



Universität Zürich
Physik-Institut

Bachelorarbeit

Aufbau eines ^3He -Kryostaten zur Charakterisierung supraleitender, extrem schneller Einphotonen-Zähler

Simon Gross
Matrikelnummer 05-819-313

Herbst 2009

eingereicht bei
Prof. Dr. Andreas Schilling

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Motivierung | 3 |
| 2 | Supraleitung | 4 |
| 2.1 | Prinzipieller Aufbau eines NPC-Detektors | 5 |
| 2.2 | Photondetektion | 6 |
| 3 | Ein ^3He-Kryostat | 8 |
| 3.1 | Kühlen mit ^3He | 8 |
| 3.2 | Design eines ^3He -Kryostaten | 9 |
| 3.3 | Ein Beispielkühllauf | 13 |
| 3.4 | Kenngrossen des Kryostaten | 15 |
| 3.4.1 | Ermittlung der maximalen Kühlleistung bei 0.55 K Basistemperatur | 15 |
| 3.4.2 | Abschätzung des Wärmeflusses zwischen Probenhalter und ^3He -Pot | 18 |
| 3.5 | Wichtige Materialeigenschaften für die Tieftemperaturphysik | 19 |
| 3.5.1 | Beispiel | 20 |
| 4 | Elektronik | 22 |
| 4.1 | Ausmessung der einzelnen elektronischen Elemente | 22 |
| 5 | Optik | 26 |
| 5.1 | Intensitätsmessung | 26 |
| 6 | Erste Messungen | 32 |
| 7 | Zusammenfassung und Stand der Dinge | 35 |
| 8 | Danksagung | 36 |
| | Literaturverzeichnis | 37 |

1 Motivierung

So genannte *Nanowire Photon Counter (NPC)* weckten in den letzten Jahren das Interesse vieler Forschungsgruppen auf der Welt. Wenn auch das Prinzip bereits in den 1960er Jahren zur Detektion von hochenergetischen Teilchen vorgeschlagen wurde [1], so ist die Detektion von Photonen des sichtbaren oder infraroten Bereichs erst in den vergangenen Jahren dank einigen technischen und konzeptuellen Weiterentwicklungen gelungen.

Im Wesentlichen besteht ein NPC aus einem sehr schmalen, dünnen Film aus supraleitendem Material. Die bei der Absorption des Photons deponierte Energie kann zu einem Spannungspuls führen, welcher gemessen werden kann. Die mikroskopischen Abläufe vor und während der Ausbildung des Spannungspulses werden in verschiedenen Modellen beschrieben und sind momentan Gegenstand zahlreicher Experimente in Labors rund um den Globus.

Das Physikinstitut der Universität Zürich betreibt seit etwa fünf Jahren ein Projekt zur Herstellung und Charakterisierung solcher Detektoren (Doktorarbeit von H. Bartolf [2]). Bisher wurden sämtliche erfolgreichen Experimente mit Photonen in einem Labor am DLR in Berlin durchgeführt. Ziel ist es, in naher Zukunft eine Einrichtung zur Charakterisierung von NPC's in Zürich aufzubauen. Zentraler Bestandteil der experimentellen Einrichtung ist dabei ein ^3He -Kryostat mit optischem Fenster. Der Detektor soll damit auf unter 1 Kelvin abgekühlt werden können. Ein optisches System liefert Licht der gewünschten Wellenlänge und Intensität.

Ziel dieser Bachelorarbeit ist es, diesen kommerziellen ^3He -Kryostaten so einzurichten, dass er für die obigen Zwecke in Betrieb genommen werden kann. Ein weiterer wichtiger Punkt ist der Aufbau und die Charakterisierung der Optik.

2 Supraleitung

Diese kurze Einführung in die Theorie der Supraleitung richtet sich inhaltlich nach dem Übersichtsartikel *Nanostrukturierte Supraleiter und wie man damit Licht sehen kann* von Dr. A. Engel. [3]

Ein Stoff wird als supraleitend bezeichnet, wenn dessen elektrischer Widerstand unterhalb einer gewissen Sprungtemperatur T_c auf Null abfällt. Zudem sind Supraleiter perfekte Diamagneten, was sie von einem gewöhnlichen Stoff mit hypothetischer unendlicher elektrischer Leitfähigkeit (idealer Leiter) unterscheidet. Viele Metalle sowie einige metallische Verbindungen werden bei tiefen Temperaturen supraleitend¹. Einige keramische Kupferverbindungen (bspw. Yttrium-Barium-Kupferoxide und Bismut-Strontium-Kalzium-Kupferoxide) weisen Sprungtemperaturen über 77 K auf und werden als Hochtemperatursupraleiter bezeichnet.

Supraleiter lassen sich in zwei Typen unterteilen: In einem Supraleiter der *1. Art* werden die magnetischen Feldlinien bis zu einem kritischen Wert der Feldstärke vollständig aus dessen Innern verdrängt (idealer Diamagnetismus). Wird der kritische Wert überschritten, so wird das Material normalleitend. Der Wert des maximalen Magnetfeldes ist temperaturabhängig. Ebenfalls wird der supraleitende Zustand beim Durchfließen einer zu grossen Stromdichte zerstört. Als Ladungsträger für die elektrische Leitung fungieren Cooperpaare (Elektron-Elektron-Paare). Anders als ungepaarte Elektronen können Cooperpaare ihre Energie nicht mittels Stößen mit anderen Elektronen und dem Gitter verlieren, weshalb ein elektrischer Strom widerstandslos fließen kann. Die Cooperpaarbildung und die Supraleitung kann anhand der BCS-Theorie [5] verstanden werden. Die meisten elementaren Supraleiter sind vom Typ I. Aufgrund der relativ geringen kritischen Felder, eignen sie sich aber kaum für technische Zwecke.

Supraleiter der *2. Art* weisen zwei ausgezeichnete Magnetfelder auf: Unterhalb eines unteren kritischen Feldes verhalten sie sich wie Supraleiter der ersten Art. Magnetfelder, die diesen Wert überschreiten, können in Form von Flussschläuchen (Vortices) in den Supraleiter eindringen. Der magnetische Fluss solcher Vortices ist quantisiert². Die Vortices können durch einen lokalisierten Kreisstrom beschrieben werden. In ihrem Innern befindet sich ein normalleitender Kern. Die Flussschläuche ziehen sich durch den ganzen Festkörper, weshalb häufig auch von Käse gesprochen wird, wo die Löcher die normalleitenden Kerne in einem homogenen supraleitenden Medium darstellen sollen. Mit steigendem Magnetfeld erhöht sich die Anzahl der Vortices, bis sich die normalleitenden Kerne bei dem oberen kritischen Magnetfeld zu überlappen beginnen und die Supraleitung dadurch zerstört wird. Es gilt zu beachten, dass der maximale Strom, welcher

¹Beispiel: Hg mit einer Sprungtemperatur von $T_c = 4.15$ K oder Pb mit $T_c = 7.2$ K [4]

²Vielfache des magnetischen Flussquants $\Phi_0 = \frac{hc}{2e} = 2.0679 \cdot 10^{-15}$ Vs

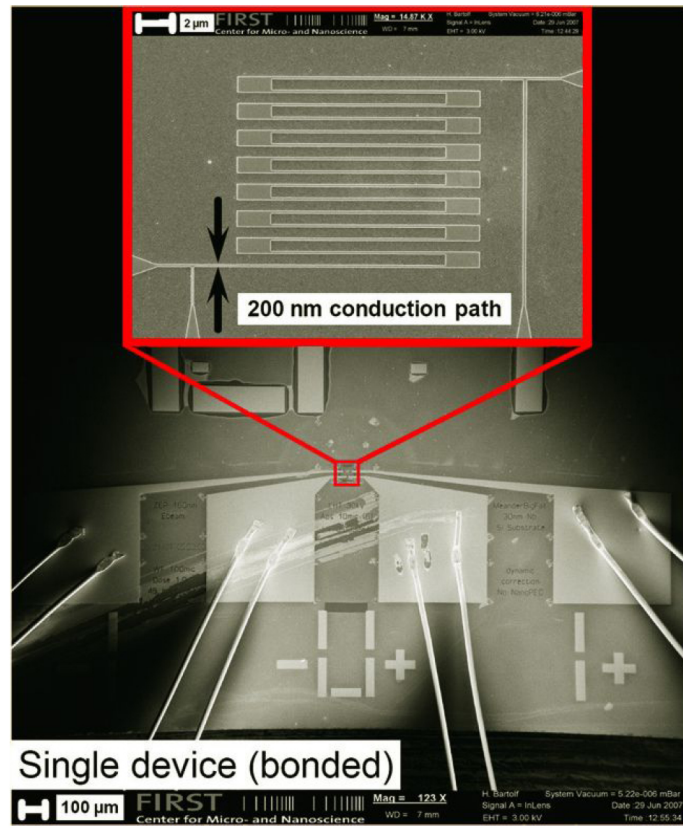


Abbildung 2.1: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen eines NbN-NPC wie er am *First* hergestellt wurde. Man sieht, dass die eigentliche Detektionsfläche - das Mäander - nur einen Bruchteil der Fläche des Substrates einnimmt. [2, 6]

durch einen Typ-II Supraleiter fließen kann, mit steigendem Magnetfeld abnimmt. Diese Magnetfeldabhängigkeit spielt für die geplanten Experimente aber keine Rolle, da ausser dem (schwachen) Erdmagnetfeld³ keine nennenswerten Felder vorhanden sind.

2.1 Prinzipieller Aufbau eines NPC-Detektors

Die NPC's, welche im Kryostaten charakterisiert werden sollen, bestehen aus einer rund 5 nm dünnen, zwischen 50 und 200 nm breiten supraleitenden Mäanderstruktur auf einem Saphirsubstrat (Abbildung 2.1). Die gesamte Mäanderstruktur nimmt eine Fläche von etwa $4\mu\text{m} \times 4\mu\text{m}$ ein. Die Kontaktierung erfolgt mittels Goldkontakten.

Bei den am häufigsten hergestellten NPC's wird Niobnitrid als supraleitendes Material verwendet. NbN ist ein TypII-Supraleiter mit einer Sprungtemperatur T_c von etwa 17

³einige zehn Mikrottesla

Kelvin. Nebst der relativ hohen Sprungtemperatur im Vergleich mit anderen nichtkeramischen Supraleitern bietet NbN den Vorteil, dass die Herstellung von dünnen Schichten relativ einfach und kostengünstig ist. [6]

2.2 Photondetektion

Ein einfallendes Photon kann soviel Energie an Elektronen abgeben, dass Cooperpaare aufbrechen und hochangeregte Elektronen entstehen, welche wiederum andere Cooperpaare aufbrechen können. Dies kann dazu führen, dass lokal die Supraleitung zerstört wird und sich ein normalleitender Kern ausbildet. Schliesslich wird die deponierte Energie fortschreitend über die Anregung von Phononen, die unter anderem ins Substrat diffundieren, abgegeben, so dass sich nach kurzer Zeit wieder die gesamte Leiterbahn im supraleitenden Zustand befindet. Dieses kurzzeitige Auftreten eines normalleitenden Kerns kann gemessen werden und als Nachweis einer Photonabsorption dienen. Der Trick ist folgender: Man lässt einen konstanten Strom (Bias-Strom) durch das Mäander fließen. Er soll gerade so gross sein, dass die kritische Stromdichte nur knapp unterschritten wird⁴. Tritt nun ein normalleitender Kern aufgrund der Absorption eines Photons auf, so verringert sich plötzlich der supraleitende Querschnitt. Bei konstantem Strom bedeutet dies eine erhöhte Stromdichte, welche nun grösser als die kritische Stromdichte sein kann. In der Folge wird ein ganzer Abschnitt des Mäanders normalleitend. Der plötzlich von Null verschiedene Widerstand lässt die Spannung über der Mäanderstruktur sehr steil ansteigen. Dieser Spannungspuls kann dann mit einer geeigneten Elektronik ausgelesen werden. Typischerweise sind die Pulse im Mikrowellenbereich. [6, 3]

Wenn der Bias-Strom von einer Konstantstromquelle geliefert wird, so bleibt der Abschnitt normalleitend und die entstehende Joule'sche Wärme sorgt dafür, dass dies auch noch länger so bleibt. Wird hingegen mit konstanter Spannung gearbeitet, so führt das plötzliche Auftreten eines elektrischen Widerstands dazu, dass der Stromfluss einbricht, so dass dieser wieder unterhalb des kritischen Wertes zu liegen kommt und das Mäander in der Folge erneut supraleitend wird. Dieser Effekt wird als negatives elektrothermisches Feedback bezeichnet. [6]

Dieses sehr simple Modell beschreibt die Photondetektion zwar qualitativ richtig, vermag aber viele experimentelle Werte quantitativ nicht zu bestätigen. Neue, verfeinerte Modelle kommen ohne die Ausbildung eines normalleitenden Kerns aus und versprechen bessere quantitative Resultate. Ein weit verbreitetes Modell geht beispielsweise davon aus, dass insbesondere bei grösseren Wellenlängen (infraroter Bereich) Vortex-Antivortex-Paare zunehmend an Bedeutung beim Detektionsmechanismus gewinnen. Es sollen damit unter anderem Eigenschaften der Dunkelzählraten erklärt werden können [7]. Diese und weitere Modelle rund um NPC's befinden sich momentan im Stadium der experimentellen Überprüfung. Wichtige Messgrössen und Parameter zur Überprüfung

⁴typischerweise 90-95% der kritischen Stromdichte j_c

der Modelle und Charakterisierung der Detektoren sind natürlich die Detektionseigenschaften (Quanteneffizienz, Energie- und Zeitauflösung, etc.) bei veränderlicher Temperatur und veränderlichem Bias-Strom, sowie Abhängigkeiten von Wellenlänge und Intensität. Ausserdem soll gerade die Analyse von Dunkelzählraten wichtige Rückschlüsse auf das Verständnis der mikroskopischen Prozesse im Supraleiter zulassen. [6, 3]

3 Ein ^3He -Kryostat

Das Anforderungsprofil an die experimentelle Einrichtung ist sehr breit. Eine Überprüfung von Modellen zur Beschreibung von Dunkelzählraten erfordert die Messung auch bei möglichst tiefen Temperaturen. Zudem sollen die momentan eingesetzten NbN-Detektoren später durch Detektoren aus anderen supraleitenden Materialien, welche deutlich tiefere Sprungtemperaturen aufweisen, ersetzt werden können. Die Temperaturen im Kryostaten sollen über einen weiten Bereich (0.5 bis etwa 10 K) genau und stabil eingestellt werden können, was hohe Anforderungen an Temperaturmessung und Heizerkontrolle stellt. Zudem soll eine eingestellte Probertemperatur möglichst lange gehalten werden können.

Solch tiefe Temperaturen (bis ca. 0.5 K) können nicht mit einem gewöhnlichen ^4He -Kryostaten erzeugt werden¹, weshalb das Isotop ^3He als Kryoflüssigkeit verwendet wird. Die praktikabelste Lösung in Bezug auf die obigen Ansprüche ist die Beschaffung des kommerziellen optischen ^3He -Kryostaten *Janis HE-3-SOSV Adsorption Pumped Optical HE-3 Cryostat*². Dieses System bietet den Vorteil, dass es genau auf diese Art von Messungen ausgelegt ist. Zudem ist es relativ breit anwendbar, da es im Vergleich zu anderen Systemen, beispielsweise der Modifikation oder des Neudesigns eines ^3He -Einsatzes mit optischem System für das *Quantum Design Physical Property Measurement System PPMS*, relativ einfach modifiziert werden kann. Auch eine allfällige Weiterverwendung nach Projektabschluss favorisiert die Anschaffung des Komplettsystems. Die Temperaturmessung und die damit verbundene Kontrolle der beiden Heizer (Funktion dieser wird im Abschnitt 3.3 erläutert) an der Aktivkohle und am ^3He -Pot wird von einem *Model 340 Cryogenic Temperature Controller* von *Lakeshore* übernommen³.

3.1 Kühlen mit ^3He

Das sehr seltene⁴ Isotop ^3He hat im Bereich unter 2 K einen markant höheren Dampfdruck als das gewöhnliche ^4He . Bei 0.5 K beispielsweise ist dieser rund tausendmal höher, wie aus der Abbildung 3.1 ersichtlich ist. Die Kühlleistung von ^3He ist deshalb in diesem Temperaturbereich um ein Vielfaches besser, auch wenn ^4He nach wie vor eine etwa dreimal höhere latente Verdampfungswärme aufweist (Abbildung 3.2). Auch ist die kritische

¹Der Dampfdruck von ^4He ist bei sehr tiefen Temperaturen so klein (siehe Abbildung 3.1), dass keine vernünftige Kühlleistung mehr zu erzeugen ist. Näheres im Abschnitt 3.4.2

²www.janis.com

³www.lakeshore.com

⁴In der Erdatmosphäre zählt man ein ^3He -Atom pro Million ^4He -Atome; in der Erdkruste sind es etwas mehr.

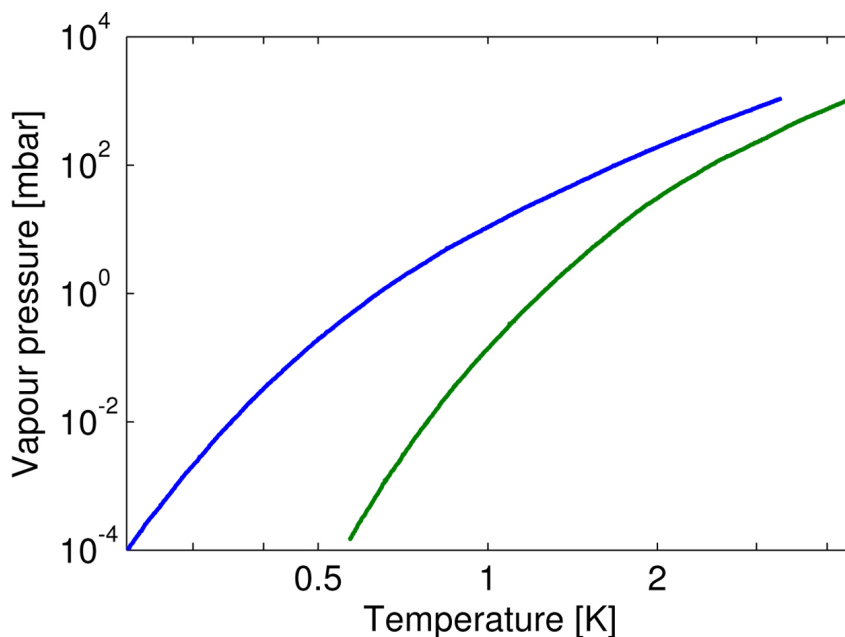


Abbildung 3.1: Dampfdruck der natürlichen Heliumisotope bei tiefen Temperaturen. [8]

Temperatur $T_{SF} = 0.0025$ K des suprafluiden Übergangs für ${}^3\text{He}$ um einiges tiefer als für ${}^4\text{He}$ mit $T_{SF} = 2.17$ K und ist deshalb im Allgemeinen einfacher zu handhaben [8].

All diese Eigenschaften zeichnen ${}^3\text{He}$ als gute Kryoflüssigkeit für den Temperaturbereich um 1 K aus. Als nicht zu vernachlässigender Nachteil soll an dieser Stelle aber der hohe Preis des sehr seltenen ${}^3\text{He}$ -Gases erwähnt werden. ($L^3\text{He}$ kostet etwa € 150 pro cm^3 , während $L^4\text{He}$ mit etwa € 6 pro Liter zu Buche schlägt⁵ [8].)

3.2 Design eines ${}^3\text{He}$ -Kryostaten

Flüssiges ${}^3\text{He}$ wird aufgrund seines Preises kaum in grösseren Mengen verwendet. Es gibt deshalb keine eigentlichen Verflüssigungsanlagen, wie sie für das ${}^4\text{He}$ -Isotop existieren. Daraus ergibt sich denn auch das Design des *Janis*-Kryostaten (Abbildungen 3.3 und 3.4). In der Regel besitzen sämtliche Modelle einen internen, geschlossenen ${}^3\text{He}$ -Kreislauf, in welchem das Gas kondensiert und mittels Siedepunktsreduktion weiter abgekühlt wird.

Zur Kondensation des ${}^3\text{He}$ ($T_{crit} = 3.32$ K) wird ein normaler ${}^4\text{He}$ -Kryostatenaufbau verwendet. Durch das Evakuieren der Dampfphase über dem flüssigen Helium, können dank der Erniedrigung des Siedepunktes Temperaturen unterhalb des ${}^4\text{He}$ -Siedepunktes

⁵Mit LXY wird in der Tieftemperaturphysik üblicherweise der flüssige Aggregatzustand des chemischen Elements XY bezeichnet.

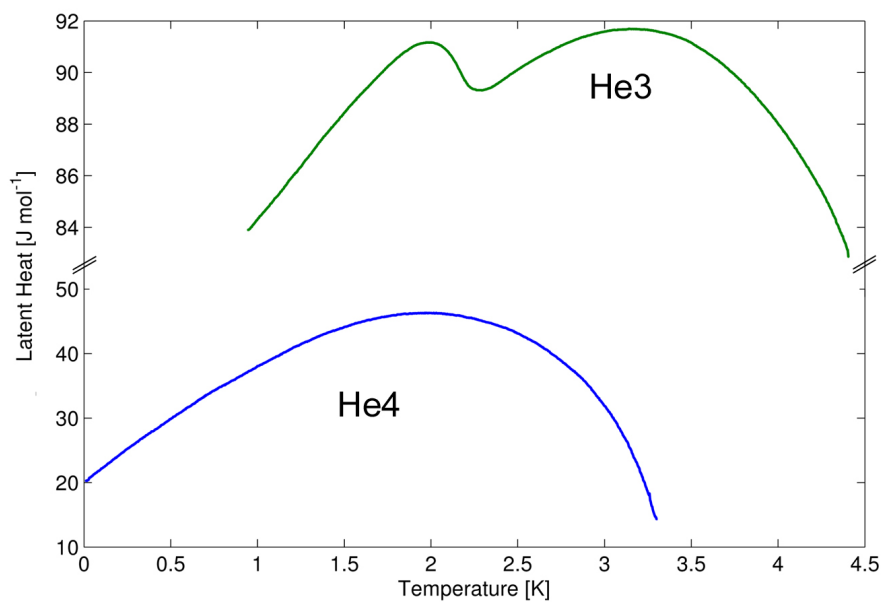


Abbildung 3.2: Latente Verdampfungswärme der natürlichen Heliumisotope. Die Verdampfungswärme von ³He ist rund dreimal tiefer als die von ⁴He. Die Anomalie für ⁴He um 2 K markiert den suprafluiden Übergang. [8]



Abbildung 3.3: Der ^3He -Kryostat *Janis HE-3-SOSV Adsorption Pumped Optical HE-3 Cryostat* wie er im Tieftemperaturlabor des Instituts steht.

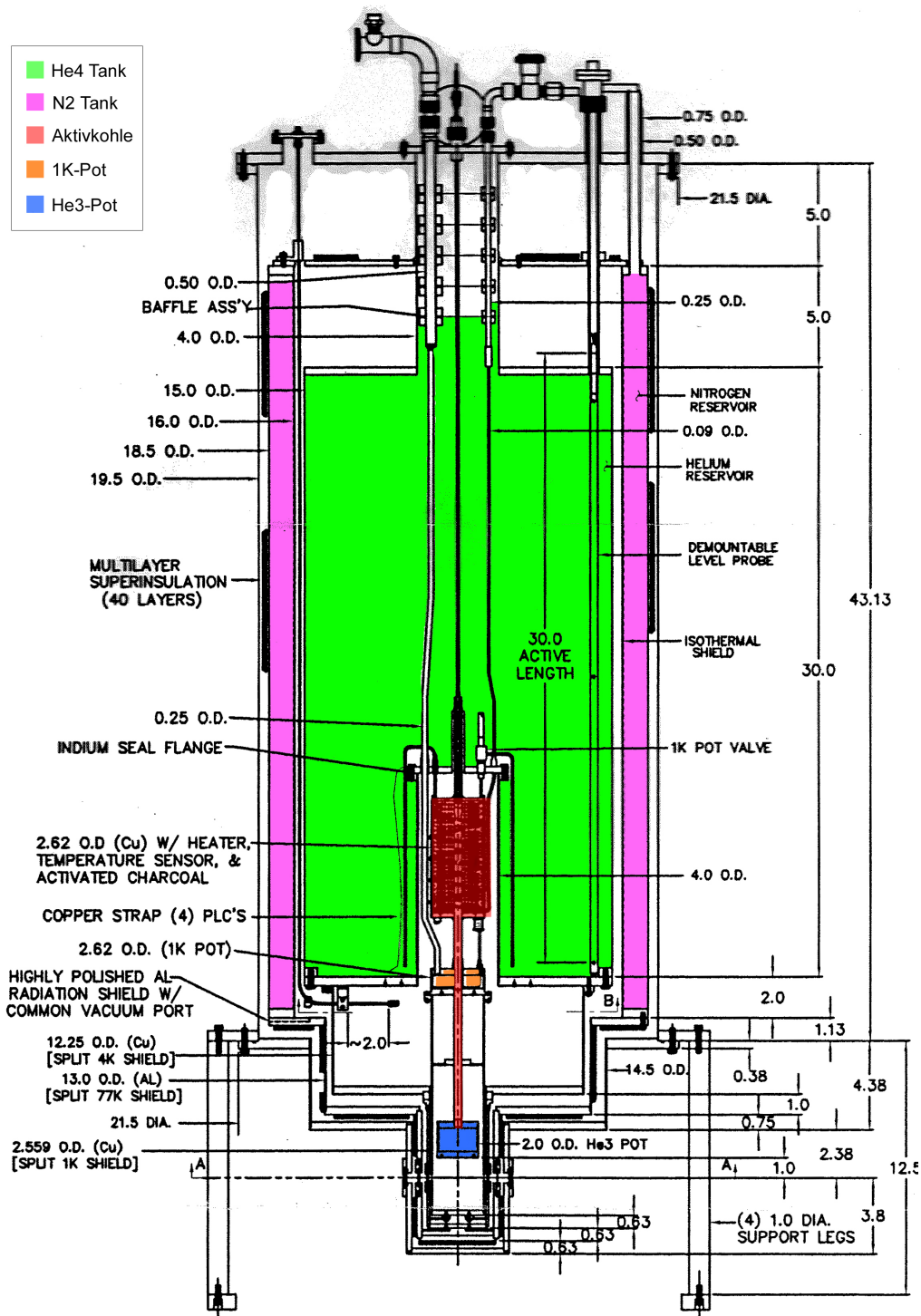


Abbildung 3.4: Ein Querschnitt durch den ^3He -Kryostaten *Janis HE-3-SOSV Adsorption Pumped Optical HE-3 Cryostat*. Der Probenhalter wird unten am ^3He -Pot angeschraubt und so thermisch gekoppelt. Etwa 2.5 cm unterhalb des ^3He -Pot befindet sich die optische Achse. [9]

von $T_b = 4.2$ K erzeugt werden. In diesem Aufbau geschieht dies im so genannten 1K-Pot⁶. Flüssiges ^4He gelangt durch eine Kapillare in den Topf, an dem mittels einer Ölvakuumpumpe gepumpt wird. Das ^3He kann dann bei genügender Pumpleistung an der Innenwand eines Röhrchens, welches durch diesen Temperaturbereich führt, kondensieren. Das ^3He sammelt sich im ^3He -Pot direkt unterhalb des 1K-Pots. Es hat - abhängig vom Druck - eine Temperatur von zirka 3 K. Durch Pumpen an diesem ^3He -Bad kann man die Temperatur bis auf einen Wert von minimal etwa 0.3 K (Herstellerangabe) weiter drücken. In unserem Aufbau wird dazu eine Aktivkohle-Adsorptionspumpe verwendet. [8, 9]

3.3 Ein Beispielkühllauf

In diesem Abschnitt soll anhand eines Beispiels ein typischer Abkühlvorgang erläutert werden. Die entsprechenden Phasen sind im Temperaturverlauf in der Abbildung 3.5 eingetragen. [9]

1. Während zwei bis drei Tagen wird mit den beiden Vakuumpumpen (Vorvakuum-pumpe, danach Turbopumpe) das benötigte Isoliervakuum hergestellt.
2. Ab Drücken unter $5 \cdot 10^{-5}$ mbar wird damit begonnen, LN_2 in den Stickstoff- und den Heliumtank zu transferieren. Die Teile im Innern des Kryostaten kühlen langsam ab und erreichen schliesslich nach etwa zwei weiteren Tagen LN_2 -Temperatur (≈ 77 K).

Es ist zu beachten, dass die kalten Metallwände im Innern des Kryostaten nun vermehrt Gase adsorbieren. Insofern der Kryostat dicht ist - insbesondere soll das Ventil zur Turbopumpe geschlossen werden - sinkt der Druck des Isoliervakuums deshalb auf gute 10^{-6} mbar.

3. Bevor mit dem Flüssigheliumtransfer begonnen werden kann, muss sichergestellt werden, dass sich kein Stickstoff mehr im ^4He -Tank befindet. Dass der gesamte flüssige Stickstoff verdampft ist, erkennt man am erneuten Ansteigen der Temperaturen im Innern des Kryostaten⁷. Der Heliumbehälter wird nun solange mit Heliumgas gespült, bis das ganze verbleibende Stickstoffgas durch Heliumgas ersetzt wurde. Insbesondere die Kapillaren müssen gut durchgespült werden. Dies ist nötig, weil Stickstoff bei ^4He -Temperatur gefriert und Zuleitungen und Kapillaren verstopfen kann.

Nach der Säuberung wird das ^4He transferiert. Die Temperatur sinkt. Durch das Öffnen der Kapillaren zum 1K-Pot und zur Aktivkohle sinken auch dort die Temperaturen.

⁶1K-Pot weil die Temperatur des ^4He -Bades im Kühlbetrieb auf unter 2 K gesenkt wird. Siehe auch Abschnitt 3.3.

⁷vor allem die Temperatur der Aktivkohle und des 1K-Pots, sowie jene des speziell dafür am Boden des ^4He -Tank installierten Thermometers

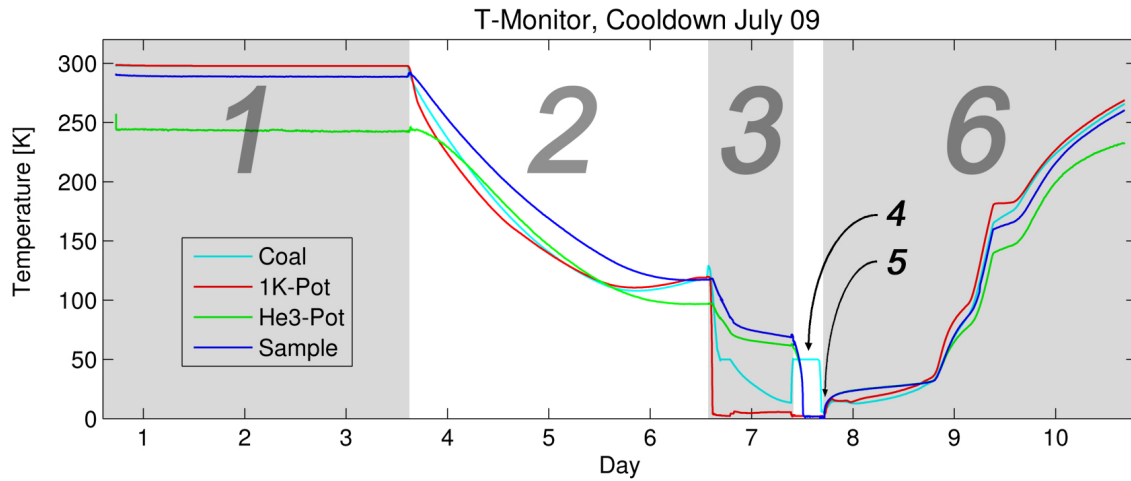


Abbildung 3.5: Die einzelnen Phasen eines Kühlbaus illustriert am Beispiel vom Juli 2009

4. Die Aktivkohle wird mittels des Heizers auf 40 bis 50 K geheizt. Dies stellt sicher, dass das gesamte ^3He -Gas desorbiert.
5. Soll nun die Sample-Temperatur herabgesetzt werden, muss mit einer externen Pumpe am ^4He -Bad (1K-Pot) gepumpt werden. Die Temperatur erreicht Werte unter 2 K. Das ^3He -Gas kondensiert und sammelt sich im ^3He -Pot. Jetzt schaltet man die Heizung der Aktivkohle aus und lässt L^4He durch die sie umgebende Kapillare strömen, so dass die Kohle optimal abkühlt. Durch die erhöhte Adsorptionsrate wird am ^3He gepumpt und die Temperatur des Bades erniedrigt sich bis auf Temperaturen von rund 0.5 K.

Will man bei Temperaturen oberhalb der minimalen Proben­temperatur arbeiten, steht dafür ein zweiter Heizer zur Verfügung. Dieser ist direkt am ^3He -Pot angebracht und ermöglicht die Stabilisierung der gewünschten Proben­temperatur auf zu definierende Werte oberhalb der Minimaltemperatur.

6. Zum Aufwärmen des Kryostaten braucht es lediglich ein wenig Geduld. Sowie das flüssige Helium und der flüssige Stickstoff verdampft sind, wird sich der Kryostat langsam bis auf Zimmertemperatur aufwärmen. Dies kann beschleunigt werden, indem das Isolier­vakuum künstlich schlecht gemacht wird, wovon aber abgeraten wird, da es zu erheblicher Kondenswasserbildung führen kann. Zudem schaden schnelle Temperaturänderungen und grosse -gradienten dem Kryostaten.

3.4 Kenngrößen des Kryostaten

Für spätere Versuche ist es praktisch, wenn einige Eckdaten des Verhaltens und der Leistungsfähigkeit des Kryostaten bekannt sind. Durch die verschiedenen Testläufe können Rückschlüsse auf einige Parameter gemacht werden. Ein zwar simpler, aber oft nicht zu vernachlässigender Parameter ist die Zeit, die benötigt wird, um den Kryostaten abzukühlen, beziehungsweise ihn wieder aufzuwärmen. Es zeigt sich, dass für einen gesamten Abkühlvorgang, vom Isoliervakuum-Pumpen bis zum Abkühlen der relevanten Teile auf die Basistemperatur von etwa 4.2 K, rund sechs Tage eingerechnet werden müssen. Ein sanfter Aufwärmvorgang dauert weitere vier bis sechs Tage (je nach L⁴He- und LN₂-Pegel).

Des Weiteren konnte der ungefähre Flüssigheliumverbrauch auf etwa 25 Liter pro Tag (im kalten Zustand und ohne am L⁴He-Bad zu pumpen) bestimmt werden.

3.4.1 Ermittlung der maximalen Kühlleistung bei 0.55 K Basistemperatur

Die maximale Kühlleistung an den Proben kann relativ einfach abgeschätzt werden. Wenn davon ausgegangen wird, dass zu einem Zeitpunkt t die gesamte ³He-Menge kondensiert ist und eine konstante Pumpleistung angenommen wird, so kann aus der Dauer, während welcher der Kryostat eine Temperatur halten kann, die Kühlleistung abgeschätzt werden:

Beim Abkühlvorgang im Juli 2009 konnte die Proben temperatur während $\Delta t = 50$ min auf einer konstanten Temperatur von 0.55 K gehalten werden. Da vor dem Kühlvorgang die Aktivkohle während relativ langer Zeit auf 50 K gehalten wurde, kann davon ausgegangen werden, dass sich näherungsweise die gesamten 10 l ³He (unter Normalbedingungen) in flüssiger Form im ³He-Pot befanden. Für die Kühlleistung ergibt sich demnach:

$$n = \frac{p \cdot V}{R \cdot T} = \frac{p_0 \cdot V_0}{R \cdot T_0} \quad (3.1)$$

$$P = \frac{n \cdot L}{\Delta t} = \frac{p_0 \cdot V_0 \cdot L}{R \cdot T_0 \cdot \Delta t} \approx 4 \text{ mW} \quad (3.2)$$

Wo $p_0 = 101'325$ Pa, $V_0 = 10$ l, $T_0 = 293.15$ K die Werte bei Normalbedingungen, $R = 8.314$ Pam³K⁻¹mol⁻¹ und $L = 30.74$ Jmol⁻¹ bei der Temperatur $T = 0.55$ K (kann in Abbildungen 3.2 abgelesen werden) sind. Der Wert von $P_{Kühl} \approx 4$ mW für die Kühlleistung ist natürlich mit grossem Fehler behaftet. Er kann aber zur Abschätzung von Wärmeflüssen, beispielsweise für die Dimensionierung von Messdrähten, von grossem Nutzen sein.

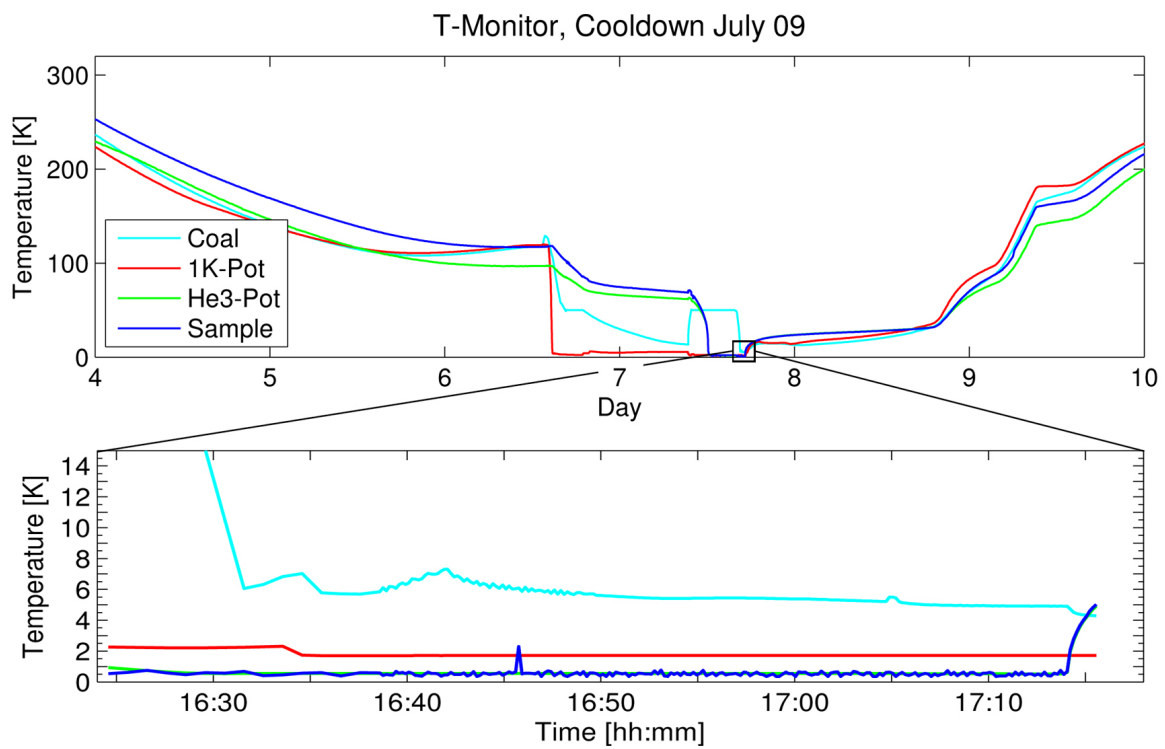


Abbildung 3.6: Während dem Testlauf im Juli konnte während rund 50 Minuten die minimale Temperatur von 0.55 K gehalten werden.

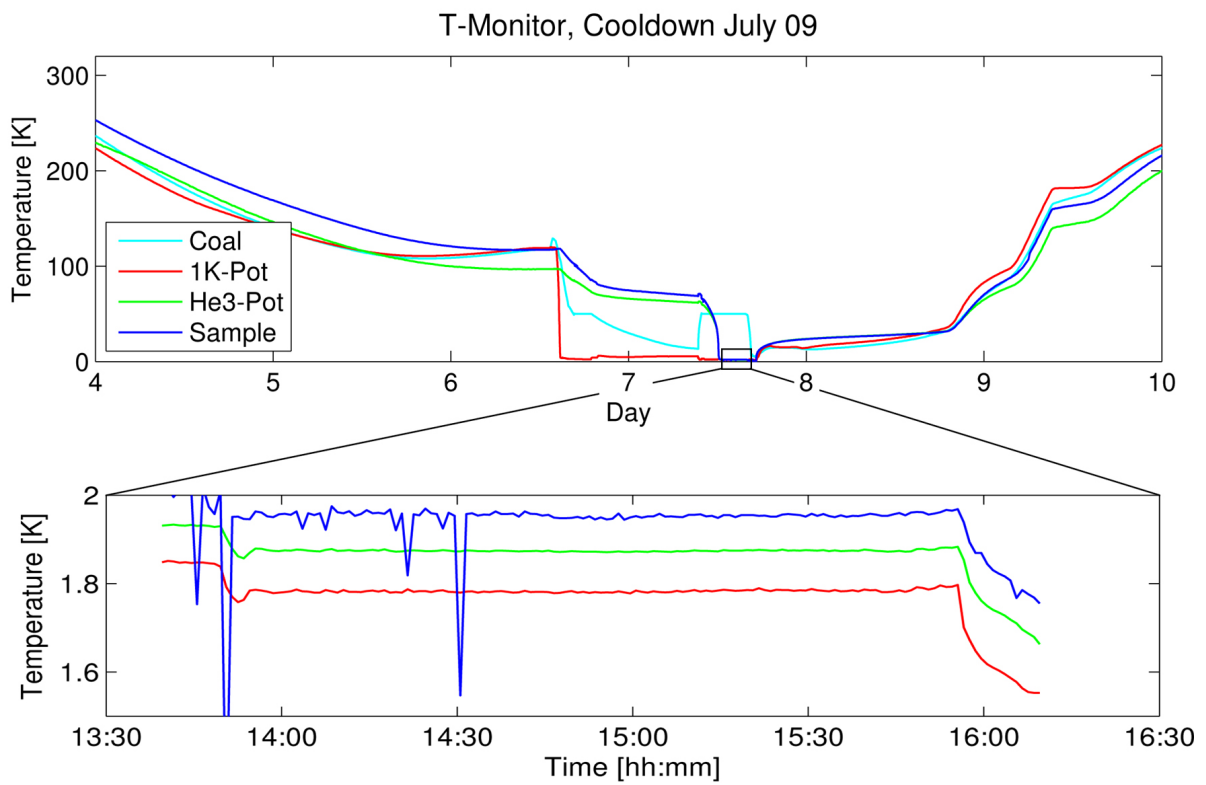


Abbildung 3.7: Eine Phase des Kühllaufs im Juli 2009. Die Temperaturen bleiben während rund 2 h konstant, bevor dann am ^3He -Bad gepumpt wird und die Temperaturen sinken.

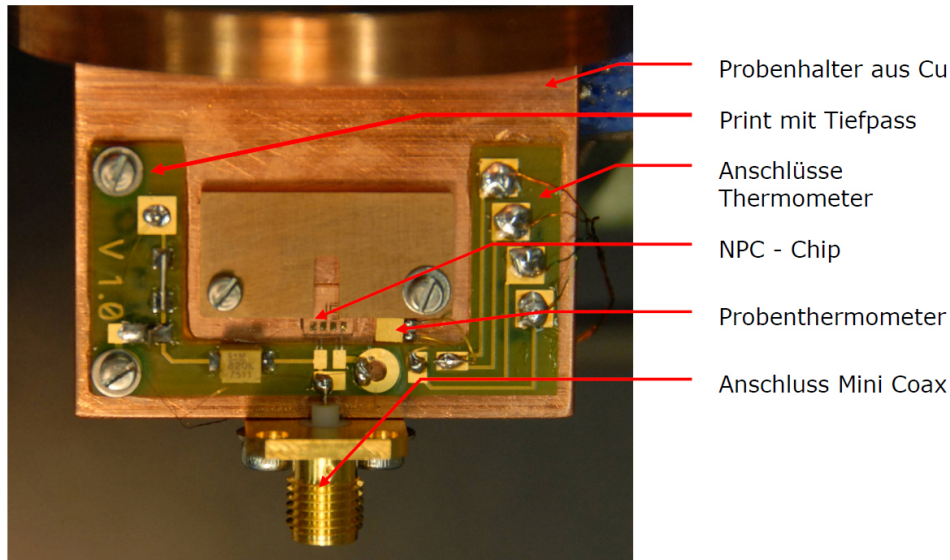


Abbildung 3.8: Der Probenhalter. Die einzelnen beschrifteten Elemente auf dem Probenhalter sind im Abschnitt 4 teilweise genauer beschrieben.

3.4.2 Abschätzung des Wärmeflusses zwischen Probenhalter und ^3He -Pot

Eine sehr grobe Abschätzung über den tatsächlichen Wärmefluss zwischen Probenhalter und ^3He -Pot kann aus der Betrachtung der jeweiligen Temperaturverläufe gewonnen werden.

In einer Phase des Kühlvorgangs im Juli (Abbildung 3.7) wurde beispielsweise die Temperatur des ^3He -Pots während rund zwei Stunden konstant auf etwa 1.88 K gehalten. Die vom Thermometer am Probenhalter angezeigte Temperatur war ebenfalls quasi konstant bei einer Temperatur von rund 1.95 K. Aus dem Temperaturgradienten kann auf den Wärmefluss geschlossen werden⁸.

In den Abbildungen 3.8 und 3.9 ist der Probenhalter dargestellt. In einem einfachen Modell kann davon ausgegangen werden, dass sich das gesamte Temperaturgefälle von rund 0.07 K auf den verjüngten Teil des Probenhalters beschränkt, da eine sehr gute thermische Kopplung zwischen Probenhalter und ^3He -Pot (mit Apiezonpaste werden die grossen Kontaktflächen optimal thermisch gekoppelt) angenommen werden darf. Des Weiteren kann davon ausgegangen werden, dass sich die gesamte Oberfläche des ^3He -Pots auf gleicher Temperatur befindet. Dies ist wichtig, da sich das Thermometer auf dem ^3He -Pot befindet, während der Probenhalter unten angeschraubt wird. Zusammen mit den Massangaben in Abbildung 3.9 ist damit die Geometrie in der Wärmeleitungsgleichung

⁸Leider kann diese Abschätzung nicht für den im Abschnitt 3.4.1 beschriebenen Fall gemacht werden, da die Fluktuationen der Temperaturmessungen bei diesen Temperaturen zu gross sind. Siehe dazu auch Abbildung 3.6.

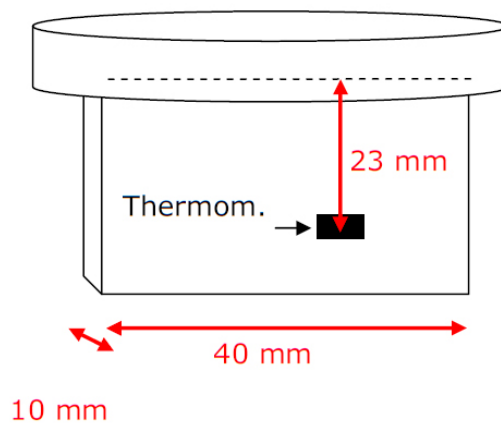


Abbildung 3.9: Der Probenhalter. Abmessungen des Probenhalters wie sie in die Wärmeleitungsgleichung einfließen.

vollständig bestimmt. Für die thermische Leitfähigkeit wird ein Wert von $\lambda(T) = (75 \cdot T - 0.87) \text{ Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$ angenommen (siehe Abbildung 3.10).

$$\dot{Q} = \int_{T_1}^{T_2} \frac{\lambda(T)}{l} A dT = \int_{1.88}^{1.95} \frac{75T - 0.87}{0.023} 0.0004 dT \approx 17 \text{ mW} \quad (3.3)$$

Dieses Resultat mag bei Vergleich mit der Abschätzung im Abschnitt 3.4.1 verwirren. Es ist wichtig zu beachten, dass die beiden Größen bei unterschiedlichen Temperaturen und mittels einer unterschiedlichen Methode bestimmt wurden. Da das System bei beiden Analysen im Gleichgewicht war, bedeuten die unterschiedlichen Werte für die Kühlleistung, dass in letzterem Fall ein erhöhter Wärmeeintrag in Richtung Probe stattgefunden haben muss. Der Ursprung dessen konnte nicht ohne Weiteres ermittelt werden. Vermutlich liegt aber die Diskrepanz der beiden Abschätzungen angesichts der sehr groben Abschätzungen, innerhalb der Ungenauigkeit und soll uns deshalb nicht weiter kümmern.

3.5 Wichtige Materialeigenschaften für die Tieftemperaturphysik

In vielerlei Hinsicht verhalten sich Stoffe, welche sich aufgrund ihrer Eigenschaften unter Normalbedingungen (Temperatur, Druck) im Experimentieralltag bewähren, bei tiefen Temperaturen so unterschiedlich, dass der Einsatz dieser in jedem Fall von neuem überprüft werden soll. Dies rührt nicht selten von einem auffällig verschiedenen Anforderungsprofil an Konstruktions- und Messmaterialien her. Für die Konstruktion eines Kryostaten werden nebst den üblichen mechanischen Eigenschaften im Allgemeinen Materialien mit entweder sehr guter oder aber sehr schlechter thermischer Leitung benötigt.

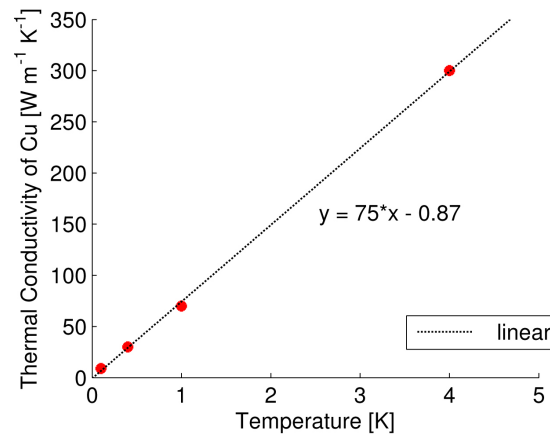


Abbildung 3.10: Thermische Leitfähigkeit von Kupfer bei tiefen Temperaturen. Daten von Lakeshore.com

In jedem Fall sollten sie einen ungefähr gleichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten haben, um allfällige mechanische Spannungen in der Konstruktion zu verhindern. Darüber hinaus sollen die Materialien möglichst gut zu verarbeiten sein (insbesondere löten, schweißen, kleben).

Oft noch ausgeprägter präsentieren sich die gegensätzlichen Anforderungsprofile bei der Messeinrichtung selbst, zum Beispiel bei elektrischen Leitungen. Da jedes Messkabel von Weitem betrachtet von einem warmen (meist Zimmertemperatur) zu einem kalten (Experimentierumgebung, oft einige wenige Kelvin) Bereich führt, ist es vorteilhaft, wenn dessen thermische Leitung so gering wie möglich ist. Andererseits soll der elektrische Widerstand so klein wie möglich sein, um die Joule'sche Wärme zu minimieren und ein grösstmögliches Signal-zu-Rausch Verhältnis zu erzielen. Nicht selten gestaltet sich die Wahl der zu verwendenden Materialien als sehr schwierig, so dass grosszügige Kompromisse gefunden werden müssen.

Einige Hersteller, welche sich auf die Kryotechnik spezialisiert haben, bieten heute hochwertige Werkstoffe und Materialien für den Einsatz bei tiefen Temperaturen an. Ein klassisches Beispiel sind Manganin-Widerstandsdrähte (Cu-Mn-Ni-Legierung), welche sich durch eine meist zufriedenstellend kleine thermische Leitfähigkeit mit akzeptabel kleinem und vor allem temperaturstabilem elektrischem Widerstand auszeichnen. Leider ist die Handhabung dieser Drähte oftmals nicht ganz einfach.

3.5.1 Beispiel

Das *Cernox*-Thermometer, welches direkt auf dem Probenhalter angebracht ist, wird mit 2x2 Drähten (I^+ , I^- , V^+ , V^-) versorgt. Bis im April 2009 wurde dazu ein Quad-TwistTM-Draht aus einer Phosphor-Bronze-Legierung verwendet. Diese 0.127 mm dicken

Drähte sind speziell für den Gebrauch im Kryostaten entwickelt worden; insbesondere lassen sie sich optimal verlöten. Leider wies der eingebaute Draht für unsere Zwecke aber einen viel zu grossen Wärmefluss auf ($\lambda \cdot A = 2.02 \mu\text{WcmK}^{-1}$ pro Draht bei 4 K). Die Temperatur der Probe konnte nicht unter einen Wert von 5 K gedrückt werden. Deshalb wurden die Drähte durch deutlich dünnere ($\text{Ø}30 \mu\text{m}$) Manganin-Drähte ersetzt. Mit einer Wärmeleitfähigkeit von $\lambda \cdot A = 0.035 \mu\text{WcmK}^{-1}$ pro Draht bei 4 K weist ein solches Quad-Twist aus Manganin eine rund 60 mal kleinere Wärmeleitfähigkeit auf⁹. Allerdings müssen die Quad-Twists in mühsamer und zeitaufwändiger Handarbeit aus den haarfeinen Drähten hergestellt und eingesetzt werden.

Vergleicht man die obigen Werte der Wärmeleitung mit den Abschätzungen der Kühlleistungen in den Abschnitten 3.4.1 und 3.4.2, so fällt auf, dass diese um Grössenordnungen höher sind, und deshalb das Austauschen der Drähte die plötzlich erheblich tieferen Temperaturen eigentlich nicht zu erklären vermag. Da dies jedoch die einzige nennenswerte Änderungen im Aufbau des Kryostaten war, muss die gesteigerte Leistungsfähigkeit den neuen Manganindrähten zugeschrieben werden.

⁹Die Werte für die Berechnungen der Wärmeleitfähigkeiten der Bronze-Phosphor-Drähte und der Manganindrähte stammen von der Internetseite des Herstellers: www.lakeshore.com

4 Elektronik

Die Elektronik ist relativ einfach und übersichtlich aufgebaut (Abbildung 4.1). Der Detektorchip befindet sich zwecks Optimierung der thermischen Kopplung direkt auf dem Probenhalter aus massivem Kupfer. Er wird über eine externe Stromquelle mit dem nötigen Bias-Strom (siehe dazu Abschnitt 2.2) versorgt. Um das Rauschen so gering wie möglich zu halten, wird eine batteriebetriebene Konstantstrom-, beziehungsweise -spannungsquelle verwendet. Ein Kondensator und eine Induktivität, wirken zusätzlich als Tiefpass um den Gleichstrom so rein wie möglich zu halten. Sie sind auf einer kleinen Printplatte angebracht, welche ebenfalls direkt auf dem Probenhalter befestigt ist (siehe dazu auch die Abbildung 3.8).

Der vom einfallenden Photon erzeugte Spannungspuls am Detektor wird über zwei Kontakte abgegriffen. Im momentanen Aufbau wird er über ein Minicoax-Kabel auf einen ersten Verstärker geführt. Dieser befindet sich noch im Innern des Kryostaten. Es handelt sich um einen speziellen Kryoverstärker, welcher für den Einsatz bei tiefen Temperaturen optimiert wurde. Über ein normales, semi-rigides Koaxialkabel verlässt das Signal den Kryostaten. Ein weiterer Verstärker sorgt für die nötige Singalstärke zur weiteren Verarbeitung der Pulse mit einem Oszilloskop oder einem Photoncounter. Ein Dämpfungselement von -3 dB zwischen den beiden Verstärkern unterdrückt stehende Wellen, welche durch hin-und-her-Reflexionen entstehen.

4.1 Ausmessung der einzelnen elektronischen Elemente

Im Laufe des Aufbaus des Kryostaten und der Auswertung erster Testkühläufe hat sich gezeigt, dass es von Vorteil ist, die einzelnen elektronischen Elemente in der Ausleseelektronik, vor allem jene aus dem Hochfrequenzteil, auf ihre Dämpfungseigenschaften zu untersuchen. Mit Hilfe eines Spektrumanalysators wurden die Dämpfungsfaktoren für Frequenzen zwischen 500 MHz und 3 GHz bestimmt (Das Signal wird in etwa in diesem Frequenzbereich erwartet; Abschnitt 2.2).

Die erste Messung im Frühjahr 2009 zeigte, dass der elektronische Aufbau, wie er zu dieser Zeit vorlag, geeignet sein müsste, um ein sinnvolles Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erhalten, d.h. die Dämpfungs- und Verstärkungsfaktoren sollten eine gute Übertragung des Signals vom Detektor zulassen (Abbildung 4.2). Wie sich dann aber im August 2009 herausstellte, haben sich die elektronischen Eigenschaften des Minicoax-Kabels, welches den Print mit dem Kryoverstärker verbindet, derart verschlechtert, dass eine Photodetektion nicht möglich war. Es hat sich in einer zweiten Messung herausgestellt, dass das Kabel mittlerweile Dämpfungsfaktoren zwischen -25 und -40 dB im betrachteten Bereich aufwies, weshalb möglicherweise entstandene Pulse von der Absorption von

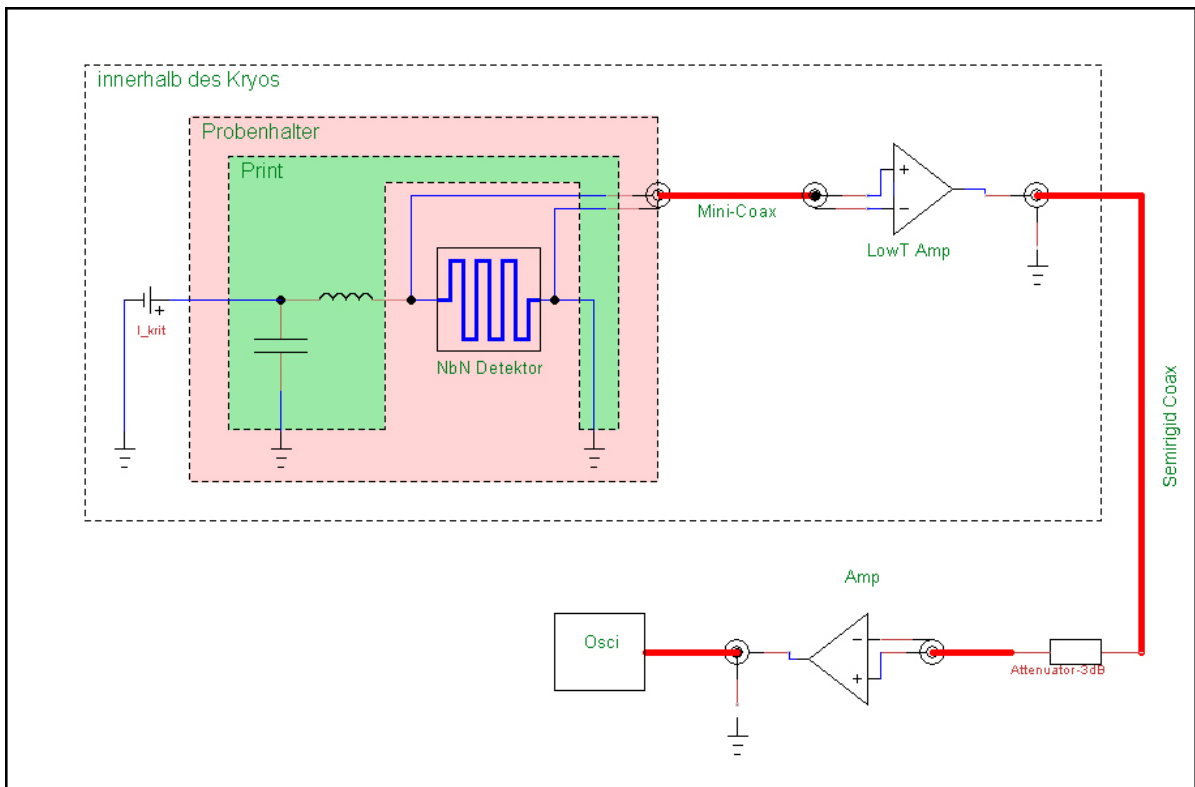


Abbildung 4.1: Der elektronische Schaltplan.

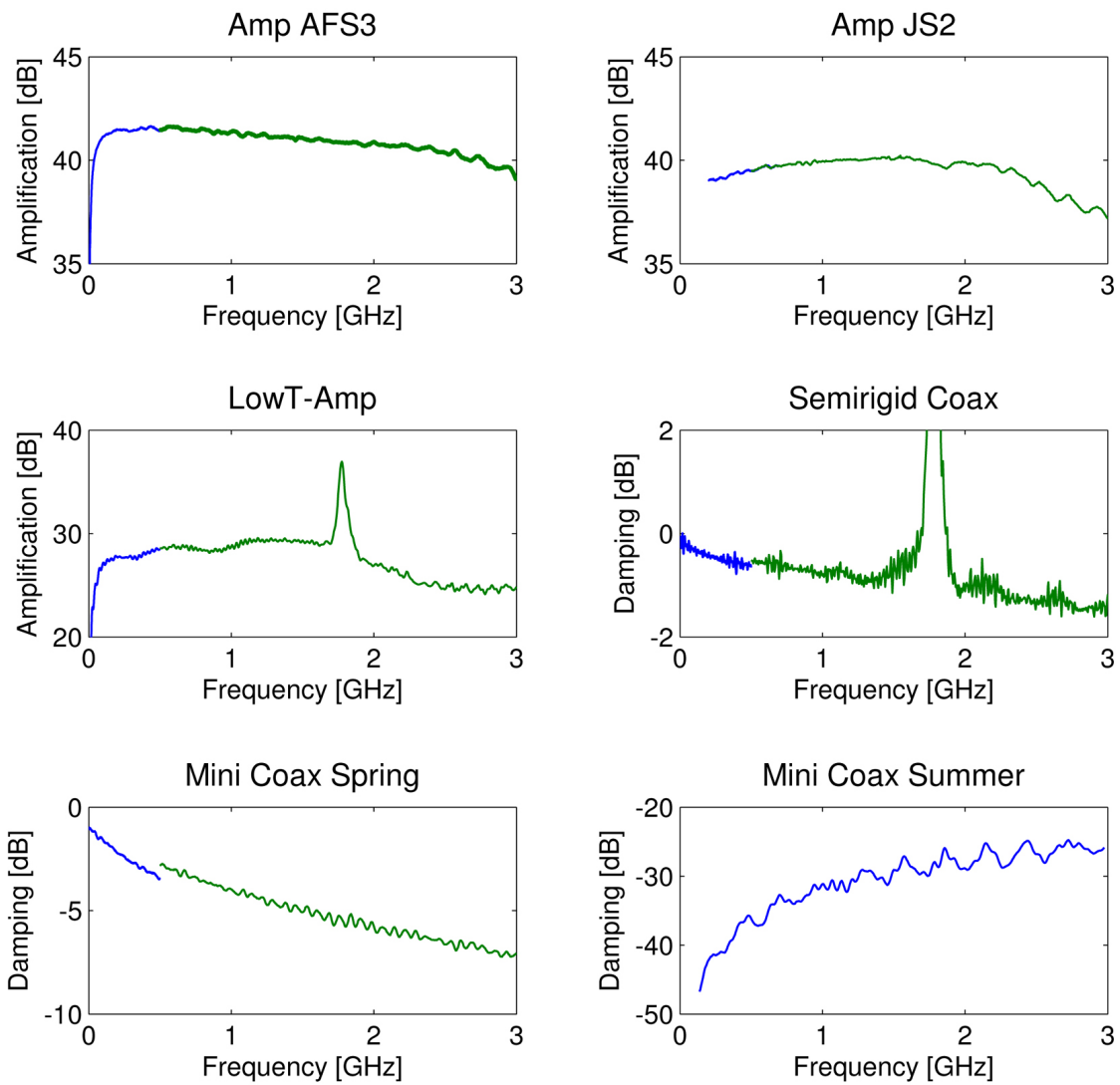


Abbildung 4.2: Ausmessung der einzelnen elektronischen Elemente. Die positiven Dämpfungswerte für das Semirigidkabel und der Peak im Verstärkungsprofil des Tieftemperaturverstärkers bei rund 1.8 GHz sind auf Messfehler, wahrscheinlich Reflektionen, zurückzuführen. Die unteren beiden Plots zeigen die Dämpfung des semi-rigiden Kabels, gemessen im April (links) und im August 2009 (rechts). Die starke Veränderung der Übertragungseigenschaften ist wahrscheinlich auf einen Bruch einer Lötstelle zurückzuführen.

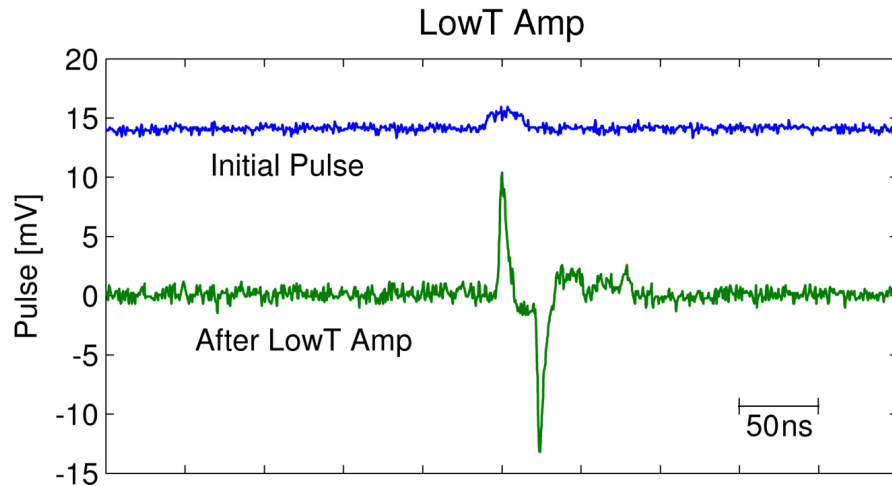


Abbildung 4.3: Kryoverstärker. Ein 1.5 mV Rechteckpuls wird vom Tieftemperaturverstärker verstärkt. Das Signal weist ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis auf. Aufgrund der endlichen Bandbreite des Verstärkers (ca. 0.1 - 2 GHz; dies kann beispielsweise aus der Abbildung 4.2 grob abgelesen werden), verändert sich die Pulsform. Die tieffrequenten Anteile des Fourierspektrums werden kaum verstärkt, während die höherfrequenten Anteile, welche sich vor allem an den Flanken des Rechteckpulses auswirken, stark verstärkt werden. Der Verstärker arbeitet grob betrachtet differentiell.

Photonen so stark gedämpft wurden, dass diese im Rauschen schlicht untergingen. Da die tieferen Frequenzen offensichtlich stärker gedämpft wurden, kann angenommen werden, dass eine der Lötstellen an den Steckern gebrochen war. Weil solche Minicoax-Kabel aber selbst mit intakten Lötstellen nur zufriedenstellende Übertragungseigenschaften aufweisen, und die Handhabung (Verlöten, Ein- und Ausbau, usw.) dieser alles andere als einfach ist, haben wir uns entschlossen, sie durch koplanare Wellenleiter zu ersetzen. Diese Technologie zeichnet sich durch gute elektronische Eigenschaften bei optimal schlechter Wärmeleitfähigkeit aus. Die Änderung konnte nicht mehr im Rahmen dieser Bachelorarbeit umgesetzt werden.

5 Optik

Der optische Aufbau ist in den Abbildungen 5.1 und 5.2 dargestellt. Als Lichtquelle verwenden wir eine Xenon-Gasentladungslampe. Sie liefert gute Intensitäten für Wellenlängen im sichtbaren und im nahen Infrarotbereich (siehe Abb. 5.3). Direkt nach der Lichtquelle trifft der weisse Strahl auf einen Gittermonochromator. Mit dessen Hilfe lässt sich Licht einer bestimmten Wellenlänge auswählen. Der Aufbau mit Gasentladungslampe und Monochromator bietet gegenüber einem alternativen Aufbau mit einem Laser den Vorteil, dass die Wellenlänge relativ einfach durchstimmbare ist. Zudem ist das Licht aus der konventionellen Lichtquelle nicht polarisiert, was für unsere Experimente wichtig sein kann¹. (Es kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, dass der vorliegende optische Aufbau wenigstens teilweise polarisiert. Insbesondere am teildurchlässigen Spiegel (siehe weiter unten) kann eine Polarisierung stattfinden.) Über Linsen und Spiegel wird der Lichtstrahl schliesslich durch das Fenster im Kryostaten auf den Detektor gelenkt und fokussiert.

5.1 Intensitätsmessung

Zur Charakterisierung des Detektors, insbesondere für Effizienzberechnungen, ist es wichtig, die Anzahl der auf der Detektoroberfläche eintreffenden Photonen zu kennen. Diese kann aus einer Intensitätsmessung bestimmt werden. Um möglichst genaue Angaben über die Intensität zum Detektionszeitpunkt zu erhalten, messen wir diese in Echtzeit. Aus praktischen Gründen muss der Lichtstrahl noch bevor er auf den Detektor trifft, in zwei separate Bündel gespalten werden. Der Detektor(teil)strahl trifft auf den Detektor, der Referenz(teil)strahl wird zur Intensitätsmessung auf einen kalibrierten Sensor gelenkt. In unserem Aufbau erfolgt die Teilung des Primärstrahl mittels eines teilweise transparenten Spiegels². Durch die Intensitätsbestimmung des Referenzstrahls kann also nach erfolgter Kalibrierung die Intensität des Detektorstrahls bestimmt werden.

Die verwendeten Photonen haben Wellenlängen zwischen ungefähr 200 und 2000 Nanometer. Herkömmliche Siliziumphotodioden sind sensitiv und kalibrierbar bis zu einem Bereich von ca. 1000 Nanometer. Für den längerwelligen Bereich müssen wir deshalb auf einen anderen Sensor zurückgreifen. Das Elektroniklabor des Instituts hat uns für

¹Die Mäanderstruktur hat eine ausgewiesene Richtung. Es muss deshalb davon ausgegangen werden, dass die Photondetektion Polarisationsabhängigkeiten zeigt.

²Es handelt sich um einen CaF_2 -Kristall mit guter Transmission im betrachteten Wellenlängenbereich. Bei einem Brechungsindex von 1.4 werden zirka 10% der Gesamtintensität reflektiert. Mehr dazu beim Hersteller: www.lot-oriel.com

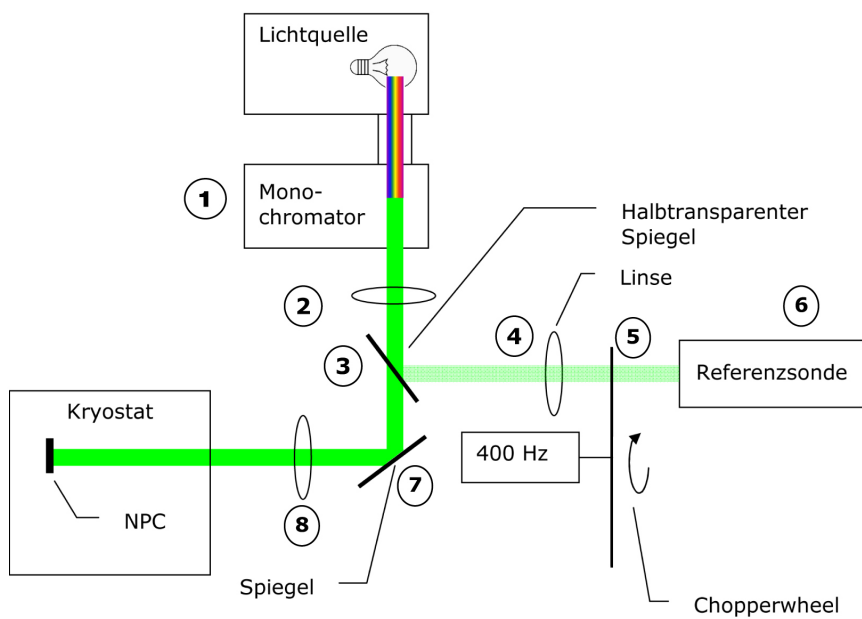


Abbildung 5.1: Der schematische optische Aufbau.

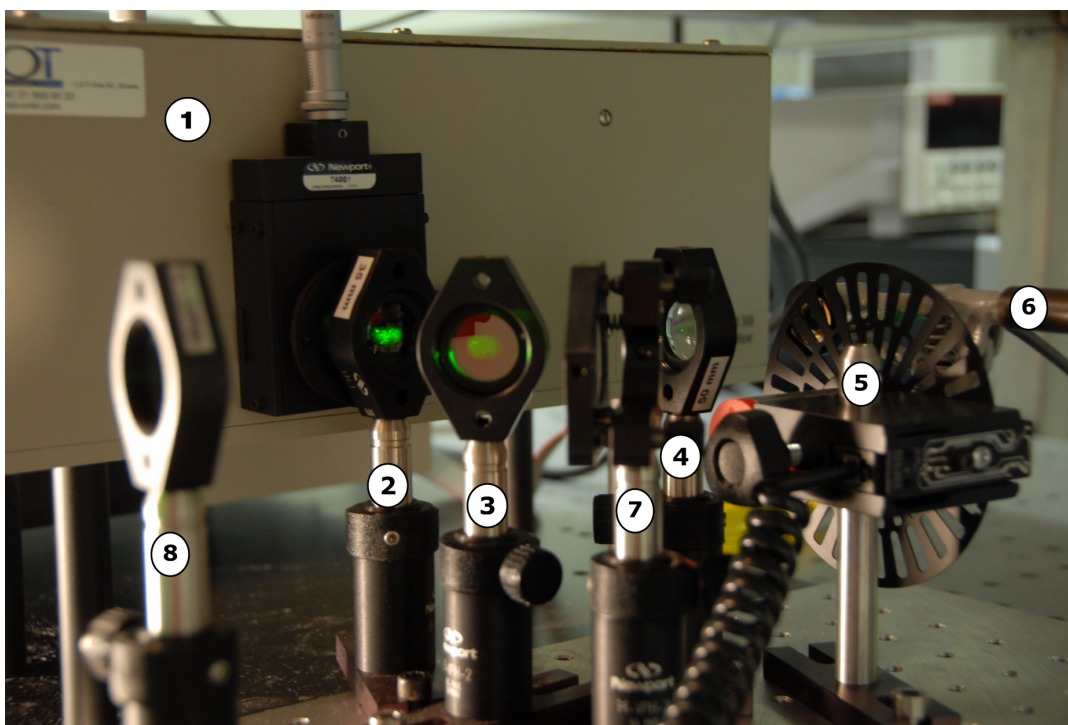


Abbildung 5.2: Der optische Aufbau.

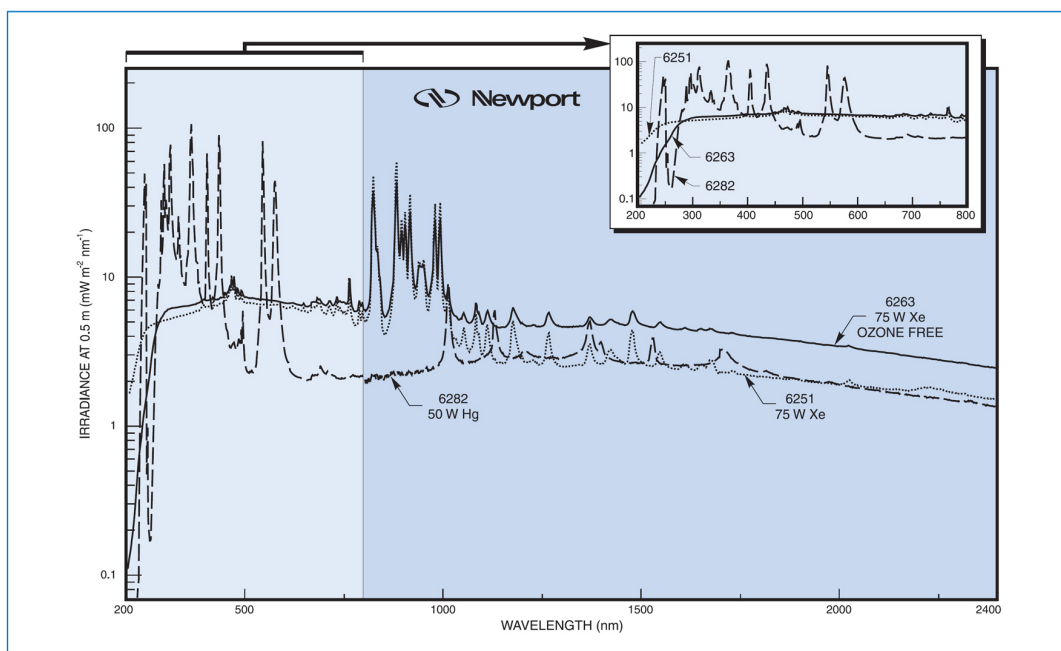


Abbildung 5.3: Spektrum verschiedener Gasentladungslampen. Wir verwenden den Typ *6263 75W Xe Ozon Free*. Abgesehen von einigen charakteristischen Peaks zeigt sie relativ konstante Intensitäten in einem weiten Wellenlängenbereich. Von www.newport.com

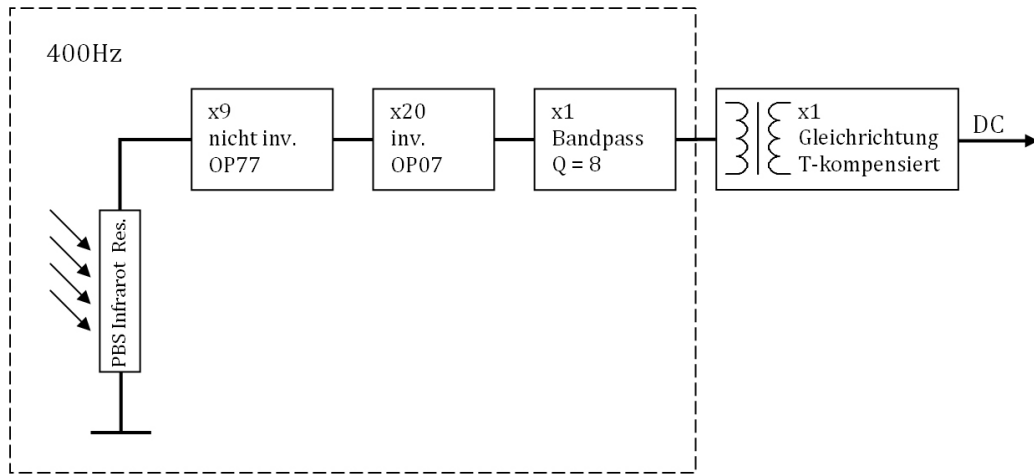


Abbildung 5.4: Blockdiagramm des IR-Sensors. Der mit 400 Hz gepulste Lichtstrahl trifft auf den IR-empfindlichen Widerstand. Der zeitlich veränderliche Widerstand führt zu einem Wechselstromsignal, welches verstärkt wird. Ein enger Bandpass ($Q = 8$) beschränkt das Signal auf den 400 Hz-Anteil. Im letzten Schritt wird das Signal hochtransformiert und gleichgerichtet. Zusätzlich werden durch Temperaturänderungen induzierte Fluktuationen kompensiert. Die Ausgangsspannung variiert mit der einfallenden Intensität und kann mit einem einfachen Voltmeter gemessen werden. Bevor der Detektor verwendet werden kann, muss dieser geeicht werden.

diesen Zweck einen kompakten, kalibrierbaren Infrarotdetektor gebaut (siehe Abbildung 5.4). Er funktioniert mit einem infrarotsensitiven Widerstandselement (PbS IR Photoresistor). Die Intensitäts-Widerstands-Kurve dieses Elements ist jedoch relativ flach. Es ist daher sinnvoll, den Widerstand über eine Wechselspannung zu bestimmen. Zu diesem Zweck wird der einfallende Lichtstrahl mit einem Chopperwheel zerschnitten. Die Pulsfrequenz wird über eine Rückkopplungssteuerung auf konstanten 400 Hz gehalten. Leider konnte der IR-Detektor bislang noch nicht kalibriert werden, da eine geeichte Referenzsonde bisher nicht verfügbar war.

Zur Charakterisierung des Detektorstrahls des sichtbaren Bereichs benutzen wir eine herkömmliche Siliziumphotodiode. Für die Kalibrierung installieren wir eine zweite, bereits geeichte Si-Messsonde direkt an dem Ort am Kryostaten, wo später der NPC mit dem Probenhalter platziert wird. Die Messsonde wird dabei mit einer sehr kleinen Blende ($\text{Ø}100 \mu\text{m}$) versehen und auf einen in zwei Richtungen verstellbaren Verschiebetisch montiert. Mit dieser Vorrichtung kann der Lichtfleck, der sich im Strahlengang mittlerweile auf einen Durchmesser von ca. 1 cm aufgeweitet hat, gerastert und das Maximum ermittelt werden. Es ist wichtig, dass dieses eindeutig ist und eine schöne Topologie aufweist, weil der Detektor später genau dort positioniert wird. (Durch ein

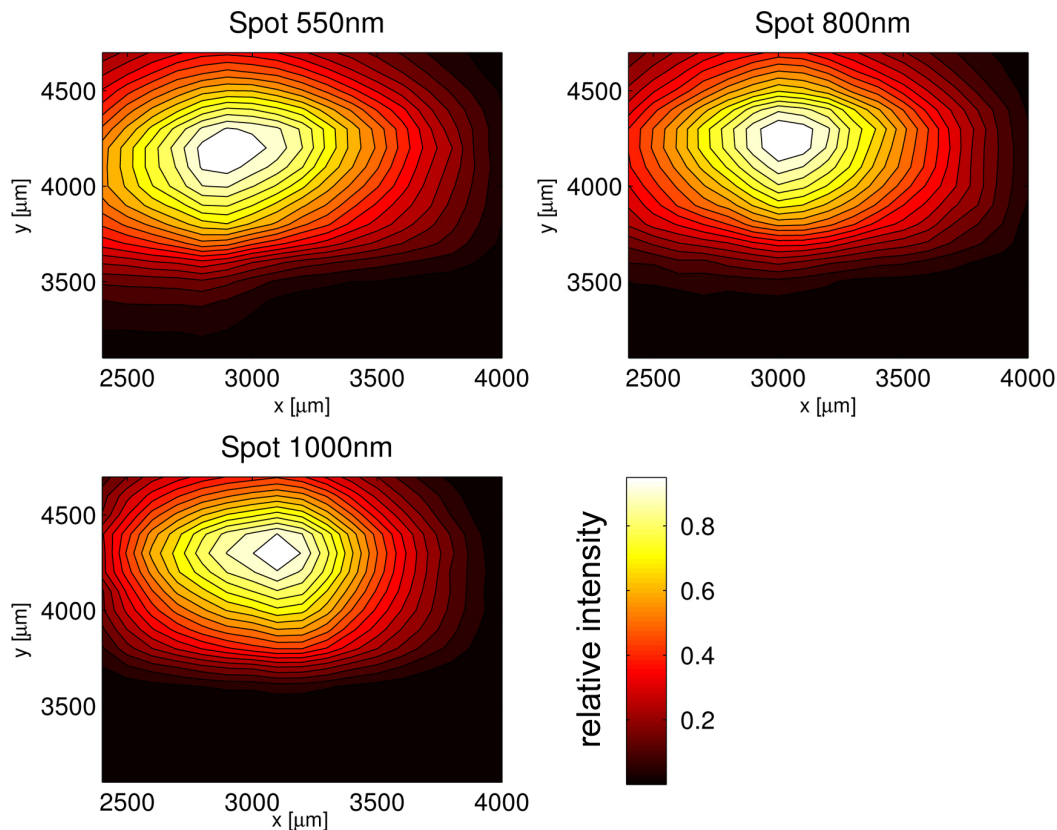


Abbildung 5.5: Strahlprofile des Detektorstrahls für verschiedene Wellenlängen. Das Maximum weist eine saubere Struktur auf. Es verschiebt sich mit zunehmender Wellenlänge λ in positiver x-Richtung.

Abrastern des Strahls mit dem NPC sollte die Einstellung mit maximaler Intensität am Ausgangssignal zu erkennen sein.) Bilder einer solchen Profilaufnahme (Abbildung 5.5) zeigen, dass die Charakterisierung des Maximums eindeutig ist. Auch kann eingesehen werden, dass sich dessen Position für zunehmende Wellenlänge aufgrund von Dispersionseffekten etwas verschiebt, was in dieser kleinen Masse aber nicht weiter störend ist. Die Ausdehnung des Maximums ist gross genug, so dass man beim Positionieren des Detektors den nötigen Spielraum hat.

Die geeichte Detektorstrahlsonde wird nun im Intensitätsmaximum positioniert. Die Wellenlängen werden für den gesamten gültigen Wellenlängenbereich durchgescannt, während die Intensitäten sowohl von der Detektorstrahl-, als auch von der Referenzstrahlsonde aufgezeichnet werden. Wir erhalten damit eine Eichungskurve, welche für jede beliebige Wellenlänge den Zusammenhang zwischen der am Referenzstrahl gemessenen und der effektiv am späteren Ort des NPC-Mäanders auftreffenden Intensität

beschreibt. Natürlich ist diese Methode nicht sehr genau und es müssen systematische Fehler einberechnet werden. Zudem muss die (relativ zeitaufwändige) Kalibrierung regelmäßig wiederholt werden, so dass allfälligen Veränderungen im optischen Aufbau (ein Anstossen an heiklen Stellen kann genügen) Rechnung getragen werden kann.

6 Erste Messungen

Die am *First - Center for Micro- and Nanoscience* an der ETH Zürich von H. Bartolf (siehe dazu auch seine Dissertation [2]) und später von K. Inderbitzin hergestellten NbN-NPC's konnten erfolgreich in unseren Versuchsaufbau integriert werden. Die *IV*-Kurven des eingesetzten NPC's (NbN, 120 nm Mäanderbreite) in Abbildung 6.1 zeigen klar das Auftreten einer kritischen Stromdichte und deren Temperaturabhängigkeit. Bei niedrigem Strom befindet sich der Detektor im supraleitenden Zustand und hat deshalb keinen elektrischen Widerstand. Im Wesentlichen wird in dieser Messphase der Widerstand der Zuleitungen gemessen:

$$R_Z \approx \frac{\Delta U}{\Delta I} \approx \frac{20 \text{ mV}}{10 \text{ } \mu\text{A}} = 2 \text{ k}\Omega \quad (6.1)$$

Um die genaue Form der Kennlinien zu verstehen, muss man beachten, dass diese mit einer Konstantspannungsquelle durchgeführt worden sind: Erhöht man die Spannung, so erreicht der Stromfluss schliesslich die kritische Stromdichte und eine Domäne des Mäanders wird normalleitend. Diese weist einen erheblichen ohmschen Widerstand auf ($\rho \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ } \Omega\text{m}$ [2]), weshalb der Stromfluss sinkt. Durch die entstehende Joule'sche Wärme RI^2 kann sich die Domäne aber dennoch stabilisieren. Bei weiterem Erhöhen von V , wächst die Domäne langsam an. Es können auch weitere normalleitende Domänen entstehen. Wie genau sich diese Domänen ausbilden und sich ausbreiten hängt stark von Inhomogenitäten im Mäander ab. Sie sind also letztlich der Grund für die nicht monotonen Kennlinien. Diese Phase wird als Hot-Spot-Plateau bezeichnet [10]. Würde der Strom so gross, dass das gesamte Mäander normalleitend wird, so verschwänden die Unregelmässigkeiten und aus dem ohmschen Gesetz liesse sich der Widerstand des Mäanders im normalleitenden Zustand bestimmen. Leider war unsere Spannungsquelle aber nicht in der Lage, derart hohe Leistungen zu liefern, weshalb wir diese Messung nicht durchführen konnten.

Bei einem anschliessendem Absenken des Stromflusses wird der Detektor erneut supraleitend.

Eine solche Vermessung der Kennlinie der Detektoren muss vor jedem Experiment gemacht werden. Wie im Abschnitt 2.2 beschrieben wird, muss ja die kritische Stromdichte bei den gewünschten Temperaturen gut bekannt sein. Zudem kann diese relativ einfach durchzuführende Messung Fehler oder Beschädigungen im Aufbau aufdecken.

Die gemessenen Werte des kritischen Stromes bestätigen die Beziehung

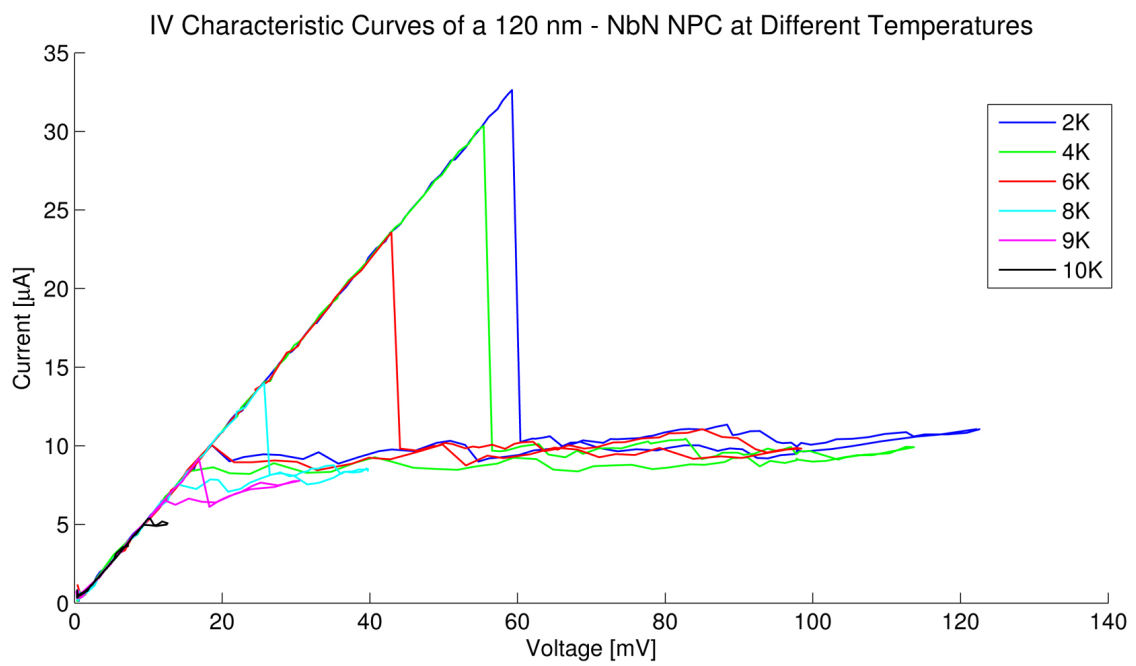


Abbildung 6.1: Kennlinien eines 120 nm NbN-Detektors. Genauere Beschreibung im Text.

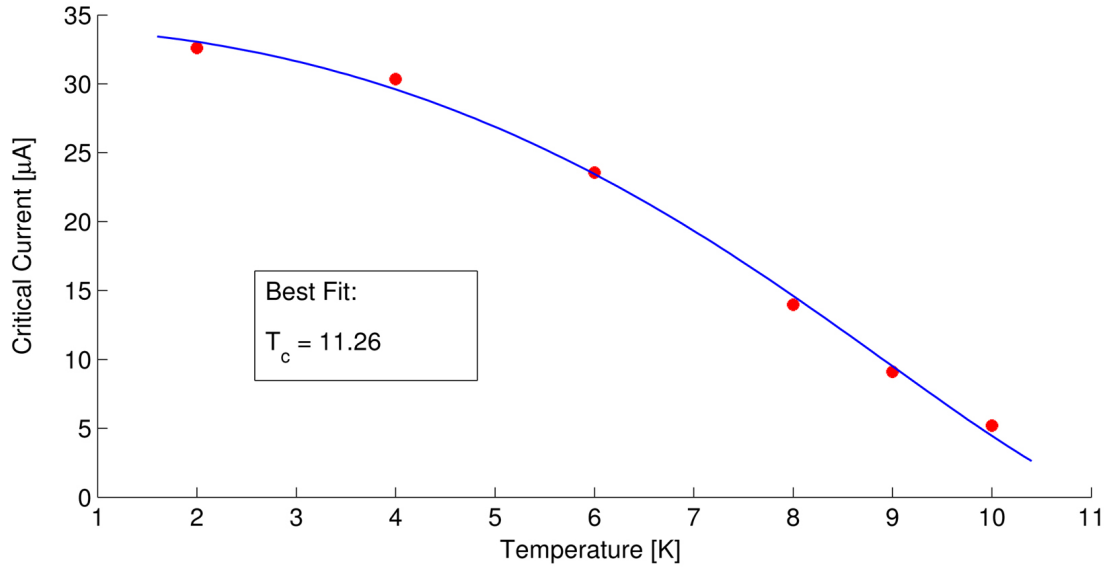


Abbildung 6.2: Kritische Stromdichten bei unterschiedlichen Temperaturen eines 120 nm NbN-NPC's. Der beste Fit mit der Formel 6.2 liefert eine Sprungtemperatur von rund 11.3 K.

$$I_c \propto \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.2)$$

sehr gut (siehe Abbildung 6.2). Die kritische Temperatur lässt sich so auf 11.3 K abschätzen. Die oben stehende Formel 6.2 kann aus den Ginzburg-Landau Gleichungen und dem Zwei-Fluid-Modell hergeleitet werden. Eine ausführlichere Beschreibung liefert die Einführung in die Supraleitung von Metallen und Kupraten von Waldram [11]. Der Wert der Sprungtemperatur für Bulk-NbN variiert zwischen 15 und 17.3 K, je nach Stöchiometrie [12]. Für sehr dünne Filme (unterhalb etwa 50 nm) wird die kritische Temperatur abhängig von der Filmdicke [13, 14]. Dies hängt damit zusammen, dass die Dimensionen des supraleitenden Films vergleichbar mit der Kohärenzlänge werden und so spezielle Effekte an der Oberfläche und an den Grenzflächen zur Erniedrigung der Sprungtemperatur führen können (bspw. Proximity-Effekt, genauer zum Beispiel unter [11]). Zudem können chemische Verunreinigungen und Defekte an der Oberfläche und an den Rändern des NbN-Films während des Herstellungsprozesses nicht ausgeschlossen werden, was zu einer weiteren leichten Reduktion von T_c führt.

7 Zusammenfassung und Stand der Dinge

Seit Anfang März 2009, als ich neu in der Gruppe angefangen und mich mit dem System vertraut gemacht habe, hat sich am experimentellen Aufbau einiges geändert.

Beim ersten Testkühllauf im Frühling wurde festgestellt, dass die erforderlichen Temperaturen von unter 2 K nicht erreicht werden konnten. Dies obwohl der Kryostat an sich, insbesondere die Kondensation des ^3He -Gases, einwandfrei funktioniert hatte. Schliesslich konnten wir feststellen, dass die Messdrähte für das zusätzlich am Probenhalter angebrachte Thermometer eine zu grosse Wärmeleitung aufwiesen. Diese Drähte - sowie zahlreiche andere, welche während Arbeiten am Kryostaten ungeschickterweise beschädigt wurden - sind im Verlauf der Bachelorarbeit ersetzt worden. Der gesamte optische Aufbau wurde installiert und mit den vorgestellten Methoden charakterisiert. Der IR-Sensor wurde fertiggestellt und in den Aufbau integriert, konnte aber Mangels einer geeichten Referenzsonde noch nicht kalibriert werden. Die Elektronik wurde mehrmals komplett auf ihre Übertragungs- resp. Verstärkungseigenschaften geprüft und teilweise ersetzt. So wurde beispielsweise der direkt auf dem Print angebrachte Tiefpass verschärft. Des Weiteren mussten im Verlauf der Arbeiten immer wieder defekte Kabel ausgetauscht werden. Da die Drähte sehr fein sind (bis minimal $30\ \mu\text{m}$ im Durchmesser) und aufwändig verarbeitet werden - Löten, Isolieren, Heatsinks - bedeutete dies einen erheblichen zeitlichen Aufwand. Es konnten sowohl im März und April, als auch im August Kennlinien von verschiedenen Detektoren aufgenommen und teilweise ausgewertet werden. Die Detektion von Photonen konnte bis zum Zeitpunkt des Abschlusses dieser Bachelorarbeit leider nicht bestätigt werden. Ein grosser und hoffentlich letzter Schritt in diese Richtung müsste das Ersetzen des Minicoax-Kabels durch koplanare Wellenleiter sein.

8 Danksagung

Ich möchte Herrn Dr. Andreas Engel herzlich für die hervorragende technische und fachliche Betreuung danken.

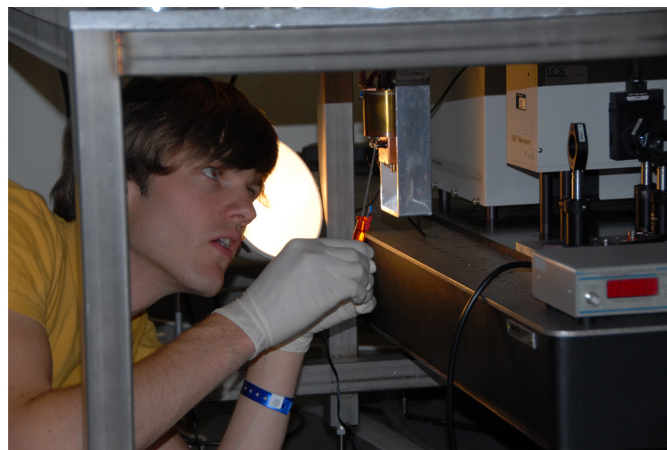
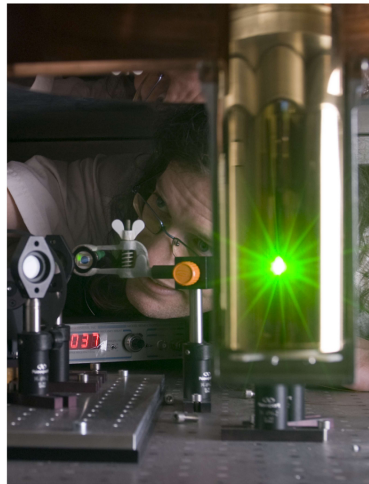


Abbildung 8.1: Dr. Andreas Engel (oben) und der Autor (unten) bei der Arbeit am Kryostaten.

Literaturverzeichnis

- [1] N. K. Sherman, ‘Superconducting Nuclear Particle Detector’. *Phys. Rev. Lett.* **8**, 438 (1962).
- [2] H. Bartolf, *Fabrication and Characterization of Superconducting Nanowire High-speed Single-Photon Detectors*, Ph.D. thesis, University of Zürich (2009).
- [3] A. Engel, ‘Nanostrukturierte Supraleiter und wie man damit Licht sehen kann’.
- [4] W. Buckel, *Supraleitung*, VCH, 5th edition (1994).
- [5] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, ‘Theory of Superconductivity’. *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [6] A. Engel, ‘Anwendungen der Supraleitung - Photonzähler’.
- [7] A. Engel, A. Semenov, H.-W. Hübers, K. Il’in, and M. Siegel, ‘Fluctuation Effects in Superconducting Nanostrips’. *Physica C: Superconductivity* **444**, 12 (2006).
- [8] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer, 3rd edition (2006).
- [9] W. M. Janis Research Company, *Janis Model He-3-SOSV Adsorption Pumped Optical HE-3 Cryostat*.
- [10] G. N. Gol’tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, ‘Picosecond Superconducting Single-photon Optical Detector’. *Applied Physics Letter* **79**, 705 (2001).
- [11] J. R. Waldram, *Superconductivity of Metals and Cuprates*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia (1996).
- [12] V. Buscaglia, F. Caracciolo, M. Ferretti, M. Minguzzi, and R. Musenich, ‘Effect of Pressure on the Composition and Superconducting Tc Value of NbN Prepared by Combustion Synthesis’. *Journal of Alloys and Compounds* **266**, 201 (1998).
- [13] A. Semenov, B. Gunther, U. Bottger, H.-W. Hubers, H. Bartolf, A. Engel, A. Schilling, K. Ilin, M. Siegel, R. Schneider, D. Gerthsen, and N. A. Gippius, ‘Optical and transport properties of ultrathin NbN films and nanostructures’. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)* **80**, 054510 (2009).
- [14] A. Kamlapure, M. Mondal, M. Chand, A. Mishra, J. Jesudasan, V. Bagwe, V. Tripathi, and P. Raychaudhuri, ‘Penetration Depth and Tunneling Studies in Very Thin Epitaxial NbN Films’ (2009).