducting Nanowire High-speed Single-Photon Detectors
 Ph.D. thesis, Universität Zürich (2009)
<http://www.physik.uzh.ch/groups/schilling/staff/bartolf/PhD-H.Bartolf.pdf>
- [11] L. N. Bulaevskii, Matthias J. Graf, V. G. Kogan.
Vortex-assisted photon counts and their magnetic field dependence in single-photon superconducting detectors
 Phys. Rev. B **85**, 014505 (2012)
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.85.014505>
- [12] C. M. Natarajan, M. G. Tanner, R. H. Hadfield.
Superconducting nanowire single-photon detectors: physics and applications
 Supercond. Sci. Technol. **25** 063001 (2012).
<http://dx.doi.org/10.1088/0953-2048/25/6/063001>
- [13] Tektronix, *Understanding and Characterizing Timing Jitter* (2011)
- [14] Martin J. Stevens, Robert H. Hadfield, Robert E. Schwall, Sae Woo Nam, Richard P. Mirin, and James A. Gupta.

- Fast lifetime measurements of infrared emitters using a low-jitter superconducting single-photon detector*
 Appl. Phys. Lett. **89**, 031109 (2006)
<http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.2221516>
- [15] Adrian Aeschbacher.
Superconducting Nanowire Single-Photon Detectors based on TaN Thin Films
 Master thesis, Universität Zürich (2011)
<http://www.physik.uzh.ch/groups/schilling/bama.html>
- [16] T. Yamashita, S. Miki, K. Makise, W. Qiu, H. Terai, M. Fujiwara, M. Sasaki, Z. Wang.
Origin of intrinsic dark count in superconducting nanowire single-photon detectors
 Appl. Phys. Lett. **99**, 161105 (2011)
<http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.3652908>
- [17] Andreas Engel, Andreas Schilling, Konstantin Il'in, Michael Siegel.
Dependence of count rate on magnetic field in superconducting thin-film TaN single-photon detectors
 Phys. Rev. B **86**, 140506(R) (2012)
<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.86.140506>
- [18] Burm Baek, Adriana E. Lita, Varun Verma, Sae Woo Nam.
Superconducting $a\text{-W}_x\text{Si}_{1-x}$ nanowire single-photon detector with saturated internal quantum efficiency from visible to 1850 nm
 Appl. Phys. Lett. **98** 251105 (2011)
<http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.3600793>
- [19] Martin J. Stevens, Robert H. Hadfield, Thomas Gerrits, Tracy S. Clement, Richard P. Mirin Sae Woo Nam.
Infrared wavelength-dependent optical characterization of NbN nanowire superconducting single-photon detectors
 Journal of Modern Optics Volume 56, Issue 2-3, 2009
<http://dx.doi.org/10.1080/09500340802322426>