
**Ein kompakter Detektor aus
Silizium-Mikrokalorimetern zur Vorbereitung eines
großflächigen Arrays für Röntgenspektroskopie an
hochgeladenen schweren Ionen**

**A compact sized detector of silicon microcalorimeters in
preparation of a large sized array for X-ray spectroscopy of
highly charged heavy ions**

INAUGURAL-DISSERTATION

zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät

vorgelegt dem
Fachbereich 07
(Mathematik und Informatik, Physik, Geographie)
der
Justus-Liebig-Universität Gießen

von

Pascal Andree SCHOLZ
aus Birkenfeld (Rheinland-Pfalz)

I. Physikalisches Institut
AG Atom- und Molekülphysik
Justus-Liebig Universität Gießen
2021

Dekan:	Prof. Dr. Stefan Hennemann
Erstgutachter:	Prof. Dr. Saskia Kraft-Bermuth
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Stefan Schippers
Datum:	14. Oktober 2021

Zusammenfassung

Diese Arbeit behandelt die Entwicklung, Herstellung sowie Tests eines Röntgendetektors basierend auf Siliziummikrokalorimetern. Motiviert durch die Erforschung der Quantenelektrodynamik wird der SiM-X Detektor in der hochauflösenden Röntgenspektroskopie von hochgeladenen schweren Kernen eingesetzt und ist optimiert für Energien im Bereich von 100 keV. Anders als bei Ge-Halbleiterdetektoren und einer Messung über erzeugte Elektronen-Loch-Paare ist mit den Mikrokalorimetern eine relative Auflösung von etwa $\Delta E/E = 10^{-3}$ erreichbar. Die Röntgenphotonen werden in einem Zinnabsorber in Wärme umgewandelt, während der Temperaturanstieg anschließend mit einem Thermistor gemessen wird. Zu diesem Zweck sind die Detektoren in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten mit Pulsröhrenkühler untergebracht, der die SiM-X Detektoren auf eine Basistemperatur von 10 mK runterkühlt. Im Rahmen eines Testexperiments am Experimentierspeicherring des GSI Helmholtzzentrums ist ein Prototyp des SiM-X Detektors mit 32 Pixeln in einem neuen Kryostaten erfolgreich eingesetzt worden. Anschließende Optimierungsuntersuchungen, unter anderem in der Fertigung der Mikrokalorimeter, führten zu einer erreichten Auflösung von 84 eV bei einer Photonenenergie von 60 keV.

Abstract

This dissertation focuses on the development, fabrication, and testing of an X-ray detector based on silicon microcalorimeters. Motivated by research in quantum electrodynamics, the SiM-X detector is used in high-resolution X-ray spectroscopy of highly charged heavy ions and is optimized for energies in the range of 100 keV. Unlike Ge-semiconductor detectors and a measurement via generated electron-hole pairs, a relative resolution of about $\Delta E/E = 10^{-3}$ is achievable with the microcalorimeters. The X-ray-photons are converted to heat in a tin absorber. The associated temperature rise is subsequently measured with a thermistor. For this purpose, the detectors are housed in a $^3\text{He}/^4\text{He}$ dilution refrigerator with pulse-tube refrigerator precooling that cools the SiM-X detectors down to a base temperature of 10 mK. A prototype of the SiM-X detector with 32 pixels has been successfully deployed in a new cryostat as part of a test experiment at the experimental storage ring of GSI. Subsequent optimization investigations, which included the fabrication of the microcalorimeters, led to an achieved resolution of 84 eV for 60 keV-photons.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Physikalische Grundlagen	7
2.1	Atomstrukturen und atomare Spektren	7
2.2	Funktionsprinzip der Siliziummikrokalorimeter	10
2.2.1	Supraleitende Absorber	11
2.2.2	Das Thermometer	12
2.2.3	Thermische Ankopplung an das Kältebad	14
2.3	Energieübertragung von Photon zu Absorber	16
2.3.1	Elementare Prozesse	16
2.3.2	Thermalisierung	18
2.4	Thermodynamische Beschreibung der Signale	20
2.4.1	Die Wärmebilanzgleichung	20
2.4.2	Lösung der Wärmebilanzgleichung für kleine Temperatursignale	21
2.5	Das Spannungssignal im Bereich kleiner Temperaturänderungen	22
2.6	Energieauflösung	23
2.6.1	Johnson-Nyquist Rauschen	24
2.6.2	Phononenrauschen	24
2.6.3	Verstärkerrauschen	25
2.6.4	Photonenrauschen	25
2.6.5	1/f-Rauschen	25
2.6.6	Schrotrauschen	26
2.6.7	Mikrofonie	26
2.6.8	Theoretische Energieauflösung	27
2.7	Verlustprozesse	29
2.7.1	Verlust von Photonen	29
2.7.2	Strahlende Verluste	30
2.7.3	Metastabile Zustände	30
2.7.4	Nicht-thermisches Phononenspektrum	30
2.7.5	Thermische Gleichverteilung	31
3	Experimentelle Grundlagen	33
3.1	Architektur der SiM-X	33
3.1.1	Das Mikrokalorimeterpixel	33
3.1.2	Das Siliziumarray	34
3.1.3	Verwendung von Saphir-Abstandshaltern	37
3.1.4	Absorber	38
3.2	Thermische Ankopplung der SiM-X	40

3.3	Abschätzungen zum erreichbaren Auflösungsvermögen	41
3.4	Architektur des BlueFors LD 250 Mischkryostaten	42
3.4.1	Erzeugung tiefer Temperaturen	42
3.4.2	Der Aufbau des BlueFors LD 250 Mischkryostaten	46
3.4.3	Innere Architektur des Kryostaten	47
3.4.4	Der Kühlkreislauf	49
3.5	Die Auslese der SiM-X Detektoren	52
3.5.1	Verschaltung der Detektoren	53
3.5.2	Die Datenaufnahme der SiM-X	55
3.5.3	Signalform und Charakteristik	61
3.5.4	Das Python Filterprogramm	62
3.6	Beschleunigeranlage der GSI Darmstadt	65
3.6.1	Gas-Jet Target	68
3.6.2	Der Doppler-Effekt im Experiment	69
4	Charakterisierung des Kryostaten	71
4.1	Vibrationsmessungen	71
4.2	Optimierungen im Anschluss an Vibrationsmessungen	78
4.3	Befestigung der Signalkabel am Seitenarm	82
4.4	Experimentaufbau für die Teststrahlzeit am ESR Gas-Jet Target	89
4.5	Röntgenquellen	92
4.5.1	$^{241}\text{Americium}$	92
4.5.2	$^{133}\text{Barium}$	92
4.5.3	$^{210}\text{Blei}$	93
4.6	Teststrahlzeit mit $^{124}\text{Xe}^{54+}$	93
4.6.1	Energiekalibration der Siliziummikrokalorimeter	96
4.6.2	Temperaturstabilität des Kryostaten während der Messkampagne	103
4.6.3	Einfluss neuer FET-Boxen auf das Rauschspektrum	106
4.6.4	$^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Teststrahlzeit: 14,917 MeV/u Strahlenergie	108
4.6.5	$^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Teststrahlzeit: 5,511 MeV/u Strahlenergie	110
4.6.6	$^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Teststrahlzeit: 31,091 MeV/u Strahlenergie	111
4.6.7	Weitere Strahlenergien der $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Teststrahlzeit	113
5	Der SiM-X Prototyp	119
5.1	Produktion der SiM-X	121
5.1.1	Der Klebeprozess mit dem Epoxidharz Stycast	121
5.1.2	Der Bondprozess	126
5.2	U^{89+} Teststrahlzeit mit dem SiM-X	131
5.2.1	Einbau am ESR	131
5.2.2	Energiekalibration des SiM-X Detektors	132
5.2.3	Ergebnisse der Messungen	136
5.3	Optimierungen der SiM-X	142
5.3.1	Die Detektorbasis der SiM-X	142
5.3.2	Die thermische Ankopplung des Arrays	143
5.3.3	Messungen der thermischen Leitfähigkeit von Stycast	144
5.3.4	Finale Testmessungen der SiM-X mit Stycast 1266	149

6 Zusammenfassung und Ausblick	155
---------------------------------------	------------

1 Einleitung

Der Bereich der Röntgenspektroskopie stellt in der Atomphysik eine wichtige Methode dar, um Theorien wie die Quantenelektrodynamik (QED) zu untersuchen. Allgemein betrachtet liegen die Bindungsenergien der K-Schale von Atomen bei sehr leichten Kernen im UV-Bereich, während die emittierten Energien der Photonen bei immer schwereren Kernen sich bis zum harten Röntgenbereich erstrecken. Die Einflüsse und Wechselwirkungen der Elektronen in den starken Coloumbfeldern hochgeladener Kerne sind dabei von besonderem Interesse. Die Berechnungen der Bindungsenergien solcher Systeme wird in der QED mit Hilfe der Störungstheorie berechnet. Hieraus ergeben sich Abhängigkeiten bezogen auf die Feinstrukturkonstante α sowie die Kernladungszahl Z . Für Wasserstoff sind experimentelle Messungen der Bindungsenergien bereits mit hoher Präzision verfügbar [1]. Mit einer ansteigenden Zahl an Elektronen in Systemen hoher Kernladungszahl Z werden die Berechnungen der Bindungsenergien jedoch sehr komplex. In der Folge werden wasserstoffähnliche Systeme betrachtet, um fokussiert die Einflüsse der QED zu untersuchen. Hierbei sind insbesondere Experimente zur Messung der Lamb-Verschiebung in hochgeladenen schweren Atomen von Nutzen, da der starke Einfluss der Feinstrukturkonstanten α sowie der Kernladungszahl Z einen sensitiven Test der QED ermöglichen ($E_{Lamb} \propto \alpha^5 Z^4$ [2]). Für solche Präzisionsmessungen im Beispiel hoher Kernladungszahlen Z befinden sich die Bindungsenergien im Bereich harter Röntgenstrahlen ($E_{Photon} \approx 100 \text{ keV}$). Zur Untersuchung dieser Energien sind hier hochpräzise Röntgendetektoren notwendig.

Im Rahmen der **S**tored **P**articles **A**tomic Physics **R**esearch **C**ollaboration (SPARC) am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung¹ fanden in den letzten zwei Jahrzehnten Experimente am **E**xperimentierspeicherring (ESR) zur Messung der Lamb-Verschiebung an hochgeladenen schweren Ionen statt [3]. Im ESR können hochgeladene Ionen gespeichert, gekühlt und abgebremst werden, sodass präzise Experimente durchgeführt werden können. Aktuell werden die Beschleunigeranlagen des GSI Helmholtzzentrums innerhalb einer internationalen Kollaboration erweitert. In der **F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch² (FAIR) können zukünftig Ionen von allen chemischen Elementen sowie Antiprotonen den wissenschaftlichen Experimenten zur Verfügung gestellt werden. Im FAIR-Projekt befindet sich auch ein weiterer Speicherring im Aufbau. Der CRYRING kann wie der ESR Ionen speichern, kühlen und abbremesen. Im Vergleich zum ESR können im CRYRING nun Ionen mit Strahlenergien bis zu wenigen 100 keV/u gespeichert werden, was die Präzision der Experimente deutlich erhöhen wird.

¹GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Planckstraße 1, 64291 Darmstadt
www.gsi.de

²Facility for Antiproton and Ion Research in Europe GmbH, Planckstrasse 1, 64291 Darmstadt
fair-center.de

In den vergangenen Experimenten zur Messung der Lamb-Verschiebung wurden im Verlauf drei verschiedene Röntgentechnologien zum Einsatz gebracht. In Tabelle 1.1 sind die im folgenden beschriebenen Detektortechnologien mit den SiM-X Detektoren (**“Silicon Microcalorimeters for X-ray spectroscopy”**) verglichen.

Im Experiment von Gumberidze et al. wurden hochreine Germanium Detektoren (HPGe) eingesetzt [4]. Diese Detektoren kombinieren eine relativ gute Energieauflösung mit einem großen Raumwinkel. Dabei werden durch die Röntgenstrahlung Elektron-Loch-Paare erzeugt, welche mit einer angelegten Spannung nachgewiesen werden. Die Höhe des detektierten Signals ist proportional zur Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare. Die zu überwindende Bandlücke in Germanium liegt hierbei knapp unter 1 eV [5]. Sinkt die Röntgenenergie, so sinkt auch das Auflösungsvermögen der HPGe aufgrund der begrenzten Anzahl der erzeugten Ladungsträger. Dennoch erreichen die HPGe exzellente Resultate aufgrund des großen Raumwinkels, hoher Quanteneffizienz und des großen dynamischen Energiebereiches, welchen sie abdecken können.

In einem weiteren Experiment sind Kristallspektrometer der Kollaboration FOCAL (**“FOcusing Compensated Asymmetric Laue”**) gemeinsam mit den Siliziummikrokalorimetern eingesetzt worden. Die Kristallspektrometer nutzen die Dispersion eines gekrümmten Silizium-Kristalls aus [6]. Nach der Beugung des Röntgenlichts am Kristall wird die Energie in einem Germanium Detektor gemessen. Aufgrund der schnell bewegenden Quellen des Röntgenlichts werden zweidimensionale positionssensitive Germanium-Detektoren verwendet [6]. Allerdings sind Kristallspektrometer in ihrer Bandbreite wie auch in ihrer Detektionseffizienz stark begrenzt.

Ein weiteres Detektorprinzip geht auf kalorimetrische Detektoren zurück. Die in diesem Projekt verwendeten Mikrokalorimeter absorbieren zunächst die Energie eines Photons im Absorber vollständig. Die deponierte Energie wird durch vielfältige Prozesse im Absorber optimalerweise vollständig in Wärme umgesetzt. Daraufhin entsteht ein Temperaturanstieg, der beispielsweise durch Widerstandsthermometer, wie in den SiM-X Detektoren, gemessen werden kann. Im Vergleich zu den Bandlücken in Germanium liegen die Anregungsenergien der hier erzeugten Phononen im Bereich von wenigen Millielektronenvolt, wodurch deutlich mehr Teilchen pro deponierter Energie zum Signal beitragen können. Die neuesten Entwicklungen von Mikrokalorimetern bilden sogenannte **“Metallic Magnetic Calorimeters”** ab [7]. Ihr Detektionsprinzip arbeitet vergleichbar zu den SiM-X Detektoren. Anstatt eines veränderten Widerstands durch eine Temperaturveränderung im Thermistor wird die veränderte Magnetisierung anhand von SQUID³-Strukturen unter den Absorbern gemessen. Diese Magnetisierungszustände ermöglichen den maXs-Detektoren (**m**icro-**c**alorimeter **a**rray for **X**-ray spectroscopy) eine ferner verbesserte Energieauflösung zu verwirklichen. Zudem decken sie, wie die SiM-X Detektoren, einen großen dynamischen Energiebereich ab.

Die in dieser Arbeit verwendeten Silizium-Thermistoren sind von der NASA Goddard Gruppe sowie der University of Wisconsin-Madison entwickelt worden. Die zunächst mit dieser Technologie durchgeführte **“X-Ray Quantum Calorimeter”** (XQC) Mission stellt das erste Raumfahrtexperiment dar, welches einen kryogenen Röntgendetektor beinhaltet. Das XQC-Experiment untersucht den diffusen weichen Röntgenhintergrund im Universum im Energiebereich von 0,03-1 keV. Im Zuge dieser Mission werden die,

³Superconducting QUantum Interference Device

	HPGe	FOCAL	SiM-X	maXs
Energieauflösung bei 60 keV	400 eV	60 eV	46 eV	22 eV
$\Delta E/E$	10^{-2}	10^{-3}	10^{-3}	$10^{-3} - 10^{-4}$
Gesamteffizienz	$10^{-3} - 10^{-4}$	$2 \cdot 3 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^{-6}$	
Dynamischer Bereich	large	small	large	large

Tabelle 1.1: Vergleich verschiedener Röntgendetektortechnologien [3, 6]

mit einem Kryostaten gekühlten, Mikrokalorimeter von einer Rakete in die obere Atmosphäre befördert. Auf etwa 240 km Höhe messen die Detektoren für mehrere Minuten die Röntgenenergien in einer vorher definierten Richtung, bevor sie wieder in Richtung Erde zurückkehren [8, 9].

Im Anschluss an die insgesamt drei Flüge der XQC-Mission ist in einem nächsten Schritt der Einsatzbereich dieser Technologie auf wissenschaftlichen Satelliten erweitert worden. In verschiedenen jahrelangen Projekten arbeitet die NASA gemeinsam mit der japanischen Weltraumorganisation JAXA an Weltraumteleskopen für die Röntgenastronomie zusammen. Hieraus entstanden die Missionen Astro-E2 “Suzaku”, gestartet am 10. Juli 2005, und Astro-H “Hitomi”, gestartet am 17. Februar 2016, mit einer Weiterentwicklung der ursprünglichen XQC-Detektorarrays, dem sogenannten “X-Ray Spectrometer” (XRS). Beide Missionen umfassen umfangreiche Röntgendetektoren bis hinzu 600 keV, wobei die hier beschriebenen Mikrokalorimeterarrays des XRS den unteren weichen Röntgenenergiebereich bis ca. 10 keV abdecken [9, 10]. Die geplante Missionsdauer umfasste drei Jahre, wobei allerdings unglücklicherweise bei beiden Missionen technische Probleme zu einer irreparablen Betriebsstörung bereits nach wenigen Wochen führten. In aktuellen Entwicklungen zur Messung des weichen Röntgenenergiebereichs werden die XRS mittlerweile durch sogenannte “Transition-Edge Sensors” (TES) ersetzt [11]. Die TES arbeiten ebenfalls wie die XQC oder XRS als Widerstandsthermometer. Sie basieren auf einem supraleitenden Film, der mit der Betriebsspannung im supraleitendem Übergang betrieben wird. Der Arbeitsmodus führt zu einer sehr hohen Sensitivität des Sensors (siehe Abbildung 2.3, S. 13). In der Vergangenheit sind mit dieser Technologie bereits kleine Arrays realisiert worden, während große Kilopixel-Detektorarrays sich in der Entwicklung befinden. Aktuell wird das “Electron Beam Ion Trap Calorimeter Spectrometer” (ECS) noch auf Basis von Si-Mikrokalorimetern in der Spektroskopie an EBITs eingesetzt [12].

Im Bereich harter Röntgenstrahlung ($E \geq 10$ keV) zur Messung der Lamb-Verschiebung sind die Detektoren auf Basis der XRS von P. Egelhof an der Universität Mainz vorgeschlagen worden [15]. In der Folge sind die Arrays von C. Stahle für hohe Röntgenenergien adaptiert worden [16]. Dabei galt ein besonderer Fokus in der Anpassung der Absorber mit einer hohen Kernladungszahl Z , um eine akzeptable Detektionseffizienz für Röntgenenergien um 100 keV zu erhalten und zudem gleichzeitig mit den Dimensionen der Absorber die Wärmekapazität einzuschränken. In verschiedenen Abschlussarbeiten an der Universität Mainz [17, 18, 19] sind die Detektoren für Experimente in einem Entmischungskryostaten vorbereitet worden.

In Abbildung 1.1 ist das Detektorarray nach Bleile et al. dargestellt, das in Experimenten der Lamb-Verschiebung am ESR eingesetzt wurde [20]. Auf der Vorderseite des

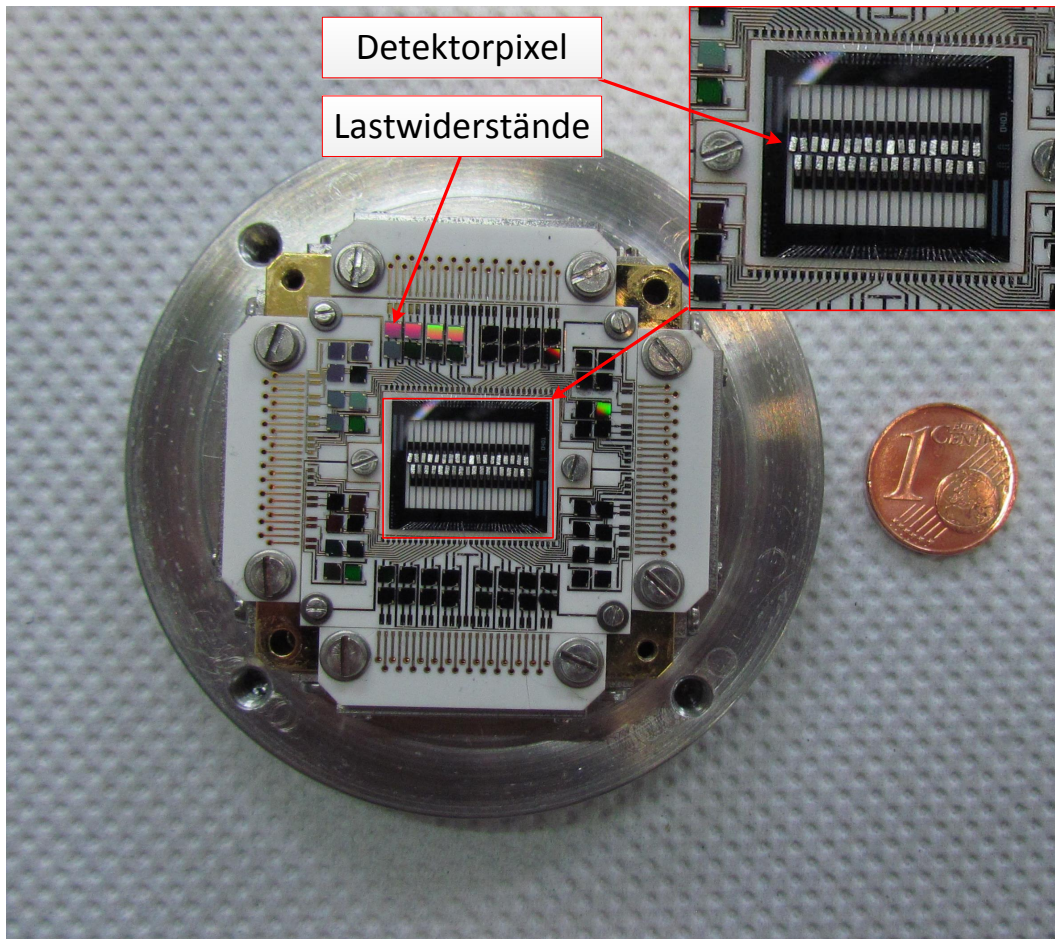


Abbildung 1.1: Foto des Detektors nach Design von Bleile et al.. Auf der Vorderseite befindet sich das Array mit den 32 Pixeln mit Zinnabsorbern. Zusätzlich sind die Lastwiderstände auf den Platinen der Vorderseite untergebracht [13, 14].

Detektors befindet sich mittig das Detektorarray nach Stahle et al. [16]. Mit diesem Detektor, eingebaut in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten mit Heliumbad, wurde die γ -Energie einer ^{241}Am -Quelle von 59,5 keV im Labor mit einer Halbwertsbreite von 46 eV gemessen [20].

Der Experimentierspeicherring (ESR) des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung kann in Experimenten “einen weiten Arbeitsbereich von Helium ($Z=1$) bis Uran ($Z=92$) mit einer Ionengeschwindigkeit β von 10% bis zu fast 90% der Lichtgeschwindigkeit”⁴ abdecken. In diesem Speicherring ist es aufgrund der Eigenschaften möglich Uranionen (U^{92+}) bei einer Energie von 560 MeV/u zu speichern. In den Experimenten am ESR werden die Mikrokalorimeter in einem Seitenarm des Kryostaten installiert. Dieser Seitenarm wird in eine Tasche mit Röntgenfenster der Gas-Jet Apparatur hineingefahren, in welcher der Experimentierstrahl und der Gas-Jet miteinander gekreuzt werden und in der Folge Röntgenstrahlung emittiert wird. Mit dem Einfahren des Sei-

⁴Der Schwerionen-Speicherring ESR

https://www.gsi.de/work/forschung/appamml/atomphysik/anlagen_und_experimente/esr

tenarms in die Tasche wird einerseits der Abstand zum Interaktionsbereich vermindert, jedoch auch der Gesamtdurchmesser des Seitenarms auf 90 mm begrenzt.

Im Aufbau des Kryostaten werden zum Erreichen der Basistemperatur mehrere Temperaturschilde, auf unterschiedlichen Temperaturstufen, eingesetzt. Im innersten Schild beträgt der innere Durchmesser 57 mm, sodass dies den maximalen Durchmesser eines Detektors limitiert. Mit dem Design nach Bleile et al. (siehe Abbildung 1.1) konnten die Randbedingungen des Durchmessers soweit eingehalten werden. Eine Erweiterung des Detektors hinsichtlich der Anzahl der Pixel sowie der damit einhergehenden Reduktion von systematischen und statistischen Fehlern, ist jedoch aufgrund des begrenzten Durchmessers nicht möglich. Ebenfalls festgelegt ist die Struktur und Größe der Arrays nach Stahle et al. Die Erweiterung der aktiven Detektorfläche stellte die Motivation zur Entwicklung der SiM-X Detektoren dar [21].

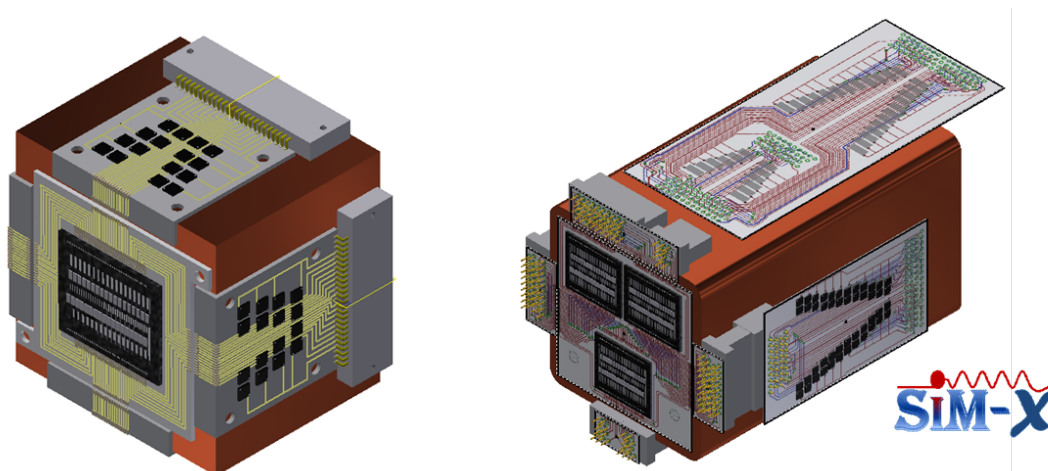


Abbildung 1.2: Autodesk Inventor 3D-Modelle der SiM-X Detektoren nach dem Design von S. Kraft-Bermuth et al. [21]. Auf der **linken** Seite befindet sich der Prototyp mit einem Siliziumarray auf der dem Experiment zugewandten Seite. Die Lastwiderstände sind seitlich auf vier Platinen hinter der Front angebracht, um ein platzsparendes Design zu realisieren. Nach dem erfolgreichen Test dieses Designs wurde ein weiterer SiM-X Detektor verwirklicht mit drei aktiven Arrays auf der Vorderseite des Detektors (**rechte** Seite).

In Abbildung 1.2 sind die dreidimensionalen CAD-Modelle (“computer-aided design”) nach Design von S. Kraft-Bermuth et al. dargestellt [21]. Der Prototyp der SiM-X Detektoren (Abbildung 1.2 links) weist bereits ein kompakteres Design auf im Vergleich zum Design von Bleile et al. (Abbildung 1.1)[3, 13]. Charakteristisch für dieses Konzept sind die Lastwiderstände, welche auf die seitlichen Wände des Detektors verlagert worden sind. Mit dieser Praktik wird die Frontfläche des Detektors einzig für die Siliziumarrays aufgespart, womit der Durchmesser verringert werden kann. Im Verlaufe der vorliegenden Arbeit ist der Prototyp aufgebaut worden. Hierbei stellte der Fertigungsprozess der SiM-X bereits erste Herausforderungen bereit, sodass durchdachte Fertigungsschritte entwickelt wurden. Neben Tests und Optimierungen am Kryostataufbau im Labor [22] ist dieser Prototyp bereits 2016 in einer Teststrahlzeit am ESR des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung eingesetzt worden [23]. Die Erkenntnisse aus der Teststrahlzeit

sowie nachfolgenden Untersuchungen führten zu Optimierungen des Detektors, sodass eine Energieauflösung von $\Delta E = 84 \text{ eV}$ bei 60 keV Röntgenenergie erreicht wurde. Nach erfolgreichen Tests des Prototypen wird in einem nächsten Schritt dieses kompakte Design erweitert. Die finale Version wird mit insgesamt drei Siliziumarrays auf der Vorderseite verwirklicht (Abbildung 1.2 rechts). Mit Hilfe der zwei zusätzlichen Arrays kann somit die Gesamtanzahl der Pixel von 32 auf 96 erweitert werden, was der Vergrößerung der aktiven Detektionsfläche und somit zu einer Verringerung statistischer Fehler führt.

In Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit werden die theoretischen Grundlagen der Siliziummikrok calorimeter diskutiert. Anschließend führt Kapitel 3 die experimentellen Grundlagen des $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten, der Datenaufnahme sowie des Experiments am ESR des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung ein. In Kapitel 4 werden die Charakterisierungsmessungen des Kryostaten sowie Ergebnisse aus einer Teststrahlzeit in 2016 am ESR mit einem $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Ionenstrahl diskutiert. Das vorletzte Kapitel 5 geht auf den Aufbau des SiM-X Prototypen sowie den Einsatz und die Ergebnisse aus der Teststrahlzeit 2016 am ESR mit einem U^{89+} -Ionenstrahl ein. Abschließend werden in Kapitel 6 die Ergebnisse diskutiert sowie ein Ausblick auf zukünftige Experimente und Einsatzmöglichkeiten der Detektoren gegeben.

2 Physikalische Grundlagen

2.1 Atomstrukturen und atomare Spektren

In diesem Kapitel wird auf die Strukturen eines Atoms, besonders mit Blick auf wasserstoffähnliche Atome, eingegangen. Detaillierte Beschreibungen dieser Grundlagen finden sich in der Literatur [24, 2].

Betrachtet man die Atomstruktur zunächst nach dem Bohr'schen Atommodell, so bewegen sich die Elektronen auf Kreisbahnen. Jeder Kreisbahn, welche mit der Quantenzahl n charakterisiert wird, kann eine Energie auf dieser Bahn zugeordnet werden. Die Bindungsenergie des Elektrons in einem wasserstoffähnlichen System hängt von der Kernladungszahl Z und der Rydbergkonstanten Ry ab [24]:

$$E_n = -Ry \cdot \frac{Z^2}{n^2} \quad (2.1)$$

mit $Ry = 13,6056922 \text{ eV}$

Ein Wechsel des Elektrons auf eine höhere Bahn wird durch Absorption von Photonen mit passender Frequenz erreicht. Hierbei muss diese Frequenz genau dem Energieunterschied zwischen dem niedrigeren Energiezustand E_i und dem höheren Energielevel E_k entsprechen. In der umgekehrten Operation werden Photonen entsprechend des Energieunterschiedes emittiert. Für die Ionisation eines Wasserstoffatoms aus dem Grundzustand muss somit eine Energie von etwa 13,6 eV aufgebracht werden. Der Energieunterschied zwischen zwei quantisierten Bahnen innerhalb eines Atoms berechnet sich wie folgt [24]:

$$\Delta E = h \cdot \nu = E_k - E_i \quad (2.2)$$

Geht man nun detaillierter auf die Atomstruktur ein, so erzeugt ein Elektron, welches sich auf einer Kreisbahn bewegt, aufgrund des Kreisstroms ein magnetisches Dipolmoment. Dieses ist proportional zur Quantenzahl des Bahndrehimpulses l . Hieraus resultiert eine *Feinstrukturaufspaltung* der Energieniveaus, wobei die Energie nicht direkt vom Bahndrehimpuls l abhängig ist sondern von der Hauptquantenzahl n und dem Gesamtdrehimpuls $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ [24]:

$$E_{n,j} = E_n \left[1 + \frac{Z^2 \alpha}{n} \left(\frac{1}{j + 1/2} - \frac{3}{4n} \right) \right] \propto \alpha^2 Z^4 \quad (2.3)$$

mit $\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c}$ Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante

Bei höherer spektraler Auflösung kann man eine weitere Aufspaltung der Feinstruktur, die sogenannte Hyperfeinstruktur, beobachten. In der Hyperfeinstruktur wird der Kern

Atomradius	Z^{-1}
Ionisationspotential	Z^2
Übergangsenergien	Z^2
Feinstrukturaufspaltung	$\alpha^2 Z^4$
Hyperfeinstrukturaufspaltung	$\alpha^2 Z^3$
Lamb-Verschiebung	$\alpha^5 Z^4/n^3$

Tabelle 2.1: Skalierungsfaktoren der verschiedenen Effekte in wasserstoffähnlichen Ionen mit der Kernladung Z , der Feinstrukturkonstante α sowie der Hauptquantenzahl n [2].

nicht mehr als punktförmige elektrische Ladung $Z \cdot e$ angesehen, wodurch der Kernspin des Atomkerns mit dem Spin des Elektrons wechselwirkt. Diese Energiedifferenz ist jedoch sehr gering und kann, bezogen auf Übergänge im Röntgenbereich, mit den hier verwendeten Methoden nicht aufgelöst werden.

In Tabelle 2.1 ist eine Skalierung verschiedener Effekte bezüglich der Kernladungszahl Z , Feinstrukturkonstanten α sowie der Hauptquantenzahl n dargestellt. Besonders bei schweren Ionen besitzen demnach manche Effekte einen großen Einfluss auf eine Verschiebung von Energieniveaus.

Für exakte Berechnungen der Aufspaltungen in den jeweiligen Energieleveln sind relativistische Korrekturen sowie Modifizierungen aus der Quantenelektrodynamik notwendig. Im Falle der Feinstrukturaufspaltung beschreibt die nichtrelativistische Schrödingergleichung unvollständig die Sachlage aufgrund relativistischer Effekte der Elektronen. Für einen punktförmigen unendlich schweren Kern kann die Feinstrukturaufspaltung relativistisch in der Dirac Gleichung beschrieben werden [2]:

$$E_{n,j} = m_e c^2 \left[1 + \left(\frac{\alpha Z}{n - (j + 1/2) + \sqrt{(j + 1/2)^2 - \alpha^2 Z^2}} \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (2.4)$$

Dabei ist $m_e c^2$ die Ruheenergie des Elektrons.

Eine weiterer Effekt in der Verschiebung der Bindungsenergie eines Elektrons im Spektrum eines Atoms geschieht aufgrund der sogenannten Lamb-Verschiebung. Innerhalb dieser Verschiebung wirkt ein großer Einfluss auf das Energieniveau aufgrund der Wechselwirkung des Atoms mit dem Strahlungsfeld. Neben der realen Absorption und Emission von Strahlung können auch *virtuelle* Wechselwirkungen auftreten. So kann während des Umlaufs im Atom das Elektron *virtuelle* Photonen der Energie $\hbar\omega$ emittieren und direkt wieder absorbieren. Somit bleibt das Elektron in seinem stationären Zustand, jedoch führt diese sogenannte Selbstenergie zu einer Verschiebung der Bindungsenergie. Ferner kann durch die Coulomb-Wechselwirkung des Elektrons mit dem Kern ein *virtuelles* Elektron-Positron aus dem Vakuum erzeugt werden, was die sogenannte Vakuumpolarisation beschreibt. Die Lamb-Verschiebung wird in der QED-Theorie wie folgt beschrieben [2]:

$$E_{Lamb} = \frac{\alpha^5 Z^4}{\pi n^3} F(\alpha Z) m_e c^2 \quad (2.5)$$

$F(\alpha Z)$ beschreibt eine dimensionslose Funktion [2]:

$$F(\alpha Z) \approx \begin{cases} 1 & , \text{ für } l \neq 0 \\ \ln[(\alpha Z)^{-2}] & , \text{ sonst} \end{cases}$$

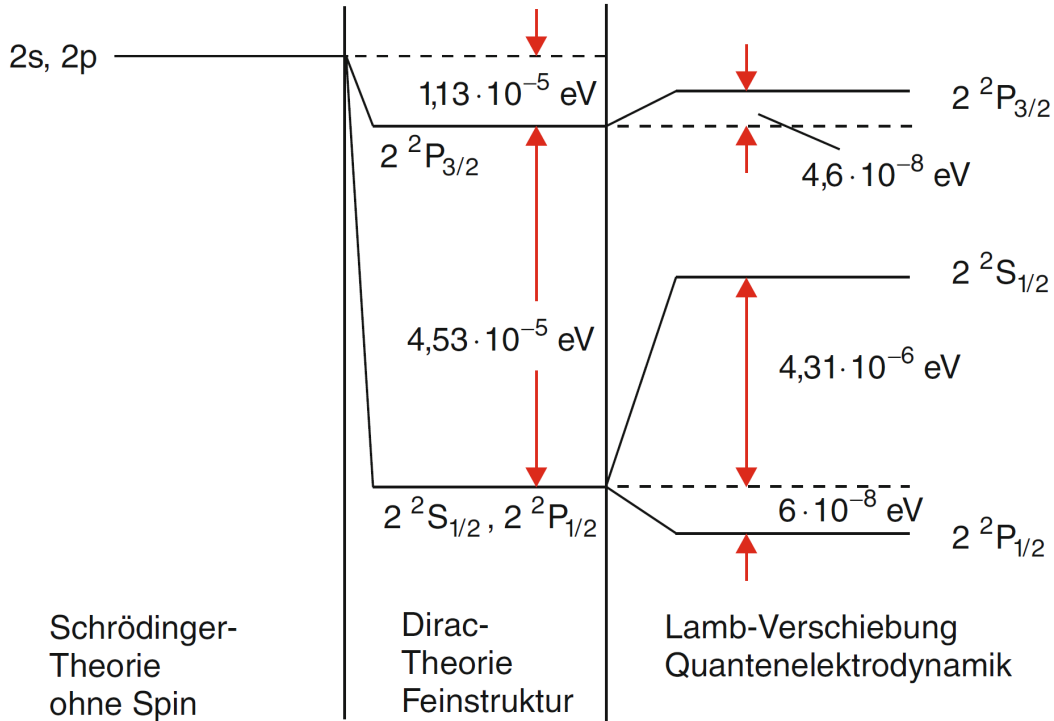


Abbildung 2.1: Feinstrukturaufspaltung und Lamb-Verschiebung im Wasserstoffatom am Beispiel von $n = 2$ [24]

In Abbildung 2.1 ist die Feinstrukturaufspaltung sowie Lamb-Verschiebung am Beispiel des Wasserstoffatoms und der Hauptquantenzahl $n = 2$ dargestellt. Die Niveaus $2s$ und $2p$ liegen zu Beginn bei etwa $-3,37 \text{ eV}$ [24]. Die Verschiebungen aufgrund der Feinstrukturaufspaltung betragen beim Wasserstoffatom weniger als $0,1 \text{ meV}$. Die Lamb-Verschiebung sorgt für eine noch kleinere Änderung der Bindungsenergie im Bereich von μeV und geringer. Diese Übergänge in Wasserstoffatomen sind durch sehr präzise Methoden messbar [1].

In der Untersuchung der Lamb-Verschiebung von Atomen mit hoher Kernladungszahl kommt bereits ab der Betrachtung von Helium die Wechselwirkung zwischen den Elektronen hinzu. Für schwere Atome werden solche Berechnungen aufgrund der Vielzahl an Elektronen schnell besonders kompliziert. In wasserstoffähnlichen Systemen können Berechnungen durchgeführt werden, sodass die Untersuchungen der Lamb-Verschiebung in starken Coulombfeldern bei hohem Z anhand von wasserstoffähnlichen Ionen durchgeführt werden.

Wie bereits in Tabelle 2.1 beschrieben, skalieren die Effekte mit der Kernladungszahl Z . Am Beispiel eines wasserstoffähnlichen Uranatoms ($Z = 92$) können die Beiträge aus der Lamb-Verschiebung aufgeführt werden. In Tabelle 2.2 sind ausgehend von

Beitrag	Wert [eV]
1s Grundzustand nach Gl. 2.4	-132280,0
Selbstenergie	355,0
Vakuumpolarisation	-88,6
Finite Kerngröße	198,7
Nuklearer Rückstoß	0,5
Kernpolarisation	-0,2
zweite Ordnung QED	± 2
1s Grundzustand nach Korrektur	-131815 ± 2

Tabelle 2.2: Theoretische Beiträge der Lamb-Verschiebung zum 1s-Grundzustand der Dirac Gleichung in wasserstoffähnlichem Uran [2].

der Bindungsenergie aus der Dirac-Gleichung (Gl. 2.4) die wichtigsten Beiträge zur Lamb-Verschiebung aufgeführt. Neben den QED-Effekten der Selbstenergie und der Vakuumpolarisation kommen weitere Beiträge der endlichen Kerngröße, des nuklearen Rückstoßes sowie der Kernpolarisation in der Lamb-Verschiebung zum Tragen. In Summe betragen die Beiträge der Lamb-Verschiebung aus Tabelle 2.2 somit $465,4 \pm 2$ eV. Im Experiment von Gumberidze et al. wurde die Lamb-Verschiebung gemessen in wasserstoffähnlichem Uran zu $460,2 \pm 2,3 \pm 3,5$ eV [4].

2.2 Funktionsprinzip der Siliziummikrokalorimeter

In der Namensgebung der Detektoren findet sich das Wort 'Kalorimeter' wieder. Kalorimeter sind per Definition Gerätschaften zur Messung von Wärmemengen, welche durch physikalische (chemische, oder biologische) Prozesse abgegeben oder aufgenommen werden. Ende des 19. Jahrhunderts erfand Samuel P. Langley die Verwendung temperaturabhängiger Widerstände zur (kalorimetrischen) Messung elektromagnetischer Strahlung, wobei man hier von sogenannten "Bolometern" spricht. [25]

In Abbildung 2.2 wird das Prinzip der verwendeten Mikrokalorimeter für elektromagnetische Strahlung dargestellt. Ein einfallendes Photon wird in einem Absorber mit der Wärmekapazität C gestoppt und deponiert seine Energie als Wärme. Nach der Thermalisierungszeit τ_{th} steigt die Arbeitstemperatur T_A des Absorbers um den Beitrag ΔT . Anschließend kann über den Thermistor, welcher über eine thermische Verbindung gut angekoppelt ist, eine Veränderung des Widerstandes detektiert werden. Diese Veränderung des Widerstandes ist proportional zur einfallenden Energie des Photons. Über die thermische Ankopplung mit der Wärmeleitfähigkeit k zu einem Kältebad kann schließlich wieder eine Gleichgewichtstemperatur eingestellt werden, wodurch der Detektor ein neues Photon detektieren kann.

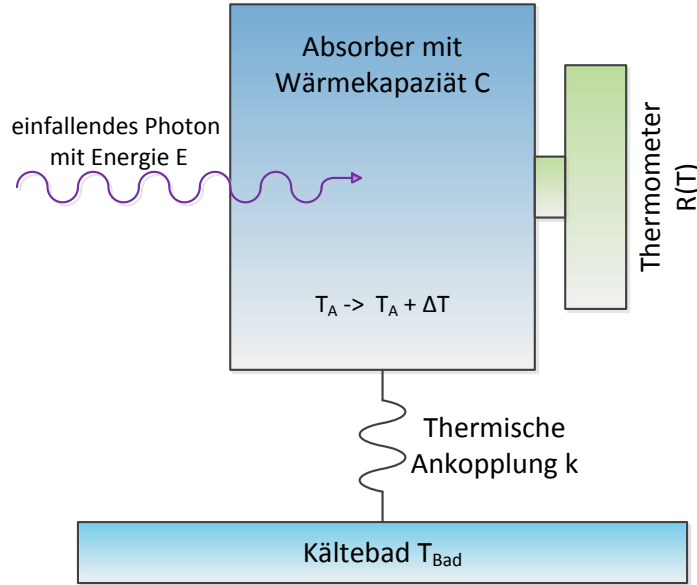


Abbildung 2.2: Detektionsprinzip eines Mikrokalorimeters [14]

2.2.1 Supraleitende Absorber

Bei Mikrokalorimetern dienen die Absorber dazu, die elektromagnetische Strahlung im Material zu stoppen und die Strahlungsenergie in Wärme umzuwandeln. Der Anstieg der Temperatur ist abhängig von der Energie E des einfallenden Photons sowie umgekehrt proportional zu der Wärmekapazität C des Absorbers:

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (2.6)$$

Die Wärmekapazität C setzt sich aus dem Produkt der Absorbermasse m und der spezifischen Wärmekapazität c zusammen:

$$C = m \cdot c \quad (2.7)$$

Die Signalamplitude ist umgekehrt proportional zur Wärmekapazität und somit umgekehrt proportional zur Masse der Absorber. Für eine optimierte Signalhöhe ist demnach der Absorber möglichst klein zu wählen. Mit Blick auf die aktive Detektorfläche sowie einer hohen Detektionseffizienz des Absorbermaterials ist jedoch ein geeigneter Kompromiss zu wählen. Ferner ist die Signalamplitude umgekehrt proportional zur spezifischen Wärmekapazität. Die spezifische Wärmekapazität setzt sich aus dem Beitrag der Elektronen c_{el} sowie dem Beitrag des Kristallgitters c_l zusammen [26]:

$$c = c_{el} + c_l \quad (2.8)$$

1. Der Beitrag der Elektronen c_{el} :

Für den Beitrag der Elektronen gilt $c_{el} = \gamma \cdot T$, mit γ einem elektronischen

spezifischen Wärmekoeffizienten [26].

Für Supraleiter gilt unterhalb der Sprungtemperatur T_C ein Beitrag der Elektronen $c_{el} \propto \exp(T_C/T)$ [27].

2. Der Beitrag des Kristallgitters c_l :

Hier gilt näherungsweise das *Debye-Gesetz* wonach für c_l folgt

$$c_l = \frac{12\pi^4}{5} N k_B \left(\frac{T}{\Theta_D} \right)^3 \quad (2.9)$$

mit N = Teilchenzahl, k_B = Boltzmannkonstante, Θ_D = Debye-Temperatur.

Aus der spezifischen Wärmekapazität folgt, dass eine Optimierung der Signalamplitude mit der Minimierung der Temperatur des Absorbers einhergeht. Der Beitrag des Kristallgitters ist proportional zu T^3 während der Beitrag der Elektronen zunächst proportional zu T ist. Bei tiefen Temperaturen sinkt der Beitrag des Kristallgitters somit schneller als der Beitrag der Elektronen. Unterhalb der Sprungtemperatur des Absorbermaterials nimmt der Beitrag der Elektronen jedoch einen exponentiellen Verlauf an und ist rapide sehr viel kleiner als der T^3 -Verlauf des Kristallgitters, welcher dominierend wird. Demnach ist für eine Optimierung des Temperaturanstiegs eine niedrige Arbeitstemperatur zu wählen.

2.2.2 Das Thermometer

Im Design der Mikrokalorimeter ist das Thermometer am Absorber angekoppelt. Diese thermische Verbindung sollte sehr gut sein, damit die Thermalisierungszeit optimal ist und die Verluste über die Ankopplung an das Kältebad minimiert sind. Ebenfalls sollte die Wärmekapazität des Thermometers nur einen sehr kleinen Beitrag zur Wärmekapazität des Gesamtsystems liefern. Für die Messung des Temperaturanstiegs gibt es mehrere Prinzipien. Die hier verwendeten resistiven Thermistoren reagieren auf einen induzierten Temperaturanstieg mit einer Widerstandsänderung. Es gilt für kleine Temperaturänderungen ΔT :

$$\Delta R = \frac{dR}{dT} \Delta T \quad (2.10)$$

Zur Beschreibung der Sensitivität der Thermistoren wird ein dimensionsloser lokaler Temperaturkoeffizient eingeführt [28]:

$$\alpha \equiv \frac{d \log R}{d \log T} = \frac{T}{R} \frac{dR}{dT} \quad (2.11)$$

Je größer der Koeffizient α ist, desto höher ist die Sensitivität des Detektors im gewählten Arbeitsbereich. Bei den resistiven Thermistoren gibt es prinzipiell zwei verschiedene Varianten.

In Abbildung 2.3 ist das Verhalten des Widerstands in Abhängigkeit von der Temperatur aufgetragen. Die supraleitenden Phasenübergangsthermometer sind Thermistoren, welche im Übergang zur Supraleitung, am Punkt der kritischen Temperatur T_C , betrieben werden. Hier ist die Widerstandsänderung in Abhängigkeit von der Temperatur ($\frac{dR}{dT}$)

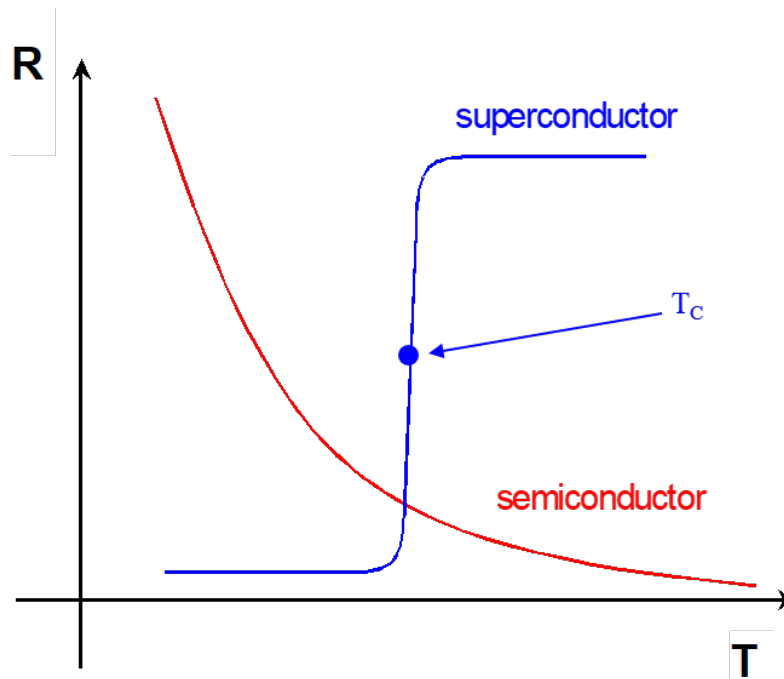


Abbildung 2.3: Verhalten des Widerstands in einem Halbleiter oder Supraleiter bezogen auf tiefe Temperaturen ($T \leq 4\text{ K}$)[29].

beziehungsweise die Sensitivität der Sensoren sehr groß. Aufgrund der schnellen Anstiegszeit sowie der Möglichkeit von Multiplexing, dem Bündeln mehrerer Kanäle auf einem Signal, wird dieses Prinzip aktuell durch Entwicklungen in sogenannten “Transition Edge Sensors” in verschiedensten Experimenten eingesetzt [3, 11]. Eine ausführliche Diskussion und Anwendung von supraleitenden Phasenübergangsthermometern findet sich in den Dissertationen von Meier und von Kraft-Bermuth [29, 30] sowie dem Buch von Enss [31].

Die Halbleiterthermistoren mit einem großen dynamischen Arbeitsbereich bilden die Basis der hier verwendeten Detektoren. Eine ausführliche Beschreibung dieser Thermistoren findet sich in den Buchkapiteln von McCammon [28, 32]. Die modernen Halbleiterthermistoren profitieren von den Fortschritten der letzten Jahrzehnte in der Halbleiterindustrie bezüglich der Qualität sowie in der Herstellung.

Im Bereich tiefer Temperaturen verhalten sich die Halbleiter aufgrund der vorhandenen Bandlücke wie Isolatoren. Mit Hilfe einer kompensierten Dotierung kann hier die Ladungsträgerkonzentration erhöht werden, um den Halbleiter als Thermistor einzusetzen. Die Ladungsträgerkonzentration hängt in einem dotierten Halbleiter exponentiell von der Temperatur ab [33]:

$$n_{e;D/A} \propto \exp\left(-\frac{E_{G,D}}{k_B T}\right), \quad E_{G,D} = \text{Bandlücke für Akzeptor bzw. Donator} \quad (2.12)$$

Im Bereich der Arbeitstemperatur ist die Ladungsträgerkonzentration demnach sehr gering und der Halbleiter verhält sich wie ein Isolator. Die Leitung der Elektronen kann demnach nicht klassisch verlaufen.

Studien haben gezeigt, dass bei tiefen Temperaturen der dominierende Leitungsmechanismus ein thermisch angeregtes Tunneln von Elektronen zwischen den Dotieratomen

(Donatoren sowie Akzeptoren) ist. Dieser Mechanismus wird auch “hopping conductivity” genannt [34]. Durch ein Mott-Gesetz wird folgende Temperaturabhängigkeit des Thermistorwiderstands vorhergesagt:

$$R(T) = R_0 \cdot \exp \left(\frac{T_0}{T} \right)^p \quad (2.13)$$

Hierbei beschreiben R_0 und T_0 jeweils spezifische Materialkonstanten jedes einzelnen Thermistors, welche durch eine gezielte Implantation angepasst werden können. Betrachtet man den Exponenten p in Gleichung 2.13, so ist dieser $p=1$ für den Fall, dass ein Tunneln nur zu der nächstmöglichen Position geschieht. Nach Mott gibt es jedoch bei sinkender Arbeitstemperatur eine Konkurrenz zwischen den Termen der Tunnelwahrscheinlichkeit sowie der Anregungsenergie in das Leitungsband. So kann es für ein Elektron attraktiv sein auch zu weiter entfernten Stellen zu tunneln anstatt zur nächstmöglichen Position. Dies wird “variable-range hopping” genannt. Für einen 3-dimensionalen Körper folgt dann für den Exponenten $p=1/4$ [34].

Efros und Shklovskii führten diese Überlegungen weiter, sodass die Zustandsdichte im Bereich des Fermilevels quadratisch gegen Null gehen sollte, wenn bei “variable-range hopping” Coulomb-Wechselwirkungen auf größeren Distanzen mit berücksichtigt werden. Dies führt zu einem Exponenten $p=1/2$. [35]

In den Arbeiten der Gruppe von D. McCammon wurde untersucht, ob Halbleiterthermistoren dem modifizierten Mott-Gesetz folgen. In der Veröffentlichung von Zhang et al. wird das Verhalten mit dem Exponenten $p=1/2$ bestätigt, sodass für die verwendeten Thermistoren gilt [34]:

$$R(T) = R_0 \cdot \exp \left(\frac{T_0}{T} \right)^{1/2} \quad (2.14)$$

2.2.3 Thermische Ankopplung an das Kältebad

Im Betrieb des Detektors werden Wärmemengen durch die Absorber aufgenommen und über eine Klebefläche an den Thermistor abgegeben, welcher diese Wärmemenge nachweist. Im Anschluss an die Detektion müssen diese Wärmemengen schließlich abtransportiert werden, damit der Grundzustand für eine erneute Detektion hergestellt wird. Die zunächst aufgenommene Wärme wird vom Absorber über verschiedene thermische Kontaktstellen mit endlicher thermischen Ankopplung an das Kältebad abgegeben (siehe Abbildung 2.2).

Allgemein kann man den Fall eines Wärmeflusses durch einen Körper der Länge x und der Querschnittsfläche A betrachten (siehe Abbildung 2.4). Durch den Körper mit der materialspezifischen Wärmeleitfähigkeit λ findet ein Temperatúraustausch von der warmen Seite mit Temperatur T_1 zur kälteren Seite T_2 statt, bis ein Gleichgewicht erreicht wurde. Die Mantelflächen strahlen in diesem idealen Modell keine Wärme ab. Der Wärmestrom kann allgemein beschrieben werden durch [33]:

$$\dot{Q} = -\lambda \frac{A}{x} \Delta T \quad (2.15)$$

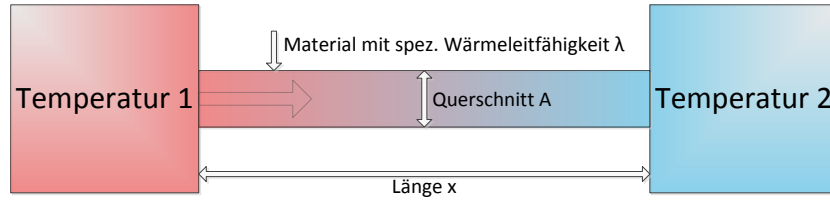


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung zur Wärmeleitung eines Körpers der Länge x und der Querschnittsfläche A [14]. An den gegenüberliegenden Enden des Körpers liegen die Temperaturen T_1 und T_2 an ($T_1 > T_2$). Durch den Temperaturunterschied fließt die Wärme von T_1 hin zu T_2 . Die Mantelflächen strahlen idealisiert keine Wärme ab.

Die körper- sowie materialspezifischen Größen λ , Fläche A und Länge x können in einem Wärmeleitwert G zusammengefasst werden.

$$G = \frac{\lambda A}{x} \quad \text{in} \quad \left[\frac{W}{K} \right] \quad (2.16)$$

In der spezifischen Wärmeleitfähigkeit λ unterscheidet man zwei Effekte:

- **Wärmeleitung durch Phononen**

In der *Debyeschen* Theorie werden die Gitterschwingungen, sogenannte Phononen, als freies Bose-Gas beschrieben. Für die spezifische Wärmeleitfähigkeit gilt [36]:

$$\lambda_{ph} = \frac{1}{3} c v l \quad (2.17)$$

Dabei beschreibt c die spezifische Wärmekapazität, v die Geschwindigkeit der Phononen sowie l ihre mittlere freie Weglänge. Für Temperaturen oberhalb von $T > \Theta_D$ ist die freie Weglänge l noch begrenzt durch Stöße zwischen Phononen und ist proportional zu T^{-1} . Im Falle tiefer Temperaturen $T < \Theta_D$ wird die Wärmeleitung durch Streuung an Defekten begrenzt. Neben Fehlstellen in der Kristallstruktur begrenzt die endliche Dimension des Festkörpers die Wärmeleitung. Ist die freie Weglänge l größer als die Dimension des Festkörpers, so ist die spezifische Wärmeleitfähigkeit proportional zu T^3 . Dies nennt man den *Casimir-Bereich* [36].

- **Wärmeleitung in Metallen** Im Bereich der Raumtemperatur bis hin zu tiefen Temperaturen dominiert in Metallen der Wärmetransport aufgrund der hohen Beweglichkeit freier Elektronen. In der Fermigas-Theorie folgt demnach für die spezifische Wärmeleitfähigkeit [36]:

$$\lambda_{el} = \underbrace{\frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k_B}{e} \right)^2}_{\text{Lorentz-Zahl } \mathcal{L}} T \cdot \sigma \quad (2.18)$$

In der Formel beschreibt σ die elektrische Leitfähigkeit des Metalls. Die universellen Konstanten werden in der Lorenz-Zahl $\mathcal{L} = 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ V}^2/\text{K}^2$ zusammengefasst. Bildet man den Quotienten der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit, so ist dieser proportional zur Temperatur. Dies nennt man das *Wiedemann-Franz-Gesetz* [36].

$$\frac{\lambda_{el}}{\sigma} = \mathcal{L}T \quad (2.19)$$

Im Verlauf sinkender Temperaturen nimmt die Lorenz-Zahl $\mathcal{L}$ ab und wird im Bereich tiefer Temperaturen wieder konstant. Die Ursache hierfür liegt in der unterschiedlichen Gewichtung der Streuprozesse bei der thermischen sowie elektrischen Leitfähigkeit.

2.3 Energieübertragung von Photon zu Absorber

2.3.1 Elementare Prozesse

Dringt ein Photon in einen Festkörper ein, so können verschiedene Wechselwirkungsprozesse zum Energieübertrag auf das Medium beitragen. Eine vollständige Beschreibung dieser Wechselwirkungen liefert [37, 38]:

- Photoeffekt:

Das Röntgenquant wird von der Elektronenhülle des Atoms absorbiert, während ein Elektron aus den tieferen Atomhüllen ionisiert wird. Die Energie des emittierten Elektrons beträgt:

$$E_{\text{Elektron}} = E_{\text{Photon}} - E_{\text{Bindungsenergie}} \quad (2.20)$$

Die so erzeugten Löcher in der Hülle des Atoms werden durch höher liegende Elektronen aufgefüllt. Das emittierte Elektron mit der Restenergie des absorbierten Photons gibt im Anschluss die Energie durch Stöße wieder an weitere Elektronen im Festkörper ab. Vernachlässigt man zunächst Photonen, welche durch strahlende Übergänge in Atomen den Festkörper verlassen könnten, so verbleiben die angeregten Elektronen im Festkörper, wodurch die gesamte Energie des Röntgenquants nachgewiesen wird.

Der Photoeffekt ist zudem stark abhängig von der Kernladungszahl Z des Absorbermaterials. Für den Wirkungsquerschnitt σ_{Photo} gilt [37]:

$$\sigma_{\text{Photo}} \propto \frac{Z^5}{E_{\gamma}^{7/2}} \quad (2.21)$$

- Comptoneffekt:

Der Comptoneffekt beschreibt die inelastische Streuung des einfallenden Photons an einem fast freien Elektron in der äußeren Schale. Durch die Streuung wird

nur ein Teil der Photonenenergie auf das Elektron übertragen. Die Energie des Elektrons beträgt nach dem Stoß:

$$E_{kin}(e^-) = h \cdot (\nu - \nu') \quad (2.22)$$

Das gestreute Photon kann im Anschluss, sofern auch hier ein Verlassen des Festkörpers vernachlässigt wird, wieder elementare Wechselwirkungen durchführen. Im Vergleich zum Photoeffekt ist der Wirkungsquerschnitt des Comptoneffekts weniger stark abhängig von der Kernladungszahl [37]:

$$\sigma_{Compton} \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (2.23)$$

- Rayleigh-Streuung:

Neben einer inelastischen Streuung (Comptoneffekt) kann ein Photon auch in einer elastischen Streuung mit den Elektronen des Atoms wechselwirken, indem die einfallenden Photonen die Elektronen zu Schwingungen anregen. Dabei spielt die Rayleigh-Streuung vor allem bei kleinen Photonenenergien unterhalb der Bindungsenergie eine Rolle. Der Wirkungsquerschnitt für diese Streuung ist proportional zu ν^4 [38].

- Paarbildung:

Im Prozess der Paarbildung wird durch die Energie des Photons ein Elektron-Positron Paar erzeugt. Dies geschieht im Coulomb-Feld eines Stoßpartners, damit aufgrund der Impulserhaltung der Rückstoß aufgenommen werden kann. Die Energie des Photons muss mindestens die Ruhemasse des e^-e^+ -Paares aufweisen:

$$E_\gamma \geq 2m_e c^2 \quad (2.24)$$

Der Wirkungsquerschnitt der Paarbildung ist quadratisch von der Kernladungszahl abhängig [37]:

$$\sigma_{Paar} \propto Z^2 \cdot \ln(E_\gamma) \quad (2.25)$$

Die beschriebenen Wechselwirkungsprozesse von Photonen in Materie sind unterschiedlich dominant je nach Energiebereich. Die hier verwendeten Mikrokalorimeter werden bei Energien zwischen einem und 100 keV eingesetzt. Betrachtet man die Wirkungsquerschnitte in Abbildung 2.5, so ist der Photoeffekt der dominierende Effekt für die Betrachtung der Absorption von elektromagnetischer Strahlung unter 100 keV.

Anders als bei der Wechselwirkung von Ionen und Teilchen mit Materie verlieren Photonen beim Durchgang eines Mediums keine Energie. Die Abschwächung des Strahls erfolgt exponentiell in der Intensität des Photonenstrahls gemäß [40]:

$$I(x) = I_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (2.26)$$

Die Intensität $I(x)$ bezüglich der Eindringtiefe x wird mit der Startintensität I_0 und dem Massenabsorptionskoeffizienten μ bestimmt. Der Massenabsorptionskoeffizient enthält die Wirkungsquerschnitte σ_i der beteiligten –oben aufgeführten– Prozesse :

$$\mu = \frac{N_A \rho}{A} \sum_i \sigma_i \quad (2.27)$$

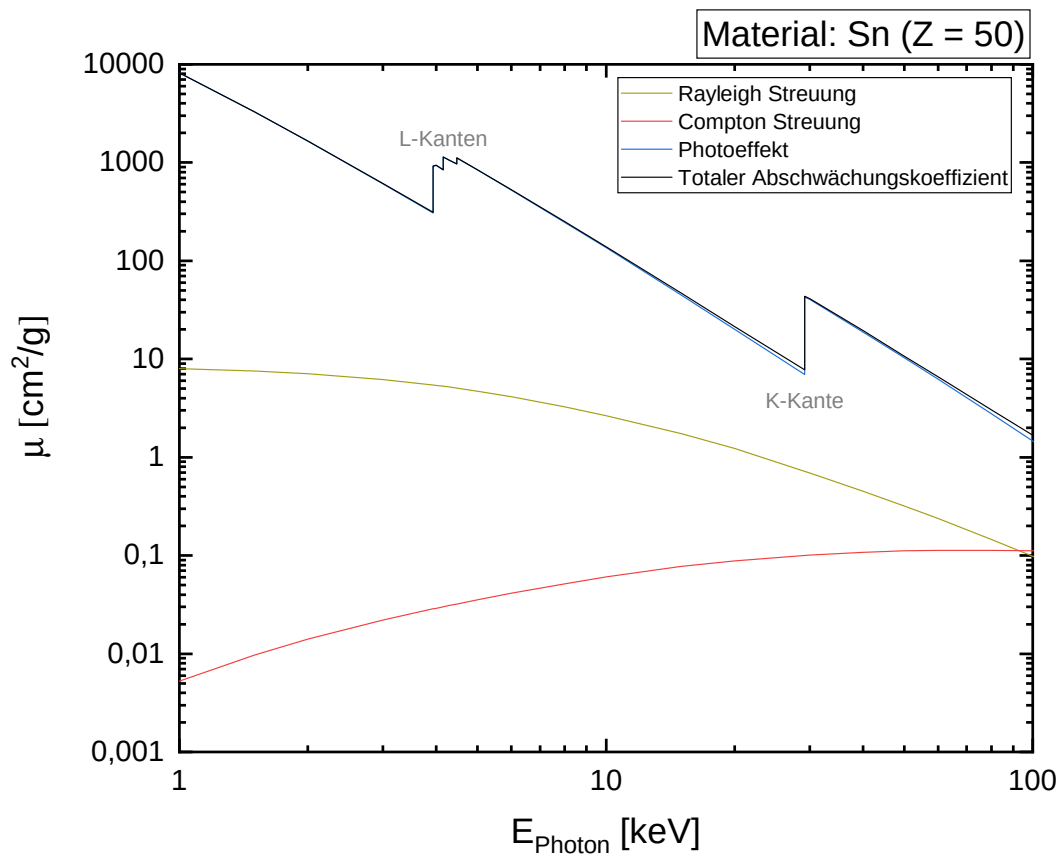


Abbildung 2.5: Darstellung des Massenabsorptionskoeffizienten bezogen auf die Photonenenergie des Absorbermaterials Zinn. Der vorgesehene Energiebereich der Detektoren liegt bei wenigen keV bis hin zu 100 keV. Dabei ist ersichtlich, dass in diesem Bereich der Photoeffekt die dominierende Wechselwirkung im Absorber ist [39].

2.3.2 Thermalisierung

Im Prozess der Absorption eines Photons, wie sie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben wurde, wird durch den Photoeffekt ein Elektron freigesetzt. In der Theorie der Thermalisierung beschreibt dies den ersten von drei individuellen Schritten zur Konvertierung der Energie des Photons hin zu Phononen. Ausführliche Beschreibungen dieser Theorie finden sich in den Veröffentlichungen von Kozorezov und Martin. [41, 42, 43] In der Veröffentlichung aus 2012 geht Kozorezov genauer auf die Prozesse der Thermalisierung in Metallabsorbern ein. [44] Die individuellen Schritte zur Umwandlung der Energie sind wie folgt:

1. *Stöße des Photoelektrons:*

Das emittierte Photoelektron der Energie E führt elastische Stöße an Elektronen aus und regt sie in höherenergetische Zustände an oder führt zu weiteren Ionisierungen, deren Elektronen wiederum elastische Stöße ausführen können. In dieser Phase besitzen Elektronen und Löcher noch viel Energie, und Elektron-Elektron-Wechselwirkungen dominieren den Vorgang des Energieübertrags. Das Ende der ersten Phase beschreibt das Erreichen der mittleren Energie Σ aller

erzeugten Elektronen-Loch Paare bei der Energie E^* . Ist diese Energie E^* , welche bei Zinn 0,87 eV beträgt [41], erreicht, so ist die Relaxation im Zuge einer einzelnen Elektron-Elektron-Wechselwirkung gleich wahrscheinlich wie die Emission mehrerer hochenergetischer Phononen mit einer Energie nahe der Debyeenergie $\Omega_{D,Sn} = 17,2 \text{ mV}$ [41]. Die Zeit der Relaxation von Elektronen mit dem Kristallgitter kann je nach Material bei 10^{-14} - 10^{-12} s liegen [45]. Allerdings können die Elektron-Elektron-Stöße auch Elektronen in langlebige, metastabile Zustände anregen. Diese rekombinieren zu Phononen mit deutlich längeren Lebenszeiten und tragen dadurch nicht zum Temperatursignal bei.

2. Phononenemission aus Elektron-Loch-Paaren:

Die zweite Stufe startet unterhalb der Energie E^* . Die in den Elektron-Loch-Paaren deponierte mittlere Energie E^* wird nun durch schnelle Relaxation in hochenergetische Phononen umgesetzt. Die Lebenszeit solcher Phononen mit der Energie $\Omega_{D,Sn}$ beträgt 11,4 ps [41]. Sie zerfallen durch Mehrphononenstreuung in thermische oder sogenannte "ballistische" Phononen.

Die mittlere Energie Σ sinkt innerhalb von 2,3 ps unter die Debyeenergie $\Omega_{D,Sn}$ [41]. Unterhalb von $\Omega_{D,Sn}$ folgt die spontane Emission aus Elektron-Loch-Paaren in Phononen einer kubischen Energieabhängigkeit. Andererseits folgt die Rate der Reabsorption von Phononen zu Anregungszuständen der Elektronen einer linearen Abhängigkeit [44]. Aufgrund des kubischen Verlaufs mit der Energie sinkt die Rate der Phononenemission jedoch schneller als die der Rekombination von Phononen zu Elektronen. In der sogenannten "Phononen-Phase", bei der Energie $\Omega_1 \ll \Omega_D$, sind die Raten für die Erzeugung von Phononen sowie der Rekombination von Phononen in Anregungszustände der Elektronen gleich.

3. Phononenrekombination in angeregte Elektronenzustände:

Sinkt die mittlere Energie Σ nun unter den Wert von Ω_1 , so pumpen die Phononen ihre Energie ungleichmäßig rapide in elektronische Anregungszustände. Dies passiert bis zu einer Energie E_1^* , sodass Elektron-Elektron-Wechselwirkung wieder stärker an Einfluss gewinnen und ein Gleichgewicht herstellen. Dabei kann es wiederum zwei unterschiedliche Fälle geben:

a) $E_1^* < \Omega_1$

Die dritte Stufe startet ab der Energie Ω_1 . Diese Vorphase der Thermalisierung läuft, bis die mittlere Energie E_1^* erreicht wurde, sodass die Elektronentemperatur das Gleichgewicht mit dem Phononensystem erreicht.

b) $E_1^* > \Omega_1$

In diesem Fall sind beim Übergang in die dritte Phase, und dem Erreichen der Temperatur Ω_1 , bereits teilweise Gleichgewichte in den elektronischen Anregungen erzielt.

Im Anschluss an die dritte Phase befindet sich der Absorber im thermischen Gleichgewicht mit der Temperatur:

$$T_{Absorber} = T_A + \frac{\epsilon E}{C} \quad \text{für } \epsilon \leq 1 \quad (2.28)$$

Während der Thermalisierung breiten sich die ballistischen Phononen im gesamten Absorber aus. Die Zeit ist durch die Abmessung des Absorbers sowie der Beschaffenheit der Grenzflächen und der Schallgeschwindigkeit bestimmt [46]. Fehlstellen sowie Fremdatome können die Thermalisierung beschleunigen, da sie für ballistische Phononen weitere Streuzentren darstellen. Gemäß der *Debyeschen* Theorie hängt die Schallgeschwindigkeit mit der Wärmeleitfähigkeit λ zusammen (siehe Gl. 2.17). Ist die Leitfähigkeit gering, so verlängert sich die Thermalisierungszeit τ_{th} .

In der Realität ist der Absorber mit dem Thermistor über einen definierten thermischen Kontakt verbunden. Ist nun die Thermalisierungszeit τ_{th} sehr hoch, so können ballistische Phononen bereits über die thermische Brücke zum Thermistor gelangen, während der Absorber noch nicht vollständig thermalisiert ist. Umgekehrt wenn der thermische Kontakt durch Wahl des Klebers sowie Abstandshalter eine sehr hohe thermische Leitfähigkeit besitzt, so kann ebenfalls eine unvollständige Thermalisierung des Absorbers die Folge sein. Aus beiden Extrema können sich Ortsabhängigkeiten der Absorption des Photons ergeben, die wiederum Einfluss auf die Energieauflösung mit sich bringen.

2.4 Thermodynamische Beschreibung der Signale

In den folgenden Abschnitten wird auf die Wärmebilanz und die daraus folgende Form des thermischen Signals des Detektors eingegangen. Dabei wird in der Diskussion eine für diese Detektoren gültige vereinfachte Form verwendet. Eine ausführliche Betrachtung findet sich in den Dissertationen von v. Kienlin, Meier und Kraft-Bermuth sowie in dortigen Referenzen [29, 30, 47].

2.4.1 Die Wärmebilanzgleichung

Die hier verwendeten Mikrokalorimeter funktionieren als Instrument die Energie der einfallenden Teilchen zu bestimmen. Dem System des Kalorimeters werden thermodynamisch Wärmeenergiemengen hinzugefügt und an anderen Stellen wieder abgeführt. Zur Beschreibung dieser Wärmemengen wird die Wärmebilanzgleichung aufgestellt. Die Form des Wärmestroms beträgt:

$$\underbrace{\frac{dQ}{dt}}_{\text{Änderung der Wärmemenge}} \equiv C(T(t)) \cdot \frac{d}{dt}T(t) + T(t) \cdot \frac{d}{dt}C(T(t)) = P_{in} - P_{out} \quad (2.29)$$

Die ausgehende Leistung wird hauptsächlich durch die Wärmekopplung der Kryostattemperatur $T(t)$ zum Kältebad T_{Bad} bestimmt. Sie ist bestimmt durch [48]:

$$P_{out} = \int_{T_{Bad}}^{T(t)} k(T')dT' \quad (2.30)$$

Betrachtet man die eingehende Leistung P_{in} , so sind eine Vielzahl von Beiträgen verantwortlich. Diese setzen sich wie folgt zusammen:

1. Der größte Beitrag zur eingetragenen Wärme geht vom absorbierten Teilchen aus. Das Photon deponiert die Leistung

$$P_E = \frac{d(\epsilon E)}{dt} \quad (2.31)$$

im Absorber (mit $\epsilon \leq 1$). Die zeitliche Auswertung des Signals beinhaltet die Thermalisierungszeit τ_{th} im Absorber sowie die Abklingzeit τ_{ab} , welche durch die thermische Ankopplung ans Kältebad definiert wird. Im Verlauf eines Detektorsignals ist die Thermalisierungszeit τ_{th} deutlich kürzer als die Anstiegszeit des Signals. Demnach kann die eingetragene Leistung durch eine Deltafunktion angenähert werden:

$$P_E = \epsilon E \cdot \delta(t) \quad (2.32)$$

2. Im Betrieb des Detektors wird durch die angelegte Bias-Spannung Joule'sche Wärme im Thermistor erzeugt. Die daraus folgende Joule'sche Heizleistung beträgt somit:

$$P_J = R(T) \cdot I^2 \quad (2.33)$$

3. Allgemein wird durch die Umgebung Wärmestrahlung dem Detektor zugeführt. Diese eingetragene Leistung P_S kann zeitlich im Bezug auf ein Signal jedoch als konstant angesehen werden.
4. Die verwendeten Feldeffekttransistoren werden an der 4K-Stufe in abgeschirmten Boxen auf 120 K betrieben. Durch die angeschlossenen Signalkabel aus Manganin, welche an diversen Positionen thermisch angekoppelt sind, ist der Detektor mit den Transistoren thermisch verbunden. Die so eingetragene Leistung P_K durch die Wärmeleitung der Kabel kann ebenfalls zeitlich als konstant angesehen werden.

In der Zusammenfassung aller Beiträge ergibt sich die Wärmebilanzgleichung für das Signal eines einfallenden Photons:

$$C(T) \frac{dT(t)}{dt} + T(t) \frac{d}{dt} C(T(t)) = \epsilon E \cdot \delta(t) + R(T) \cdot I^2 + P_S + P_K - \int_{T_{Bad}}^{T(t)} k(T') dT' \quad (2.34)$$

2.4.2 Lösung der Wärmebilanzgleichung für kleine Temperatursignale

Für die Lösung der Wärmebilanzgleichung betrachtet man zunächst den Gleichgewichtsfall. Wird kein Teilchen im Detektor absorbiert, so besteht ein Gleichgewicht bei der Temperatur T_A zwischen den eingehenden Leistungen P_J , P_S und P_K und der ausgehenden Leistung P_{out} .

$$R(T_A) \cdot I^2 + P_S + P_K - \int_{T_{Bad}}^{T_A} k(T') dT' = 0 \quad (2.35)$$

Nach der Detektion eines Teilchens steigt die Arbeitstemperatur des Detektors um den Beitrag ΔT . Dieser ist abhängig von der Energie des Teilchens und somit nicht universell

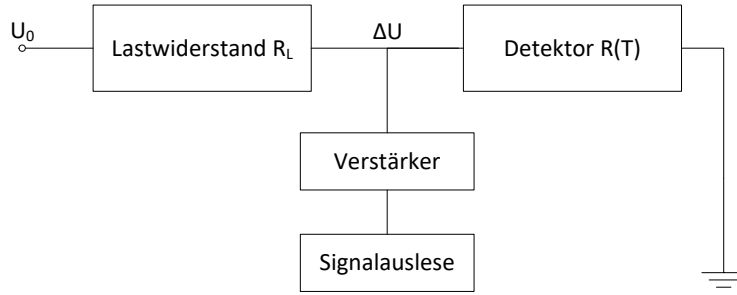


Abbildung 2.6: Vereinfachte Darstellung der Signalauslese

für alle gemessenen Ereignisse. Die zeitliche Form des Temperatursignals $T(t)$ lässt sich beschreiben als:

$$T(t) = T_A + \Delta T(t) \quad (2.36)$$

Im Bereich von kleinen Signalen kann man die Annahme treffen, dass $C(T)$, $k(T)$ und $dR(T)/dT$ sich nicht signifikant ändern und sogar als konstant angesehen werden können. So ergibt sich aus dem Temperatursignal: $C(T_A) \equiv C$, $k(T_A) \equiv k$, $dR(T_A)/dT \equiv dR/dT$.

Entwickelt man Gleichung 2.34 um die Arbeitstemperatur T_A so erhält man nach Linearisierung:

$$C \frac{d}{dt} \Delta T(t) = \epsilon E \cdot \delta(t) + \frac{dR}{dT} \cdot I^2 \cdot \Delta T(t) - k \cdot \Delta T(t) \quad (2.37)$$

In der Lösung dieser Gleichung bedient man sich eines exponentiellen Ansatzes. Mit $\Delta T(t) = A \cdot \exp(-t/\tau_{eff})$ folgt die Lösung für kleine Temperatursignale:

$$\Delta T(t) = \frac{\epsilon \cdot E}{C} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \quad \text{mit} \quad \tau_{eff} = \frac{C}{k - \frac{dR}{dT} \cdot I^2} \quad (2.38)$$

In der Lösung von Gleichung 2.37 steckt die thermische Zeitkonstante τ_{eff} . Diese kann das Verhalten des Detektors je nach ausgewählten Eigenschaften stark beeinflussen. Die Zeitkonstante τ_{eff} unterscheidet sich von einem reinen thermischen Tiefpass $\tau_{TP} = C/k$ um den Beitrag $dR/dT \cdot I^2$. Dieser Term beschreibt die ‐elektrothermische Rückkopplung‐. Durch die Absorption des Photons und den dadurch hervorgerufenen Temperaturanstieg wird wiederum eine Änderung des Widerstands ΔR hervorgerufen.

2.5 Das Spannungssignal im Bereich kleiner Temperaturänderungen

Betrachtet man den Widerstand des Thermistors, so befindet er sich im Arbeitsmodus auf der Arbeitstemperatur T_A . Bei einer Kleinsignal-Näherung wird davon ausgegangen,

dass die Temperaturerhöhung durch ein Signal klein gegenüber der Absorbertemperatur ist. Das Zeitverhalten des Thermistors kann allgemein wie folgt beschrieben werden:

$$R(T,t) = R_A + \Delta R(t) \quad (2.39)$$

Aus den Gleichungen 2.10 und 2.38 ergibt sich nun für $\Delta R(t)$:

$$\Delta R(t) = \frac{\epsilon E}{C} \cdot \frac{dR}{dT} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \quad (2.40)$$

In Abbildung 2.6 wird vereinfacht die Struktur der Signalauslese dargestellt. Eine Gleichspannung U_0 wird an einen sehr großen Lastwiderstand R_L und dem Thermistor $R(T)$ angelegt. Ändert sich der Thermistorwiderstand in Folge einer Absorption, so entsteht ein Spannungsunterschied ΔU , der im Anschluss über einen Verstärker und einer Signalauslese verarbeitet wird. Dieser Spannungsunterschied ΔU stellt das Signal des Detektors dar.

Da der Lastwiderstand R_L um einiges größer ist als der Thermistorwiderstand, kann der Messstrom I_M als konstant angesehen und wie folgt definiert werden:

$$I_M = \frac{U_0}{R_L} \quad (2.41)$$

Nach Gleichung 2.40 folgt demnach für ΔU :

$$\Delta U = \frac{\epsilon E}{C} \cdot \frac{dR}{dT} \cdot \frac{U_0}{R_L} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \quad (2.42)$$

2.6 Energieauflösung

In der Verwendung jeder neuen Technologie gibt es zu Beginn Überlegungen über die Leistungsfähigkeit auch im Vergleich mit vorhergehenden Detektionsmechanismen. Während Halbleiterdetektoren die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare messen, detektieren die hier verwendeten Bolometer erzeugte Phononen im Absorbermaterial. Die Anregungsenergien für die Überwindung der Bandlücke zur Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren im Festkörper sind im Bereich von wenigen Elektronenvolt, während für die Anregung von Phononen nur Millielektronenvolt benötigt werden [41]. Das Auflösungsvermögen eines Detektors, welcher eine Anzahl an Quanta N nachweist, kann in Verbindung mit der Halbwertsbreite einer Gaußkurve wie folgt bestimmt werden:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{N}} \quad (2.43)$$

Hieraus ergibt sich, dass nach vollständiger Absorption eines Photons eine erhöhte Anzahl der erzeugten Quanten N das Auflösungsvermögen verbessert. In der Realität wird dieses Auflösungsvermögen jedoch durch diverse Rauschbeiträge noch vermindert. Detaillierte Analysen der Rauschquellen, welche die fundamentale Grundlage dieses Abschnitts bilden, finden sich in diversen Vorgängerarbeiten des NASA Goddard Space

Flight Centers sowie der University of Wisconsin-Madison Gruppe [28, 49, 50, 51]. Zu Beginn des Abschnitts werden die wesentlichen Rauschbeiträge erläutert, während gegen Ende eine Abschätzung des theoretischen Limits der hier verwendeten Mikrokalorimeter folgt.

2.6.1 Johnson-Nyquist Rauschen

In einem Widerstand R der Temperatur T bewegen sich Ladungsträger, auch wenn kein Strom fließt oder Spannungen anliegen. Aufgrund dieser thermischen Bewegungen werden Ströme und Spannungen erzeugt, die zu einem Spannungsrauschen führen. Dieses sogenannte thermische Widerstandsrauschen wurde 1928 von Johnson und Nyquist entdeckt. [52, 53]

Das Widerstandsrauschen ist direkt abhängig von der Temperatur sowie dem Widerstand R . Für die spektrale Dichtefunktion bezüglich der Kreisfrequenz ω gilt nach Nyquist [49]:

$$S_{\delta U}(\omega) = 4k_B T R \quad (2.44)$$

Dabei ist ersichtlich, dass in der Gleichung 2.44 keine Frequenzabhängigkeit vorhanden ist. Daraus folgend handelt es sich bei Johnson-Nyquist-Rauschen um “weißes Rauschen”. Integriert man die spektrale Dichtefunktion über einen Frequenzbereich, folgt für das Rauschspannungsquadrat [52]:

$$\overline{\delta U^2} = 4k_B T R \Delta\omega \quad (2.45)$$

Für die folgenden Betrachtungen des theoretischen Auflösungsvermögens in Abschnitt 2.6.8 wird die Einführung der sogenannten “Noise-equivalent power” (NEP) benötigt. Die NEP ist eine Kenngröße (in $[W/\sqrt{Hz}]$) und definiert die Leistung, welche durch eine Rauschquelle erzeugt wird. Für die $NEP_{Johnson}$ folgt hieraus [49]:

$$NEP_{Johnson}^2 = 4k_B T P \left| \frac{Z + R}{Z - R} \right| |1 + \omega^2 \tau^2| \quad (2.46)$$

In Formel 2.46 beschreibt P die eingetragene elektrische Leistung der Bias-Spannung und Z den dynamischen Widerstand ($= dE/dI$), während $\tau = C/G$ die thermische Zeitkonstante darstellt. Zudem zeigt sich im $NEP_{Johnson}$ kein Einfluss des Lastwiderstandes, wie man ihn erwarten würde bei einer Konfiguration der elektrothermischen Rückkopplung im Detektor. Dies kann insbesondere erreicht werden durch eine geeignete Wahl von $R_L/R \gg 1$ [28].

2.6.2 Phononenrauschen

Steht ein mikrokanonisches Ensemble im Kontakt mit einem Kältebad, so tauscht es durchgehend Energie in Form von Phononen mit diesem Bad aus. Für die spektrale Dichtefunktion folgt [49]:

$$S = 4k_B T^2 G \quad \text{in} \quad \left[\frac{W^2}{K} \right] \quad (2.47)$$

Gleichermaßen wie bei dem Johnson-Nyquist Rauschen kann das Phononenrauschen als “weißes Rauschen” kategorisiert werden, da eine Frequenzabhängigkeit in der spektralen Dichtefunktion nicht vorhanden ist.

Für eine Abschätzung der Folgen des Phononenrauschens benötigen wir auch hier wieder das NEP. Der Thermistor besitzt aufgrund der angelegten Biasspannung eine minimal erhöhte Temperatur, sodass ein Temperaturgradient zwischen dem Thermistor und dem Kältebad existiert. In Gleichung 2.47 ist bereits eine gewichtete mittlere Bolometer-temperatur T eingeflossen. Sequenziert man nun den Weg des Thermistors zum Bad ($=T_{Bad}$) in gleiche Abschnitte mit der jeweiligen Temperatur Θ und Wärmeleitfähigkeit k , so kann man mit einer Integration über alle Segmente das NEP_{Phonon} ermitteln [49].

$$NEP_{Phonon} = 4k_BGT^2 \frac{\int_{T_C}^T \left[\frac{\Theta k(\Theta)}{Tk(T)} \right]^2 d\Theta}{\int_{T_C}^T \frac{k(\Theta)}{k(T)} d\Theta} \quad (2.48)$$

2.6.3 Verstärkerrauschen

Das Verstärkerrauschen ist gewöhnlich definiert als Spannungsrauschquelle e_{nA} in Reihe sowie einer Stromrauschquelle i_{nA} parallel mit dem Verstärkereingang. Demnach addiert sich das Spannungsrauschen zum Rauschen des Detektors. Das resultierende NEP_{Amp} kann jedoch allgemein für verwendete Detektoren vernachlässigt werden, da die Rauschbeiträge deutlich geringer sind als Rauschbeiträge des Detektors [28].

2.6.4 Photonenrauschen

In der Folge von Wärmestrahlung, die den Detektor aufheizt, entstehen Fluktuationen, die als thermisches Rauschen aufgefasst werden können. Dies ist besonders bei Infrarot-detektoren von Bedeutung und wird oftmals nach Beschneiden und partieller Absorption eines Strahls vernachlässigt. Für Mikrokalorimeter wird jedoch allgemein davon ausgegangen, dass durch eine angemessene optische Filterung dieser Effekt vernachlässigbar ist.

2.6.5 1/f-Rauschen

In einem stromdurchflossenen Widerstand propagieren die Ladungsträger nicht immer gleichmäßig. Aufgrund von thermischen Bewegungen im Gitter unterliegt der Widerstand lokal statistischen Schwankungen. In einem Halbleiter zeigt sich das resultierende Stromrauschen als weißes Rauschen bis zu einer Grenzfrequenz. Unterhalb dieser Grenzfrequenz folgt die Spektrale Dichtefunktion einem $1/f$ Verhalten. Für das Rauschspannungsquadrat gilt [49]:

$$\overline{\delta U^2}(\omega) \propto \frac{U_{Bias}^2}{\omega} \quad (2.49)$$

Das resultierende NEP ist zusätzlich abhängig von der thermischen Ankopplung G . Im Betrieb bei niedrigen Frequenzen kann hieraus durch Reduktion von G das $1/f$ -Rauschen vermindert werden, bei gleichzeitiger Reduktion der Bias-Spannung U_{Bias} .

2.6.6 Schrotrauschen

Das Schrotrauschen tritt als Rauschquelle in Detektoren auf, wenn die Ladungsträger eine Potentialbarriere mit einer dynamischen Impedanz Z_{Bar} überwinden müssen. Hierbei kann es an den Kontaktstellen zu statistischen Schwankungen in der Ladungsträgerdichte kommen. Für die spektrale Dichtefunktion folgt [49]:

$$S_{\delta U}(\omega) = |Z_{Bar}|^2 \cdot 2eI \quad (2.50)$$

Neben der Proportionalität zum angelegten Strom I ist beim Schrotrauschen wiederum eine Frequenzunabhängigkeit zu beobachten. In der Folge ist dieses “weiße Rauschen” nicht zu unterscheiden von Beiträgen des Johnson-Nyquist Rauschens. Dabei kann der Beitrag von Schrotrauschen in Bolometern von essentieller Bedeutung und sogar größer als das Johnson-Nyquist Rauschen werden, da Z_{Bar} mit I^{-1} zu skalieren scheint [49].

2.6.7 Mikrofonie

Die Vibrationen von Kabeln führen zu einer Änderung der relativen Kapazitäten, was elektronisches Rauschen erzeugt. Ebenso entstehen Rauschbeiträge bei Reibung durch elektrostatische Aufladungen. Die Hintergründe dieser Effekte sind allgemein noch nicht verstanden, jedoch sind insbesondere hochohmige Kabel davon betroffen.

Der Betrieb von Pulsröhrenkühlern hat zu erheblichen Vorteilen im Bereich der Tieftemperaturphysik geführt. Jedoch kommen neben verbesserter Kosteneffizienz und verlängertem Arbeitszyklus auch negative Aspekte hinzu. Besonders die mechanischen Vibrationen durch den Kryokühler sind in dieser Diskussion zu nennen.

Mit einer Frequenz von 1,4 Hz pumpt der Pulsröhrenkühler Helium mechanisch in die Pulsrohre innerhalb des Kryostaten hinein und wieder heraus. Durch die resultierenden Druckwellen bewegt sich dieser Aufbau, der an der 50 K- sowie 4 K-Stufe mit Kupferbändern angekoppelt ist. So werden die mechanischen Vibrationen, die in der Realität auch aus der gesamten Experimentumgebung generiert werden können, auf den Aufbau und damit auch auf den Detektor mit angeschlossener Elektronik übertragen.

Durch die tiefen Temperaturen werden die Detektoren auf zwei Arten beeinflusst. Zum Einen führen die Signalkabel der Detektoren von der kältesten Stelle im Kryostaten bis zu den Verstärkern auf Raumtemperatur. Auf diesem Weg beeinflussen die Vibrationen die Signalkabel, welche elektrisches Rauschen generieren. Zum Anderen wird durch die Vibration im Kryostaten, verstärkt durch den Einsatz des Seitenarms in diesem Experiment, Wärmelast auf den Detektor eingebracht.

Das Erfolgsrezept zu Verbesserung der Mikrofonie stellt oftmals die Entkopplung der Vibrationen dar. Innerhalb des Kryostaten muss jedoch ein Kompromiss zwischen der thermischen Ankopplung der Kühlstufen und der Vibrationsübertragung getroffen

werden. Ferner gibt es Möglichkeiten der aktiven Rauschunterdrückung, wie sie beim CUORE Experiment entwickelt werden [54]. In dem Experimentaufbau der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen und resultierende Maßnahmen getätigt, die in Kapitel 4.1 im Detail aufgeführt werden.

2.6.8 Theoretische Energieauflösung

Basierend auf Vorgängerarbeiten entwickelte Mather 1982 und 1984 eine vollständige Theorie zu Rauschbeiträgen in Bolometern [49, 50]. Aufbauend auf dieser Theorie wurden im gleichen Jahr genauere Abschätzungen zum Auflösungsvermögen thermischer Detektoren für Röntgenspektroskopie in der Veröffentlichung von Moseley durchgeführt [51]. Die folgenden Betrachtungen für ein theoretisches Limit der Auflösung beziehen sich hauptsächlich auf diese Arbeiten.

Wie in Abbildung 2.2 ausgeführt, kann der Detektor als ein Absorber mit Wärmekapazität C und angrenzendem Thermometer dargestellt werden. Absorbiert der Detektor nun ein Photon, so ergibt sich nach der Thermalisierung eine Temperaturerhöhung von

$$\Delta T = E/C. \quad (2.51)$$

In der Formel bezeichnet E die Energie des einfallenden Photons. Dieser Temperaturunterschied wird nun mit dem Thermometer gemessen. In der Zeitbetrachtung des Spannungssignals wird anschließend (bei $t = 0$) durch das Photon mit der Energie E ein exponentieller Abfall des Spannungssignals nach

$$V(t) = E \frac{S(0)}{\tau_{eff}} e^{-t/\tau_{eff}} \quad (2.52)$$

produziert, wobei $S(0)$ das Detektoransprechverhalten bei Null Hertz (in [V/W]) darstellt. τ_{eff} beschreibt die effektive Zeitkonstante des Detektors, welche aufgrund des elektrothermischen Ansprechverhaltens aus der physikalischen Zeitkonstante τ entsteht. Die Wahl des optimalen Formfilters hängt im Folgenden von der speziellen Charakteristik des Rauschens ab. Nimmt man nun weißes Rauschen an, was eine gute Näherung für Halbleiterthermistoren ist [51] und teilt das exponentielle Signal in gleiche Teilstücke Δt , so erhält man einen Ausdruck für das gesamte Signal im Hinblick auf die Energie E

$$E = \frac{2\tau_{eff}}{S(0)} \int_0^\infty \frac{e^{-t/\tau_{eff}}}{\tau_{eff}} V(t) dt \quad (2.53)$$

beziehungsweise

$$\Delta E_{rms} = \left(\int_0^\infty \frac{4df}{NEP^2(f)} \right)^{-1/2} \quad (2.54)$$

in der Frequenzdomäne. ΔE_{rms} in Gleichung 2.54 bezeichnet das Quadratische Mittel (= “root mean square”) der eingetragenen Energie. Diese Gleichung gilt bei geeigneter Wahl von $NEP^2(f)$ bereits ebenfalls für den realen Fall, dass das Rauschen nicht vollständig weiß ist.

Eine detailliertere Betrachtung des NEP mit Optimierungen eines idealen Bolometers

auf dem Weg zu der Berechnung einer ultimativen Energieauflösung des Detektors liefert Mather und Moseley [49, 51].

Das Quadrat des NEP für einen idealen Detektor, wobei das Verstärkerrauschen und Rauschen der verwendeten Lastwiderstände vernachlässigt wird, beläuft sich bei den verwendeten Detektoren auf

$$\text{NEP}^2 = \text{NEP}_{\text{Johnson}}^2 + \text{NEP}_{\text{Phonon}}^2 \quad (2.55)$$

mit

$$\text{NEP}_{\text{Phonon}}^2 = N_1 = 4k_B G T^2 \int_{T_c}^T \left(\frac{\Theta k(\Theta)}{T k(T)} \right) d\Theta \bigg/ \int_{T_c}^T \frac{k(\Theta)}{k(T)} d\Theta \quad (2.56)$$

$$\text{NEP}_{\text{Johnson}}^2 = N_2 (1 + \omega^2 \tau^2) \quad (2.57)$$

$$N_2 = 4k_b T P \left(\frac{Z + R}{Z - R} \right)^2 \quad (2.58)$$

In den Formeln sind die Terme wie folgt beschrieben:

T = Bolometerelement Temperatur

T_c = Temperatur des Kältebades

G = Differentielle thermische Wärmeleitung (= dP/dT)

k = Wärmeleitfähigkeit der Verbindung zum Kältebad

ω = 2π · f_{Modulation}

τ = Physikalische Zeitkonstante (C/G)

P = Leistung der eingetragenen Gleichspannung (P=E/I)

Z = Differentielle Impedanz (dE/dI)

R = Widerstand des Elements mit der eingetragenen Leistung P

Da die Frequenzabhängigkeiten der NEPs als einfach angesehen werden können, ist die Energieauflösung umformbar zu

$$\Delta E_{rms} = \tau^{1/2} [N_2 (N_1 + N_2)]^{1/4} \quad (2.59)$$

Für das Ziel der Berechnung eines Wertes der theoretischen Energieauflösung müssen hierfür in Gleichung 2.59 auf weitere Umformungen der elektrischen und thermischen Parameter eingegangen werden. Betrachtet man die physikalischen Eigenschaften des Detektors, so kann angenommen werden, dass die Wärmeleitfähigkeit C, der Widerstand R des Detektors und die thermische Leitfähigkeit k abhängig von der Temperatur sind. Zunächst wird die reduzierte Temperatur

$$t = T/T_c$$

eingeführt. Die Temperatur T beschreibt hier den Anstieg von der Badtemperatur T_c des Elements nach der Absorption des eingefallenen Teilchens (hier Photon). Die jeweilige Temperaturerhöhung beläuft sich auf

$$\Delta T = E/C.$$

Die Temperaturabhängigkeiten der physikalischen Eigenschaften des Detektors beschreiben sich nun wie folgt:

$$C = C_0 t^\gamma \quad (C_0 \text{ Wärmekapazität bei } T_c) \quad (2.60)$$

$$R = R_0 t^{-A} \quad (R_0 \text{ Widerstand bei } T_c) \quad (2.61)$$

$$k = k_0 t^\beta \quad (k_0 \text{ Wärmeleitung bei } T_c) \quad (2.62)$$

Für den Wert R ist eine linearisierte Näherung anstatt des exponentiellen Verlaufs aus Gleichung 2.14 verwendet worden. Der Detektorparameter A kann direkt aus dem Verhalten des Widerstands zur Temperatur bestimmt werden.

$$A = -\frac{d\log R}{d\log T} \quad (2.63)$$

Fügt man nun alle Informationen zusammen in Gleichung 2.59 ein, so erhält man nach diversen Termumformungen folgenden Ausdruck:

$$\Delta E_{rms} = \left[(k_B T_C^2 C_0) \frac{4(\beta + 1)t^{2+\gamma}}{A^2(1 - t^{-(\beta+1)})} \cdot \left(1 + \frac{(1 - t^{-(3+2\beta)})A^2}{3 + 2\beta} \right)^{1/2} \right]^{1/2} \quad (2.64)$$

Eine Abschätzung des erreichbaren Auflösungsvermögens wird in Kapitel 3.3 durchgeführt.

2.7 Verlustprozesse

Im Prozess der Absorption kann es zu Defiziten in der Energieaufnahme aufgrund von Verzögerungen oder gar Verlusten kommen. In der Folge kann dies auch Einfluss auf die Auflösung des Detektors haben. Eine ausführliche Betrachtung der vielfältigen Ursachen findet sich in Moseley et al. [51]. Diese Ursachen werden nachfolgend erläutert.

2.7.1 Verlust von Photonen

Ein erster simpler Verlustprozess in der Absorption von elektromagnetischer Strahlung, ohne Einfluss auf die Energieauflösung zu nehmen, ist das Entkommen von emittierten Photonen aus dem Absorber. Wird ein Photoelektron erzeugt, so wird durch das anschließende Auffüllen von Elektronen der nächst höheren Schale ein Photon oder ein Augerelektron in 4π -Richtung emittiert. Kann das emittierte Photon nun aus dem Absorber entkommen, ohne die vollständige Energie erneut zu deponieren, so geht diese verloren. Die Energien dieses Photons sind die Bindungsenergien für das gebundene Elektron der K-Schale abzüglich des Elektrons der L-Schale. Sie setzt sich wie folgt zusammen:

$$E_{\gamma,Escape} = E_{Bind,K} - E_{Bind,L} \quad (2.65)$$

$$E_{\gamma,Escape,Zinn} \approx 25 \text{ keV} \quad (2.66)$$

Die deponierte Energie der einfallenden elektromagnetischen Strahlung im Detektor wird um diesen Beitrag reduziert und bildet den sogenannten “Escape-Peak”. Dieser tritt in einem Absorber auf, solange die Energie des einfallenden Photons oberhalb der K-Kante des Absorbermaterials liegt.

Eine Korrektur dieses Verlustprozesses kann in der Beschichtung der Absorberoberfläche erreicht werden. Dieses zusätzliche Material kann eine erhöhte Effizienz in der Absorption solcher Photonen besitzen. Allerdings ist die Wahl eines geeigneten Absorbers ein komplizierter Sachverhalt, der sich in der Thermalisierung, der totalen Wärmekapazität bei tiefen Temperaturen sowie in der Folge im Auflösungsvermögen des Detektors widerspiegelt.

2.7.2 Strahlende Verluste

Die Absorption des Röntgenquants im Absorber sorgt während der Thermalisierung für eine Generierung von Elektron-Loch-Paaren sowie Phononen (siehe hierfür Kapitel 2.3.2). Viele dieser Elektron-Loch Paare formen gebundene Zustände, sogenannte “Exzitonen”. Diese Exzitonen zerfallen wiederum in Phononen, Photonen oder Auger Elektronen. In verschiedenen Materialien (z.B. Silizium) zerfallen die meisten Exzitonen über sehr kurzlebige nicht-strahlende Übergänge. Es kann jedoch auch vorkommen, dass die Exzitonen Zustände annehmen, in denen ein Zerfall über den Auger-Kanal verboten ist und damit eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für einen strahlenden Übergang bietet. Ist das Material für solche Photonen teils transparent, so können diese Photonen der absorbierten Energie verloren gehen. In metallischen Absorbermaterialien ist jedoch die Absorption niedrigenergetischer Photonen sehr wahrscheinlich. Dennoch sind in diesem Verlustprozess je nach Ort der Absorption und Transport zum Thermistor auch Verluste möglich.

2.7.3 Metastabile Zustände

Einen weiteren Verlustprozess stellen metastabile Zustände während der Thermalisierung dar. Lange Rekombinationszeiten von Elektron-Loch-Paaren oder Exzitonen können zu dieser verlangsamten Thermalisierung führen. In der Folge wird verhindert, dass die Anregungsenergie in Phononen umgewandelt wird. Die Phononen tragen nicht zur absoluten Signalthöhe des Photons bei und vermindern das Auflösungsvermögen.

2.7.4 Nicht-thermisches Phononenspektrum

Im Anschluss an die Absorption des Röntgenquants kann das Phononenspektrum in hohem Maße nicht thermisch sein. Beispielhaft ist dies mit Vergleichsmessungen an dotiertem Calciumfluorid ($= \text{CaF}_2:\text{Eu}^{2+}$) gezeigt worden [55]. Der Kristall wird bei einer Basistemperatur von 2 K mit einem gepulstem Laser bestrahlt. Aus Kapitel 2.3.2 ist bekannt, dass das Phononenspektrum zu Beginn hoch-energetisch ist. Innerhalb sehr

kurzer Zeiten ($\text{fs} \leq t \leq \text{ns}$) zerfallen diese Phononen durch Streuung in thermische (“ballistische”) Phononen [41]. Aus dem Experiment mit dem dotierten Calciumfluorid zeigt sich, dass sogar noch $2\,\mu\text{s}$, nachdem der Laserpuls abgegeben wurde, hochenergetische Phononen existieren [55]. Überträgt man diese Erkenntnisse auf die verwendeten Detektoren, so kann ein erheblicher Teil des Phononenspektrums auch in der Größenordnung von $100\,\mu\text{s}$ in einem nicht-thermischen Zustand sein [51]. Durch das hohe Verhältnis von Fläche zu Volumen kann das Phononenspektrum jedoch auch schneller thermalisieren.

2.7.5 Thermische Gleichverteilung

Im Bereich tiefer Temperaturen wird die Wärmeleitfähigkeit durch die Dimension des Absorbers begrenzt. Ist die freie Weglänge der Phononen größer als die kleinste Abmessung des Körpers, so wächst die Wärmeleitfähigkeit nicht weiter an. [36] Betrachtet man den Fall von unregelmäßig gestreuten Phononen an den Oberflächen eines Absorbers, so kann sich die thermische Diffusionszeit τ_D erhöhen in Bereiche von wenigen μs [51]. Diese Diffusionszeiten hängen jedoch auch stark von der Oberflächenbeschaffenheit ab. Polierte Oberflächen begünstigen eine ideale Streuung, sodass die Zeit τ_D deutlich reduziert werden kann. Die Oberfläche des verwendeten Zinnabsorbers ist weder poliert noch glatt (siehe Abb. 3.5, S. 39). Die Auswirkungen der resultierenden Verluste sind daher schwer zu quantifizieren.

Dennoch kann durch ein balanciertes Design der thermischen Ankopplung des Absorbers an den Thermistor und des Thermistors an das Bad eine Reduktion dieses Verlustprozesses erwirkt werden. Die Ankopplung des Absorbers an den Thermistor sollte ideal gewählt werden, sodass beide im thermischen Gleichgewicht stehen. So kann sich das Temperatursignal vollständig aufbauen, bevor die Phononen an das Kältebad abgeführt werden. Ist die thermische Wärmeleitung G_1 des Absorbers zum Thermistor jedoch zu groß gewählt, so entstehen Ortsabhängigkeiten, die zu einer Verbreiterung der Linien im Spektrum führen.

Die Wärmeleitung G_2 des Thermistors zum Kältebad sollte ebenfalls optimiert sein. Eine zu hohe Wärmeleitung führt zu einem Abtransport von Phononen aus dem Thermistor, während das Signal noch nicht vollständig aufgebaut ist. Eine niedrige Wärmeleitung führt wiederum zu einer höheren Totzeit des Detektors. Die Zeitkonstante des Detektors ($\tau = C/G$) in den verwendeten Detektoren liegt im Bereich von Millisekunden [8]. Somit wird eine gleichförmige Energieaufnahme gewährleistet.

3 Experimentelle Grundlagen

3.1 Architektur der SiM-X

In Kapitel 2.2 wurde bereits auf das Detektionsprinzip der Mikrokalorimeter eingegangen. In diesem Abschnitt wird nun detaillierter auf die Architektur der einzelnen SiM-X Bestandteile eingegangen. Wie in Abbildung 1.2 (S. 5) dargestellt, beinhaltet der Gesamtdetektor das Siliziumthermistorarray aufgeklebt auf einer Al_2O_3 Keramik, den Keramiken mit aufgeklebten Lastwiderständen und verlöteten Steckern sowie verschiedenen Kupferbauteilen zur Befestigung im Kryostaten.

3.1.1 Das Mikrokalorimeterpixel

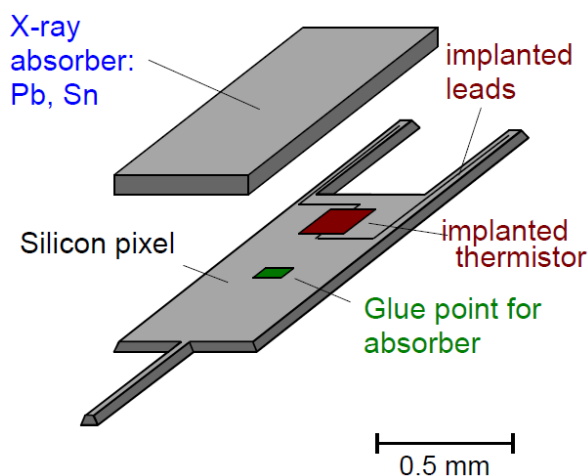


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines Pixels nach [16]. Der Absorber wird über einen definierten Klebepunkt auf dem Siliziumpixel befestigt. Über den im Silizium implantierten Thermistor kann im folgenden der Temperaturanstieg detektiert werden.

In Abbildung 3.1 ist eine schematische Zeichnung, während in Abbildung 3.2 eine Mikroskopaufnahme eines Mikrokalorimeterpixels dargestellt ist. Jedes der Siliziumpixel ist über die drei Beine (Markierung 1 und 2 in Abb. 3.2), welche für die Stabilität und die Verbindung zum Kältebad fungieren, am Siliziumrahmen befestigt. Die Kontaktverbindungen für die Thermistoren laufen über die zwei angrenzenden Siliziumbeine hin zu den Bondpads (Markierung 2).

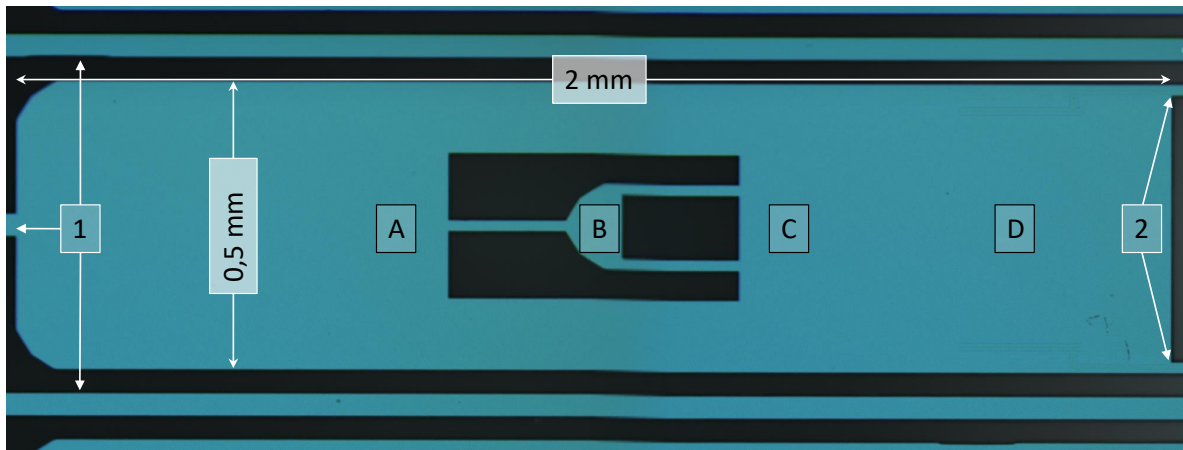


Abbildung 3.2: Mikroskopaufnahme eines Pixelkörpers nach [16]. Zu Testzwecken wurden an den Positionen A (standard), B und C während dieser Arbeit pro Pixel individuell Saphir-Spacer verklebt. Im Bereich D befindet sich der implantierte Thermistor. Das Pixel ist auf einer Seite mit einem etwas breiten Stützbein befestigt (Position 1). Oberhalb und unterhalb des Pixels befinden sich weitere Beine von gegenüberliegenden Pixelflächen. Am entgegengesetzten Ende des Pixels, auf Seiten des Thermistors, befinden sich zwei etwas dünnere Stützbeine, auf welchen ebenfalls die Leiterbahnen des Thermistors verlaufen.

3.1.2 Das Siliziumarray

Die Basis der Detektoren bilden Arrays aus Silizium (Abb. 3.3). Eine detaillierte Beschreibung dieser Arrays findet sich in Stahle et al. [16]. Im Herstellungsprozess werden in den Laboren des NASA Goddard Space Flight Center große Wafer aus Silizium verwendet. Auf diesen Wafern werden mit Hilfe von Fotolithografie eine Vielzahl an Arrays produziert. Die einzelnen Arrays, sowie im Anschluss die individuellen Pixel in einem Array, werden über Mikrobearbeitungen herausgearbeitet. Nach der Bearbeitung besitzen die Pixel nur noch eine Dicke von 10-12 μm , während das Array ursprünglich eine Dicke von 300 μm hat. [16] Nach einer Qualitätsüberprüfung werden lediglich die besten Arrays verwendet.

Im Prozess der Herstellung werden zuvor auch die Thermistoren und Leiterbahnen auf den Pixeln produziert. Die für den Thermistor vorgesehene Region wird mit Phosphor - kompensiert mit Bor - implantiert. Die eingetragene Konzentration dieser Implantation basiert auf den Eigenschaften, die der Thermistor für die jeweilige Anwendung vorweisen soll. In der Zielkonzentration der Implantation war für den resistiven Parameter T_0 ein Wert von 6 K angestrebt [16]. Das Verhalten bei verschiedenen Konzentrationen und T_0 wird in der Veröffentlichung von Zhang et al. diskutiert [34]. Für die Eigenschaften des Widerstands sei auf Gleichung 2.14 in Kapitel 2.2.2 hingewiesen.

In Abbildung 3.3 ist eine zusammengesetzte Mikroskopaufnahme (96 Einzelaufnahmen) eines verwendeten Arrays dargestellt. Auf diesem Array befinden sich 36 Pixel, welche innenliegend im Array in zwei Reihen abwechselnd angeordnet sind (Markierung B in Abb. 3.3). Mit Hilfe dieser Anordnung kann die Detektionsfläche mittig und zentral optimal ausgenutzt werden.

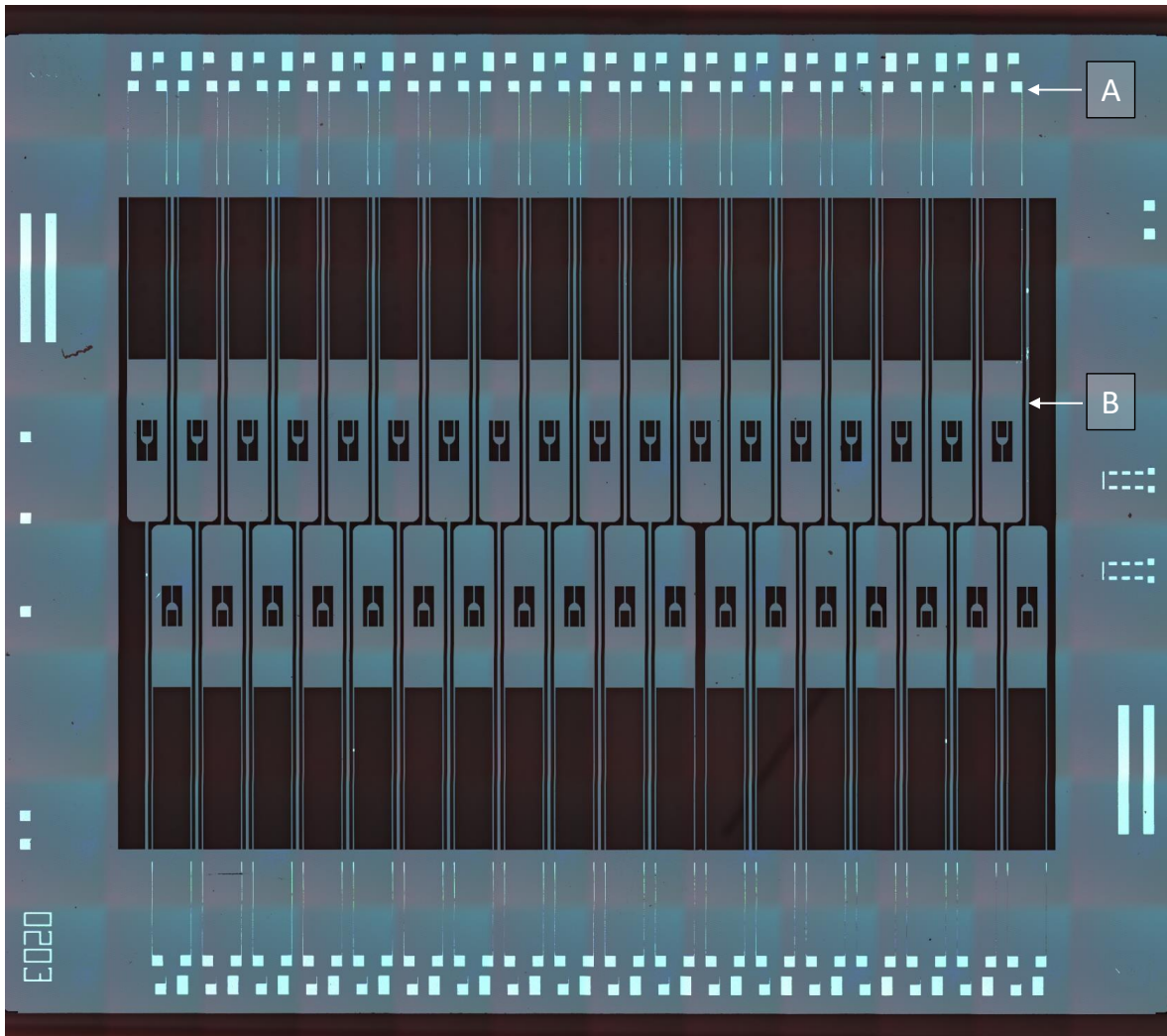


Abbildung 3.3: Mikroskopaufnahme des Arrays #0203. Die Dimension des Arrays beträgt in etwa 14,5 mm x 12 mm. Auf der oberen wie unteren Seite des Rahmens befinden sich innenliegend die Bondpads (Markierung A) für die Kontaktierung der insgesamt 36 implantierten Thermistoren auf den Pixeln. Die restlichen Bondpads auf dem Rahmen des Arrays dienen in der Designphase der XRS zu Testzwecken sowie für thermisches Feedback. Innerhalb des Rahmens sind die Pixel (Markierung B) durch drei Si-Beine am Rahmen befestigt.

Tabelle 3.1: Charakteristische Größen R_0 und T_0 gemessen an einem neu bestückten Detektorarray für funktionierende Pixel, entnommen aus [56]. Aus diesen Daten wurden die Werte für A bestimmt. Die Werte für ΔA sind entnommen aus dem Fitfehler der Geraden (siehe Abbildung 3.4).

Kanal		0	1	2	3	11	14	15
R_0	[k Ω]	1,89	2,60	1,99	2,15	2,00	2,10	1,99
ΔR_0	[k Ω]	0,28	0,27	0,24	0,37	0,30	0,38	0,37
T_0	[K]	6,0	4,77	5,23	5,4	5,9	5,7	5,8
ΔT_0	[K]	1,2	0,67	0,87	1,2	1,2	1,4	1,4
A	$[\frac{\text{Log}(\Omega)}{\text{Log}(K)}]$	-3,83	-3,61	-3,59	-3,87	-3,92	-4,52	-4,09
ΔA	$[\frac{\text{Log}(\Omega)}{\text{Log}(K)}]$	0,37	0,33	0,29	0,36	0,30	0,33	0,36

Tabelle 3.2: Charakteristische Größen R_0 und T_0 gemessen am Detektorarray von Bleile et al. entnommen aus der Masterarbeit von D. Müll [13, 56]. Aus diesen Daten wurden die Werte für A bestimmt. Die Werte für ΔA sind entnommen aus dem Fitfehler der Geraden (siehe Abbildung 3.4).

Kanal		8	9	10	11	12	13	14	15
R_0	[k Ω]	3,75	4,2	3,11	2,63	3,64	2,39	2,59	2,44
ΔR_0	[k Ω]	0,87	1,4	0,61	0,64	0,92	0,46	0,61	0,49
T_0	[K]	4,88	5,1	5,17	5,67	5,3	5,76	5,8	5,96
ΔT_0	[K]	0,8	1,1	0,78	0,99	1,0	0,41	1,0	0,87
A	$[\frac{\text{Log}(\Omega)}{\text{Log}(K)}]$	-4,04	-4,31	-3,97	-4,50	-4,21	-4,03	-4,20	-4,12
ΔA	$[\frac{\text{Log}(\Omega)}{\text{Log}(K)}]$	0,24	0,21	0,22	0,24	0,28	0,19	0,24	0,20

Ausgehend von den implantierten Thermistoren sind Leiterbahnen auf den zwei parallelen Stützbeinen untergebracht (Abb. 3.1). Diese führen zu Bondpads (Markierung A in Abb. 3.3) mit denen die weitere Elektronik angeschlossen werden kann. Das Material der Bondpads besteht aus Aluminium. Die auf der Mikroskopaufnahme ersichtlichen restlichen Bondpads des Arrays haben für dieses Projekt keinen weiteren Belang. Sie dienen in der Designphase der XRS zu Testzwecken sowie für thermisches Feedback. Die verwendeten Thermistoren sind in einzelnen Charakterisierungsmessungen für verschiedene Pixel der verwendeten Arrays in der Masterarbeit von D. Müll vermessen worden [56]. Im Herstellungsprozess der Thermistoren wurde bei der Implantation auf einen für die NASA optimierten Widerstandsparameter T_0 von 6 K gezielt. Dieser Parameter geht direkt in den Widerstandswert des Thermistors nach Gleichung 2.14 ein. Die gemessenen Daten für einzelne Pixel des Detektors nach Bleile sowie des SiM-X-Prototypen finden sich in Tabelle 3.1 und 3.2. Für jeweils einen Thermistor dieser Detektoren sind die Verläufe des Widerstands bezogen auf die Temperatur in Abbildung 3.4 aufgetragen.

Vergleicht man die Ergebnisse der Messungen an den Thermistoren eines Detektors oder der Detektoren untereinander, so zeigen die Pixel Schwankungen in R_0 und T_0 .

Diese Messwerte bestimmen direkt die Sensitivität des einzelnen Thermistors. In der maximalen Schwankung weichen die Werte des neu bestückten Detektors um ca. 1,2 K in T_0 ab (Pixel 0 und 1 in Tab. 3.1). Ein Vergleich dieser Pixel bei 50 mK zeigt einen Unterschied im Widerstand von 63 M Ω ($R_{Ch0}(50\text{ mK}) \approx 108\text{ M}\Omega$, $R_{Ch1}(50\text{ mK}) \approx 45\text{ M}\Omega$). Die Unterschiede (in der Sensitivität) wirken sich auf die Signalhöhe im Detektor aus. Dennoch können die Pixel untereinander in einem quantitativen Vergleich analysiert werden.

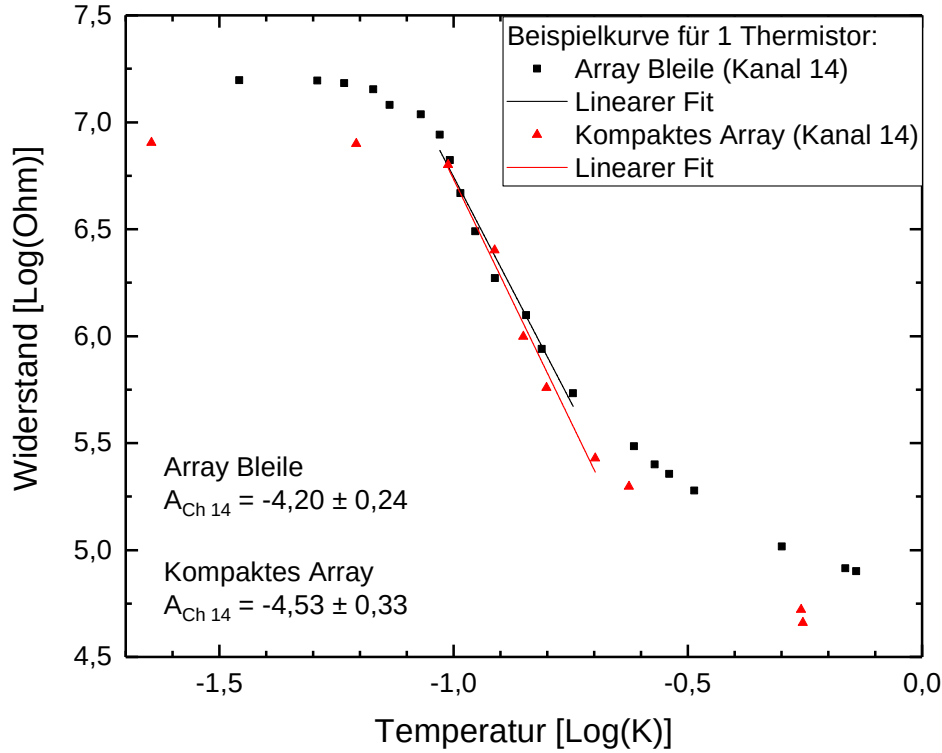


Abbildung 3.4: Gemessene charakteristische Eigenschaften von Thermistoren eines Detektors nach Bleile [13] sowie des Prototypen aus der Masterarbeit von D. Müll. Die Achsen sind doppelt logarithmisch dargestellt [56].

3.1.3 Verwendung von Saphir-Abstandshaltern

Die Befestigung der Absorber aus Zinn wird durch zusätzliche Abstandshalter aus Saphir bewerkstelligt. Die Kantenlänge des quadratischen Plättchens beträgt 250 μm . In der Konzeption geben die Abstandshalter die Wärme der Absorber definiert an das Pixel über die Klebeflächen ab. In Laufe dieses Projekts wurden verschiedene Kontaktpositionen der Saphirplättchen auf dem Pixel untersucht. In Abbildung 3.2 sind dies die Positionen A, B und C. Position A stellt für Experimente den optimalen Fall dar, da sich die Absorber in der Gesamtansicht aller Detektorpixel mittig ausrichten (siehe Abbildung 1.1, S.4). Trotz der etwas weiteren Entfernung zum Thermistor birgt dies einen gewissen Vorteil. Im Einsatz der Detektoren an Speicherringen spielt die Dopplerverschiebung der Röntgenenergien im Bezug auf die Präzision der Messung eine

Rolle. Durch zentral angeordnete Absorberflächen werden Beiträge der Dopplerverschiebung, welche durch vertikal dezentral angeordnete Absorber hinzuzurechnen wären, vernachlässigbar. Innerhalb jedes Pixelkörpers befindet sich eine weitere dreieckige Struktur. Dabei handelt es sich um eine Testfläche in der Entwicklung der XRS, bei der ein Absorber befestigt werden kann und sehr definiert seine Wärme auf das äußere Pixel abgibt. Bei der finalen Nutzung der SiM-X Detektoren wurde diese Fläche jedoch nicht genutzt.

3.1.4 Absorber

Der Absorber des Detektors nimmt die Photonen der Röntgenquelle auf. Die Materialien besitzen hierbei unterschiedliche Eigenschaften. In Tabelle 3.3 sind Eigenschaften von verschiedenen Absorbermaterialien zusammengestellt, welche zuvor in der Entwicklung dieser Detektoren verwendet wurden [57]. Eine hohe Kernladungszahl erhöht die Effizienz der Absorption der Photonen (Gl. 2.21, S. 16). Im Bezug auf die Signalamplitude hilft dem supraleitenden Material eine hohe Debyetemperatur Θ_D für eine geringe Wärmekapazität (Gl. 2.9, S. 12).

Element	Z	Θ_D [K]	T_C [K]
Sn	50	195	3,72
HgTe	52	147,5	-
Re	75	415	1,69
Pb	82	105	7,19

Tabelle 3.3: Tabelle mit Eigenschaften verschiedener Absorbermaterialien[36, 58, 59]. Für die Auswahl des Materials sind besonders die Kernladungszahl Z, die Debyetemperatur Θ_D sowie die kritische Temperatur T_C von Bedeutung.

Im Zuge der Entwicklung wurde zunächst Quecksilbertellurid (HgTe) verwendet, insbesondere im weichen Röntgenenergiebereich von $E_\gamma < 10$ keV. Für härtere Röntgenenergien sind auch aufgrund der Herstellung in höheren Dicken besonders Zinn, Rhenium und Blei verwendet worden. Rhenium stellt sich aufgrund der hohen Kernladungszahl sowie der Debyetemperatur als vielversprechendes Absorbermaterial dar. Allerdings ergaben Untersuchungen, dass in der Absorption ein Teil der Energie in langlebige Anregungen gespeichert wird [60]. Dies führt zu einer reduzierten Signalhöhe und folglich zu einem reduzierten Signal-zu-Rauschverhältnis.

Das Material der hier verwendeten Absorber besteht aus hochreinem Zinn. In Labortests an der Universität Mainz wies Zinn die höheren Signalamplituden als Blei und Rhenium auf, obwohl die Wärmekapazität vergleichbar gewählt wurde. Vergleichbar wie in Rhenium wird in Blei die Energie in langlebige Zustände gespeichert, was zu einer verminderten Signalhöhe führt. In supraleitendem Zinn ist dieses Verhalten nicht beobachtet worden.

Fertigung der Absorber

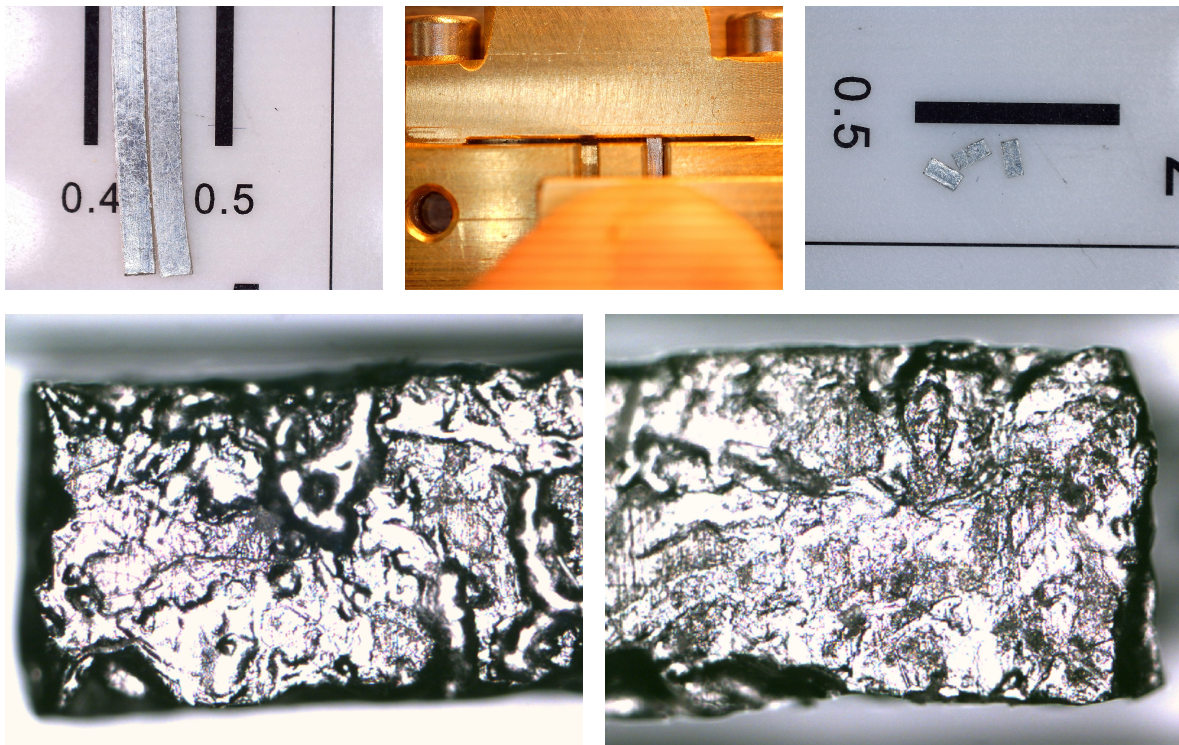


Abbildung 3.5: Zusammenstellung des Prozesses der Absorberherstellung. Beginnend links oben wird die Folie aus hochreinem Zinn mit einer Dicke von $100\text{ }\mu\text{m}$ und einer Reinheit von 99,998% in ungefähr 0,8 mm lange Streifen geschnitten. Im Anschluss werden die Streifen mit einer Lehre in 0,4 mm breite einzelne Absorber geschnitten. Die Absorber werden anschließend mit einer verdünnten Salpetersäure (HNO_3) für 20 Sekunden geätzt. Das Ergebnis wird in Mikroskopaufnahmen zweier Absorber gezeigt.

In Abbildung 3.5 ist der Herstellungsprozess der Absorber in mehreren Bildern dargestellt. Die hochreine Zinnfolie (99,998% Sn) mit einer Dicke von $100\text{ }\mu\text{m}$ wird zunächst in Streifen von ungefähr 0,8 mm geschnitten. Die verwendeten Streifen variieren im Ergebnis in den Breiten zwischen 0,72 bis 0,89 mm. Im Anschluss werden die Streifen mit einer Lehre in Stücke von etwa 0,4 mm zugeschnitten. Auch hier sind Unterschiede in der Breite zwischen 0,38 und 0,42 mm beobachtet worden.

Im finalen Schritt werden die Absorber mit Salpetersäure (HNO_3) geätzt. Dabei werden die Oberflächen von möglichen Unreinheiten im Schnittprozess sowie entstandene Oxidationen während der Lagerzeit entfernt. Der Ätzprozess gestaltet sich im Detail wie folgt:

1. Konzentrierte Salpetersäure (CAS-Registrierungsnummer: 7697-37-2)
2. Erstellung einer Lösung von Salpetersäure und vollentsalztem Wasser (VE Wasser) im Verhältnis 1:4.
3. Ätzen der Absorber für etwa 20 Sekunden.

4. Spülen mit VE Wasser für bis zu 60 Sekunden.

Während des Ätzprozesses bildet sich an der Oberfläche der Absorber eine lösliche Zinnoxidschicht. Um diese Schicht zu entfernen werden die Absorber im Anschluss an den Ätzprozess in einem Ultraschallbad mit Isopropanol gereinigt. Im Anschluss an diesen Prozessschritt haben die Absorber eine durchschnittliche Dicke von $95\text{ }\mu\text{m}$. In Abbildung 3.5 ist eine Mikroskopaufnahme zweier Absorber nach dem Ätzprozess dargestellt.

3.2 Thermische Ankopplung der SiM-X



Abbildung 3.6: Vereinfachte Darstellung der thermischen Ankopplung im Detektor auf dem Weg zum Kältebad

In Abschnitt 3.1 wird im Detail auf die Detektorstruktur eingegangen. Analysiert man diese Architektur im Bezug auf den Abtransport der Wärme an das Kältebad, so ergeben sich einige thermische Übergänge. In einer vereinfachten Darstellung sind die Übergänge in Abbildung 3.6 skizziert. Neben der Ankopplung des Absorbers an den Thermistor sind besonders zwei aufeinanderfolgende Wärmeflüsse, die unterschiedliche Eigenschaften aufweisen, hervorzuheben:

- *Wärmefluss 1:* Thermistoren $\rightarrow$ Detektorrahmen:

Im Anschluss der Detektion wird die eingetragene Wärme der Thermistoren über die Silizium-Stützbeine an den Rahmen übertragen (siehe Abbildungen 3.1 und 3.3). Eine detaillierte Zusammenstellung der thermischen Eigenschaften des Arrays findet sich in dem Artikel von McCammon [8]. Der Wärmeleitwert G der Stützbeine bei einer Arbeitstemperatur von 70 mK beträgt:

$$G_{2|\text{Stützbeine}} = 56 \frac{nW}{K} \quad (3.1)$$

- *Wärmefluss 2:* Seitenarm $\rightarrow$ Kältebad:

Nachdem die Wärme von den Thermistoren auf den Arrayrahmen, und vereinfacht somit auf den Detektorkörper, übertragen wurde (Wärmefluss 1), muss diese wiederum abtransportiert werden, damit das System im Gleichgewicht der Arbeitstemperatur bleibt. Der Detektor ist im Aufbau an einem Seitenarm befestigt, der wiederum über einen separaten Halter an der Mischkammer des Kryostaten, an welcher die Basistemperatur aufrechterhalten wird, befestigt ist. Der Wärmefluss von Detektorbasis bis zur Mischkammer ist die Summe der Wärmeleitung verschiedener Materialien und Grenzflächen. In der diesem Projekt vorangegangenen Masterthesis wurden Messreihen zur Bestimmung der Ankopplung mit verschiedenen Kombinationen des Materials sowie der Oberflächenbeschaffenheit durchgeführt, indem an

der Stelle des Detektorkörpers verschiedene Leistungen über einen Heizer eingebracht wurden. Der Wärmeleitwert in einer optimierten Verbindung zum Kältebad wurde bestimmt zu [14]:

$$G_{4|\text{Ankopplung}} = 1,6 \frac{\mu W}{K} \quad (3.2)$$

3.3 Abschätzungen zum erreichbaren Auflösungsvermögen

Aus den Betrachtungen zur theoretischen Energieauflösung in Kapitel 2.6.8 kann nun mit Hilfe von Gleichung 2.64 eine Abschätzung für das Auflösungsvermögen des verwendeten Mikrokalorimeters angestellt werden [51]. Für die verwendeten Variablen sind folgende Überlegungen genutzt worden:

1. k_B = Boltzmannkonstante in J/K
2. U = Photonenenergie von **60 000 eV**
3. T_C = Badtemperatur des Kryostaten, auf die der Detektor nach der Absorption des Photons wieder zurückkehrt. Eine Badtemperatur von **12 mK** wurde angenommen.
4. C_0 = Wärmekapazität des Detektors bei Badtemperatur.
 - Die Wärmekapazität des Siliziumarrays wurde bereits von McCammon berechnet und beträgt für das verwendete Array pro Pixel $2,42 \cdot 10^{-14}$ J/K [8].
 - Der zwischen Absorber und Pixel angebrachte Saphirabstandshalter ($C_{Al_2O_3}$) trägt aufgrund seiner hohen Debye-Temperatur von 1047 K mit $\sim 10^{-17}$ J/K kaum zur Wärmekapazität bei.
 - Im Bezug auf einen durchschnittlichen Zinnabsorber (Größe ca. $880 \mu m \times 410 \mu m \times 95 \mu m$) ergibt sich eine Wärmekapazität von $5,18 \cdot 10^{-14}$ J/K.
 - Die Wärmekapazität des Stycast 1266 wurde mit Hilfe der Messungen von Siqueira und Rapp abgeschätzt zu $2,1 \cdot 10^{-14}$ J/K [61]. Die Dimension einer Klebefläche wurde zu $250 \mu m \times 250 \mu m \times 1 \mu m$ (Sphäre mit Radius $25 \mu m$) abgeschätzt. In der Realität kann die Größe der Klebefläche jedoch schwer kontrolliert werden. Somit kann die reale Wärmekapazität einer Klebefläche zwischen ca. $1 \cdot 10^{-14}$ und $4 \cdot 10^{-14}$ J/K schwanken, was für C_0 und folglich für das Auflösungsvermögen einen großen Einfluss birgt.

Somit ergibt sich für C_0 eine Wärmekapazität von **$1,18 \cdot 10^{-13}$ J/K**.

5. $t = T / T_C$. Die reduzierte Temperatur t berechnet sich aus der oben genannten Badtemperatur T_C und der Temperatur T , die sich aus der Erhöhung der Temperatur nach Absorption des Photons ergibt (Gleichung 2.51).

6. β = Der Exponent der Wärmeleitung (Gleichung 2.62) ist typischerweise 1 für Metalle und 3 für dielektrische Kristalle [51]. Für die Berechnungen wurde **3** angenommen.
7. γ = Der Exponent der Wärmekapazität (Gleichung 2.60) ist ebenfalls 1 für Metalle und 3 für reine dielektrische Kristalle oder Supraleiter weit unter ihrer Sprungtemperatur. Die Wärmekapazität wird hauptsächlich vom Absorber aus Zinn dominiert. Die kritische Temperatur von Zinn beträgt 3,72 K, womit die Temperatur des Absorbers weit unterhalb der Sprungtemperatur liegt. Für den Exponenten γ wird demnach der Wert **3** angenommen.
8. A = Der Parameter A geht aus dem Verhalten des Widerstands des Thermistors bezüglich der Temperatur hervor (Gleichung 2.63). Für die verwendeten Thermistoren wurden Messungen in der Masterarbeit von D. Müll vorgenommen [56]. Anhand der Werte kann für den Parameter A festgestellt werden, dass dieser für diese Thermistoren zwischen 3,8 und 4,5 variiert. Für die Berechnung wurde ein typischer Wert von **4** angenommen.

Mit Hilfe dieser Variablen kann nun eine Abschätzung der Auflösung nach Gleichung 2.64 durchgeführt werden. Für Photonen von 60 keV ergibt sich demnach ein theoretisches Auflösungsvermögen von:

$$\Delta E_{FWHM} \approx 50 \text{ eV} \quad (3.3)$$

für $E_{Photon} = 60 \text{ keV}$

3.4 Architektur des BlueFors LD 250 Mischkryostaten

Im Betrieb der SiM-X Detektoren sind Arbeitstemperaturen von wenigen Millikelvin erforderlich. Für das Erzielen sehr tiefer Temperaturen existieren mehrere Konzepte. In diesem Projekt wurde ein $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostat verwendet, welcher Arbeitstemperaturen von etwa 10 mK bereitstellt.

3.4.1 Erzeugung tiefer Temperaturen

Der Pulsröhrenkühler

Das Prinzip eines Pulsröhrenkühlers wurde von Gifford und Longworth 1959 vorgestellt [64]. Dieser erste sogenannte “Basic Pulse Tube Refrigerator” (BPTR) arbeitet nach dem Prinzip des Stirling-Kreisprozesses, jedoch ohne einen zweiten beweglichen mechanischen Kolben in der Kältemaschine. Aufgrund dieses Details können die Vibrationen und Reibungswärme im Kühler weitestgehend vermieden werden. Die Aufgabe des zweiten Kolbens übernimmt das Pulsrohr. Betrachtet man ein Volumenelement innerhalb des Pulsrohres, so bewegt sich das Gas im Betrieb des Kühlers relativ zum Regenerator hin und her. Eine detaillierte Betrachtung der Stirling-Maschine sowie des Regenerators, wie sie im Ansatz folgt, findet sich in [36].

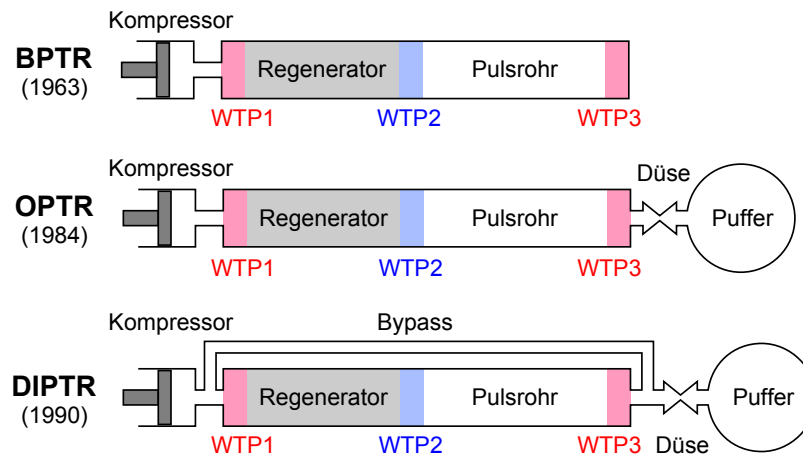


Abbildung 3.7: Übersicht über verschiedene Typen eines Pulsröhrenkühlers. Der Basic Pulse Tube Refrigerator (BPTR) von Gifford und Longworth wurde in zwei Versionen (Orifice-PTR und Double-Inlet-PTR) wesentlich bezüglich der Effizienz verbessert [62, 63]. Über verschiedene Wärmetauschpunkte (WTP) wird die Kühlung bewerkstelligt.

In Abbildung 3.8 wird auf das Prinzip einer Stirling-Kühlmaschine in einer gewählten Ausgangsposition eingegangen. Der Prozess eines vollständigen Umlaufs beinhaltet vier Stufen. Bezieht man nun die Eigenheiten des BPTR mit ein, so verlaufen die Prozesse von der Ausgangsposition wie folgt beschrieben ab [36]:

1. Kolben 1 des Kompressors bewegt sich nach rechts, jedoch nicht über die vollständig verfügbare Länge, und komprimiert das Arbeitsgas isotherm. Dabei wird die Wärmemenge Q_1 frei, die über einen Kühler abgeführt wird. Dies entspricht dem Wegstück 1 im pV-Diagramm aus Abbildung 3.8.
2. Im Kreisprozess bewegen sich nun beide Kolben gleichmäßig weiter nach rechts. Im Falle des BPTR bewegt sich das Gas im Pulsrohr nach rechts. Läuft die Kältemaschine bereits eine gewisse Zeit, so wird das Gas beim Durchgang durch den Regenerator vorgekühlt. Das Volumen bleibt im Anschluss an die Bewegung des ersten Kolben gleich, jedoch tritt das Gas mit vermindertem Druck und Temperatur in den Bereich 2 ein ("Wegstück 2").
3. Gelangt Kolben 1 bei der parallelen Bewegung aus Schritt 2 an die Begrenzung, so bewegt sich Kolben 2 weiter nach rechts und erhöht das Volumen. Im BPTR erhöht sich das Volumen des Pulsrohres nicht, jedoch expandiert das Gas im Anschluss an den Regenerator und entzieht der Umgebung die Wärmemenge Q_2 ("Wegstück 3").
4. Im finalen Schritt bewegen sich beide Kolben gleichmäßig nach links in die Ausgangsposition des Stirlingmotors. Im BPTR bewegt sich das kältere Gas im Pulsrohr als Reaktion der Bewegung von Kolben 1 nach links und kühlt den Regenerator beim Durchgang ("Wegstück 4").

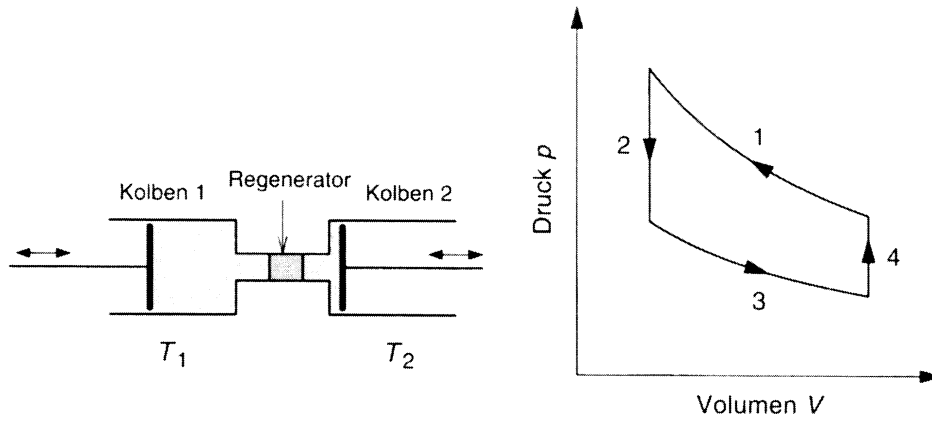


Abbildung 3.8: Prinzip eines Sterling-Kreisprozesses: Links ein idealisierter Aufbau mit zwei Kolben, mit den zugehörigen Temperaturen T_1 und T_2 , getrennt von einem Regenerator. Rechts das zugehörige pV-Diagramm zu den im Text beschriebenen vier Arbeitsschritten. [36]

In Abbildung 3.7 sind die verschiedenen Entwicklungsstufen der Pulsröhrenkühler dargestellt. In diesem Bezug ist Wärmetauschpunkt 2 die Position, an welcher die Kühlung des Pulsröhrenkühlers entsteht. Seit der Entwicklung des BPTR sind in einigen verschiedenen Änderungen, zum einen mit einer Düse („Orifice PTR“) und einem Bypass („Double Inlet PTR“), die Effizienz erhöht worden. Einen ausführlichen Überblick über die Standard-Typen sowie weiteren Ansätzen und Modifikationen finden sich in [62, 65]. Der hier verwendete zweistufige Pulsröhrenkühler des Typs DIPTR nutzt ^4He als Arbeitsgas. Die erreichte Endtemperatur ohne die $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischeinheit liegt im Bereich von etwa 3,2 K. Die Kühlleistung des Pulsröhrenkühlers beträgt laut Herstellerangaben 1,5 W bei 4,2 K (40 W bei 45 K)¹.

$^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gasmischung

Die $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gasmischung bildet die entscheidende Komponente im Kryostatbetrieb, um Basistemperaturen von 10 mK zu erreichen. Die wichtige Grundlage des Verfahrens bildet der Massenunterschied des ^3He zum schwereren ^4He .

Zu Beginn der weiteren Kühlung wird die Mischung zunächst auf eine Basistemperatur von etwa 4 K gebracht, um in einem weiteren Schritt verflüssigt zu werden. In einem reinen ^4He -Kreislauf wird nun an einem Reservoir mit flüssigem Helium das verdampfende Gas abgepumpt, sodass dem System weitere Energie entzogen werden kann. Mit dieser Methode können abhängig von der Pumpleistung Temperaturen bis ca. 1 K erzeugt werden.

Betrachtet man die Eigenschaften der Gasmischung, so durchläuft ^4He bei einer Temperatur von 2,17 K einen Phasenübergang von einer normalfluiden zu einer suprafluiden Flüssigkeit (siehe Abb. 3.9). Durch eine Erhöhung der ^3He -Konzentration sinkt diese

¹cryomech.com/products/pt415/

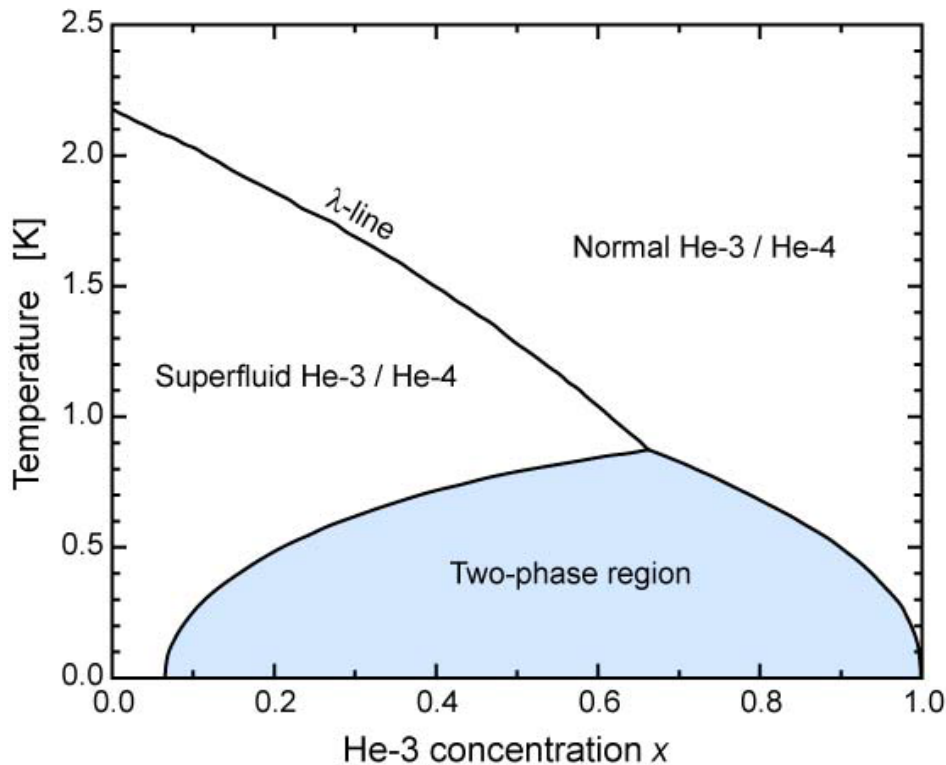


Abbildung 3.9: Phasendiagramm der $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung. Die Lambda-Linie trennt die normalfluide von der suprafluiden Phase. Unterhalb von 0,87 K tritt abhängig von der ^3He -Konzentration eine Separation der Flüssigkeit in die verschiedenen Isotope auf [36, 66].

Temperatur ab. Der Übergang in die suprafluide Phase wird als Lambda-Punkt, beziehungsweise mit der Lambda-Linie, bezeichnet. Bei einer ^3He -Konzentration von 67 % sowie einer Temperatur von 0,87 K tritt ein trikritischer Punkt auf [36]. Unterhalb dieser Temperatur tritt eine Phasenseparation in die beiden Isotope auf, welche für die weitere Kühlung genutzt wird.

Aufgrund des kontinuierlichen Pumpens an der Flüssigkeit der $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gasmischung wird dem System weitere Energie entzogen. Infolge der Phasenseparation, begründet durch die unterschiedlichen Massen der beiden Isotope, besteht das verdampfende Helium bei sinkender Temperatur vermehrt aus ^3He . Wie in Abbildung 3.13 (S. 50) gezeigt, bilden sich hieraus auf die Dauer eine ^3He -arme und ^3He -reiche Phase. Dieser Konzentrationsunterschied führt zu einem osmotischem Druck in der Mischkammer. Dieser bewirkt, dass ^3He -Atome aus der reichen Phase durch die Separation hindurch in die ^3He -arme Phase diffundieren. Beim Durchgang der Separation wird der Umgebung weitere Wärme entzogen. Mit Hilfe dieser Methode kann somit der Kryostat auf wenige Millikelvin heruntergekühlt werden.

Bei vollständiger Kühlung des Bluefors LD250 $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Entmischungskryostaten² wurde eine Temperatur von unter 7 mK (unterhalb der Kalibrierung des Sensors) an der Misch-

²bluefors.com/products/ld-dilution-refrigerator/

ammer erreicht. Garantiert wird eine Basistemperatur von 10 mK und Kühlleistungen von $12 \mu\text{W}$ bei 20 mK ($250 \mu\text{W}$ bei 100 mK).

3.4.2 Der Aufbau des BlueFors LD 250 Mischkryostaten

Eine Gesamtansicht des Kryostaten und der zugehörigen Geräte entwickelt und hergestellt von der Firma BlueFors³, ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Die Komponenten um den Kryostaten, aufgehängt in einem Gestell, bestehen aus dem “Gas Handling System”(GHS), der Steuereinheit mit Laptop und dem Cryomech⁴ PT415 Pulsröhrenkühler mit Kompressor.

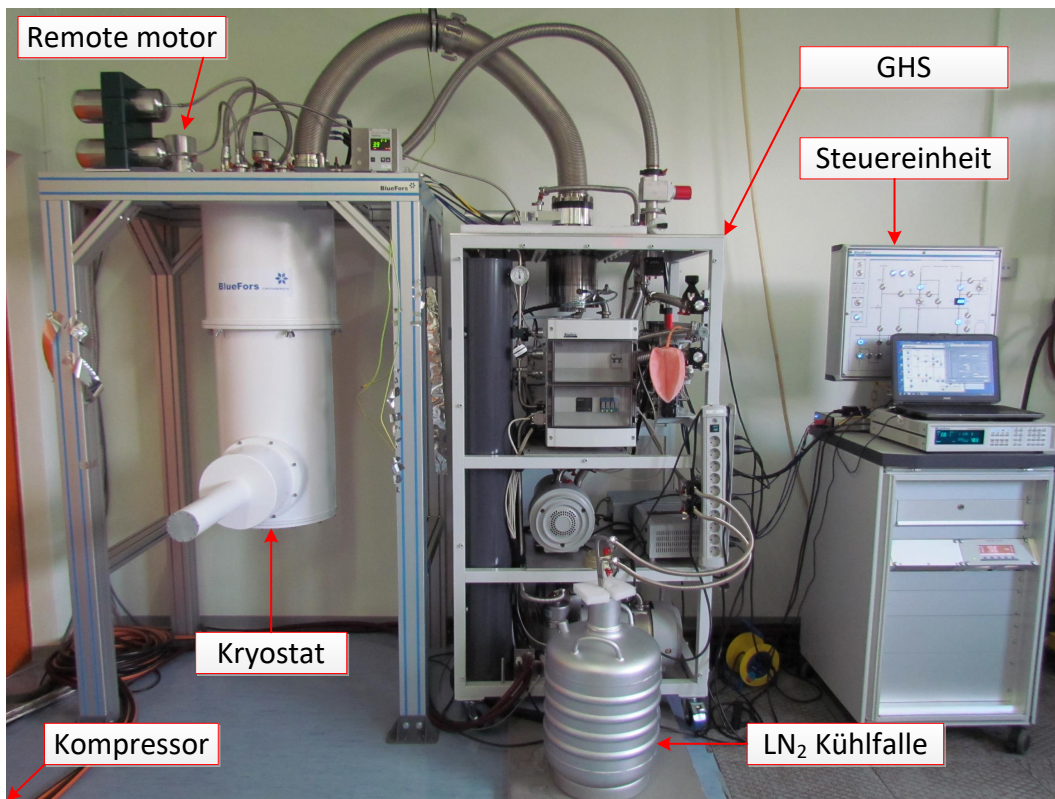


Abbildung 3.10: Gesamtaufbau des $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten. Der Kryostat ist in einem Aluminiumgestell aufgehängt, verbunden mit dem Kompressor und dem Gas Handling System (GHS). Das GHS beinhaltet alle Pumpen, Ventile und die $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gasmischung. In der rechten Station befindet sich die Schalttafel zur manuellen Bedienung, die Vierpol-Messbrücke, das Steuergerät für die Druckmessungen und ein Laptop, um Daten zu loggen oder den Kryostaten fernzusteuern [14].

Das Aluminiumgestell des Kryostaten beherbergt neben dem Kryostaten auch weitere elektrisch isolierte und teils vibrationsgedämpfte Komponenten. Hierzu zählt auch die “remote motor option” des PT415 Pulsröhrenkühlers. Auf einer separaten gedämpften

³Bluefors Oy, Arinatie 10, 00370 Helsinki, Finland, www.bluefors.com

⁴Cryomech Inc., 113 Falso Drive, Syracuse, New York 13211, USA, www.cryomech.com

Edelstahlplatte verbindet dieser Motor im Betrieb des Kühlers das Pulsrohr mit der Hoch- sowie Niederdruckseite des Kompressors. Aufgrund dieser Vibrationsentkopplung sowie einer elektrischen Isolation konnte bereits bei der Konstruktion des Kryostaten der Vibrationseintrag minimiert werden. Ferner werden auf der Oberseite des Kryostaten neben weiteren Vakuumdurchführungen, in denen die Sensorik des Kryostaten wie auch Elektronik der Detektoren angeschlossen werden, auch die Helium-Zu- und Rückleitungen angeschlossen. Teile des oberen Aufbaus sowie das Aluminiumgestell wurden seit Inbetriebnahme in 2012 nach Vibrationsmessungen am gesamten Aufbau weiter optimiert (siehe auch Kapitel 4.1) [22].

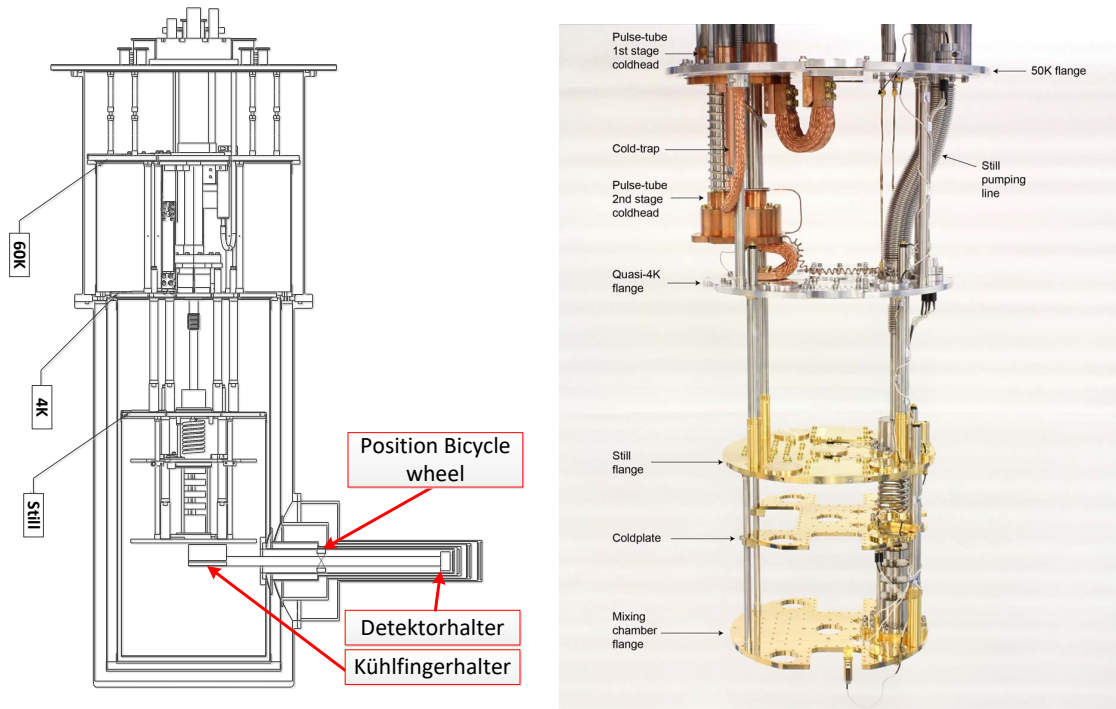
Der Aufbau des GHS beinhaltet alle notwendigen Pumpen, einen Hilfskompressor zum Starten der Verflüssigung, sämtliche Ventile und den Tank zum Speichern der He-Gasmischung. Über verschiedene Serviceöffnungen an der Vorderseite kann der Kryostat, nach jedem Test, wahlweise mit Luft oder Stickstoff belüftet werden.

Die Steuereinheit im Gesamtaufbau dient zur Steuerung der gesamten Apparatur. Sie beherbergt die Vierpol-Messbrücke, welche die fünf Temperatursensoren innerhalb des Kryostaten ansteuert und mit sehr geringen Leistungen ausmisst. Ferner ist in der Anordnung das Steuergerät für die Druckmessröhren enthalten sowie eine Schalttafel, welche den schematischen Aufbau der Ventile sowie Pumpen zeigt und die direkte Ansteuerung der Ventile ohne Software ermöglicht. Die Informationen der Messbrücke, der Druckmessungen und der Schalttafel werden über Datenkabel an einen Laptop weitergeleitet, der diese auswertet und abspeichert.

3.4.3 Innere Architektur des Kryostaten

In Abbildung 3.11 sind zwei Ansichten des Innenaufbaus des Kryostaten dargestellt. Die gesamte Apparatur ist ungefähr 1,2 m hoch und ragt mit dem Seitenarm maximal 83 cm aus der geometrischen Mitte heraus. Der Seitenarm, sichtbar in Abbildung 3.11a, dient dazu, den Detektor näher an die Wechselwirkungszone des Experiments zu bringen und so den Raumwinkel zu vergrößern. Ferner beherbergt der Seitenarm im geräumigen Ansatz die Feldeffekttransistoren (FET), die zwischen den Detektoren und der Messelektronik die Widerstände anpassen, um elektrische Störungen zu verringern. Die Länge des Seitenarms kann individuell an experimentelle Bedingungen angepasst werden, wohingegen die maximale Länge durch eine gewährleistete minimale Arbeitstemperatur beschränkt wird.

Abbildung 3.11b zeigt eine Fotografie des inneren Aufbaus [66]. Der Pulsröhrenkühler ist zunächst im obersten Vakuumflansch mit einem Balg und Federn aufgehängt (nicht sichtbar). Die Rohre des Kühlers reichen dann weiter in den Kryostataufbau hinein, besitzen aber zunächst keine physische Verbindung am 4 K- und 50 K-Flansch. Die Thermische Ankopplung des inneren Aufbaus der ersten sowie zweiten Stufe an den Pulsröhrenkühler geschieht allein durch Kupferbänder. Dadurch werden Vibrationen, entstehend durch ein- und ausströmendes He-Gas im Pulsröhrenkühler, weiter gedämpft. Unterhalb des 4 K-Flansches werden die unteren Ebenen mit mechanischen Halterungen befestigt, die wiederum zur thermischen Isolation genutzt werden. Diese “heat switches” bestehen aus Edelstahl und an den unteren Enden aus vergoldetem Kupfer. Edelstahl besitzt bei tieferen Temperaturen eine schlechte Wärmeleitung. Damit der Abkühlprozess



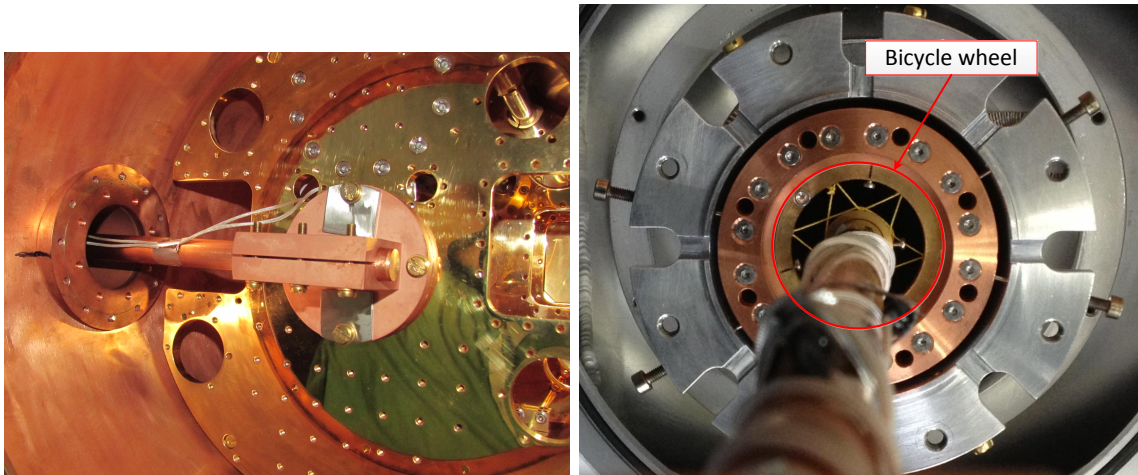
(a) Technische Zeichnung des Kryostats [67] (b) Darstellung des inneren Aufbaus [66]

Abbildung 3.11: Innerer Aufbau des Kryostats in verschiedenen Ansichten, bereitgestellt durch Bluefors [66, 67]. In der technischen Zeichnung sind die Positionen des Kühlfingerhalters, des Bicycle wheels sowie des Detektorhalters darstellt.

Die Fotografie des inneren Aufbaus zeigt hingegen die zur Kühlung wichtigen Bereiche. Dabei sei auf die Kupferbänder an der ersten sowie zweiten Kühlstufe hingewiesen. Einzig durch diese Verbindung wird der Pulsröhrenkühler mit den beiden Kühlstufen verbunden [14].

jedoch zeitlich optimiert verläuft, befindet sich innerhalb der Halterungen Heliumgas als Wärmeleiter. Sinkt die Temperatur unterhalb von etwa 10 K, so absorbiert ein Aktivkohleblock, der im oberen Abschnitt der heat switches verbaut ist, das Heliumgas. Um den Wärmefluss wieder herbeizuführen, können Heizer extern aktiviert werden, die oberhalb der Aktivkohle angebracht sind, und somit den thermischen Kontakt wieder herstellen.

Im Seitenarm des Kryostats wird der Detektor an einer aus hochreinem Kupfer bestehenden Stange (“Kühlfinger”) befestigt (siehe Position Detektorhalter in Abbildung 3.11a). Am entgegengesetzten Ende des Kühlfingers wird dieser in einem Kühlfingerhalter unterhalb der Mischkammer des Kryostats befestigt. Ein Fotografie des installierten Kühlfingerhalters befindet sich in Abbildung 3.12a. Mit Hilfe des Kühlfingerhalters wird die Position des Detektors am Ende des Seitenarms festgelegt. Dabei spielen die Abstände zu den Temperaturschilden eine Rolle, da bei einem Kontakt der Detektor die Basistemperatur nicht erreichen kann. Das sogenannte “Bicycle wheel” dient dazu, den Seitenarm bezüglich des innersten Schilds zu zentrieren. Es besteht aus zwei Messingringen mit unterschiedlichem Durchmesser. Die Ringe werden mit konzentrisch



(a) Foto des Kühlfingerhalters

(b) Foto des eingebauten Bicycle wheels

Abbildung 3.12: Fotografien des eingebauten Kühlfingerhalters sowie des Bicycle wheels. Der Kühlfingerhalter wird unterhalb der Mischkammer befestigt und bestimmt zunächst die Position des Detektors im Seitenarm. Das Bicycle wheel, installiert im 800 mK-Schild, fixiert die Position des Kühlfingers im Bezug auf das umliegende Temperaturschild [14].

angeordneten Nylonfäden, die bei tiefen Temperaturen eine niedrige Wärmeleitfähigkeit aufweisen, miteinander fest verbunden. In Abbildung 3.12b ist das Bicycle wheel im eingebauten Zustand fotografiert. Mit diesem Bauteil kann schlussendlich die Position des Detektors bezüglich der Temperaturschilde gut eingehalten werden.

Die Temperatur des Kühlfingers kann in der Nähe der Detektoren auf der Rückseite des Detektorhalters kontrolliert werden. Im Betrieb befindet sich der Detektorkörper im Temperaturbereich von etwa 12 mK. Die Arbeitstemperatur der Thermistoren beträgt jedoch in etwa 50 mK [8]. Dies ist auf eine limitierte thermische Ankopplung, thermische Strahlung von wärmeren Oberflächen sowie einer ohmschen Aufheizung begründet.

3.4.4 Der Kühlkreislauf

Die Kühlung der Komponenten im Kryostaten gelingt aufgrund zwei unterschiedlicher Konzepte, auf welche im Abschnitt 3.4.1 genauer eingegangen wurde. Das erste Konzept im Kühlvorgang beschreibt die Kühlung durch einen Pulsröhrenkühler. Dieser kühlt in zwei Schritten zuerst auf mindestens 50 K und ab der zweiten Stufe auf 4 K (siehe hierzu auch Abbildung 3.11b). Zur Kühlung des Kryostataufbaus werden diese zwei Stufen thermisch mit Kupferbändern am Kryostaten angekoppelt. Sind die Temperaturen von 4 K auf der untersten Stufe erreicht, so müssen nun die Eigenschaften der $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung ausgenutzt werden.

Die Heliummischung strömt in den Kryostaten durch die Leitung rechts der Kühlfalle (siehe Abbildung 3.11) ein. Anschließend fließt das Helium, durch die vom Kupferband umschlossene Leitung, in die eben benannte Kühlfalle. Nach der externen Stickstoff-Kühlfalle (siehe Abb. 3.10) wird die Mischung ein zweites Mal gereinigt. Dies verhindert

ein Verstopfen der feinen Kapillaren im weiteren Aufbau. Im Anschluss an die Kühlfallen strömt die Heliummischung spiralförmig um den “2nd stage regenerator”, der zweiten Stufe des Pulsröhrenkühlers. In der Folge wird das Helium auf 4 K vorgekühlt und kann durch die anschließende spiralförmige Kapillare in den nächsten Bereich geführt werden.

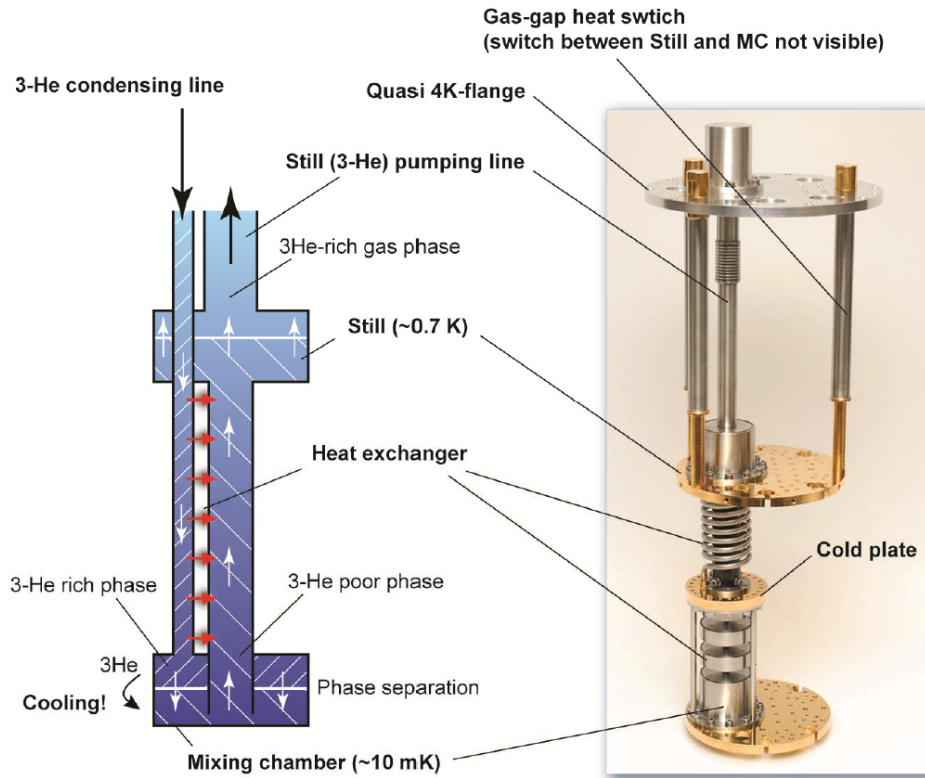


Abbildung 3.13: Überblick über den Kühlprozess zwischen der Stillleitung und der Mischkammer. Dabei sei auf die Separation der verschiedenen Heliumphasen hingewiesen [14, 66].

Abbildung 3.13 liefert einen Überblick über die Struktur und das Kühlprinzip unterhalb des 4 K-Bereichs. Die Heliummischung strömt nach dem Vorkühlen über den Pulsröhrenkühler im folgenden in den Bereich der Destille (engl. “still”). Dabei wird die Mischung durch mehrere Wärmetauscher geleitet und weiter abgekühlt. Sinkt die Temperatur des Gemischs, so teilt es sich in eine ^3He -reiche und -arme Phase auf (siehe Kapitel 3.4.1). Während des kontinuierlichen Betriebs des Kryostaten steht das Helium im flüssigen Zustand bis zur Stillkammer. Mit Hilfe der Evaporation von Helium in der Stillkammer wird dem System unterhalb der Stillkammer weiter Energie entnommen, sodass die Temperatur weiter sinkt. Um diesen langsamen Prozess zu beschleunigen und noch niedrigere Temperaturen bis zu 10 mK zu erreichen, wird neben dem Einsatz der Turbopumpe zusätzlich ein Heizer auf der Höhe des Stillflansches zur Verstärkung der Evaporation eingeschaltet. Das Heliumgas durchläuft nun die Still-Pumpleitung (“Still pumping line” - siehe auch Abbildung 3.11b) und strömt aus dem Kryostaten in der ISO-KF-100 Verbindung zur Turbopumpe (Abbildung 3.10). Im Anschluss an die Turbopumpe sowie nach zwei parallel laufenden trockenen Scrollpumpen wird die Heliummischung durch

die bereits benannte externe Stickstoffkühlfalle gereinigt und dem Kreislauf in den Kryostaten wieder zugeführt.

Die Gesamtdauer des Abkühlprozesses beträgt abzüglich der Abpumpzeit des Vakuumbehälters in optimierter Vorgehensweise etwa 26 Stunden. Vergleicht man diese Vorbereitungszeit des Kryostaten mit der eines zuvor genutzten Badkryostaten [57], so benötigt dieser in etwa ein Woche zum vollständigen Abkühlen. Dabei werden die Badkryostaten im Abkühlprozess in verschiedenen ineinanderliegenden Behältern zunächst mit flüssigem Stickstoff und in einem weiteren Schritt mit flüssigem Helium auf 4 K heruntergekühlt. Unterhalb von 4 K wird das weitere Abkühlverfahren, wie beim hier verwendeten Kryostaten, mit einer $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung durchgeführt. Im gesamten Abkühlprozess werden ca. 100 Liter an flüssigem Helium benötigt (ca. 100 l/Woche im laufenden Betrieb). Hieraus entsteht neben der zeitlichen Einsparung bei trockenen $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischkryostaten mit Pulsröhrenkühler ein weiterer Faktor bezüglich einer Verringerung der Kosten sowie wegfallenden Nachfüllvorgängen während der Betriebszeit.

3.5 Die Auslese der SiM-X Detektoren

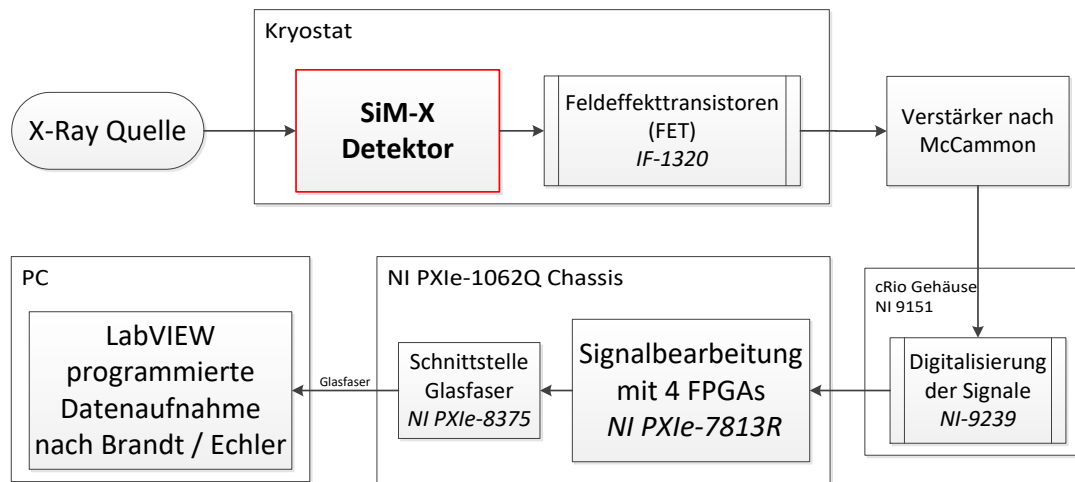


Abbildung 3.14: Übersicht über die Ausleseelektronik der SiM-X Detektoren. Nach der Umwandlung der Röntgenenergie in Spannungssignale in den SiM-X Detektoren werden diese Spannungssignale mit Feldeffekttransistoren transformiert und anschließend mit speziell angepassten Vorverstärkern aufbereitet [19]. Nachfolgend werden die analogen Signale mit ADC-Modulen von National Instruments (NI) digitalisiert. Hierauf folgt in einem PXI-Chassis mit FPGA-Karten (“Field Programmable Gate Array”) die essentielle Signalbearbeitung mit digitalen Filtern. Im finalen Schritt werden die Datenpunkte elektrisch entkoppelt über Glasfaser mit LabVIEW basierter Programmierung auf einem PC verarbeitet.

Einen Überblick über die SiM-X Ausleseelektronik liefert Abbildung 3.14. Photonen aus vielfältigen Röntgenquellen werden zunächst in dem SiM-X Detektor, separat für jedes Mikrokalorimeterpixel, in Spannungssignale umgewandelt (Kap. 2.5). Wie die SiM-X Detektoren befinden sich die Sperrschichtfeldeffekttransistoren (JFET) innerhalb des Kryostaten. Ohne JFETs würden die hochohmigen Signale zu den Verstärkern außerhalb des Kryostaten geführt werden. Dabei entstehen starke Rauschspannungen, die dem Signal überlagert werden und das Signal-zu-Rauschverhältnis deutlich stören (Kapitel 2.6.7). Die JFETs werden in der Nähe der Thermistoren eingebaut und arbeiten als Impedanzwandler in der verwendeten Drainschaltung. Sie transformieren das Eingangszu Ausgangsspannungssignal in einer 1:1-Umsetzung [19]. Optimal wären die JFETs direkt bei den Detektoren angebracht, was aufgrund der Arbeitstemperatur von etwa 120 K jedoch nicht realisierbar ist.

Anschließend an die JFETs werden die Signale in langen Leitungen an Steckkontakte in Vakuumdurchführungen geleitet. Hier sind Verstärkerboxen angeschlossen, deren Schaltungen an der University of Wisconsin-Madison speziell für sehr langsame Signale entworfen und für die hier verwendete Nutzung an der Universität Mainz adaptiert wurden [19].

Im weiteren Verlauf werden die analogen Signale aus den einzelnen Verstärkerkanälen in einem Analog-Digital-Wandler (ADC) der Firma National Instruments (NI) digitalisiert. Dieser *NI-9239* ADC arbeitet mit maximal 50 000 Datenpunkten pro Sekunde und nutzt eine Kombination an analogen und digitalen Filtern zur akkuraten Repräsentation des Signals. Diese Filter diskriminieren im Signal Frequenzen oberhalb von 45,3 % der verwendeten Digitalisierungsfrequenz f_s (Stop-Band ab 54,7 % $\cdot f_s$) [68]. Hierdurch wird eine Unterabtastung bei hohen Frequenzen unterdrückt, welche andernfalls als niedrigere Frequenzen fehlinterpretiert würden. Diesen Effekt nennt man “Antialiasing”.

Anschließend wird das digitale Signal mit einem “Field Programmable Gate Array” (FPGA) weiter verarbeitet. In einem kontinuierlichen Speicher wird das Signal mit einem Trigger überwacht. Wird nun eine zuvor festgelegte Schwelle unterschritten, so wird ein vollständiges Signal aufgezeichnet. Innerhalb der FPGA-Programmierung kann das Signal zusätzlich gefiltert werden. Anschließend wird das aufgenommene Signal an die Datenaufnahme des Computers über eine Glasfaserschnittstelle gesendet.

In der Datenaufnahme werden neben den Konfigurationen der FPGA auch weitere Einstellungen vorgenommen. Diese Datenaufnahme auf Basis einer LabVIEW-Programmierung ist in der Grundform von H. Brandt der GSI in Darmstadt zur Verfügung gestellt und wurde von A. Echler für die aktuellste Fassung adaptiert und optimiert.

3.5.1 Verschaltung der Detektoren

In Abbildung 3.15 wird die Verschaltung für den ersten Abschnitt der Datenaufnahme nochmals genauer aufgezeigt. Hierbei werden drei Temperaturregionen unterschieden. Jedes Detektorpixel wird mit dieser Elektronik einzeln mit individuellen JFETs und Verstärkerkanälen ausgelesen.

Auf der kältesten Temperaturstufe von ca. 50 mK befindet sich der Thermistor mit dem konstanten Lastwiderstand vom 60 M Ω . Der Lastwiderstand sowie Thermistor werden mit einer kontinuierlichen Versorgungsspannung aus einem vorangehenden Spannungsteiler im Verhältnis 1:100 mit einem Volt Gleichspannung versorgt. Dieser Spannungsteiler befindet sich in der FET-Box, welche auf dem 4 K-Seitenschild angebracht wird. Der Thermistor in Verbindung mit dem Lastwiderstand arbeitet ebenfalls nach dem Prinzip eines Spannungsteilers, wobei die Erdung in der Verstärkerbox erfolgt. Die Spannungsänderung aufgrund der Widerstandsänderung des Thermistors nach Absorption eines Photons bildet das Temperatursignal ab. Wie bereits beschrieben wird eine Impedanzwandlung im JFET mit der Verstärkung vom Faktor 1 vorgenommen. Obwohl die FET-Box auf dem 4 K-Schild angebracht ist, werden die JFETs auf eine Temperatur von 120 K aufgewärmt. Die von der Box thermisch entkoppelten JFETs besitzen bei diesen Temperaturen ein optimiertes Rauschverhalten [19, 56].

Im Anschluss an die JFETs wird das Signal über Flachbandkabel (Manganindrähte in einer Flachbandmatrix), in welchen alle Signale und Erdungen sowie die Versorgungsspannungen übertragen werden, in die Verstärkerbox auf Raumtemperatur übertragen. In dieser Box werden die Versorgungsspannungen bereitgestellt sowie die Signale vor der Weiterverarbeitung verstärkt.

Zur damaligen Zeit war kein kommerzieller und handelsüblicher Verstärker verfügbar,

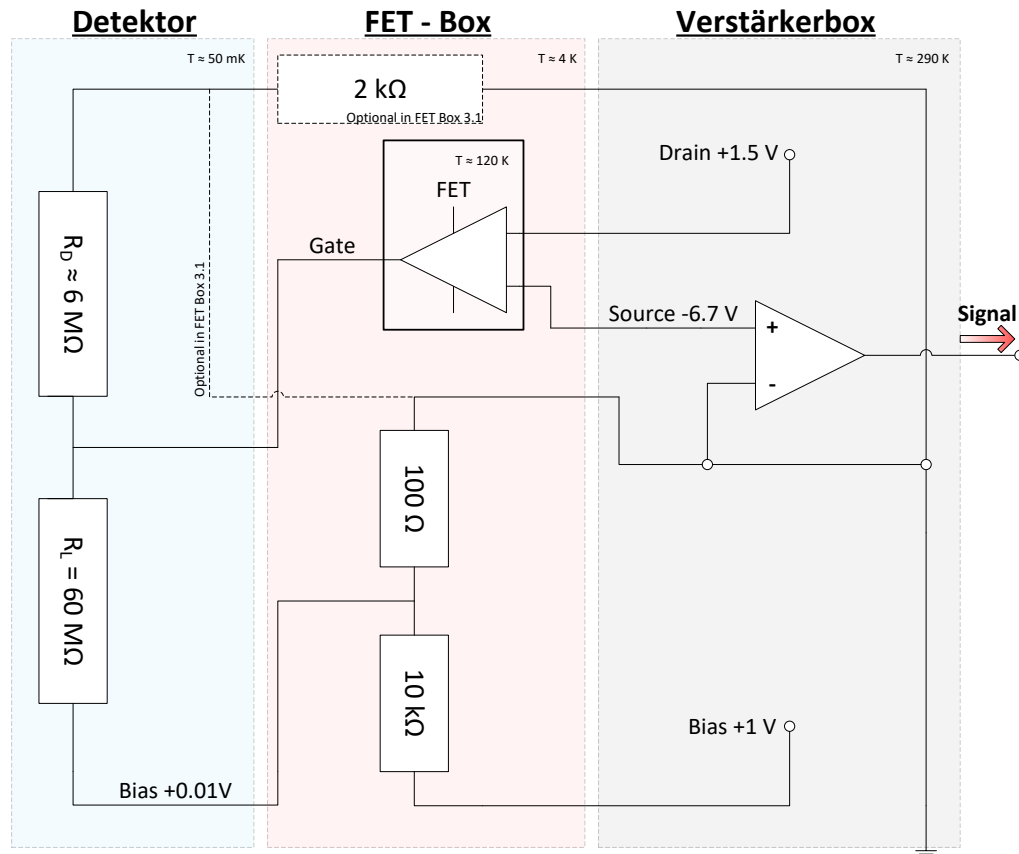


Abbildung 3.15: Schema der Verschaltung des resistiven Thermometers. Über einen ersten Spannungsteiler wird eine Spannung von $+1 \text{ V}$ um den Faktor 100 verringert. In dem zweiten Spannungsteiler ist der Detektorwiderstand variabel. Dieser ändert sich durch Erwärmung nach Absorption elektromagnetischer Strahlung. So variiert die Spannung und kann nach den anschließenden Verstärkerschaltungen zum Signalausgang analysiert werden [14].

welcher für die langsamen Signale der Mikrokalorimeter geeignet war sowie über ein ausreichend gutes Eigenrauschen verfügte. In der Diplomarbeit von M. Weber sowie durch A. Bleile an der Universität Mainz wurden die Verstärkerschaltung sowie die JFETs nach dem Vorbild der University of Wisconsin-Madison aufgegriffen und für den experimentellen Aufbau des Experiments in Mainz adaptiert und optimiert [19]. Diese optimierten Verstärkerboxen, welche in diesem Projekt genutzt werden, besitzen zwei getrennte Verstärkerstufen sowie einen Bandpass zwischen $1,6 \text{ Hz}$ und 100 kHz [19]. Die erste Stufe setzt sich zusammen aus einem FET-Differenzverstärker und einem Operationsverstärker OP270, welcher ein niedriges Rauschniveau besitzt. In der zweiten Stufe wird ein nichtinvertierender gegengekoppelter Verstärker OP282 eingesetzt. Der Verstärkungsfaktor beider Verstärkerstufen beträgt etwa 1450 [19].

3.5.2 Die Datenaufnahme der SiM-X

Die Datenaufnahme, programmiert von H. Brandt der GSI in Darmstadt, basiert auf einer LabVIEW Programmierung entwickelt von National Instruments (NI). Im folgenden Abschnitt wird diese Programmierung kurz vorgestellt [56, 69].

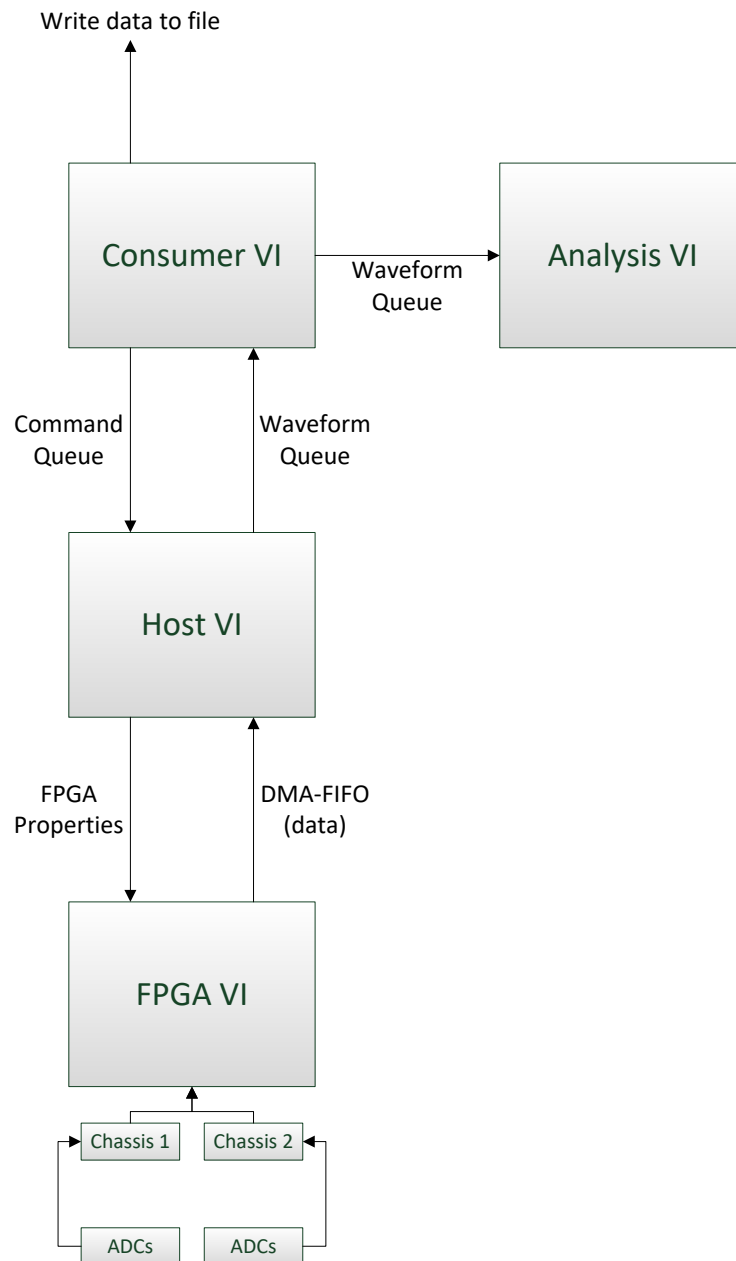


Abbildung 3.16: Darstellung der grundlegenden Funktionen der LabVIEW basierten Datenaufnahme nach Brandt [69].

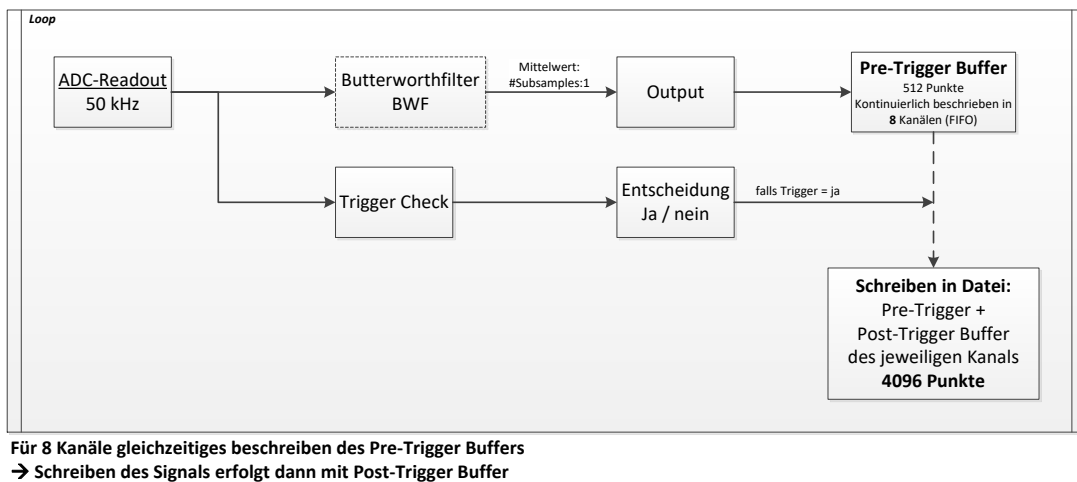
Aufnahme eines Signals:

Abbildung 3.17: Vereinfachte Darstellung der Verarbeitung der ADC Datenpunkte innerhalb einer FPGA-Karte bis hin zu einem fertigen Signal [14].

In Abbildung 3.16 ist die grundlegende Funktion der Datenaufnahme in einem Schema dargestellt. Die Programmierung besteht aus mehreren *Virtuellen Instrumenten* (VI), die vollständige Programme darstellen. VIs können wiederum als Unterprogramme, sogenannte SubVIs, in anderen VIs verwendet werden. Die Datenaufnahme setzt sich aus drei hauptsächlichen VIs zusammen: FPGA VI, Host VI und dem Consumer VI. Das Analysis VI läuft parallel zur Datenaufnahme und dient lediglich einer vorläufigen Analyse der Signale in Form einer Fouriertransformation und eines Histogramms.

FPGA VI

Das FPGA VI stellt die Schnittstelle der Messdaten aus den ADCs mit dem Computer dar. Im Consumer VI werden nach Start der Datenaufnahme die Parameter der FPGA über das Host VI an das NI PXIe-1062Q Chassis mit den FPGAs übermittelt. Wie in Abbildung 3.16 dargestellt, werden zunächst die Daten aus den ADCs, welche in cRIO NI 9151 Gehäusen stecken, in Leitungen in die FPGA geleitet und individuell mit einer Endlosschleife in den FPGAs ausgelesen.

In Abbildung 3.17 ist ein vereinfachtes Schema der FPGA-Auslese für einen Kanal dargestellt. Die Messdaten werden mit einer Frequenz von 50 kHz aus den ADCs in die FGPA eingelesen. Unabhängig zunächst von dem Test der Triggerschwelle wird das Signal in einem simplen Antialiasing- oder einem rekursiven Butterworth-Filter aufbereitet. Im Anschluss werden die Datenpunkte des ADC in einer Mittelung zusammengefasst. Diese Mittelung erfolgt in dem Verhältnis nach der Angabe der Nummer an Subsamples, welcher im Consumer VI (Bereich A) eingestellt wird. Ist die Zahl der Subsamples beispielsweise 10, so erhält man eine 10 zu 1 Mittelung und hieraus die effektive Datenrate von 5kHz. Die Datenpunkte der effektiven Datenrate werden in einem Speicher, dem

“Pre-Trigger Buffer”, kontinuierlich im FIFO Verfahren (“First In First Out”) beschrieben. Die Größe dieses Buffers wird im Consumer VIs festgelegt.

In einer parallelen Verarbeitung werden die Daten des ADC-Readouts kontinuierlich gegen eine zuvor pro Kanal individuell eingestellte Triggerschwelle geprüft, während die Daten weiter in den Pre-Trigger Buffer geschrieben werden. Unterschreiten nun die ausgelesenen Werte die Triggerschwelle, so wird ebenfalls der Post-Trigger Buffer mit den Daten aus dem Output beschrieben, sodass ein vollständiges Signal entsteht. Ein Signal umfasst derzeit 4096 Datenpunkte, was zu Beginn des Consumer VIs festgelegt wird. Der Pre-Trigger Buffer addiert mit dem Post-Trigger Buffer wird dann als ein einzelnes Signal in den DMA-FIFO (“Direct Memory Access - First In First Out”) an das Host VI weitergeleitet.

Durch diese Prozedur wird sichergestellt, dass für alle Kanäle lediglich der Pre-Trigger Buffer als Speicher auf der FPGA vorgehalten werden muss und somit nur ein Achtel des gesamten Signals. Dies ist aufgrund des begrenzten Speicherplatzes auf einer Gatter Logik notwendig. Der Vorteil von FPGAs liegt in der Geschwindigkeit, in welcher Rechenoperationen durchgeführt werden können, sowie in der Flexibilität im Laden neuer Konfigurationen in die Gatter-Logik, ohne Bauteile einer Schaltung verändern zu müssen.

In den Programmierungen für die verschiedenen Filter wird unterschiedlich Speicherplatz benötigt. Der Butterworth-Filter ist ein rekursiv arbeitender Filterprozess, welcher besonders in der vierten Ordnung viel Speicherplatz benötigt. A. Echler hat im Verlauf der vorliegenden Arbeit diese Programmierungen um einen Butterworth-Filter optimiert, da das NI eigene Butterworth VI in der vorgesehen Anzahl an Kanälen pro FPGA bereits den Speicherplatz überschritt. Der begrenzte Speicherplatz wirkt sich somit in der Folge auf die Anzahl der Kanäle aus, die mit einer FPGA ausgelesen werden können. Unabhängig von der Grenzfrequenz folgt für die verwendeten Filterprozeduren folgende Einschränkung in der Anzahl an bearbeitbaren Kanälen:

- 32 Kanäle pro FPGA-Karte mit verwendetem Antialiasing-Filter
- 12 Kanäle pro FPGA-Karte mit verwendetem Butterworth-Filter 2. Ordnung
- 8 Kanäle pro FPGA-Karte mit verwendetem Butterworth-Filter 4. Ordnung

Host VI

Die Zentrale der Datenaufnahme stellt das Host VI dar. Hier laufen die Daten zunächst zusammen und werden an verschiedene Sub-VIs sowie das FPGA VI und Consumer VI weitergegeben.

Das Host VI ist, wie das Consumer VI, auf dem PC angesiedelt. Wie in Abbildung 3.16 ersichtlich, erhält es über eine “Command Queue” die Einstellungen aus der Benutzeroberfläche und verarbeitet diese. Die Kommunikation mit dem NI PXIe-1062Q Chassis erfolgt über eine Glasfaserverbindung. Mit dieser Verbindung werden die Parameter der FPGA initialisiert (“FPGA-properties”). Diese werden in einer sogenannten Bitfile übertragen, welche die logischen Schaltungen der Gatterlogik beinhaltet.

Zusätzlich kommt im Host VI die Read-/Write-Control hinzu, welche die Daten im

FPGA VI überwacht. Auf die Daten kann nur zugegriffen werden, solange sie sich in einer DMA FIFO befinden. In diesem DMA FIFO Buffer befinden sich die Messdaten, die im Anschluss in eine Waveform-Queue eingereiht werden. In der Waveform Queue werden die vollständigen Signale an das Consumer VI (und an das Analysis VI) übersendet, wo sie verarbeitet und gespeichert werden.

Consumer VI

Das Consumer VI stellt vereinfacht die Benutzeroberfläche der Datenaufnahme dar. Hier können eine Vielzahl an Einstellungen vorgenommen werden, welche für die Messung relevant sind. Diese Einstellungen werden über die "Command Queue" an das Host VI übermittelt. In Abbildung 3.18 ist ein Screenshot der grafischen Oberfläche der Datenaufnahme gezeigt.

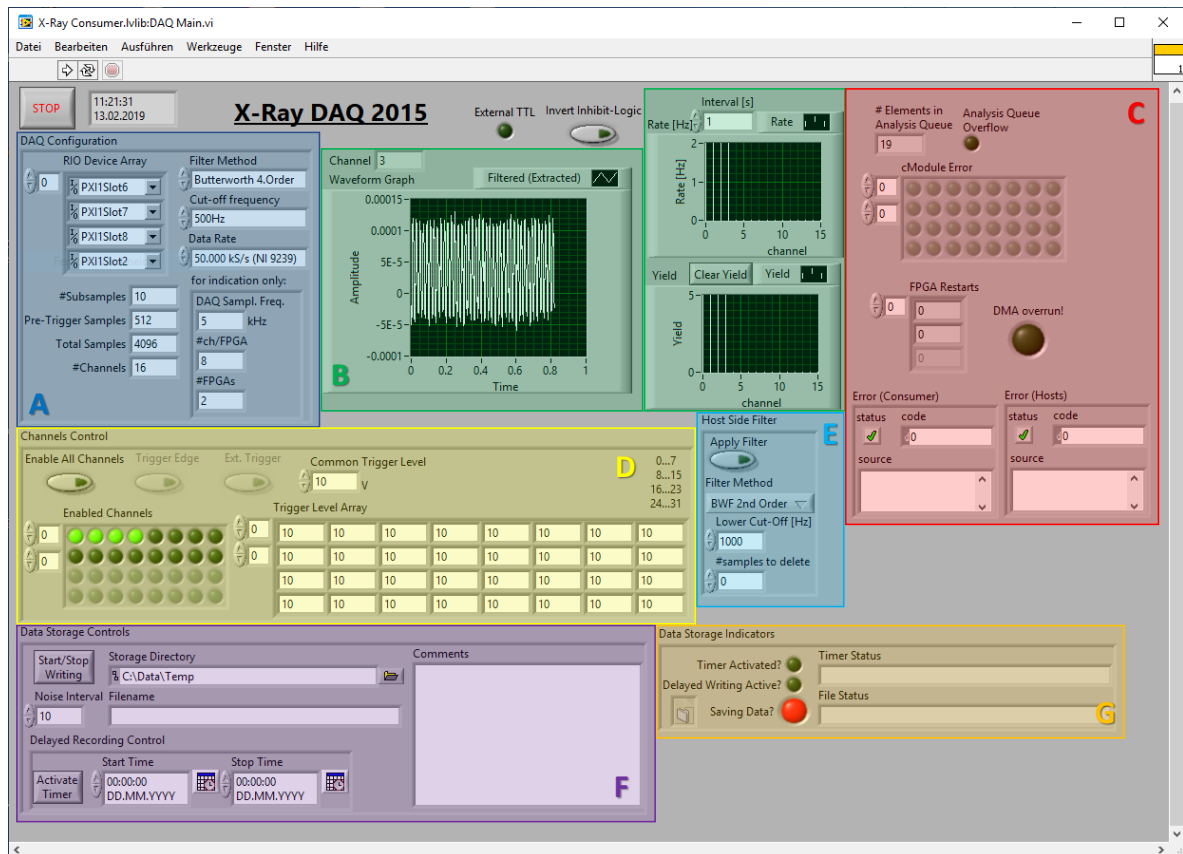


Abbildung 3.18: Bildschirmausschnitt der Benutzeroberfläche der Datenaufnahme. Die hervorgehobenen und eingefärbten Bereiche (A bis G) stellen Abschnitte mit verschiedenen Funktionen dar (siehe Text).

Zur weiteren Erklärung des Consumer VIs sind einzelne Bereiche eingefärbt hervorgehoben worden. Die verschiedenen Funktionen stellen sich wie folgt dar:

- Bereich **A**:

Vor dem Start des gesamten VIs werden hier die Einstellungen der wichtigsten Konfigurationen vorgenommen. Ist die Datenaufnahme gestartet, können in dieser Sektion keine Änderungen mehr vorgenommen werden und der Bereich wird optisch ausgegraut.

Inhaltlich wird zunächst angegeben in welchen Slots des NI PXIe-1062Q Chassis die jeweilige FPGA Karte angesprochen wird. Die weiteren Einstellungen umfassen die Rate der Signalabtastung sowie die Einstellung des digitalen Filters.

Die Nummer der Subsamples reguliert die finale Abtastrate. Die Subsamples stellen eine Mittelung des Signals dar. Je mehr Subsamples vorhanden, umso mehr Punkte werden zu einem Datenpunkt zusammengefasst. Maximal können die ADCs 50 000 Punkte pro Sekunde (Einstellung “Data Rate” 50.000 kS/s = “Kilosamples/second”) verarbeiten. Die Abtastfrequenz der Datenaufnahme berechnet sich somit aus:

$$f_{max} = \frac{50\,000}{\#Subsamples} \quad (3.4)$$

Unterhalb der “#Subsamples” wird die Länge eines Signals (“Total Samples”) sowie die Anzahl der Datenpunkte vor dem Triggerkanal (“Pre-Trigger Samples”) eingestellt.

Die “Filter Method” sowie die “Cut-off frequency” umfassen die Einstellungen des digitalen Filters, welcher auf der FPGA-Karte während der Signalverarbeitung angewandt wird. Die auswählbaren Filtermethoden umfassen einen Antialiasing-Filter oder einen Butterworth-Filter der zweiten oder vierten Ordnung. Die Grenzfrequenzen dieser Filtermethoden können prinzipiell frei gewählt werden, sind jedoch durch sogenannte “bit-files” für das FPGA VI vorgefertigt worden. Die Auswahl der Grenzfrequenzen umfasst aktuell 500 Hz, 750 Hz, 800 Hz und 1000 Hz.

- Bereich **B**:

Der Bereich B umfasst drei Graphen, welche dem Nutzer die Möglichkeit der Überwachung der Messung ermöglicht.

- Bereich **C**:

Der Bereich C dient der Fehlerüberwachung.

- Bereich **D**:

In dieser Sektion wird der Betrieb sowie die Triggerschwellen aller Kanäle festgelegt. In der Lampenmatrix “Enabled Channels” werden Kanäle dargestellt und können an- und abgewählt werden. Aktivierte Kanäle werden, wie in Abbildung 3.18 dargestellt, mit leuchtenden Indikatoren gezeigt. Die nicht verfügbaren Kanäle werden bei Start der Datenaufnahme ausgegraut.

Rechts dieser Lampenmatrix sind für jeden dieser Kanäle die Werte des Triggerniveaus in Volt eingetragen. Diese können individuell für jeden Kanal einzeln oder in einem globalen Feld “Common Trigger Level” für alle gleichzeitig festgelegt werden.

- Bereich **E**:

Der Bereich E ist anschließend an die Teststrahlzeit 2016 hinzugekommen und ist noch Gegenstand weiterer Untersuchungen. In diesem Bereich wird eine weitere Möglichkeit angeboten einen digitalen Filter auf das Signal anzuwenden. Dieser Filter wird im Host VI nach der Verarbeitung in der FPGA angewandt. Neben der Filtermethode eines Butterworth-Filters der zweiten, vierten oder achten Ordnung kann die Grenzfrequenz frei eingestellt werden. Der Vergleich zwischen einem Host-gegenüber einem FPGA-seitigen digitalen Filter ist dabei noch nicht ausgiebig durchgeführt worden.

- Bereich **F**:

Dieses Feld umfasst die Speicherung der Signale auf der Festplatte sowie eine terminierte Speicherung. In Abbildung 3.16 bezeichnet dies beim Consumer VI den ausgehenden Pfeil und gleichnamiges Sub-VI “Write data to file”.

Die Speicherung der Signale in Einzeldateien, sowie nach Kanal unterschieden, kann mit dem Knopf “Start/Stop Writing” gestartet werden. Im Unterbereich “Delayed Recording Control” kann eine Zeitgesteuerte Aufnahme eingestellt werden, die mit dem Knopf “Activate Timer” aktiviert wird.

Weitere Einstellungen im Bereich F umfasst das “Noise Interval”. Die Signale unterliegen einem gewissen Grundrauschen, was auf viele mögliche Quellen zurückzuführen ist. In einem anschließenden Offline-Filterprozess außerhalb der Datenaufnahme werden unter anderen Beiträgen die Rauschbeiträge gemittelt, um so für einen optimalen Filter mit den Signalen gefaltet zu werden. In der Option “Noise Interval” wird festgelegt, dass jedes n-te Signal ein Rauschsignal darstellt. Hierbei wird das Triggerlevel automatisch für dieses einzelne Signal herabgesetzt auf 0 V, sodass bereits das Rauschen die Datenaufnahme auslöst und als Signal abgespeichert wird.

Schließlich besteht in dem Feld “Comments” die Möglichkeit textbasiert Kommentare zu dieser Messung hinzuzufügen. Nach jeder gespeicherten Messung werden in einer separaten Log-Datei die wichtigsten Parameter der Messung sowie die Kommentare festgehalten.

- Bereich **G**:

Der Bereich G schließt unmittelbar an den Bereich F an und umfasst Indikatoren über den Speicherprozess der Messdaten.

- Sonderbereich:

In Abbildung 3.18 sind der Indikator “External TTL” sowie der Schalter “Invert Inhibit-Logic” oberhalb von Bereich B ebenfalls aufgeführt. Bei Experimenten an externen Einrichtungen ist der Fluss einer Strahlenquelle durch Neueinspeisungen eines gespeicherten Strahls, Ausfälle oder Pausen nicht kontinuierlich gegeben und viele Unterbrechungen können entstehen. Um hier Messdateien mit reinen Messdaten, und den geplanten Rauschbeiträgen, zu erzeugen, kann die laufende Datenaufnahme mit einem externen sogenannten “Time to live” (TTL) Signal aktiviert oder pausiert werden. Mit dem Knopf “Invert Inhibit-Logic” kann dieses TTL-Signal je nach Einstellung der externen Einrichtung für die korrekte Wirkung invertiert werden.

3.5.3 Signalform und Charakteristik

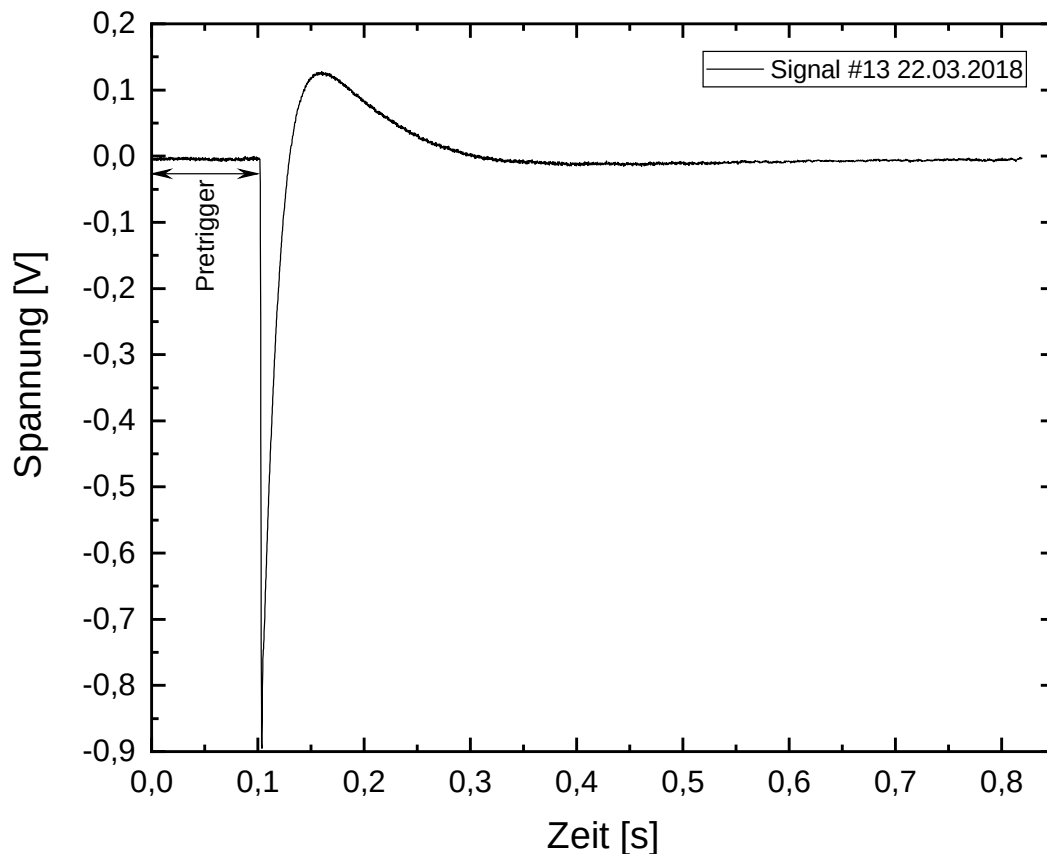


Abbildung 3.19: Darstellung eines beispielhaften Einzelsignals der Messung von 22.03.2018. Der Pretrigger umfasst 512 Datenpunkte (etwa 0,1 s). Im Anschluss steigt das Signal auf die maximale (negative) Signalamplitude an. Diese maximale Amplitude ist proportional zur Energie des einfallenden Photons. Anschließend klingt das Signal ab und der Thermistor kehrt auf die Arbeitstemperatur zurück. Der Überschwinger im positiven Bereich nach dem Maximum ist auf die endliche Bandbreite des Verstärkers zurückzuführen.

In Abbildung 3.19 ist ein beispielhaftes Einzelsignal einer Messung dargestellt. Der Pretriggerbereich umfasst die ersten 512 Datenpunkte (etwa 0,1 s). In diesem Bereich wird die Baseline aufgezeichnet, um in einer Offline-Filterung eine Offsetkorrektur vornehmen und die tatsächliche Signalamplitude bestimmen zu können. Anschließend steigt das Signal, da an dieser Stelle $dR/dT < 0$ ist, auf die maximale negative Signalamplitude an (siehe Kap. 2.2.2). Diese maximale Amplitude ist proportional zur Energie des einfallenden Photons. Die Anstiegszeit beträgt ca. eine Millisekunde und wird mit etwa 10 Datenpunkten beschrieben. Aufgrund der Thermalisierungszeit sowie der Wirkung von Streukapazitäten besitzt die Anstiegszeit eine untere Grenze. Für die SiM-X Detektoren wird die Anstiegszeit des Signals wesentlich durch den hohen Arbeitswiderstand bestimmt.

Nach der maximalen Amplitude wird der Abfall durch das Verhältnis der Wärmekapazität zur thermischen Ankopplung zum Kältebad bestimmt. Ein Tiefpass des Verstärkers

vor der Datenaufnahme [19] entfernt den niederfrequenten Bereich aus dem Frequenzbereich, woraus ein Überschwinger entsteht [17]. Anschließend kehrt die Spannung zur Baseline zurück, während der Thermistor auf die Arbeitstemperatur abkühlt.

3.5.4 Das Python Filterprogramm

Durch die Datenaufnahme werden die Signale im binären Format pro Kanal auf der Festplatte gespeichert. Wie bereits in Kapitel 3.5.2 beschrieben, können die Messdaten mit verfügbaren Filtermechanismen verschiedener Grenzfrequenzen bereits auf der FPGA gefiltert werden. In Abbildung 3.20 sind die Fouriertransformationen eines gemittelten Signals sowie des Rauschspektrums einer Messung dargestellt. Die Signale der SiM-X Detektoren sind verhältnismäßig lang aufgrund ihrer Abklingzeiten und werden daher im Bereich unterhalb von ca. 1 kHz insbesondere bei niedrigen Frequenzen dominiert. In der Aufnahme dieser Messdaten (Abb. 3.20) ist ein Butterworth-Filter vierter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 500 Hz angewandt worden.

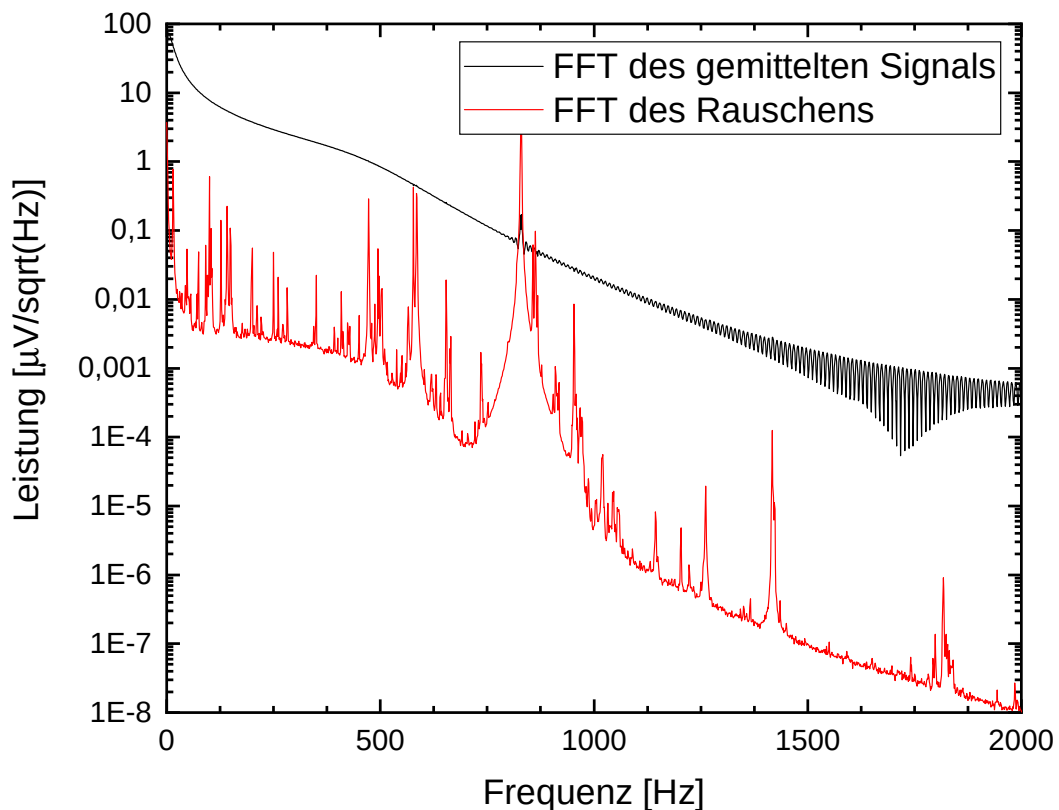


Abbildung 3.20: Logarithmische Darstellung des Fourierpektrums gemittelter Signale sowie des Rauschspektrums einer Messung. Die langsamen Signale mit langer Abklingzeit dominieren besonders im niederfrequenten Bereich bis zu ca. 1 kHz. In der Messung der Signale wurde ein Butterworth-Filter vierter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 500 Hz angewandt.

In den Dateien der Datenaufnahme können auch unerwünschte oder fehlerhafte Signale auftreten. Hier sind beispielsweise doppelte Signale, Spannungsspitzen oder verstärktes Rauschen, aufgrund von niedriger Triggerschwelle, zu nennen. Für diese Fälle sowie für eine optimale Frequenzfilterung werden die Dateien in einer in Python programmierten Offline-Filterung bearbeitet. Die Grundidee dieser Filterung entstand in der Entwicklung der XQC-Experimente an der University of Wisconsin [70], während das Filterprogramm in der gegenwärtigen Version durch Anna und Alexander Bleile (Universität Mainz) ausgearbeitet wurde.

Dieser “Optimal Filter” genannte Filterprozess nutzt die Grundlage, dass optimale Signale $S(t)$ einen gleichen zeitlichen Verlauf in den Anstiegs- und Abklingzeiten besitzen und sich lediglich in den gemessenen Amplituden signifikant unterscheiden. Dies ist für diese Detektoren aufgrund der thermischen und elektrischen Eigenschaften gegeben. Das Ziel in der digitalen Filterung besteht darin die rauschfreie Amplitude H aus den gemessenen Signalen $D(t)$ zu rekonstruieren. Hierzu werden, wie in den Kapiteln über die Datenaufnahme beschrieben, in einem regelmäßigen Abstand Rauschsignale gemessen. Das so erhaltene Rauschspektrum $N(t)$ sowie ein erstelltes gemittelt Signal S_0 dienen zur Erstellung des Optimalen Filters $F(t)$ (aus der inversen Fouriertransformation $\mathcal{F}$) sowie der Rekonstruktion der rauschfreien Amplitude H [29, 70].

$$H = \sum D(t) \times F(t), F(t) = \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{S_0(f)}{N^2(f)} \right] \quad (3.5)$$

Im Folgenden werden die wichtigsten Schritte des Programms erläutert [14]:

1. Erste Ansicht der in der Datei gespeicherten Signale. Es besteht die Möglichkeit in dieser Ansicht ungefilterte Einzelsignale in einer Textdatei abzuspeichern (siehe Abb. 3.19).
2. “Histogram of signal amplitudes”: Darstellung eines Histogramms aller Signale nach ihren maximalen Pulshöhen in Volt. In diesem Histogramm wird eine Grenze im Spektrum der gemessenen Pulshöhen zur Identifikation von Rauschsignalen gesetzt.
3. “Histogram of noise”: Nach der in Punkt 2 gewählten Grenze (Abgrenzung der Röntgensignale) werden die Rauschsignale nun erneut in einem Histogramm mit ihrer maximalen Signalthöhe dargestellt. In diesem Histogramm wird nun das Maximum der Rauschamplituden für eine Abgrenzung “guter” Rauschsignale platziert, die im weiteren Verlauf für die Erstellung eines optimalen Filters verwendet werden.
4. “Histogram of averaged value of pretrigger voltage”: Wie in der Datenaufnahme beschrieben, werden die Signale zunächst mit einem Pretrigger aufgenommen. Aus diesem Pretriggerbereich werden die Datenpunkte nun für jedes Signal einzeln gemittelt und in einem Histogramm dargestellt. Daraus wird ein optimaler Bereich gewählt, sodass kleine Pileup-Signale herausgefiltert werden können und zudem große Schwankungen des Grundlevels im Pretrigger aussortiert werden.
5. “Histogram of maximal deviation of pretrigger voltage”: Die im vorherigen Schritt dieser zweistufigen Auswahl gewählten Signale werden in einem Folgehistogramm

in ihrer maximalen Abweichung von dem Mittelwert begrenzt. Die maximalen Abweichungen innerhalb des Pretriggers können durch Spannungsspitzen oder aufgrund von realen Signalen am Ende des vorherigen Signals auftreten.

6. “Histogram of trigger channel”: In dieser Auswahl wird explizit der Kanalbereich ausgewählt, in dem ein Signal aufgenommen wurde. Der Kanal wird folgend durch einen linearen Fit zwischen 25% und 75% der ansteigenden Flanke im Signal bestimmt. Die Auswahl des Triggerkanals ist wichtig, da der optimale Filter sowie das gemittelte Signal hierauf synchronisiert werden.
7. “Rise time - pulse height plot”: In einem Graph der Signalamplitude gegen die Anstiegszeit wird ein Kalibrierpeak für die Erstellung eines gemittelten Signals ausgewählt.
8. Im nächsten Schritt folgt die wichtige Identifikation von doppelten Signalen innerhalb eines aufgenommenen Einzelsignals von 4096 Punkten. Der bekannte Bereich innerhalb eines Einzelsignals, in welchem ein Signal erwartet wird, wird mit einem benutzerdefinierten Rahmen versehen. Im Anschluss werden die einzelnen Datenpunkte eines Signals analysiert. Hierzu wird die punktweise Ableitung des gemittelten Signals mit der punktweise Ableitung der Einzelsignale verglichen. Alle weiteren Signale, die aufgrund einer großen Abweichung eine festgelegte Amplitude außerhalb des Rahmens überschreiten, werden als doppelte Signale klassifiziert und aussortiert. Hierfür ist die in Schritt 6 angeführte Synchronisation auf den theoretischen Triggerkanal wichtig.
9. Im Anschluss an das Aussortieren doppelter Signale werden nun wie in Schritt 1 alle Signale dargestellt. Aufgrund der Einstellungen der bisherigen Schritte werden alle Signale nun mit Klassifizierungen (Signal, doppeltes Signal, Rauschen, etc.) versehen. Hierbei kann geprüft werden, ob die bisherigen Einstellungen des Filters korrekt eingerichtet wurden. Anschließend wird der optimale Filter für alle Signale erstellt.
10. Erstellung verschiedener Ausgabedateien: Daten der Frequenzdomäne nach der Fourieranalyse (*_fft.txt), gemitteltes Signal (*_avsg.txt) und Filter in der Zeitdomäne (*_fltr.txt). Der Stern steht jeweils für den Namen der geladenen Datei.
11. “Histogram of filtered signal amplitude”: Darstellung des Histogramms mit gefilterten Signalen und Abspeichern der Daten in eine Datei (*.txt).

Im Anschluss an den Filterprozess befinden sich alle Signale nun in der “*.txt”-Datei. Die Dateistruktur beinhaltet für jedes Signal die Klassifizierungen, die Signalthöhen vor und nach dem Filterprozess sowie weitere Informationen, welche im Folgenden in einer Analysesoftware weiter aufbereitet werden können.

3.6 Beschleunigeranlage der GSI Darmstadt

In der Teststrahlzeit in 2016 ist der gesamte Aufbau der Siliziummikrokalorimeter am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt getestet worden. Der Aufbau des Beschleunigerkomplexes ist in vielen Dissertationen [71] sowie Veröffentlichungen [3] bereits dargestellt worden und wird an dieser Stelle nun kurz skizziert.

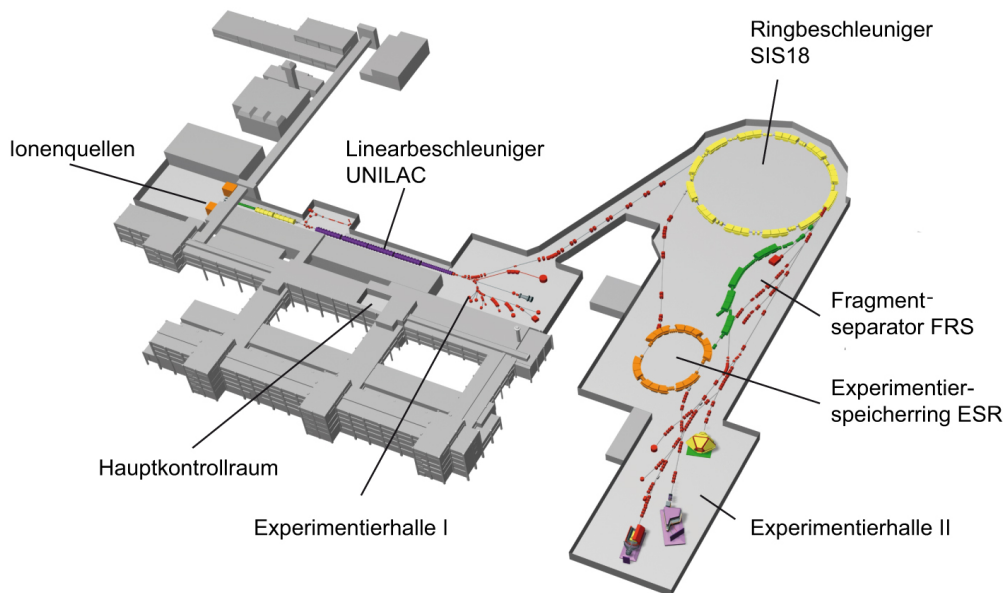


Abbildung 3.21: Beschleunigeranlage der GSI in Darmstadt [72]

In Abbildung 3.21 ist der gesamte Komplex des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung in Darmstadt⁵ dargestellt [72]. In verschiedenen Ionenquellen können Ionenstrahlen hoher Ladungszustände und hoher Intensitäten erzeugt werden. Die erzeugten Strahlen werden in den Linearbeschleuniger “Universal Linear Accelerator” (UNILAC) eingespeist und in diesem von der ersten Beschleunigungsspannung weiter beschleunigt. Nach 120 Metern im UNILAC besitzen die Ionen bereits eine Energie von etwa 11 MeV/u [71]. Werden die Ionen nicht für Experimente in Experimentierhalle I verwendet, werden sie in einem Umladetarget höher geladen und in den Ringbeschleuniger SIS18 injiziert. Der Ringbeschleuniger besitzt einen Umfang von 216 Metern und beschleunigt die Ionen auf bis zu 90 % der Lichtgeschwindigkeit. Leichte Ionen haben nach dem SIS18 eine Strahlenergie von 2 GeV/u, während schwere Kerne bis zu 1,4 GeV/u haben [71]. Bei Austritt aus dem Ringbeschleuniger ist die Energie hoch genug, um mit Hilfe von Stripperfolien die restlichen Elektronen der Ionen zu entfernen. An dem Beschleunigerkomplex der GSI Darmstadt wird eine vollständige Ionisation bis zu Uran erreicht. Für Uran liegt die Energie für das letzte Elektron bei etwa 131 keV [71].

⁵GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Planckstraße 1, 64291 Darmstadt
www.gsi.de

Für eine effektive Ionisation des gesamten Strahls ist jedoch eine deutlich höhere Energie notwendig. Im Anschluss an eine Ladungsfilterung ist der Strahl vollständig ionisiert und kann an Experimente in Experimentierhalle II oder den Fragmentseparator FRS weitergeleitet werden. Ferner besteht die Möglichkeit, den Strahl direkt oder nach dem FRS in den Experimentierspeicherring ESR zu injizieren. In diesem Speicherring können die Ionen für längere Zeiten gespeichert und gekühlt werden. Zudem können die Ionen je nach Vorgaben von Experimenten auf niedrigere Strahlenergien abgebremst werden.

Der Experimentierspeicherring ESR

Der Experimentierspeicherring (ESR) der GSI in Darmstadt stellt ein wichtiges Instrument in der Forschung der Physik dar [73]. In ihm können hochgeladene Ionen mit hoher Qualität und Intensität gespeichert werden. Dabei stehen selbst exotische oder radioaktive Ionen zur Verfügung, um atom- oder kernphysikalische Messungen durchzuführen. In der Dissertation von Brandau [71] sowie dort verwiesenen Veröffentlichungen sind die Eigenschaften des ESR detailliert dargestellt, welche kurz skizziert werden.

In Abbildung 3.22 ist der ESR in einer schematischen Zeichnung dargestellt [74]. Der Speicherring besitzt einen Umfang von 108 m und besteht unter anderem aus sechs großen Dipol-Magneten. Zu Beginn wird der Strahl in den ESR vom SIS 18 oder FRS in Ionenpaketen injiziert. Für U^{92+} lassen die Dipolmagneten aufgrund ihres Ablenkradius sowie dem erreichbaren Dipolfeld eine Maximalenergie von etwa 560 MeV/u zu [73]. Typischerweise werden im Experimentierbetrieb des ESR Energien von 40 bis 400 MeV/u verwendet. Die Energien werden über Hochfrequenz-Kavitäten ("Radio Frequency-cavity"), ähnlich wie innerhalb des LINAC oder SIS 18, eingestellt. Im Ring existieren zwei Bereiche, in denen die Ionen auf Strahlenergien beschleunigt oder abgebremst werden können.

Nachdem der Strahl in den Ring injiziert wurde, wird er mit Dipolmagneten auf einer geschlossenen Bahn im ESR geführt. Zur Fokussierung des Strahls stehen neben den Dipolmagneten noch 20 fokussierende Quadrupolmagnete sowie acht Sextupolmagnete zur Verfügung [74]. Ferner befinden sich im Betrieb des ESR zahlreiche Einrichtungen (z.B. "Schottky" Diagnosen oder "beam profile monitor" in Abbildung 3.22), um den Ionenstrahl durchgehend zerstörungsfrei zu beobachten. Je nach Ionenart, Strahlenergie, Ladungszustand und weiteren Eigenschaften des Ionenstrahls sowie auch des eigentlichen Aufbaus am ESR ändert sich mitunter die Trajektorie der Ionen. Ist diese Bahnkurve für die Elemente im Ring nicht optimal einstellbar, kann mit Hilfe von horizontalen wie auch vertikalen elektrostatischen Steuerelementen diese Trajektorie korrigiert werden.

Ein weiteres sehr wichtiges Element in der Strahlqualität stellen die Elemente der Strahlkühlung dar. Während ihres Umlaufens im ESR stoßen die Ionen untereinander sowie mit Restgasatomen im Vakuum. Aufgrund dessen heizt sich der Strahl permanent auf und die Energieverteilung der Ionen im Strahl verbreitert sich. Im ESR bestehen zwei Verfahren, um dieser Aufheizung entgegenzuwirken.

Bei der stochastischen Kühlung wird an einem Punkt im Ring die Position des Strahls im Phasenraum detektiert. Im Anschluss wird an der entgegengesetzten Position im Ring der Strahl in die Mitte des Strahlvolumens bewegt. Eine bei niedrigeren Strahlenergien deutlich effektivere Kühlung des Strahls ist mit Hilfe eines Elektronenkühlers zu

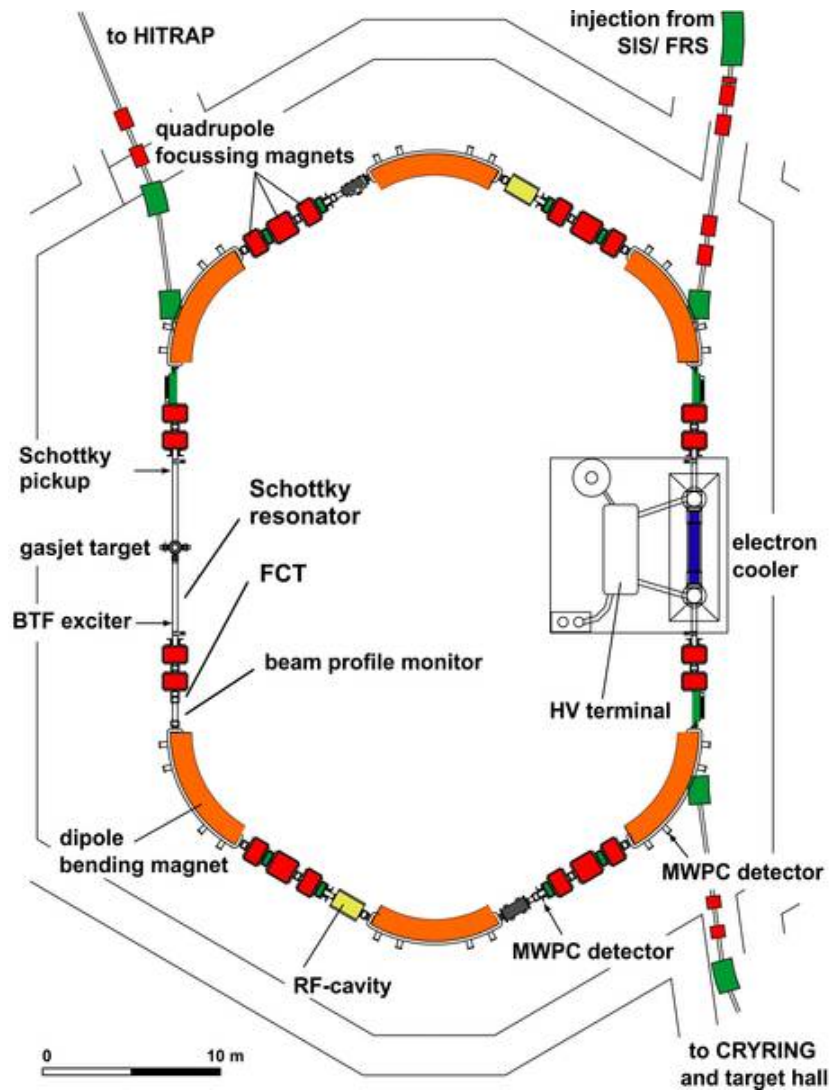


Abbildung 3.22: Schematische Darstellung des Experimentierspeicherrings ESR der GSI in Darmstadt [74].

erreichen. Ein Elektronenkühler besteht stark vereinfacht aus einer Elektronenkanone, einem Driftbereich sowie einem Kollektor. Die Kanone erzeugt einen Elektronenstrahl mit Energien von bis zu 320 keV [71]. Diese Elektronenenergie wird der Geschwindigkeit der Ionen im Ring angepasst. Der relative Unterschied beider Energien kann mit einer Feinabstimmung der Kühlerspannung auf eine Ungenauigkeit von 10^{-6} reduziert werden [71]. Aufgrund der hohen Genauigkeit des Elektronenkühlers wird dieser wiederum genutzt, um umgekehrt die Energie des Ionenstrahls zu Beginn exakt einzustellen. Die genaue Bestimmung der Ionenenergie ist in der Analyse der Daten der Siliziummikrokalorimeter sowie anderen Experimenten äußerst elementar. Mit Hilfe der Kühlerspannung kann die Dopplerverschiebung von emittierten Photonen aus dem bewegten Ionenstrahl berechnet und korrigiert werden (Kap. 3.6.2).

Im Anschluss an die Erzeugung wird der Elektronenstrahl in einem Solenoidfeld umgelenkt, sodass er mit dem Ionenstrahl auf einer Achse liegt und Elektronen- sowie

Ionenstrahl sich überlappen. Je geringer die Ionenenergie ist, umso effektiver kann der Elektronenkühler wirken aufgrund einer längeren Wechselwirkungszeit. Der Driftbereich, in dem sich die Strahlen überlappen, umfasst etwa 2,5 m [71]. Im Anschluss an diesen Bereich wird der Elektronenstrahl wieder aus dem Ionenstrahl herausgelenkt und in einem Kollektor absorbiert.

Im Bereich des Strahlüberlapps im Elektronenkühler findet der eigentliche Kühlprozess statt. Wie oben beschrieben, wird die Energie des Elektronenstrahls dem Ionenstrahl sehr genau angepasst, sodass die Ionen und Elektronen sich im überlappenden Bereich mit der gleichen mittleren Geschwindigkeit fortbewegen. Geht man nun im besten Fall von einem monoenergetischen Elektronenstrahl aus, so übertragen die “heißen” Ionen in Teilen ihre relative kinetische Energie innerhalb des Ionenpaketes durch Coulomb-Stöße auf die Elektronen. Die aufgeheizten Elektronen werden am Ende des überlappenden Bereiches entfernt und im nächsten Umlauf durch neue monoenergetische Elektronen ersetzt. Nach mehreren Umläufen wird die Breite der Geschwindigkeitsverteilung zwischen den Elektronen und Ionen deutlich verringert, sodass der Ionenstrahl im optimalen Fall ebenfalls monoenergetisch wäre. In der Realität ist der Elektronenstrahl nur in guter Näherung monoenergetisch und besitzt selbst eine Geschwindigkeitsverteilung relativ im Elektronenstrahl. Dennoch ist die Qualität des Elektronenkühlens sehr hoch. Für einen U^{92+} -Strahl mit einer Energie von 320 MeV verringert sich die Impulsbreite der Ionen $\Delta p/p$ nach der Elektronenkühlung von 10^{-3} auf ungefähr 10^{-5} [71].

3.6.1 Gas-Jet Target

Im Ringaufbau des ESR (Abb. 3.22) gibt es auf den langgezogenen Seiten des bienenwabenförmigen Aufbaus einerseits den Elektronenkühler, während auf der gegenüberliegenden Seite ein Bereich für experimentelle Aufbauten zur Verfügung steht. Dort befindet sich das interne “Gas-Jet Target”, dessen Aufbau sich detailliert in Veröffentlichungen findet [75, 76].

In Abbildung 3.23 ist ein Foto des Aufbaus zur Teststrahlzeit 2016 gezeigt. Der Ionenstrahl des ESR erreicht das Gas-Jet Target von rechts und fliegt links im Ringaufbau weiter. Senkrecht zur Strahlachse kreuzt der Gas-Jet den Ionenstrahl. Im Überlapp der Interaktionsregion reagieren beide Strahlen miteinander. Die Reaktionsprodukte können rundherum in verschiedenen Ports beobachtet werden. In vergangenen Lamb-Shift Experimenten [20] wie auch in der Teststrahlzeit 2016 [23] ist der Zugang bei 145° genutzt worden, welcher bezogen auf die Strahlrichtung rückwärts gerichtet ist.

Im Gas-Jet Target ist es möglich einen neutralen Überschall-Jet-Strahl aus verschiedenen Gastypen zu erzeugen. Beispiele für verwendete Gase sind: H_2 , He, N_2 , Ar, Xe, Kr [76]. Der Gas-Jet wird im oberen Bereich mit hohem Druck eingelassen. Hierbei kann diese erste Einlassdüse mit Hilfe eines Kryostaten gekühlt werden. Im weiteren Verlauf bis zur Interaktionsregion gibt es vier Pumpregionen, in denen dem Gas-Jet seitliche Komponenten mit Hilfe von Skimmern entfernt werden. So entsteht im Zentrum ein dichter Jet aus dem Experimentiergas, während das Vakuum im Experimentierbereich wenig belastet wird. Je nach Gas können Targetdichten von bis zu 10^{12} bis 10^{13} Atome pro Quadratzentimeter erreicht werden [76].

Nach dem letzten Skimmer wird der Gas-Jet in die Kammer mit dem Ionenstrahl

eingeleitet. Bis zum unteren Aufbau bewegt sich der Gas-Jet etwa 70 mm. Hingegen beträgt der Überlapp mit dem Ionenstrahl 5 mm [76]. Um den Überlapp zu optimieren wird der Ionenstrahl im Raum verschoben, während mit einem Photomultiplier die Zählrate von Photonen aus der Interaktionszone maximiert wird.

Ist der Gas-Jet durch die Interaktionszone geflogen, so kommt er in den unteren Aufbau unterhalb der Strahlachse (siehe Abbildung 3.23). In diesem Bereich wird der Gas-Jet aufgefangen. Ebenso wie im oberen Abschnitt wird in vier Pumpenregionen der Jet aufgesaugt, sodass das Vakuum im Experimentierbereich weiterhin hochrein bleibt.

3.6.2 Der Doppler-Effekt im Experiment

Im Experiment werden Photonen detektiert, die aus hochgeladenen Ionen nach Einfang eines Elektrons emittiert werden. Diese Ionen bewegen sich in hohen Geschwindigkeiten am Beobachter, hier dem SiM-X Detektorsystem, vorbei. Die beobachteten Röntgenenergien, welche den Bindungs- oder Übergangsenergien hochgeladener schwerer Ionen entsprechen, sind Doppler-verschoben. Die gemessenen Energien müssen somit in das Emittersystem, das Ruhesystem des Ions, zurücktransformiert werden gemäß [20]:

$$E_{emit,i} = E_{lab,i} \cdot \frac{1 - \beta \cos(\theta_i)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.6)$$

In Gleichung 3.6 steht $E_{emit,i}$ und $E_{lab,i}$ für die Energien im Emitter- beziehungsweise Laborsystem. Wie auch beim Winkel θ_i des Beobachters bezogen auf die Strahlrichtung, beschreibt der Index i das i -te Pixel eines Detektors. Die Geschwindigkeit der Ionen ist durch den Parameter $\beta = v/c$ ausgedrückt.

In einer detaillierten Betrachtung verbreitert sich die emittierte Energie unabhängig vom Auflösungsvermögen der Detektoren aufgrund einer endlichen Größe der Interaktionszone. Folglich entsteht eine Unsicherheit $\Delta \cos(\theta_0)$ im beobachtenden Winkel. Der überlappende Bereich des Gas-Jets mit dem Ionenstrahl formt einen Zylinder mit einem Radius von etwa 1-2 mm und einer Länge von ungefähr 5-7 mm [20]. Es ergibt sich eine Verbreiterung der Energie wie folgt [20]:

$$\Delta E_{lab,Doppler} = \Delta \cos(\theta_0) \cdot \frac{\beta}{1 - \beta \cos(\theta_0)} \cdot E_{lab} \quad (3.7)$$

Deshalb sind bei Experimenten möglichst niedrige Ionengeschwindigkeiten vorzuziehen.

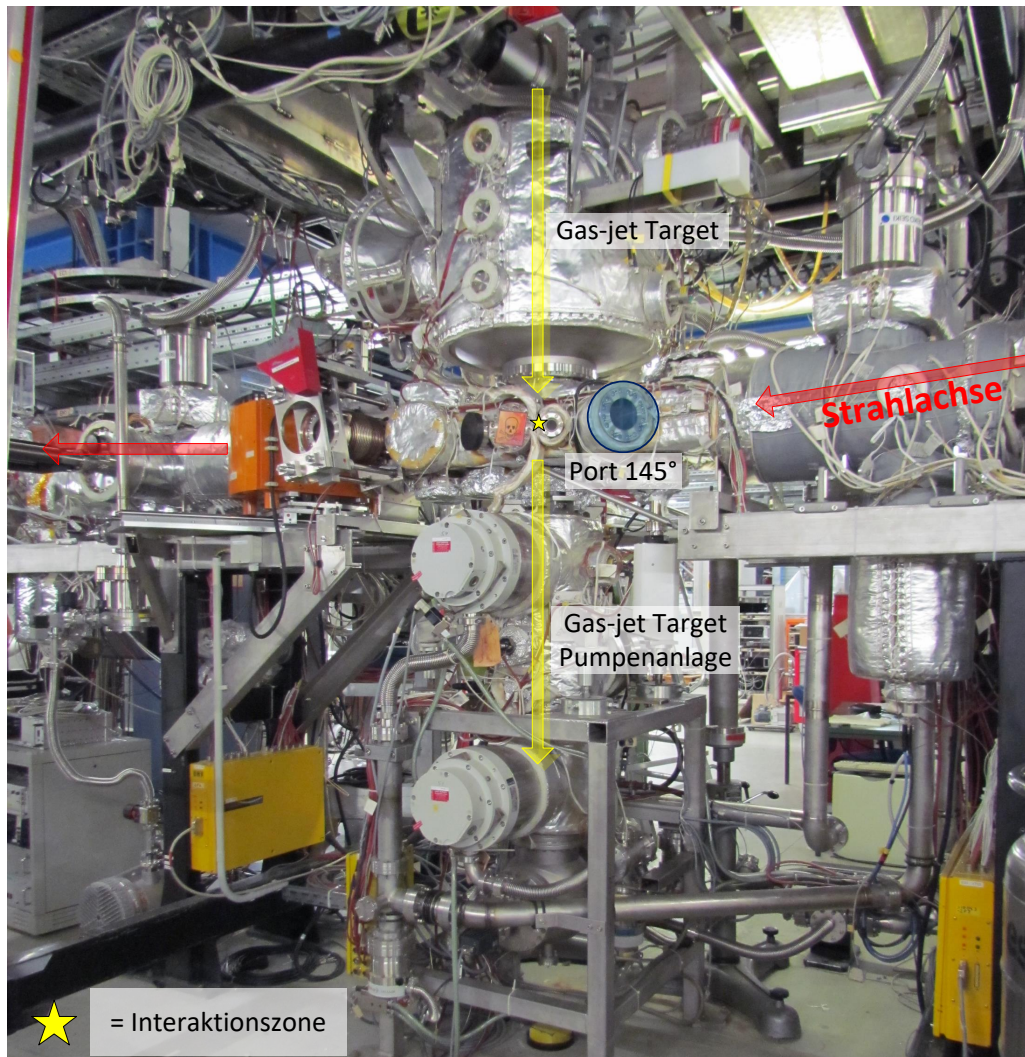


Abbildung 3.23: Foto des Gas-Jet Targets im Experimentierbereich des ESR. Der Ionenstrahl tritt von rechts in den Bereich ein. Senkrecht zur Strahlachse wird der Gas-Jet oberhalb der Achse zunächst in einer vier-stufigen Pumpenanordnung vorbereitet, sodass nur ein zentraler Jet durch die Interaktionszone fliegt. Um den Interaktionsbereich herum sind verschiedene Ports angeordnet, um die Reaktionsprodukte aus dem Überlapp des Ionenstrahls und des Gas-Jets zu beobachten. In vergangenen Experimenten [20, 23] ist der Port bei 145° bezogen auf die Strahlachse genutzt worden. Nach der Interaktionszone wird unterhalb der Strahlachse wiederum in einer vierstufigen Pumpenanlage der Gas-Jet aufgefangen und abgesaugt.

4 Charakterisierung des Kryostaten

4.1 Vibrationsmessungen

In der Masterthesis “Optimierung eines Detektorsystems mit Mikrokalorimetern” von 2014 sind bereits Untersuchungen zu Rauschverhältnissen in den Signalen der Detektoren getätigt worden. In diesen Untersuchungen ist ein Fokus auf die Datenaufnahme und deren Komponenten sowie den Einfluss des Pulsröhrenkühlers gelegt worden [14]. Im Anschluss an die Masterthesis sind weitergehende Untersuchungen am Kryostataufbau durchgeführt worden, um die Einflüsse der Vibrationen durch den Pulsröhrenkühler zu analysieren. Diese Vibrationsmessungen sind 2016 im Journal of Low Temperature Physics erschienen und werden in diesem Abschnitt präsentiert [22].

Der verwendete Kryostat ist mit einem Pulsröhrenkühler ausgestattet (Kap. 3.4). Der Remote Motor verbindet mit einem Drehventil die Hoch- beziehungsweise Niederdruckseite des Kompressors mit dem Kaltkopf auf der Oberseite des Kryostaten. Dabei werden Druckwellen von Heliumgas mit einer Frequenz von 1,4 Hz in das Pulsrohr hinein und wieder heraus geleitet, wodurch mechanische Vibrationen, die sich im gesamten Aufbau übertragen, entstehen. Der Kaltkopf ist im Kryostaten vibrationsentkoppelt fixiert mit Federn sowie einem Federbalg aus Edelstahl. Aufgrund des Seitenarms im Aufbau sind die Detektoren besonders sensitiv auf Rauschbeiträge durch Mikrophonie (siehe Kap. 2.6.7). Hierauf ist in diesen Studien insbesondere ein Fokus gelegt worden.

Experimentelles Setup der Vibrationsmessungen

In systematischen Untersuchungen sind an diversen Positionen innerhalb des Kryostataufbaus Vibrationsmessungen durchgeführt worden. In Abbildung 4.2 sind die Positionen dargestellt, an denen Messungen durchgeführt wurden. An jedem der Messpunkte wurden die Vibrationen mit einem PCB 353B68 Beschleunigungssensor bei Raumtemperatur in der X-, Y- und Z-Achse aufgezeichnet. Mit Hilfe eines würfelförmigen Adapters wurde der eindimensionale Sensor eingesetzt und für die jeweilige betrachtete Achse verwendet (siehe Abb. 4.1). Die Ausrichtung der Achsen ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

Der Beschleunigungssensor besitzt eine Spannungssensitivität von 100 mV/g (mit g der Erdbeschleunigung). Die Spannungssignale des Piezosensors werden mit der Datenaufnahme der SiM-X Detektoren unter Verwendung eines 1,4 kHz Antialiasingfilters aufgenommen.

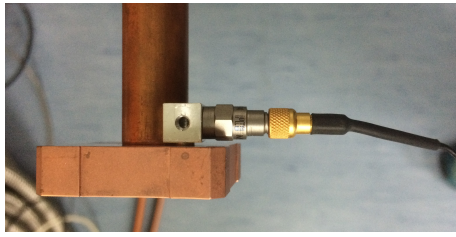


Abbildung 4.1: Fotografie des installierten Beschleunigungssensors mit würfelförmigem Adapter an der Detektorbasis.

für tiefe Temperaturen nicht ausgelegt ist. An den Positionen 10 bis 15 ist zudem ohne den Seitenarmaufbau gemessen worden.

Die in Abbildung 4.2 blau markierten Messpunkte zeigen Positionen an, an denen Vibrationen des Pulsröhrenkühlers entstehen oder auf den inneren Aufbau weitergeben werden. An Position 4 wurden besonders viele Messungen durchgeführt, da dies die Position des Detektors widerspiegelt. Aufgrund der eingeschränkten Möglichkeiten in der Installation des Sensors mussten die Messungen teils ohne innere Strahlungsschilde, besonders bei Messungen innerhalb des Kryostataufbaus, durchgeführt werden. Zusätzlich wurden alle Messungen im Bereich der Raumtemperatur durchgeführt, da der Sensor

Ergebnisse der Vibrationsmessungen

Das Ziel der Messungen war die Feststellung der wichtigsten Vibrationseinflüsse innerhalb des Kryostaten. In Tabelle 4.1 sind die Effektivwerte der Spannungssignale an den unterschiedlichen Messpunkten am Kryostaten aufgeführt. Für jede Position sind in X-, Y- und Z-Richtung die Vibrationen mit an- sowie ausgeschaltetem Pulsröhrenkühler aufgenommen worden. Die gemessenen Werte des Sensors werden mit Hilfe der Datenaufnahme des Experiments, welche mit Filtern arbeitet, aufgenommen und stellen somit keine absoluten Messwerte dar, können jedoch untereinander verglichen werden.

Aus der Tabelle ist ersichtlich, dass an Position 12 und 16 starke Vibrationen durch den Pulsröhrenkühler auftreten. Dabei handelt es sich jedoch um Positionen, die vor einer Vibrationsdämpfung innerhalb des Kryostaten stehen. Vergleicht man hingegen Position 12, die zweite Stufe des Pulsröhrenkühlers, mit Position 11, einer Stelle an der diese zweite Stufe mit Kupferbändern angekoppelt ist, so zeigt sich, dass die Vibrationen durch die Kupferbänder stark reduziert werden konnten. An dieser Stelle sowie an Position 14 (siehe hierfür auch Abbildung 3.11b, S. 48) zeigt sich weiteres Optimierungspotential für die zukünftige Reduzierung von Vibrationen im Kryostataufbau. Der Einsatz von dünneren und flexibleren Kupferverbindungen der beiden Pulsröhrenkühlerstufen könnte für eine Reduktion der Vibrationen und somit der Mikrophonie im Kryostaten sorgen. Dennoch muss diese Veränderung mit der thermischen Ankopplung der ersten (zweiten) Stufe in Einklang gebracht werden, sodass die Kühlleistung des Kryostaten weiterhin gewährleistet wird.

Weiteres Optimierungspotential besteht in der Reduktion von Vibrationen aufgrund des Kaltkopfes an Position 16. Der Kaltkopf ist mit Federn sowie einem Federbalg am obersten Flansch des Kryostaten befestigt. Die erreichte Reduzierung aufgrund dieser Installation zeigt sich bereits im Vergleich von Position 15 und 16. Eine starre Befestigung des Kaltkopfes an der Labordecke oder einem weiteren Gestell, welches nicht oder minimal mit dem Kryostatgestell verbunden ist, würde eine weitere Reduktion von Vibrationen erbringen. Der Kaltkopf wäre demnach nur mit dem Federbalg am Kryostaten befestigt. Diese Umbauten des Kaltkopfes sowie der Kupferbänder bedarf

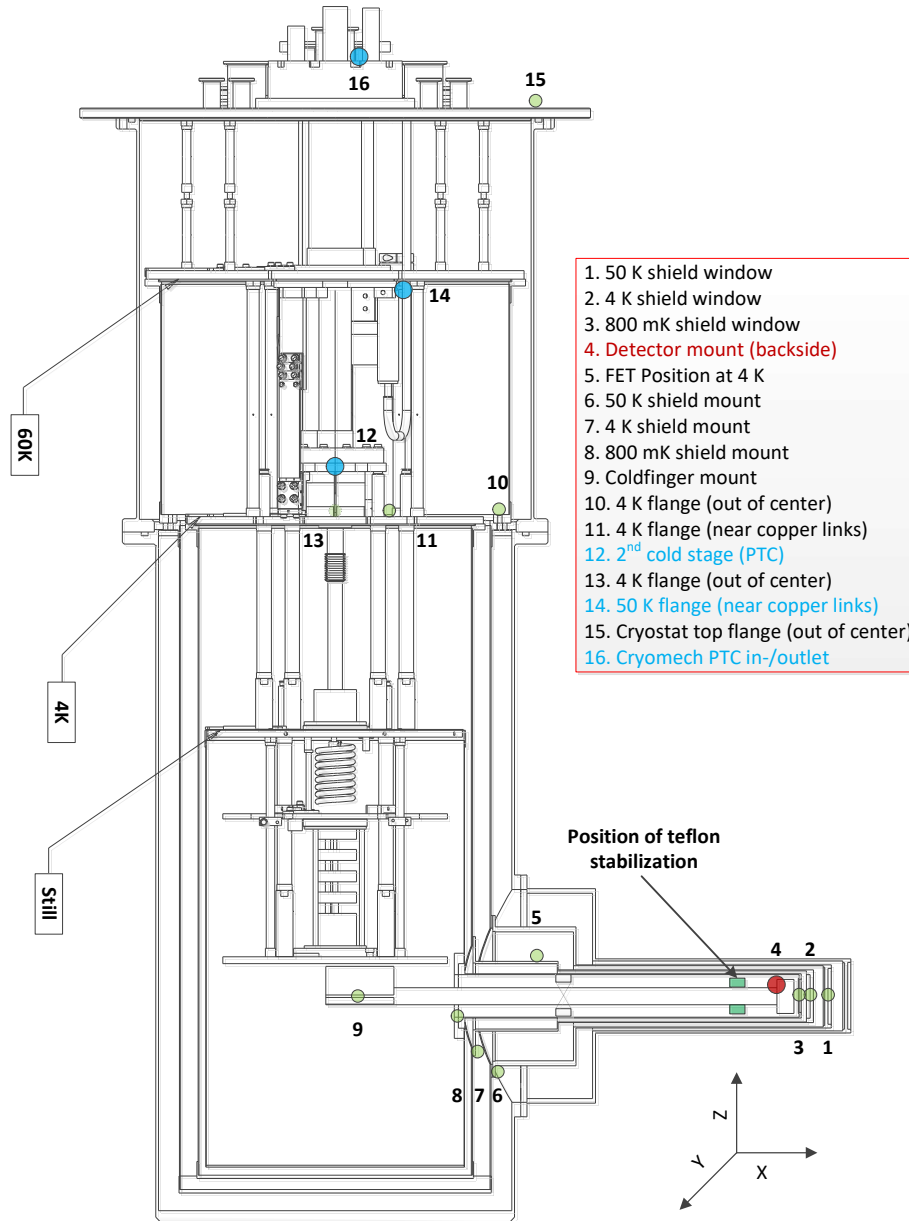


Abbildung 4.2: Überblick über die Verteilung der Messpunkte aus den Vibrationsmessungen am Kryostataufbau. An jedem Messpunkt wurde bei Raumtemperatur der Sensor in X-, Y- und Z-Richtung verwendet. Die Ausrichtung der Achsen ist in der unteren rechten Ecke abgebildet. Die blau markierten Positionen (12, 14 und 16) zeigen die Vibrationen des Pulsröhrenkühlers am Kryostataufbau bevor sie über diverse vibrationsreduzierende Ankopplungen an das Innere des Kryostaten transportiert werden [22].

Position	X [mV]		Y [mV]		Z [mV]	
	Aus	An	Aus	An	Aus	An
1	0.33	0.46	0.52	0.87	0.48	0.75
2	0.36	0.4	0.59	1.64	0.47	1.18
3	0.32	0.48	0.34	1.04	0.54	0.65
4	0.34	0.49	0.35	1.97	0.67	1.15
5	0.34	0.45	0.38	0.79	0.33	0.39
6	0.39	0.64	0.42	0.64	0.34	0.41
7	0.42	0.61	0.69	1.0	0.37	0.42
8	0.34	0.57	0.36	0.65	0.38	0.49
9	0.34	0.51	0.36	0.45	0.31	0.57
10	0.36	0.63	0.4	1.1	0.37	1.42
11	0.38	0.74	0.48	0.9	0.32	1.84
12	0.58	12.44	0.44	5.82	0.32	6.73
13	0.42	0.84	0.35	0.62	-	-
14	0.38	0.87	0.38	1.09	0.36	0.75
15	0.31	0.35	0.36	0.35	0.32	0.38
16	-	-	-	-	0.34	5.83

Tabelle 4.1: Ergebnisse der Vibrationsmessungen an verschiedenen Positionen und Achsen innerhalb des Kryostaten (siehe Abbildung 4.2). Die Werte, gemessen mit einem 1,4 kHz Antialiasing Filter, stellen die Effektivwerte der Spannungssignale des PCB 353B68 Beschleunigungssensor (Sensitivität 100 mV/g) in Millivolt dar. Für jede Position wurde der Effektivwert mit ein- sowie ausgeschaltetem Pulsröhrenkühler dokumentiert.

jedoch einer größeren Untersuchung, die in der vorliegenden Arbeit nicht durchgeführt werden konnten.

In Abbildung 4.3 ist eine Fouriertransformation des Spannungssignals an Position 4 für die Y- und Z-Achse im Kryostaten gezeigt. Dabei ist sowohl das Spektrum mit arbeitendem Pulsröhrenkühler, als auch ohne, aufgezeichnet worden. Es zeigt sich deutlich, dass die hauptsächlichen Rauschpeaks unterhalb von 600 Hz auftreten, während die stärksten Rauschpeaks unterhalb von 50 Hz zu beobachten sind. Der Einfluss des Pulsröhrenkühlers mit 1,4 Hz ist in einem Oszilloskop zu sehen, zeigt sich in Abbildung 4.3 jedoch nicht direkt im Anstieg zu niedrigen Frequenzen hin.

Die langsamen Signale des Detektors sind besonders empfindlich für diese Frequenzen unterhalb von 600 Hz. Starke Frequenzen bei 10, 28, 95 und 141 Hz können identifiziert werden. Diese stellen Eigenfrequenzen des Aufbaus dar. Da die Vibrationsmessungen bei Raumtemperatur gemacht werden, können sich diese Eigenfrequenzen hin zu kryogenen Temperaturen verändern. Dennoch sind signifikante Frequenzen, wie beispielsweise 25, 110, 141 sowie oberhalb von 800 Hz, ebenfalls im Fourierspektrum von Detektorsignalen bei Temperaturen von 10 mK sichtbar.

Ferner ist in Abbildung 4.3 bei niedrigeren Frequenzen ein stärkerer Einfluss horizontaler Schwingungen (Y-Achse) im Vergleich zur vertikalen Ausrichtung (Z-Achse) sichtbar. Dies ist eine Folge von Rotationsschwingungen des Kryostaten, welche auf der 4 K-Stufe

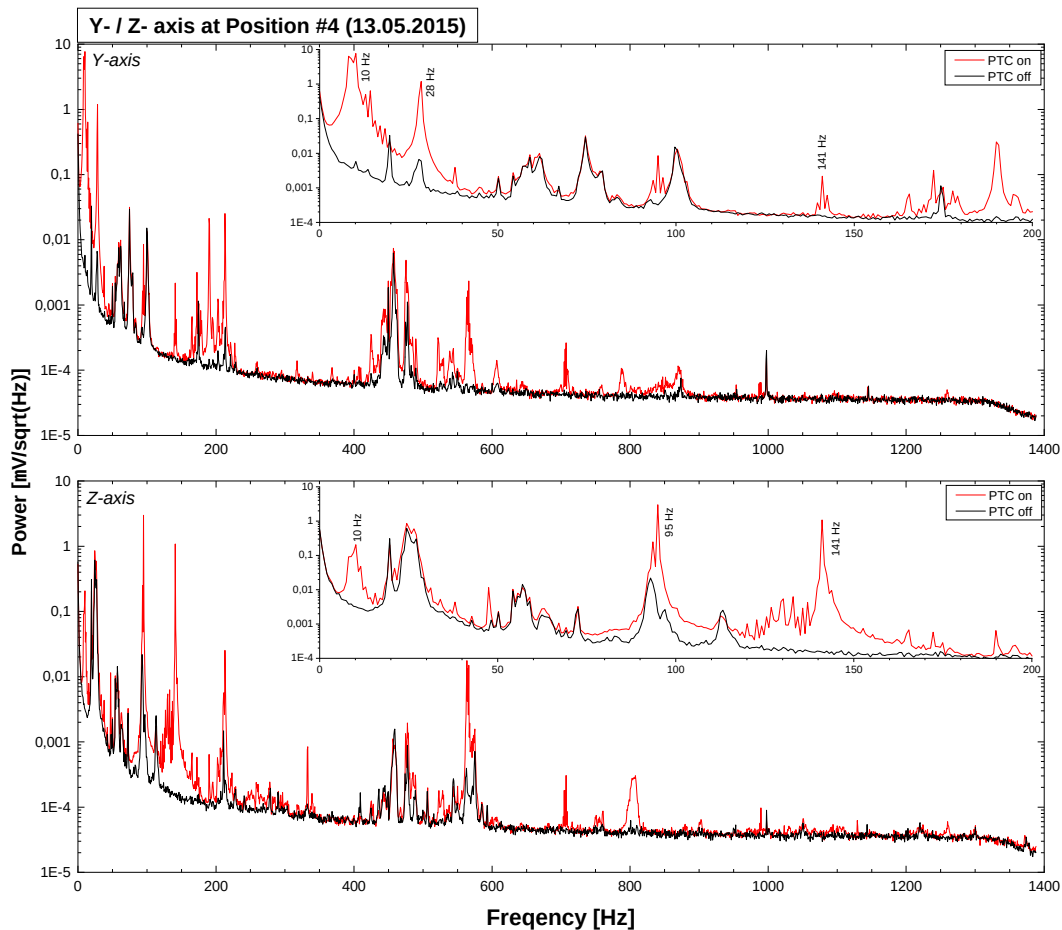


Abbildung 4.3: Fouriertransformation der Vibrationsmessung an Position 4 im Kryostaten (siehe Abb. 4.2) für die Achsen Y und Z in logarithmischer Darstellung. Das *schwarze* Spektrum zeigt das Rauschspektrum ohne Pulsröhrenkühler, während das *rote* Spektrum mit einem arbeitenden Pulsröhrenkühler aufgenommen wurde. In der rechten oberen Ecke der jeweiligen Graphen ist der von 0 bis 200 Hz vergrößert dargestellt. Starke Rauschpeaks sind unterhalb von 600 Hz sichtbar. Die hier dominanten Frequenzen 10, 28, 95 und 141 Hz stellen mechanische Eigenfrequenzen des Aufbaus dar.

durch die zweite Stufe des Pulsröhrenkühlers und außerhalb der Zentrierung liegenden Kupferverbindungen erzeugt werden. In Tabelle 4.1 ist dies an den Positionen 10 und 13 ersichtlich. In beiden Messpunkten wurde der Sensor auf dem 4 K-Flansch außen montiert, jedoch unterscheiden sich die Punkte auf dem Flansch um 90°. Es zeigt sich, dass das Maximum der horizontalen Vibrationen in Position 13 in der X-Achse zu finden ist, während es sich in Position 10 in der Y-Achse befindet. In einer zukünftigen Optimierung der thermischen Kupferbänder kann das Vibrationsverhalten an diesen Positionen getestet werden.

Im Verlauf der Optimierungen im Kryostaten, unter anderem in der Kabelbefestigung von den FET-Boxen zum Detektor, sind drei verschiedene Teflonaufbauten getestet worden. Eine Version, genutzt zur ergänzenden Stabilisierung des Kühlfingers neben

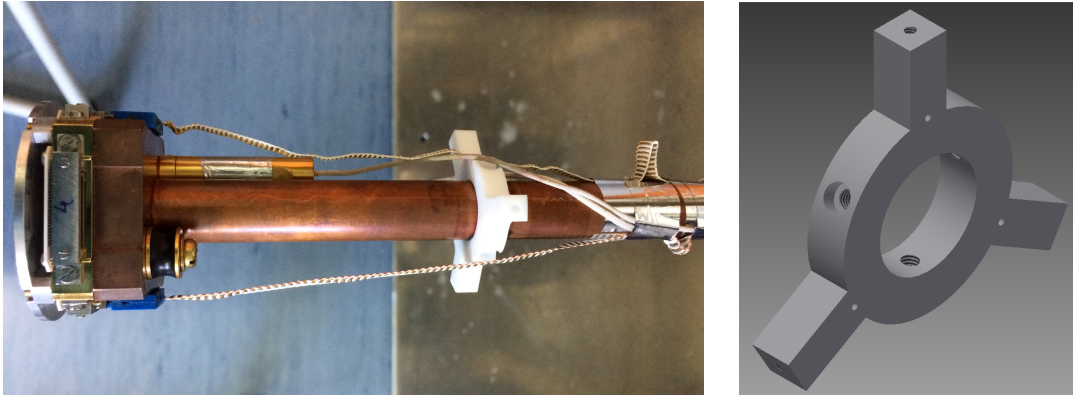


Abbildung 4.4: Verschiedene Fotografien des installierten Beschleunigungssensors, des Kühlfingers mit eingebautem Bleile Detektor und testweiser dreibeiniger Teflonstabilisierung. In der linken Fotografie ist der Beschleunigungssensor mit einem Würfeladapter, welcher eine Installation des Sensors in drei Dimensionen ermöglicht, an der Stelle der Detektorbasis installiert. Auf der rechten Seite ist die dreibeinige Teflonstabilisierung in einer CAD-Zeichnung gezeigt. An den jeweiligen Enden sind Gewinde eingearbeitet, an denen mit Hilfe von Plastikschauben das Bauteil am 800 mK-Schild befestigt wird.

dem eingebauten Bicyclewheel (Abb. 3.12b, S. 49), ist in Abbildung 4.2 hinter Position 4 testweise eingebaut worden. In Abbildung 4.4 ist das Bauteil in eingebautem Zustand sowie in Gänze dargestellt. Die Kabel des Detektors werden um das Bauteil herum geführt. Die dreibeinige Struktur, in denen sich an den Enden jeweils entlüftete Gewinde befinden, wird mit Plastikschauben am 800 mK-Schild befestigt. Zwischen den Beinen des Bauteils besteht die Möglichkeit mit einer Schraube die Position auf dem Kühlfinger zu fixieren. Teflon wie auch die Plastikschauben besitzen eine geringe thermische Leitfähigkeit, um die Basistemperatur von etwa 10 mK aufrechtzuhalten.

In Abbildung 4.5 ist erneut eine Fouriertransformation des Spannungssignals an Position 4 des Kryostaten aufgeführt. Bei aktiviertem Pulsröhrenkühler wird das Rauschspektrum der üblichen Installation verglichen mit der Situation bei eingebautem stabilisierendem starren Teflonbauteil. In den drei Achsen wird teilweise eine Reduzierung der Rauschbeiträge im Bereich von etwa 450 bis 1000 Hz erreicht, jedoch steht dem ein Anstieg von Vibrationen im Bereich von 100 bis 300 Hz (Y-Achse) entgegen. Ein Vergleich des Spektrums an Position 3 zeigt, dass die Vibrationen, wie erwartet auf das 800 mK-Schild übergehen. Dennoch konnte eine Verbesserung der Energieauflösung der SiM-X Detektoren mit einer starren Stabilisierung nicht erreicht werden. Weitere Untersuchungen der idealen Position dieser Stabilisierung auf dem Kühlfinger oder ein verändertes Design in der Art eines weiteren Bicycle wheels könnten jedoch zu einer Verbesserung führen.

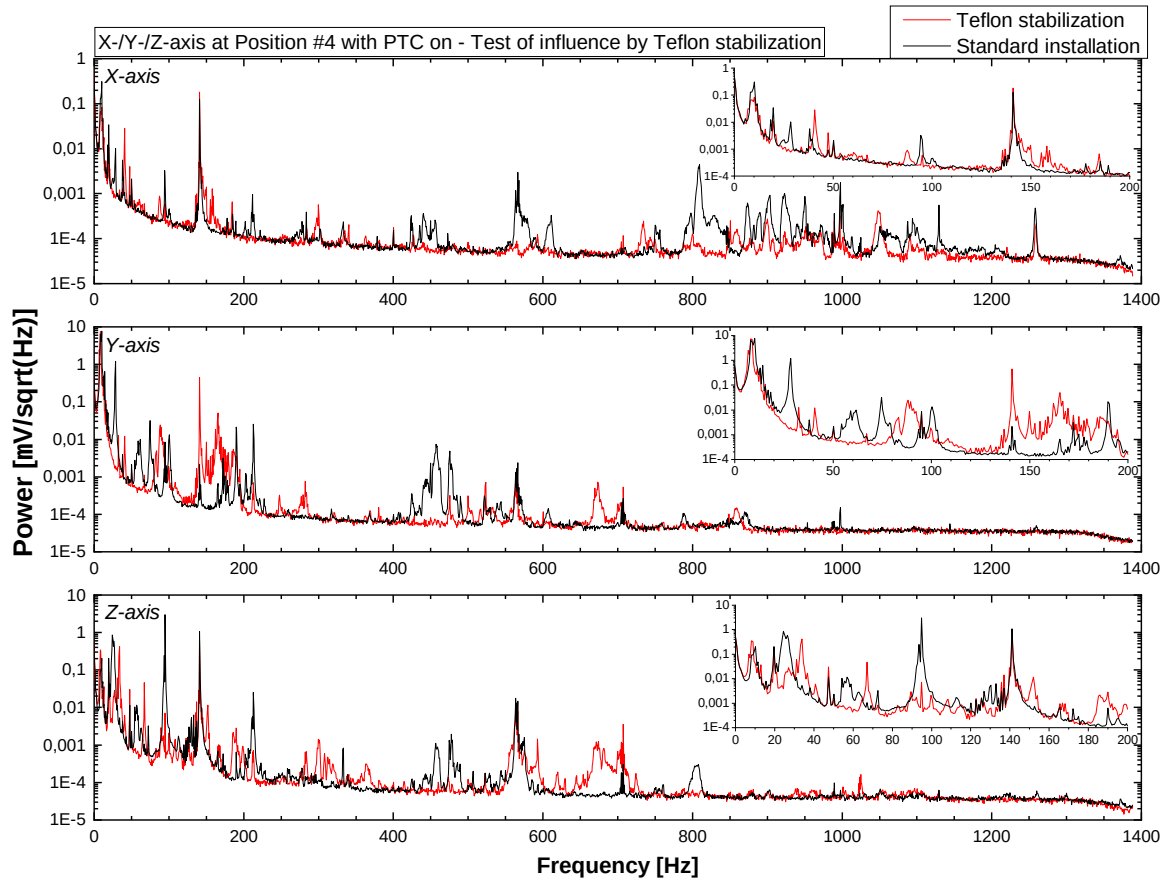


Abbildung 4.5: Fouriertransformation der Vibrationsmessung an Position 4 im Kryostat (siehe Abb. 4.2) mit eingebauter starrer Teflon-Stabilisierung für die Achsen X, Y und Z sowie aktiviertem Pulsröhrenkühler in logarithmischer Darstellung. Das *schwarze* Spektrum zeigt das Spektrum in der ursprünglichen Installation ohne weitere Stabilisierung des Kühlfingers, während das *rote* Spektrum im Vergleich dazu mit dem stabilisierenden starren Teflonbauteil aufgenommen wurde. In der rechten oberen Ecke der jeweiligen Graphen ist der Bereich von 0 bis 200 Hz vergrößert dargestellt.

4.2 Optimierungen im Anschluss an Vibrationsmessungen

Im Anschluss an die Vibrationsmessungen zur Untersuchung der Einflüsse am gesamten Aufbau des Kryostaten wurden Umbauten vorgenommen. Hierbei waren vorrangig Umbauten am äußeren Aufbau des Kryostaten im Fokus der Veränderungen. Seit der ersten Aufstellung des Kryostaten in 2012 waren der Remote motor sowie die Puffervolumina des Pulsröhrenkühlers auf einer starren Edelstahlplatte mit Schwingmetall gedämpft am MiniTec¹ Profilsystem in Höhe des obersten Flansches befestigt.

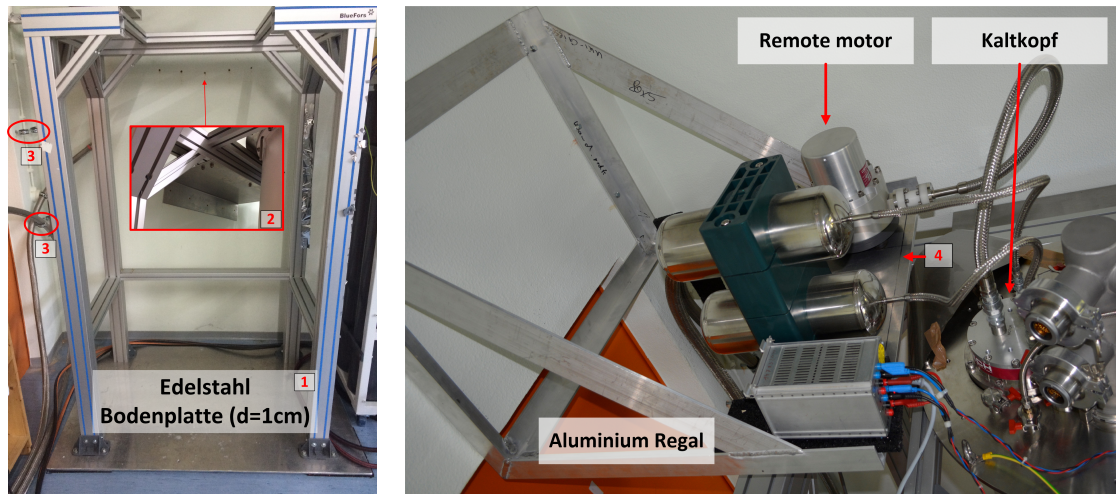


Abbildung 4.6: Fotografie des MiniTec Gestells nach ausgeführten Optimierungen. Neben der Befestigung des Gestells auf einer mit Kautschuk unterfütterten 1 cm dicken Edelstahlplatte (1) ist eine Wandbefestigung des Gestells an den oberen Streben durchgeführt worden (2). Die Heliumleitungen werden zusätzlich an der Wand zweifach mit Manschetten fixiert (3). Auf der rechten Seite sieht man die Edelstahlplatte (4), die zu Beginn mit Schwingmetall vibrationsgedämpft auf dem MiniTec Gestell befestigt war, nun separat auf einem starren nicht verbundenen Regal an der Wand verlagert.

In Abbildung 4.6 sind die durchgeführten Optimierungen in einer Fotografie zusammengestellt. In der bedeutendsten Veränderung wurde das MiniTec Gestell befestigt. Die zuvor unbefestigten Standbeine sind auf einer 1 cm dicken Edelstahlplatte verschraubt worden. Unterhalb der Edelstahlplatte sind an den Ecken quadratische Kautschukplatten mit einer Kantenlänge von etwa 30 cm verlegt worden. Diese dienen dazu vorhandene Vibrationen aus angrenzenden Experimenten sowie dem Kompressor des Pulsröhrenkühlers im Labor zu dämpfen. Neben drei zusätzlichen horizontalen Querstreben wurde das MiniTec Gestell zudem mit einer abgewinkelten Platte an der Wand fixiert, sodass das Gestell im Zuge aller Veränderungen sehr stark versteift wurde. Weitere Optimierungen, wie beispielsweise das Fixieren einer großen Masse auf Höhe des oberen Flansches, wurden angedacht, jedoch unter anderem aufgrund von Platzgründen nicht weiter verfolgt.

¹MiniTec GmbH & Co. KG, MiniTec Allee 1, 66901 Schönenberg-Kbg.
www.minitec.de

In einem weiteren Schritt der Optimierung ist die Edelstahlplatte mit den zwei Komponenten des Pulsröhrenkühlers auf ein im Hause hergestelltes Regal verlagert worden. Dieses Aluminiumregal wird starr an der Wand befestigt, sodass keine vom Motor produzierten Vibrationen auf das Kryostatgestell übertragen werden. Auf der Edelstahlplatte im Regal ist der Remote motor zunächst mit normalen Schrauben befestigt. In einem Test sind die Schwingmetallschrauben als Verschraubung auf der Platte unter dem Remote motor verwendet worden, um weitere Vibrationen zu dämpfen. Im Ergebnis wurden Vibrationen jedoch weder verringert noch verstärkt.

Im Zuge weiterer Optimierungen sind die Heliumleitungen des Kompressors, welche mit dem Remote motor verbunden werden, fixiert worden. An zwei Punkten werden die Leitungen auf dem Weg zum Remote motor mit Befestigungsmanschetten in der Wand fixiert. Auf weitere Optimierungen wurde bezüglich der Leitungen verzichtet. Bei Strahlzeiten sind Wandhalterungen jedoch sehr oft nicht verfügbar oder praktikabel. Für zukünftige externe Experimente besteht die Möglichkeit einer Dämpfung in der Lagerung dieser Heliumleitungen auf kurzer Strecke (ca. 30-50 cm) in einer präparierten Box. Diese Box kann zum einen mit Sand oder sogar mit Zement um die Leitungen herum befüllt werden. Somit werden die Vibrationen der Leitungen aufgrund der Masse gedämpft. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente am ESR wurden solche Maßnahmen nicht umgesetzt.

Ein bisher nicht beachteter Aspekt ist die Verbindung zwischen dem Remote motor und dem Kaltkopf des Pulsröhrenkühlers. Es besteht lediglich eine einzelne Verbindung, in welcher die Hochdruck- oder Niederdruckseite den Pulsröhrenkühler versorgen. Im Betrieb sind bereits makroskopisch Bewegungen zu erkennen. Insbesondere an dieser Stelle ist eine Dämpfung durch eine zuvor beschriebene präparierte Box empfehlenswert. Allerdings ist die Verbindung vergleichsweise kurz und der Platz oberhalb des Kryostaten beschränkt. Zudem beeinflusst die ebenfalls geplante separate Fixierung des Kaltkopfes vom MiniTec Gestell an dieser Stelle eine durchdachte Lösung.

Im Anschluss an die Optimierungen eines separaten Regals für Komponenten des Pulsröhrenkühlers, der Fixierung des MiniTec Gestells an einer Bodenplatte und einer Wandfläche sowie der zweifachen Befestigung der Heliumzuführungen des Kompressors sind nochmals Vibrationsuntersuchungen durchgeführt worden. In den Abbildungen 4.7 ohne aktivierten sowie 4.8 mit aktivem Pulsröhrenkühler sind die Ergebnisse nach allen Optimierungen in Summe dargestellt.

Beginnt man mit Abbildung 4.7, so kann mit dieser die Bedeutung von externen Einflüssen im Labor analysiert werden. Während dieser Vibrationsmessung ist der Pulsröhrenkühler nicht aktiv. Das Vibrationsspektrum stellt somit einen Grundzustand des Kryostaten dar. In Abbildung 4.7 (und 4.8) zeigt das schwarze Spektrum an Position 4 (Abb. 4.2) jeweils die Situation vor den Umbauten am 13. Mai 2015. Diese Vibrationsmessung vom 13. Mai 2015 stellt ebenfalls die Basis der Vibrationsmessungen aus den Abb. 4.3 und 4.5 dar. Für jede der drei Raumachsen ist für den Bereich zwischen 0 und 200 Hz ein separater graphischer Einsatz vorhanden. Das rote Spektrum zeigt die Situation im Anschluss an die beschriebenen Optimierungen vom 11. November 2015.

Im Bereich von 0 bis 200 Hz zeigt sich im Bereich der X-Achse sowie der Y-Achse kein direkt eindeutiges Bild der Verbesserung. In dieser logarithmischen Darstellung ersichtlich werden beispielhaft Frequenzen bei ca 20 Hz hier nahezu vollständig gedämpft, während besonders auf der Y-Achse bei 29 Hz Frequenzen immens verstärkt werden. Ferner wird

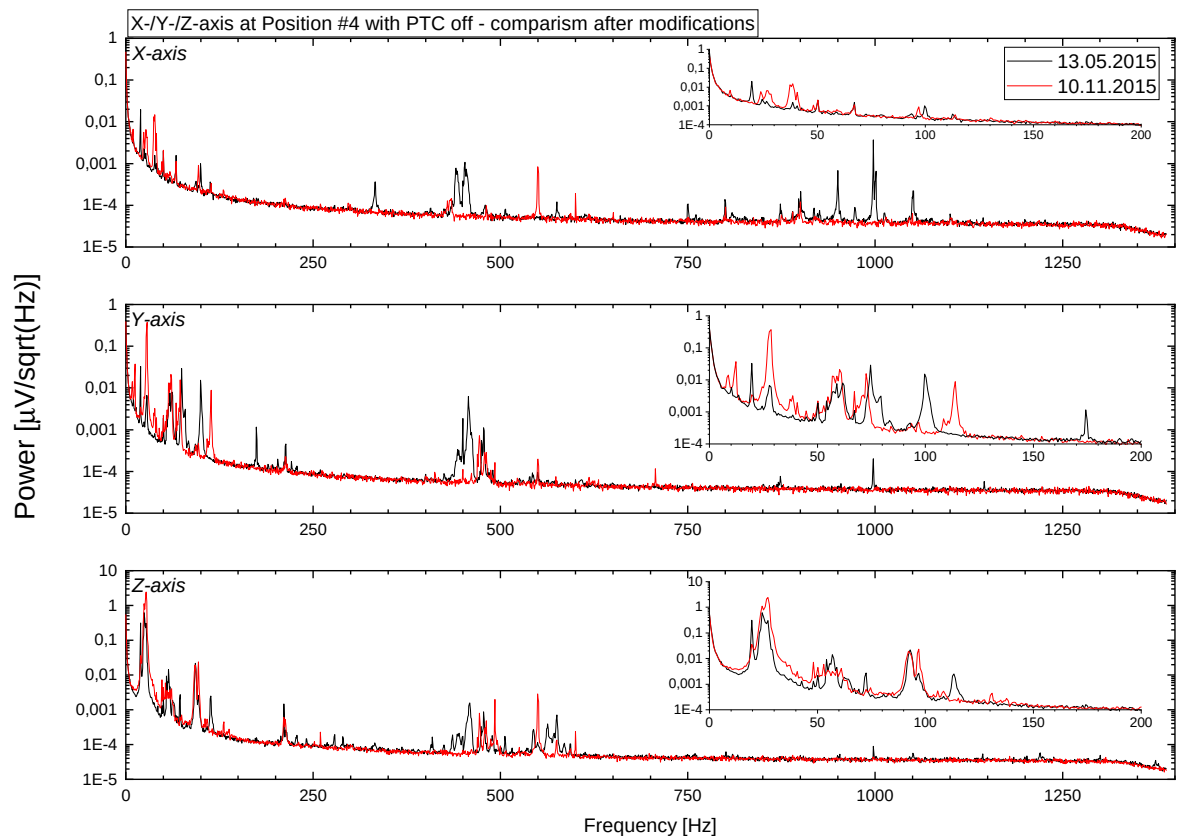


Abbildung 4.7: Fouriertransformation in logarithmischer Darstellung der Vibrationsmessung im Kryostaten an Position 4 (siehe Abb. 4.2) für die Achsen X, Y und Z ohne aktivierten Pulsröhrenkühler im Anschluss an Umbauten (siehe Text für Details) am Kryostataufbau. Das *schwarze* Spektrum zeigt die Ausgangssituation am 13.05.2015, während das *rote* Spektrum den Sachverhalt am 10.11.2015 nach den Umbauten darstellt. In der rechten oberen Ecke der jeweiligen Graphen ist der Bereich von 0 bis 200 Hz vergrößert dargestellt.

auf der Y-Achse eine starke 100 Hz Schwingung unterdrückt. Im Bereich der Z-Achse kann ebenfalls die Frequenz bei 20 Hz gedämpft werden. Die restliche Struktur bis 200 zeigt so gut wie keine Veränderungen, bis auf eine weitere Dämpfung der Frequenz bei etwa 115 Hz. Diese Schwingung verschwindet in der Z-Ausrichtung, taucht jedoch im Bereich der Y-Achse wieder auf. Betrachtet man nun den Bereich bis 1,4 kHz, so ist eine Optimierung des Grundzustandes nach den Umbauten ersichtlich. Im Bereich von 450 Hz sowie bei 1 kHz werden in allen drei Raumrichtungen Frequenzen komplett gedämpft. Lediglich vereinzelt beispielsweise bei 550 Hz auf der X- und Z-Achse werden Frequenzen verstärkt.

Im folgenden Schritt wird der Einfluss des Pulsröhrenkühlers nach dem Optimierungsprozess untersucht. In Abbildung 4.8 sind die Differenzen, wie in der zuvor beschriebenen Abbildung mit dem Unterschied des aktivierten Pulsröhrenkühlers, dargestellt. In dieser Abbildung 4.8 sind die Unterschiede sehr deutlich. Im Bereich von 0 bis 200 Hz sind in allen drei Raumrichtungen die Frequenzen bei 10 Hz stark verringert worden. Die Eigenfrequenzen des Aufbaus bei etwa 25, 95 sowie 141 Hz konnten teils jedoch kaum

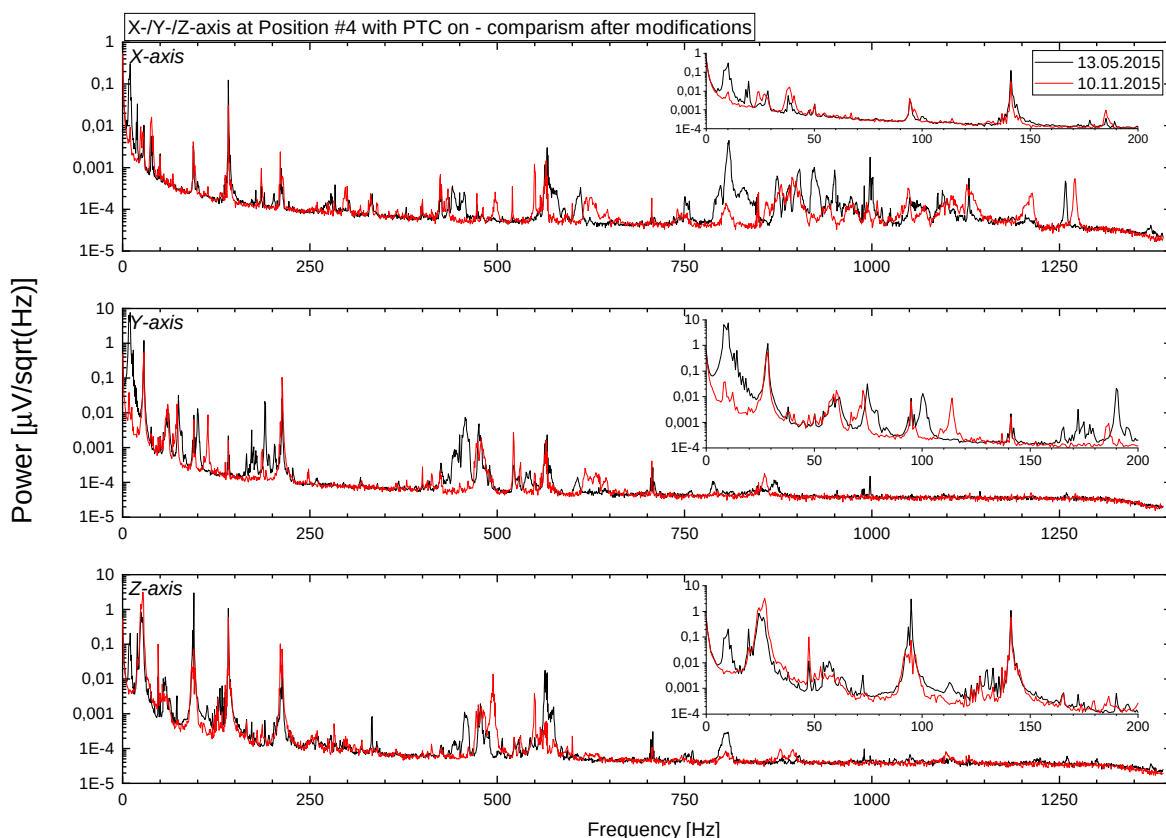


Abbildung 4.8: Fouriertransformation in logarithmischer Darstellung der Vibrationsmessung im Kryostaten an Position 4 (siehe Abb. 4.2) für die Achsen X, Y und Z mit aktiviertem Pulsröhrenkühler im Anschluss an Umbauten (siehe Text für Details) am Kryostataufbau. Das *schwarze* Spektrum zeigt die Ausgangssituation am 13.05.2015, während das *rote* Spektrum den Sachverhalt am 10.11.2015 nach den Umbauten darstellt. In der rechten oberen Ecke der jeweiligen Graphen ist der Bereich von 0 bis 200 Hz vergrößert dargestellt.

gedämpft werden. Da diese Frequenzen zuvor im Grundzustand mit deaktiviertem Pulsröhrenkühler nicht vorhanden waren und ferner am inneren Aufbau nichts verändert wurde, kann diese Erkenntnis genutzt werden Eigenfrequenzen des inneren Aufbaus zu identifizieren. Im Weiteren ist eine Verschiebung der Schwingung von etwa 115 Hz von der Z- in die Y-Achse hier ebenfalls, wenn auch nicht so intensiv, beobachtbar.

Betrachtet man den Bereich oberhalb von 200 Hz, so zeigt sich hier ebenfalls ein verbessertes Bild. Auf der X-Achse sind viele Frequenzen gedämpft worden, so beispielsweise bei 450 und 570 Hz. Vereinzelt tauchen einzelne neue Vibrationsspiques im Spektrum auf. Besonders im Bereich von 800 bis 1000 Hz werden viele Frequenzen abgeschwächt. Wechselt man auf die Y-Achse, so wird insbesondere im Bereich von 170 bis 200 sowie um 450 Hz das Vibrationsspektrum nach dem Umbau stark verbessert. Lediglich bei etwa 620 Hz werden neue Störfrequenzen hinzugefügt. Ein ähnlich positives Bild zeigt sich auf der Z-Achse. Frequenzen werden bei etwa 340, 450, 570 sowie 800 Hz unterdrückt. Lediglich um 210 und 500 Hz bildet sich eine stärkere Störung aus.

Zusammenfassend kann abgeleitet werden, dass die Umbauten des Gestells für den

Experimentaufbau im Labor die Vibrationen erfolgreich verringert haben. Insbesondere im Bereich von niedrigen Frequenzen, welche für diese Detektoren wichtig sind, wurde eine Reduktion des Rauschverhaltens erwirkt. Der Blick auf das Bild des Grundzustandes im deaktivierten Zustand des Kryostaten zeigt bereits einen Fortschritt, womit externe Einflüsse aus dem Labor gedämpft wurden. Zusätzlich werden ebenfalls die Vibrationen des Pulsröhrenkühlers im aktiven Betrieb reduziert. Weitere Optimierungsmöglichkeiten im gesamten Aufbau sind zukünftig vorhanden, sodass im Anschluss an weitere Optimierungen ein weiterer Vergleich mit den vorhandenen Daten durchgeführt werden kann.

4.3 Befestigung der Signalkabel am Seitenarm

In der Verkabelung der Detektoren laufen Signalkabel beginnend vom Detektor hin zu Vakuumdurchführungen (siehe Kapitel 3.5.1). Dabei sind die verwendeten $25\text{ }\mu\text{m}$ Manganindrähte in einer Flachbandmatrix zu 25 bzw. 50 Drähten zusammengefasst. Zu Beginn werden Flachbandkabel (mit 25 Drähten) zwischen dem Detektor und den FET-Boxen verbunden. Dieses Kabel, wodurch jeweils 8 Kanäle angeschlossen werden, wird durch einen Kabelring auf 800 mK geführt. In der Dauer des Projekts ist ein Kabel in diesem Kabelring zur Optimierung der thermischen Ankopplung verklebt worden. Ein Erfolg im Sinne des Auflösungsvermögens konnte jedoch nicht signifikant gezeigt werden. Aufgrund dessen sind weitere Kabel in der Durchführung lediglich geklemmt worden. Nach den FET-Boxen werden weitere Flachbandkabel (mit 50 Drähten) über zwei Ankopplungspunkte auf 4 K und 50 K zu den Vakuumdurchführungen auf 300 K geführt.

Die Kabelbefestigung zwischen der Kabeldurchführung auf 800 mK bis hin zum Detektor steht in einem besonderen Fokus. In verschiedenen Abkühlzyklen zeigte sich ein erkennbarer Einfluss im Rauschspektrum der Detektoren aufgrund geänderter Befestigung des Signalkabels am Seitenarm. Aus dieser unklaren Situation heraus sind zu Beginn der Promotion in 2014, sowie durch weitere Entwicklungsstufen während des Projekts, verschiedene Varianten in der Kabelbefestigung getestet worden, um hier eine Standardbefestigung der Signalkabel zu entwickeln. In Abbildung 4.9 sind fünf verschiedene Optionen dargestellt, welche getestet wurden. Dabei sei im Besonderen darauf hingewiesen, dass die Versionen A bis D mit einem langen Seitenarm getestet wurden, während die Messungen an Version E mit einem verkürzten Seitenarm durchgeführt wurden. Fotografien der Versionen sind in Abbildung 4.10 aufgezeigt.

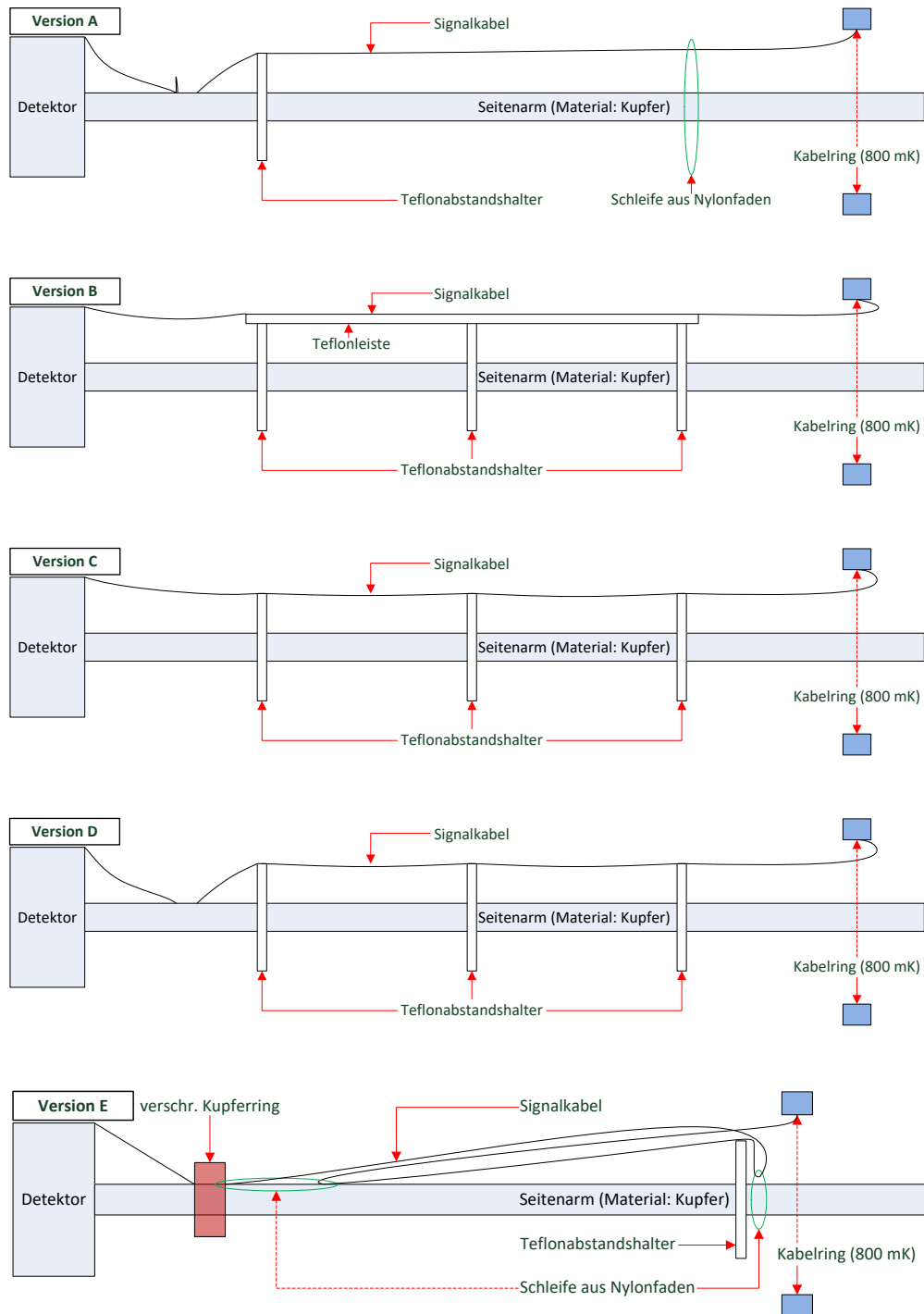


Abbildung 4.9: Übersicht verschiedener Konfigurationen der Kabelbefestigung zwischen dem Kabelring auf 800 mK und dem Detektor auf etwa 12 mK. Version E stellt die aktuelle verwendete Variante dar. Versionen A bis D sind mit einem langen Seitenarm getestet worden, während in Version E aufgrund von Experimentvorbereitungen der Seitenarm verkürzt wurde.

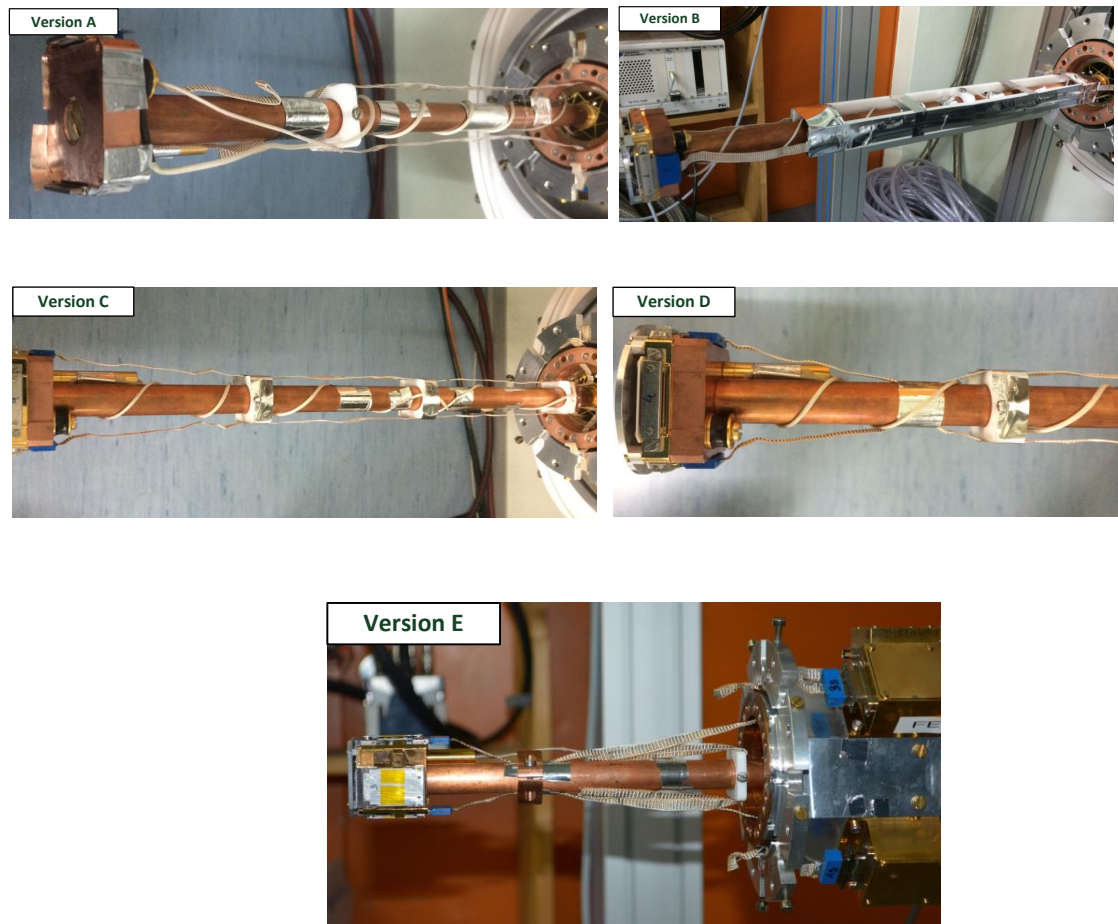


Abbildung 4.10: Fotografien der Kabelführungskonfigurationen aus Abbildung 4.9. Version E stellt die aktuelle verwendete Variante dar. Versionen A bis D sind mit einem langen Seitenarm getestet worden, während in Version E aufgrund von Experimentvorbereitungen der Seitenarm verkürzt wurde.

Kabelbefestigung Version A bis D

In den verschiedenen Versionen wurde mit Teflonabstandshaltern und Leisten gearbeitet. In Version A wurde versucht mit Hilfe eines Teflonabstandshalters eine mechanische Spannung im Kabel des längeren Abschnitts herzustellen. Die Schleife um die Kabel mit einem Nylonfaden diente zur Befestigung, damit Berührungen mit dem wärmeren 800 mK Schild unterbunden werden. Zwischen dem Detektor und dem Teflonbauteil wird das Kabel mit einem Aluminiumtape an den Kühlfinger angepresst und thermisch angekoppelt. Die zusätzliche kleine Schleife dient zur Vergrößerung der Distanz von der Ankopplung im Kabelring auf 800 mK zum Detektor auf ca. 12 mK.

Die Versionen B bis D unterscheiden sich in ihren verschiedenen Entwicklungsstufen nur geringfügig. In Version B der Kabelbefestigung wurde versucht, die undefinierte Situation der Kabelspannung zwischen separaten Abkühlvorgängen auf der langen Strecke zwischen Kabelring und Detektor mit einer festen Konstruktion mit Hilfe einer Teflonleiste zu optimieren. In Version C ist diese Leiste entfernt worden, während in Version D das Signalkabel zusätzlich am Kühlfinger angekoppelt wurde.

In 2014 wurden die Varianten A bis D aufeinanderfolgend getestet. Zwischen Version A und B wurden parallel am externen Aufbau unter den Standfüßen des Gestells in Vorarbeiten zu Kapitel 4.1 Kautschukmatten ($30 \times 30 \text{ cm}^2$) installiert. Im Anschluss an die Arbeiten aus Kapitel 4.1 ist Version E (in der finalen Version aus 2018) erarbeitet worden. Insofern ist ein ausgiebiger Vergleich der verschiedenen Versionen nur bedingt möglich. Zumal der Vergleich des Auflösungsvermögens in gleichen Kanälen große Schwankungen zeigte, sodass nachfolgend der Vergleich des Rauschspektrum der Röntgenmessungen dargestellt wird.

In Abbildung 4.11 sind Rauschspektren der Versionen B, C und D miteinander verglichen. Die Rauschspektren dieser Versionen sind in konsekutiven Abkühlzyklen ohne eine Veränderung außerhalb der Kabelbefestigung getestet worden. In der Abbildung ist im oberen Graphen das Rauschspektrum bis 500 Hz gezeigt, während im unteren Graphen der gesamte Bereich bis 1650 Hz dargestellt ist. Für die Version B ist das Rauschspektrum gut sichtbar unter 100 Hz um den Faktor 10 höher als Version D. Im weiteren Verlauf ist diese Version ferner zumeist weit oberhalb von Version C und D. Gründe für dieses Verhalten könnten in der Übertragung der Schwingungen des Kühlfingers direkt auf das Signalkabel liegen.

Nach dem Entfernen der Teflonleiste in Version C zeigt sich teils ein verbessertes Bild im Vergleich zu Version B. Über den Bereich von etwa 50 Hz bis zu 1650 Hz ist das Spektrum etwas rauschärmer im Vergleich dieser Versionen. Allerdings ist besonders im sensitiven Bereich unter 50 Hz eine sehr starke Störung sichtbar, welche mindestens um einen Faktor 1000 stärker als Version B in diesem Bereich ist. Das Signalkabel ist zwischen drei Teflonabstandshaltern äquidistant fixiert, sodass Eigenschwingungen zwischen zwei Fixpunkten angeregt werden können.

In Version D ist durch die erneute Ankopplung an den Kühlfinger eine Verbesserung besonders im sensitiven Bereich unter 50 Hz erreicht worden. Oberhalb dieser Frequenz liegt das Rauschspektrum im Mittel zwischen den Versionen B und D. Im Bezug auf die erreichte Halbwertsbreite ΔE der Detektoren erreicht diese Kabelbefestigung einen Wert von $\Delta E = \text{ca. } 250 \text{ eV}$ bei 60 keV Röntgensignalen, welcher für diese drei Konfigurationen

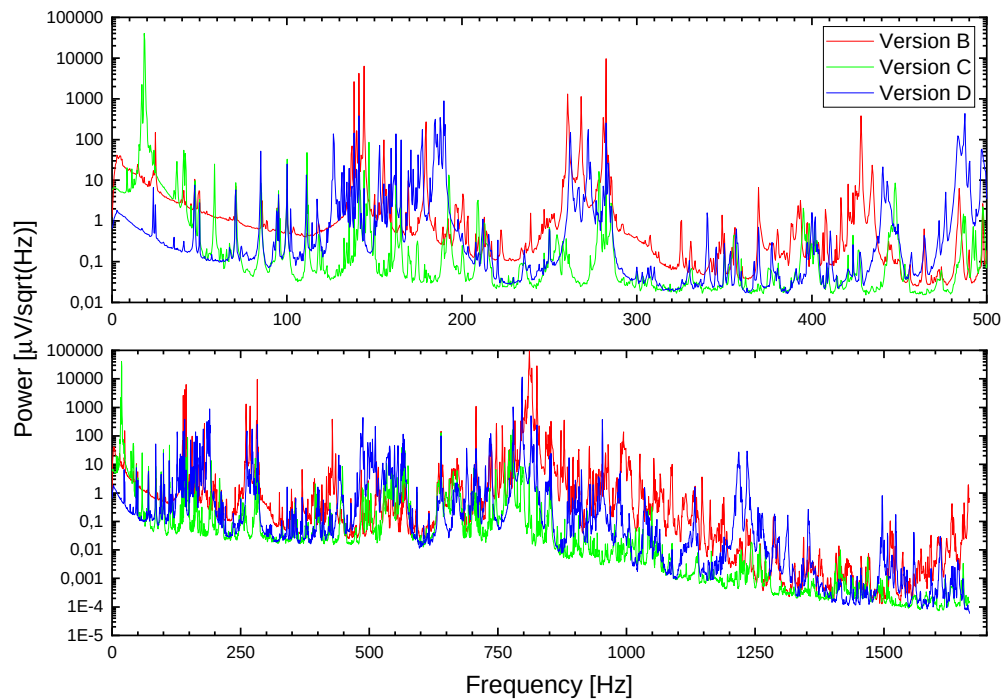


Abbildung 4.11: Logarithmische Darstellung der Rauschspektren der Kabelbefestigungen B, C und D (siehe Abb. 4.9) aus Messzyklen mit Röntgensignalen. Im oberen Bereich ist das Spektrum bis 500 Hz dargestellt, während im unteren Graphen die Bandbreite bis 1650 Hz gezeigt wird.

zwar den niedrigsten Wert darstellt, jedoch oberhalb der erwarteten Auflösung liegt. Stellt man nun den Vergleich der Version A mit einer der Versionen B, C und D an, so stand zu Beginn die Erwartung, dass zusammen mit der Änderung am Gestell das Rauschverhalten optimiert würde. In diesen Versionen zeigte sich in Abbildung 4.11, dass Version C ein niedriges Grundrauschen vorweist. Lediglich unterhalb von 60 Hz steigt das Verhalten zunächst über Version D und bei etwa 20 Hz auch über Version B. Beispielhaft ist daher in Abbildung 4.12 Version A mit Version C verglichen. Im Bereich bis 100 Hz ist Version C klar oberhalb von Version A, jedoch konnte in der Analyse keine der drei Versionen in diesem sensitiven Bereich ein Grundrauschen unterhalb von Version A erzeugen. Für höhere Frequenzen kann keine fundierte Aussage getroffen werden, welche der Versionen A und C das Rauschverhalten optimiert darstellt. In den weiteren Tests bis zu Strahlzeit in 2016 wurde Version A weitergeführt, da hier Reduktionen im Bereich, der für diese Detektoren, kritischer niedriger Frequenzen erreicht werden konnten.

Kabelbefestigung Version E

In Abbildung 4.9 ist in Version E die final verwendete Variante aus 2018 gezeigt. In der Strahlzeit 2016 wurde aufgrund experimenteller Bedingungen der Seitenarm um 20 cm gekürzt. Da die Signalkabel nicht verkürzt werden können, muss die bestehende

Restlänge adäquat organisiert werden. In Version E wird das Signalkabel zunächst zu einer Nylonschleife geführt. Anschließend wird es zurück zu einem Teflonabstandshalter geführt und in einer weiteren engen Nylonschleife nah am Kühlfinger gehalten. Durch dieses Teflonbauteil kann die Spannung im Kabel variabel eingestellt werden. Nachfolgend führt das Signalkabel auf dem Weg zum Detektor zu einer Ankopplung in der Nähe des Detektors. In der Strahlzeit 2016 wurde diese Ankopplung zunächst mit einem Aluminiumtape realisiert (ähnlich den Versionen A und D) vor der in Version E gezeigten Entwicklung eines verschraubten Kupferrings.

Aufgrund der Verkürzung des Seitenarms sowie der Optimierungen des Gestells und des Kaltkopfs am Kryostaten (siehe Kap. 4.1) sind bereits weitreichende Verbesserung im Rauschverhalten des Detektors erwirkt worden. Zudem ist in dieser Zeit ein Prototyp des neuen SiM-X Detektors hergestellt worden. In den Versionen A bis D sind die Rauschspektren der gleichen Thermistoren im Vergleich gezeigt, während in Version E bereits ein neuer Detektor zur Verwendung kam. Ein nachträglicher Einsatz des Detektors von Bleile in der Version E wurde nicht durchgeführt. Abbildung 4.13 zeigt den Vergleich der Version A mit Detektorpixel des Arrays von Bleile im Vergleich mit einer Messung des SiM-X Prototypen. Zugleich ist das Rauschspektrum zu Version E mit einem Butterworthfilter (BWF) 4ter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 500 Hz gemessen worden (Version A - D: BWF 4ter Ordnung mit 1 kHz Grenzfrequenz). Stellt man nun den Vergleich in Abbildung 4.13 an, so ist direkt ersichtlich, dass das Grundlevel zum Teil um mindestens einen Faktor 10 verringert werden konnte. Zusätzlich sind viele Frequenzen im Bild gedämpft worden. Dieses optimierte Rauschverhalten ist eine Summe aus vielen vorangegangenen Optimierungen am Experimentaufbau. Durch die Befestigung in Version E kann eine reproduzierbare Situation mit leicht gespannten Signalkabeln erstellt werden. Dennoch stellt eine optimale Version kurze und gespannte Signalkabel dar, welche infolge der vorhandenen langen Kabel mit dünnen empfindlichen Drähten jedoch nicht trivial ist. Zudem muss eine bestimmte Distanz der FETs, betrieben auf 120 K, ebenfalls gewährleistet werden. Somit stellt unter diesen Umständen Version E die derzeit bestmögliche Situation dar.

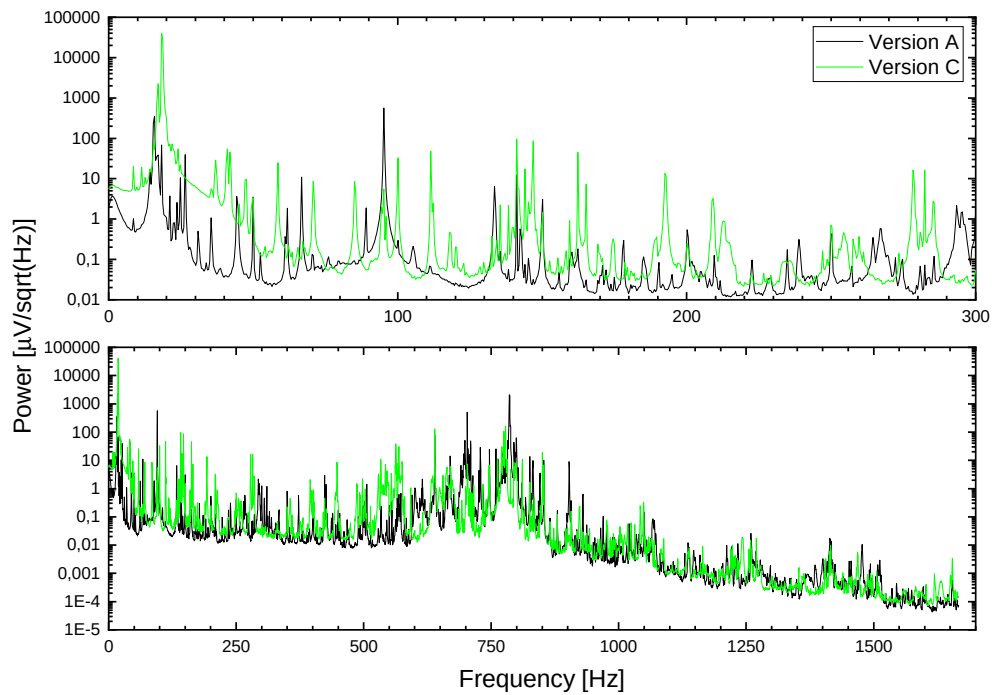


Abbildung 4.12: Logarithmische Darstellung der Rauschspektren der Kabelbefestigungen A und C (siehe Abb. 4.9) aus Messzyklen mit Röntgensignalen. Im oberen Bereich ist das Spektrum bis 500 Hz dargestellt, während im unteren Graphen die Bandbreite bis 1650 Hz gezeigt wird.

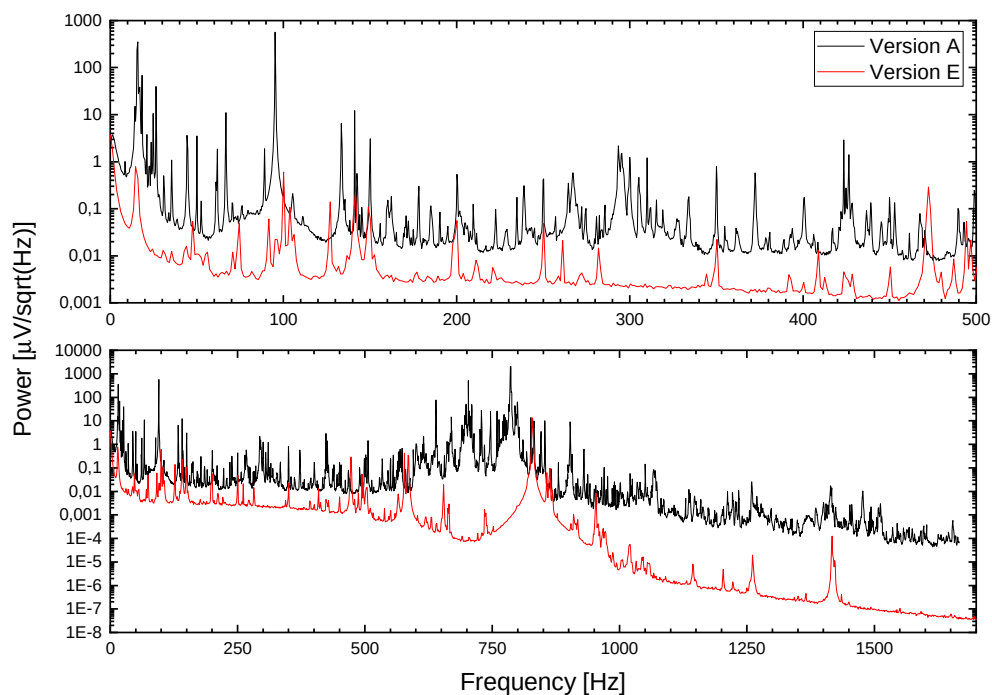


Abbildung 4.13: Logarithmische Darstellung der Rauschspektren der Kabelbefestigungen A und E (siehe Abb. 4.9) aus Messzyklen mit Röntgensignalen. Im oberen Bereich ist das Spektrum bis 500 Hz dargestellt, während im unteren Graphen die Bandbreite bis 1650 Hz gezeigt wird.

4.4 Experimentaufbau für die Teststrahlzeit am ESR Gas-Jet Target

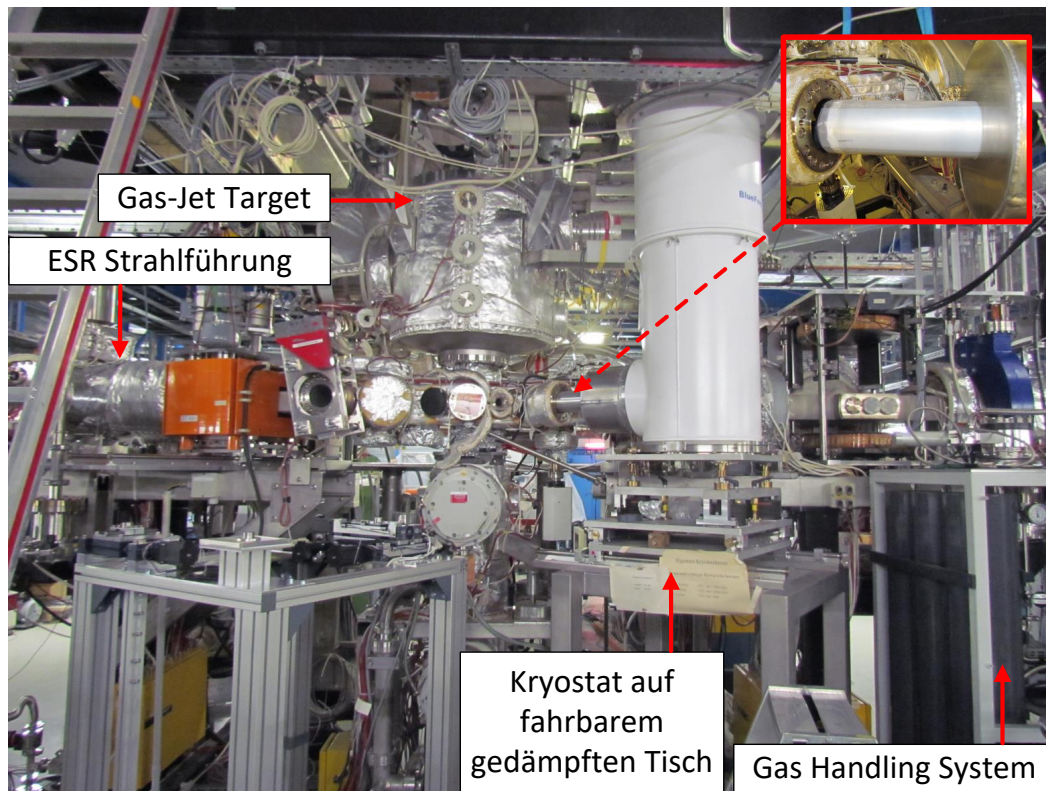


Abbildung 4.14: Fotografie des Experimentaufbaus am ESR Gas-Jet Target. Der Kryostat wird auf einem fahrbaren Tisch an das Gas-Jet Target gefahren. Der Seitenarm wird in die Tasche eingeführt. Der Seitenarm ist zur elektrischen Isolation mit einer Plastikfolie umwickelt.

In 2016 wurden in zwei aufeinanderfolgenden Teststrahlzeiten die Mikrokalorimeter am Gas-Jet Target des ESR eingesetzt. In der ersten Teststrahlzeit wurde ein U^{89+} Strahl mit 75 MeV/u verwendet, während im zweiten Experimentbetrieb ein $^{124}\text{Xe}^{54+}$ Strahl mit Energien von 5,5 bis 30 MeV/u im ESR gespeichert wurde. In Abbildung 4.14 ist der Experimentaufbau am Gas-Jet Target dargestellt. Während die Detektoren wie im Laboreinsatz am Seitenarm des Kryostaten installiert sind, stand der Kryostat auf einem Tisch, welcher bereits in vorangegangenen Experimenten verwendet wurde [20]. Dieser auf Gummifüßen stehende Tisch kann in zwei zueinander senkrechten Richtungen den Kryostaten im Bezug auf die Tasche des Gas-Jet Targets bewegen. Zusätzlich besteht die Möglichkeit den Kryostaten bezüglich des Experimentiertisches zu drehen, indem der untere Vakuumflansch des Kryostaten auf einer Drehscheibe installiert wurde. Oberhalb der zwei Schienensysteme (zur zweidimensionalen Bewegung) ist die Plattform mit dem Kryostaten auf Luftbälgen vibrationsgedämpft aufgestellt. Unabhängig von den Luftbälgen ist der Tisch elektrisch isoliert aufgestellt.

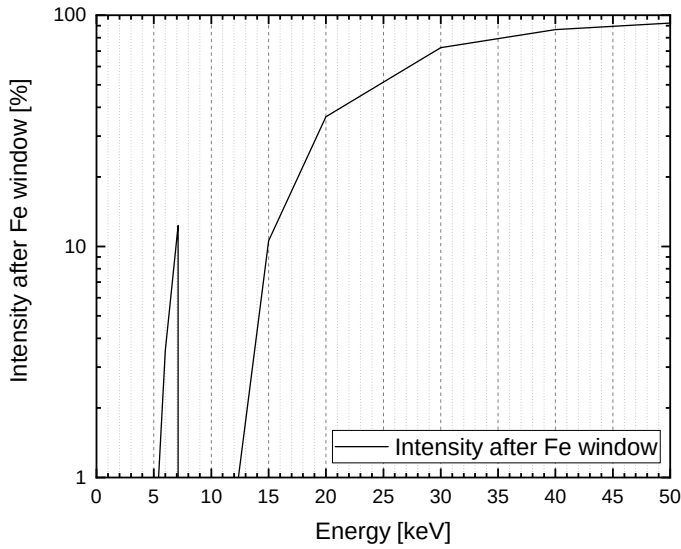


Abbildung 4.15: Transmittierte Intensität von Röntgenstrahlung der Energie E bei Durchgang durch ein $50\text{ }\mu\text{m}$ dicken Edelstahlfensters. Zur Vereinfachung wurde hier ein reines Eisenfenster angenommen [77].

Im 145° -Port des Gas-Jet Targets befindet sich ein $50\text{ }\mu\text{m}$ dickes Edelstahlfenster für die Transmission der Röntgenstrahlen aus der Interaktionszone. Dieses Edelstahlfenster schließt die Vakuumkammer des Gas-Jet Target ab. Eine direkte Verbindung des Kryostaten mit dem Vakuum des ESR ist nicht möglich, da der Kryostat das Vakuum des ESR von etwa 10^{-11} mbar nicht erreicht. In Abbildung 4.15 ist die Transmission von Röntgenstrahlen gegen die Energie gemäß Gleichung 2.26 aufgetragen. Hierbei ist ein reines Eisenfenster zur Vereinfachung der Daten angenommen worden [77]. Ab etwa 15 keV beträgt die Transmission 10% der Ausgangsintensität I_0 . Dies begrenzt die Energie der beobachteten Röntgenstrahlung. Innerhalb des Ports wurde wenige Zentimeter vor dem Edelstahlfenster eine Scheibe mit innerem Loch eingefügt. Auf dieser Scheibe wurden die Kalibrierquellen für die Kalibrationsmessungen installiert. Die Übersicht der Röntgenenergien dieser Quellen folgt in Kapitel 4.5.

Der Seitenarm des Kryostaten, welcher vor dieser Teststrahlzeit aufgrund der räumlichen Bedingungen um 20 cm verkürzt wurde, wird mit einer Folie umwickelt in den Port des Gas-Jet Targets hereingefahren. Damit wird ein direkter elektrischer Kontakt zwischen dem Kryostaten und dem Beschleuniger vermieden. Dennoch können Vibrationen des Gas-Jet Targets und der vielen Pumpen teilweise übertragen werden. In der Strahlzeit mit U^{89+} reichte der Seitenarm etwa 5 cm in den Port hinein, während im Experiment mit $^{124}\text{Xe}^{54+}$ der Kryostat ca. $9,5\text{ cm}$ hineinragte. Der Abstand der Detektoren zur Interaktionszone betrug ungefähr 35 bis 40 cm . Diese Werte können nur angenähert angegeben werden, da exakte Positionsmessungen des Kryostaten im Experimentaufbau nicht durchgeführt wurden.

In Abbildung 4.16 ist der Aufbau des Kryostaten in einer Ansicht auf den oberen Flansch gezeigt. Die Edelstahlplatte mit dem Remote Motor und den Puffervolumina des Pulsröhrenkühlers waren mit Spanngurten am Gestell des Gas-Jet Targets starr befestigt. Die Helium-Rückführleitungen zum Gas Handling System waren mit einem ISO-100 90° Rundrohr am Kryostaten verbunden. Die Rückführleitungen waren ebenfalls mit einer isolierenden Folie umwickelt und mit Spanngurten am Gestell des Gas-Jet Targets verspannt. Die Elemente der Datenaufnahme der Detektoren (siehe Abb. 3.14)

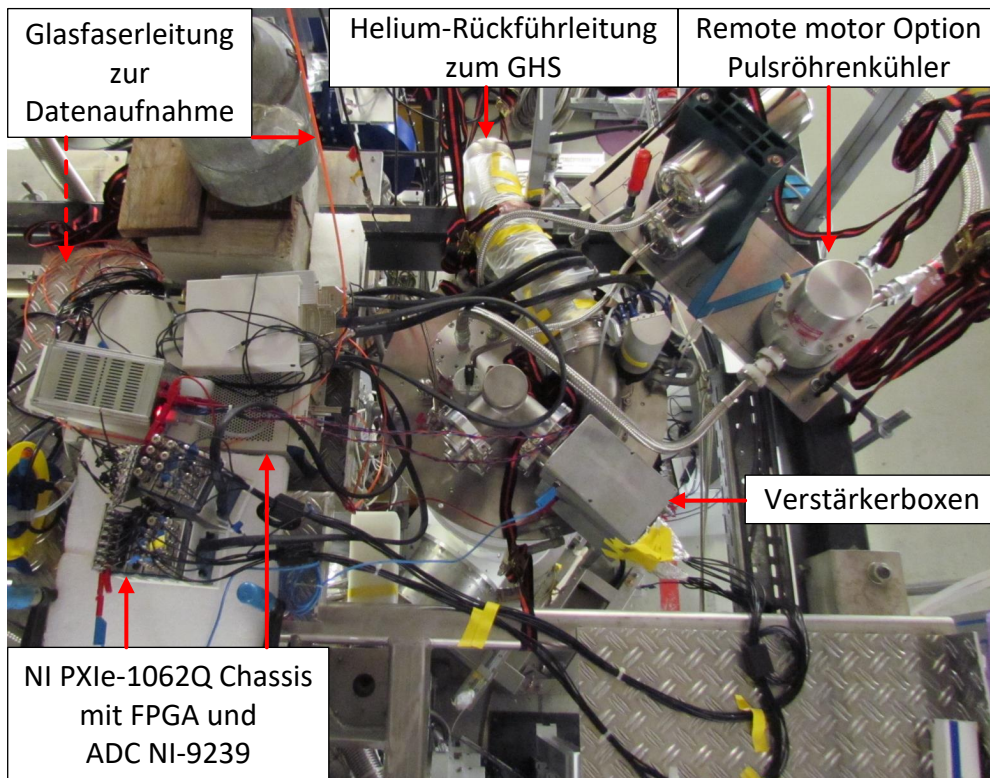


Abbildung 4.16: Ansicht von oben auf den Kryostaten im Experimentaufbau am ESR Gas-Jet Target. Die Elemente der Datenaufnahme (vgl. Abb. 3.14) sind hier elektrisch isoliert aufgebaut. Die Edelstahlplatte mit der Remote motor Option (und Puffervolumina) des Pulsröhrenkühlers ist mit Spanngurten am Gestell des Gas-Jet Targets befestigt.

sind ebenfalls oberhalb des Kryostaten angebracht worden, wobei sich alle verwendeten Bestandteile auf einer isolierenden Unterlage befinden.

4.5 Röntgenquellen

Im Verlauf des Projekts wurden unterschiedliche Röntgenquellen zur Charakterisierung der Detektoren und als Kalibrierquellen während der Teststrahlzeit 2016 verwendet.

4.5.1 $^{241}\text{Americium}$

In der Entwicklung der Detektoren wurde eine 370 kBq starke $^{241}\text{Americium}$ -Quelle im Labor verwendet. ^{241}Am zerfällt mit einer Halbwertszeit von 433 Jahren in einem α -Zerfall in $^{237}\text{Neptunium}$ [78]. Die Alpha-Teilchen werden in der geschlossenen Quelle durch die Umfassung der Quelle gestoppt, während Röntgen- und γ -Quanten entkommen und detektiert werden können. Die wichtigsten Energien sind [78]:

E_γ [keV]	Photonen pro 100 Zerfälle	E_{X-ray} [keV]	Photonen pro 100 Zerfälle	Bemerkung
26,3446	2,27	13,761	1,07	Np $L_{\alpha 2}$
59,5409	35,9	13,946	9,6	Np $L_{\alpha 1}$

Tabelle 4.2: Tabelle mit Röntgenenergien aus dem Zerfall von ^{241}Am [78].

4.5.2 $^{133}\text{Barium}$

Im Verlauf der Teststrahlzeit in 2016 wurden neben der ^{241}Am -Röntgenquelle weitere Kalibrierquellen eingesetzt. Das ^{133}Ba -Nuklid wandelt sich in einem Elektroneneinfang mit einer Halbwertszeit von 10,51 Jahren in $^{133}\text{Cäsium}$ um, welches ein stabiles Tochternuklid darstellt. Die prominenten γ -Quanten der geschlossenen Quelle mit einer Aktivität von 370 kBq sind [79]:

E_γ [keV]	Photonen pro 100 Zerfälle	E_{X-ray} [keV]	Photonen pro 100 Zerfälle	Bemerkung
53,161	2,19	30,625	34,9	Cs $K_{\alpha 2}$
79,6139	2,62	30,973	64,5	Cs $K_{\alpha 1}$
80,9971	34,06	34,920	5,99	Cs $K_{\beta 3}$
302,853	18,33	34,987	11,6	Cs $K_{\beta 1}$
356,017	62,05	35,252	0,123	Cs $K_{\beta 5}$
383,851	8,94	35,818	3,58	Cs $K_{\beta 2}$

Tabelle 4.3: Tabelle mit Röntgenenergien aus dem Zerfall von ^{133}Ba [79]. Die verwendeten Absorber der SiM-X sind in ihrer Detektionseffizienz für Energien oberhalb von 100 keV nicht optimiert.

4.5.3 ^{210}Pb Blei

Eine weitere Kalibrierquelle, welche während der Teststrahlzeit 2016 genutzt wurde, bestand aus einer ^{210}Pb -Quelle mit einer Aktivität von ungefähr 200 kBq. Das Nuklid ^{210}Pb zerfällt in einem β^- -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 22,3 Jahren in ^{210}Bi [80]. Wie bereits bei dem Zerfall von ^{241}Am , treten auch beim ^{210}Pb -Zerfall dominante Röntgenstrahlen im Tochternuklid aufgrund von Elektronenübergängen in der Hülle auf. Die wichtigsten Energien der emittierten Röntgenlinien ^{210}Pb sind [80]:

E_γ [keV]	Photonen pro 100 Zerfälle	$E_{X\text{-ray}}$ [keV]	Photonen pro 100 Zerfälle	Bemerkung
46,539	4,25	10,731	0,97	Bi $L_{\alpha 2}$
		10,839	8,6	Bi $L_{\alpha 1}$
		12,691	2,2	Bi $L_{\beta 4}$
		12,967	2,15	Bi $L_{\beta 2}$
		13,023	3,53	Bi $L_{\beta 1}$
		13,211	2,6	Bi $L_{\beta 3}$
		15,247	0,75	Bi $L_{\gamma 1}$
		15,582	0,76	Bi $L_{\gamma 2}$
		15,709	0,94	Bi $L_{\gamma 3}$

Tabelle 4.4: Tabelle mit Röntgenenergien aus dem Zerfall von ^{210}Pb [80].

4.6 Teststrahlzeit mit $^{124}\text{Xe}^{54+}$

Im Rahmen der Teststrahlzeit in 2016 wurde der Experimentaufbau am ESR für einen weiteren Test ohne SiM-X eingesetzt. Ziel dieser Strahlzeit mit einem hochionisierten Xenonstrahl war die Charakterisierung des Kryostaten am ESR unter Verwendung eines Detektors von Bleile et al. [3, 57], der bereits am ESR im Einsatz war und in einem mit flüssigem Helium gekühlten Kryostaten eine sehr gute Energieauflösung erzielt hatte. Für die Teststrahlzeit wurde ein $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Ionenstrahl im ESR gespeichert. Im Anschluss an die Injektion des Ionenstrahls in den ESR wurden die Strahlparameter für alle Experimente übergreifend geregelt. Die genauen Strahlparameter wurden aufgrund eines Primärexperiments von Glorius et al. für alle Sekundärexperimente bestimmt [81]. Die Strahlenergien reichten hierbei von ca. 31 MeV/u bis zu 5,5 MeV/u. Als Targetgas, für die Interaktion mit dem Ionenstrahl (siehe Kap. 3.6.1 und 4.4), wurde für alle Energien Wasserstoff verwendet. Lediglich gegen Ende für eine Strahlenergie von 31 MeV/u wurde für eine kurze Messzeit das Targetgas auf Stickstoff umgestellt, da im Vergleich zu Wasserstoff hier eine erhöhte Anzahl an Elektronen für Wechselwirkungen zur Verfügung steht.

In der Wechselwirkung des $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Ionenstrahls mit dem Targetgas in der Interaktionszone konnte schließlich wasserstoffähnliches $^{124}\text{Xe}^{53+}$ gemessen werden. Die Röntgenenergien des wasserstoffähnlichen Xenons wurden bereits in Experimenten mit einer

EBIT vermessen, wodurch die Xe-K $_{\alpha}$ Energien genau bekannt sind [82]. Die gemessenen Energien aus dieser Veröffentlichung betragen [82]:

$$\begin{aligned}\text{Xe-K}_{\alpha 1} &= 31\,284,9 \pm 1,8\text{eV} \\ \text{Xe-K}_{\alpha 2,3} &= 30\,859,3 \pm 2,0\text{eV}\end{aligned}$$

Beim Experimentaufbau wurde der Kryostat nicht exakt in seiner Position gegenüber des ESR vermessen, weswegen die Angabe des Winkels gegenüber der Wechselwirkungszone von ungefähr 145° nur als Richtwert genommen werden kann. Zu dieser ungefähren Angabe kommt die Verteilung der Detektorpixel von ca. 0,5 cm auf horizontaler Ebene (siehe Abb. 3.3, S. 35 oder Abb. 5.1b, S. 119), sodass die Toleranz des Winkels insgesamt ein bis zwei Grad betragen kann.

In Tabelle 4.5 sind neben den verschiedenen Parametern der Teststrahlzeit (Messzeit, Strahlenergie, Targetgas sowie Kalibrierquelle) auch Energien der Xe-K $_{\alpha}$ Linien gelistet. Diese Energien stellen nur berechnete Werte dar, die mit Hilfe der Gleichung 3.6 aus der Strahlenergie, dem Winkel von 145° und den Xe-K $_{\alpha}$ Energien aus der Veröffentlichung von Thorn et al. [82] ermittelt wurden. Somit stellen diese Werte nur einen ungefähren Wert dar, an welcher Stelle im gemessenen Spektrum der jeweiligen Strahlenergie die Xe-K $_{\alpha}$ -Linien erwartet werden können. In der Veröffentlichung von 2017 wurden bereits erste Ergebnisse aus den Experimenten gezeigt [23]. In diesem Kapitel folgen nun weitere Ergebnisse aus dieser Teststrahlzeit.

Datum	Messzeit	E [MeV] Ion	β_{eff}	Xe- $K_{\alpha 1}$ $E_{Lab,calc}$ [eV]	Xe- $K_{\alpha 2,3}$ $\phi=145^\circ$	Target	Kalibrierquelle	
11.06.2016	17h						^{210}Pb , ^{133}Ba	Testmessung vor Strahlzeit
12.06.2016	14h 30min						^{210}Pb , ^{133}Ba	Testmessung vor Strahlzeit
14.06.2016	37h 33min	14,980	0,1765	26903,5	26537,5	H	^{210}Pb , ^{133}Ba	
17.06.2016	51h 37min	7,019	0,1216	28240,1	27855,9	H	^{210}Pb	
19.06.2016	42h 17min	6,002	0,1125	28462,6	28075,4	H	^{210}Pb	
21.06.2016	10h 3min						^{210}Pb	Kalibriermessung ohne Strahl
22.06.2016	10h 17min	7,979	0,1295	28045,3	27663,7	H	-	
23.06.2016	27h 18min	6,686	0,1187	28310,9	27925,7	H	-	Energiekalibration mit Hilfe der Kalibriermessungen vom 21.06.
24.06.2016	67h 21min	5,511	0,1079	28577,2	28188,4	H	-	Energiekalibration mit Hilfe der Kalibriermessungen vom 29.06.
28.06.2016	18h 1min	31,091	0,2511	25115,4	24773,8	H, N	-	Targetgas in einer Zwischenmessung von 4h 48 min auf N umgestellt, Energiekalibration vom 29.06.2016
29.06.2016	12h 59min						^{210}Pb	Kalibriermessung ohne Strahl

Tabelle 4.5: Übersicht über die Parameter der chronologisch sortierten Messungen aus der zweiten Strahlzeit im Juni 2016. Die Einstellungen wurden hierbei von einem Primärexperiment bestimmt [81]. Die Energien der Xe- K_{α} -Linien stellen berechnete Werte dar, die mit Hilfe von Gleichung 3.6 aus der Strahlenergie, dem Winkel von 145° und den Xe- K_{α} Energien aus der Veröffentlichung von Thorn et al. [82] ermittelt wurden. Diese Werte stellen einen ungefähren Wert dar, an welcher Stelle im gemessenen Spektrum der jeweiligen Strahlenergie die Xe- K_{α} -Linien erwartet werden können.

4.6.1 Energiekalibration der Siliziummikrokalorimeter

In der Energiekalibrierung von Röntgendetektoren werden bekannte Energien aus Kalibrierquellen (siehe bspw. Kap 4.5) detektiert und gegen die gemessenen Spannungen aufgetragen. Eine hieraus ermittelte Funktion wird anschließend für den Transfer in Energie der gemessenen Spannungen während eines Experiments genutzt.

Im besten Fall bei kleinen Temperatursignalen ist das Verhalten des Detektors in einer linearen Funktion abbildbar. Für größere Temperaturänderungen müssen jedoch die Temperaturabhängigkeiten des Beitrags dR/dT sowie der Wärmekapazität C beachtet werden, sodass die Antwortfunktion des Detektors in ein nicht-lineares Verhalten übergeht. Dabei können geringe Beträge an Nichtlinearität mit einer sorgfältigen Kalibrierung eines Polynoms 2. oder höherer Ordnungen über einen weiten Bereich kompensiert werden, wie es in den Messungen mit Siliziummikrokalorimetern angewendet wird. Ausführliche Betrachtungen von nicht-linearem Verhalten thermischer Detektoren finden sich in den Kapiteln von McCammon [28].

Für die Kalibrierungsmessungen spielen auch Temperaturschwankungen des Kryostaten eine Rolle. Die Temperatur der Detektorpixel kann nicht direkt überwacht werden. Die nächste Messung der Temperatur befindet sich auf der Rückseite des Detektorhalters, jedoch wurde auf diese Messung aufgrund von Einflüssen auf die Detektorsignale in den Messzyklen verzichtet. Temperaturschwankungen können demnach lediglich in den gemessenen Spannungssignalen über längere Zeiträume analysiert und korrigiert werden. Die Kalibrierung der Siliziumkalorimeter wird nach den folgenden Schritten durchgeführt:

1. (Optionale) Temperaturdriftkorrektur: Übergreifende Korrektur aller gemessenen Spannungswerte aufgrund von mittel- bis langfristigen Temperaturschwankungen des Detektors im Kryostaten. Die Analyse wird anhand einer signifikanten individuellen Kalibrierlinie aus dem gesamten Spektrum durchgeführt.
2. Erstellung eines Histogramms von gemessenen Spannungsamplituden sowie anschließende Zuordnung der gemessenen Kalibrierlinien bzgl. ihrer theoretischen Energien (Kap. 4.5) im Spektrum. Im Rahmen der Zuordnung der Energien werden zuvor die Peaks der charakteristischen Linien mit Gaußfits analysiert. Die Halbwertsbreite wird für alle Linien übergreifend fix gehalten und dient für sich überlagernde Linien zudem als Randbedingung.
3. Auftragen der theoretischen Energien der Linien gegen die gemessenen Spannungen. Anschließender polynomieller Fit der Datenpunkte.
4. Anwendung der polynomiellen Funktion auf die gemessenen Spannungen sowie nachfolgende Erstellung eines Histogramms der gemessenen Energien.

Im Verlauf der Strahlzeit in 2016 sind zur Energiekalibrierung eine ^{210}Pb - und eine ^{133}Ba -Kalibrierquelle verwendet worden. Nachdem die Signale mit dem Python-Filterprogramm (Kap. 3.5.4) verarbeitet wurden, werden die zuvor genannten Schritte durchgeführt. Im idealen Experiment schwanken die Spannungswerte im Bereich einer normalen Gauß-Verteilung. Während eines Experiments kann der Kryostat jedoch langsamen oder plötzlichen Temperaturschwankungen unterliegen, welche beispielsweise durch

Bewegungen oder äußere Einflüsse (Pumpen, etc.) entstehen können und folglich einen Einfluss auf eine mittlere Spannungsamplitude jeder gemessenen Linie mit sich bringt. Um solche langfristigen Schwankungen der Pulshöhen zu korrigieren, erstellt man eine Grafik der gefilterten Pulshöhen einer prominenten Linie gegen die Signalnummer (Schritt 1). Die Signalnummer beginnt mit dem Messstart bei 0 und endet beim Stoppen der Messung mit der höchsten erreichten Signalnummer. Somit stellt die Signalnummer den zeitlichen Verlauf der Messung und der Pulshöhen dar.

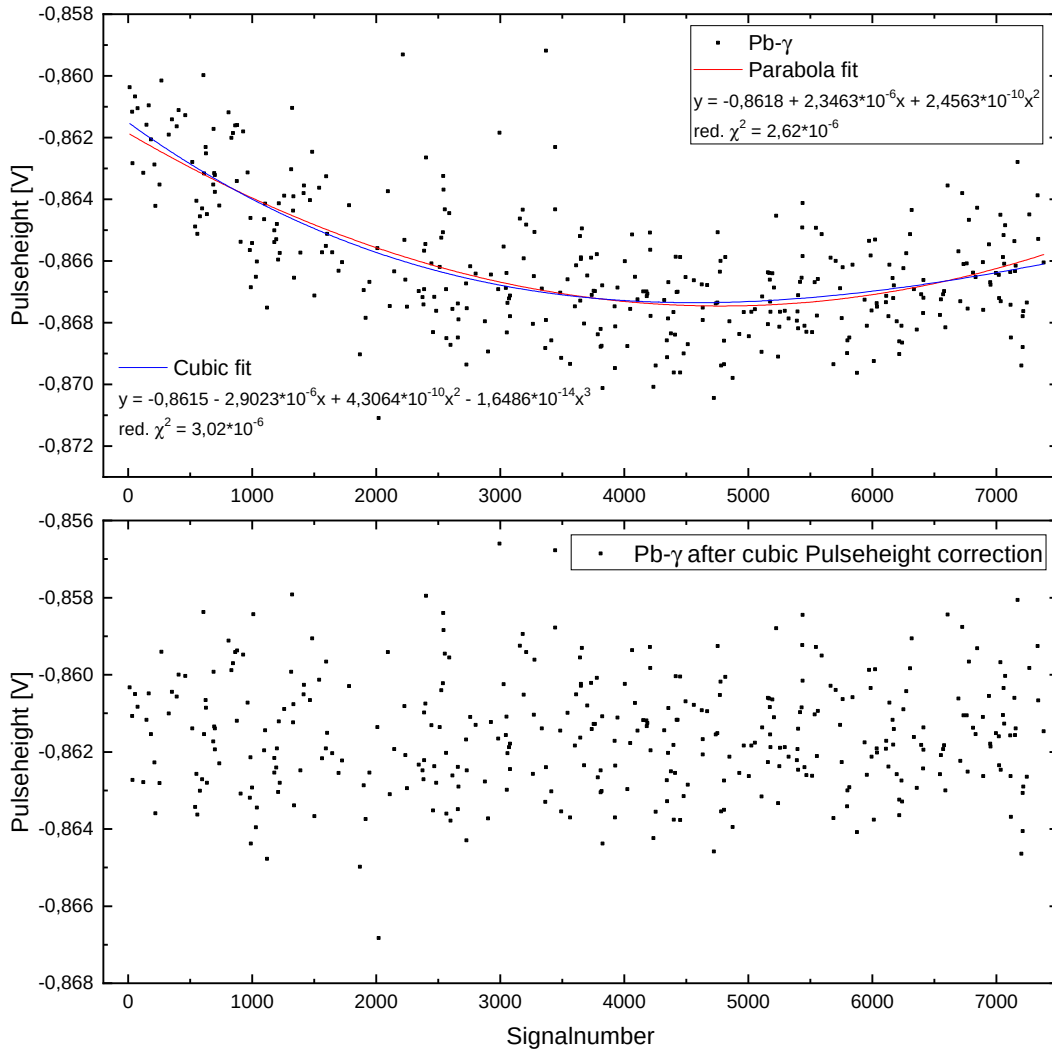


Abbildung 4.17: Darstellung der gemessenen und gefilterten maximalen Pulshöhen der γ -Linie einer ^{210}Pb -Kalibrierquelle. Die maximalen Pulshöhen werden gegen eine zeitlich fortlaufende Signalnummer während einer Messung aufgetragen, um so einen Drift dieser Pulshöhen festzustellen. Die Signalamplituden werden anschließend mit polynomiellen Fits zweiter oder dritter Ordnung angepasst und über alle Messdaten korrigiert. Das Ergebnis der (kubischen) Temperaturdriftkorrektur sieht man im unteren Graphen.

In Abbildung 4.17 ist eine Darstellung der Pulshöhen einer Kalibriermessung mit einer ^{210}Pb -Kalibrierquelle nach der Strahlzeit am 29. Juni 2016 aufgezeigt. Die verwendete

Pulshöhe zeigt die γ -Linie bei $E_\gamma = 46,539$ keV der ^{210}Pb -Kalibrierquelle. Im Vergleich zu weiteren Kalibriermessungen zeigt dieses Pulshöhenspektrum eine starke Schwankung über den zeitlichen Verlauf und erfordert die optionale Temperaturdriftkorrektur. Der Einfluss der Stabilität der Pulshöhen wurde bei jeder Kalibrierung von Messdaten berücksichtigt und falls notwendig oder möglich korrigiert.

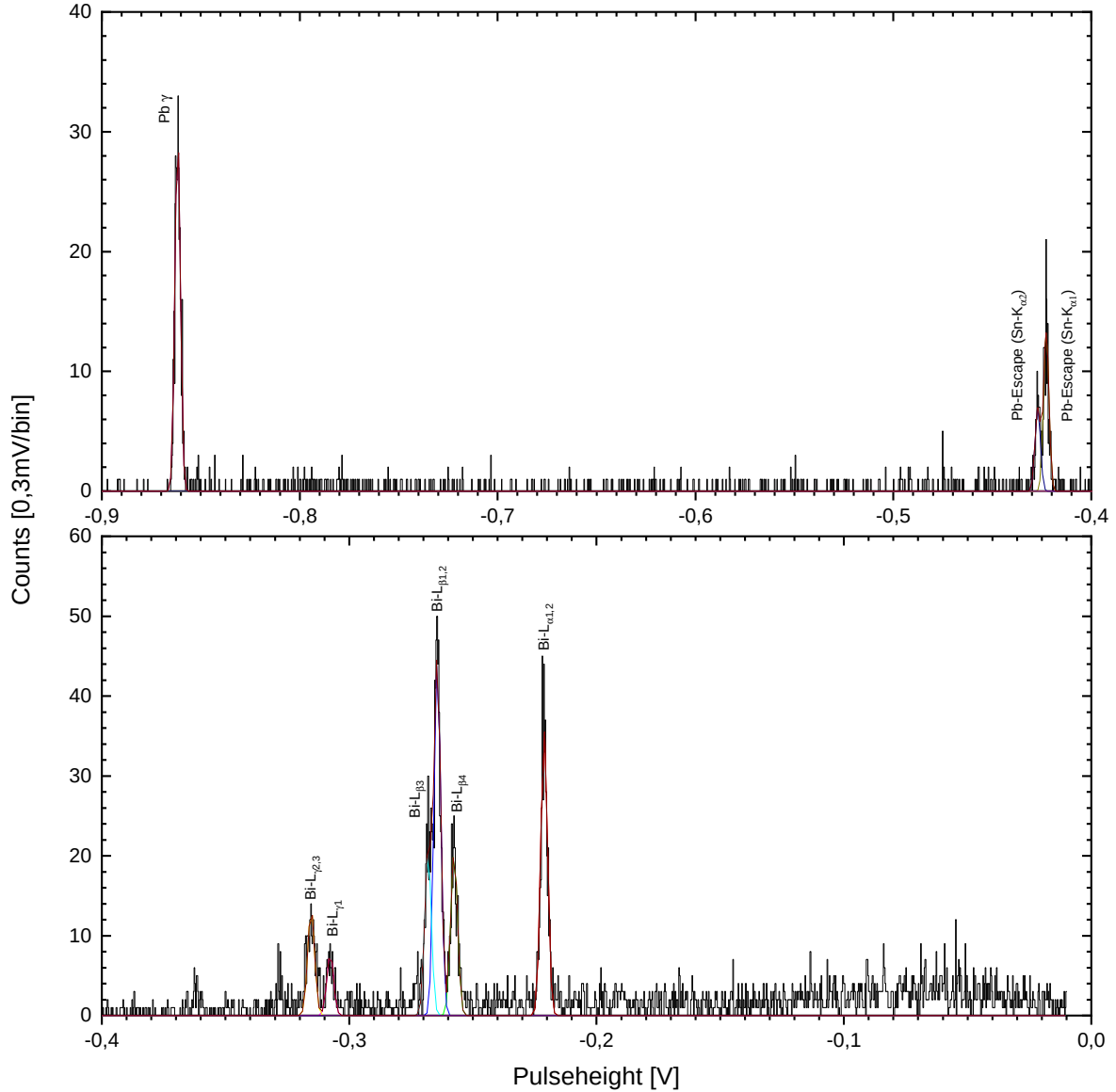


Abbildung 4.18: Rohspektrum der gefilterten Pulshöhen einer Kalibrierung vom 29. Juni 2016 mit einer ^{210}Pb -Kalibrierquelle. Die Peaks der charakteristischen Linien wurden mit Gaußfits analysiert. Die Halbwertsbreite wurde für alle Linien übergreifend fix gehalten und diente für sich überlagernde Linien zudem als Randbedingung.

Im Anschluss werden die Pulshöhen U_{meas} mit einem polynomiellen Fit $f_{corr}(\#Signal)$ zweiter, dritter oder höherer Ordnung angepasst (siehe oberer Graph in Abb. 4.17). Weitere kurzfristige Schwankungen (bspw. im Bereich von ca. 500 bis 1000 Signalen) innerhalb der Messdaten können mit dieser Methode nur sehr schwer korrigiert werden.

Für die Anpassung dieser Messung wurde eine kubische Temperaturdriftkorrektur gewählt. Diese Temperaturdriftkorrektur wird anschließend auf alle Messdaten der Messung angewendet, sodass ein Ergebnis wie in dem unteren Graphen in Abbildung 4.17 erzeugt wird. Dabei werden die Spannungen anhand der polynomiellen Funktion $f_{corr}(\#Signal)$, dem Achsenabschnitt U_0 aus $f_{corr}(\#Signal)$ sowie der gemessenen Spannungen U_{meas} wie folgt angepasst:

$$U_{corr} = \frac{U_0}{f_{corr}(\#Signal)} U_{meas} \quad (4.1)$$

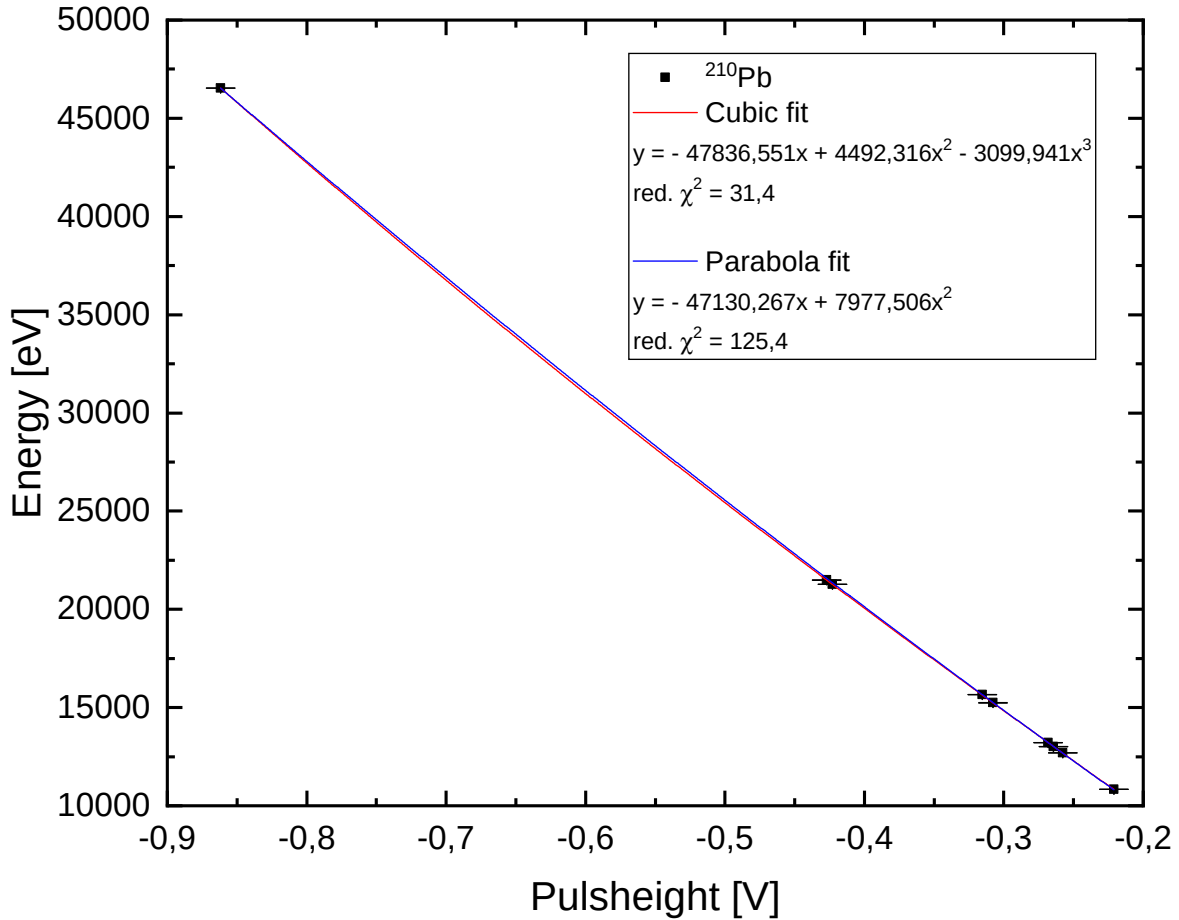


Abbildung 4.19: Energiekalibration der Messung vom 29. Juni 2016. Aufgetragen sind die Kalibrierpeaks aus den Gaußfits (siehe Abb. 4.18) gegen die theoretischen Energien der Kalibrierquelle. Die Fehlerbalken der Messpunkte resultieren aus den Gaußfits umgerechnet in Energiewerte (Gl. 4.2).

Im Anschluss an die Temperaturdriftkorrektur werden die Pulshöhen der Kalibrierlinien in einem Rohspektrum dargestellt (Schritt 2). In Analysen werden den Peaks, soweit identifizierbar, die jeweiligen theoretischen Energien der Kalibrierquelle oder des Detektormaterials zugeordnet. Die Gaußfits der jeweiligen Peaks sind in Abbildung 4.18 aufgetragen und werden anschließend gemeinsam mit den theoretischen Energien

(siehe Kap. 4.5) in einem Graphen aufgetragen (Schritt 3). Diese Energiekalibrierung ist in Abbildung 4.19 dargestellt und umfasst ebenfalls die Fehlerbalken, welche aus den Ergebnissen der Gaußfits resultieren. Im Vorgang sind die Fehler der Gaußfits, welche zunächst Fehler in x-Richtung repräsentieren, mit Hilfe einer vorläufigen Kalibrierkurve ohne Gewichtung in Fehler in y-Richtung (ΔE) umgerechnet worden. Die Umrechnung in ΔE geschieht mit einem Differential, welches auf die vorläufige ungewichtete Kalibrierkurve angewendet wird:

$$\Delta E = \left| \frac{\partial f_{\text{vorl. Kurve}}(V)}{\partial V} \Delta V \right| \quad (4.2)$$

Mit polynomiellen Fits kann anschließend eine gewichtete Energiekalibrierung vorgenommen werden (Abb. 4.19). Dabei ist der Y-Achsenabschnitt der polynomiellen Funktion im Ursprung fixiert. In weiteren Messungen konnte die Funktion nicht immer im Ursprung fixiert werden, da die Fitfunktion sonst sehr stark von den Kalibrierpunkten abgewichen ist. Es zeigt sich, dass für diese Datenauswahl in Abbildung 4.19 ein kubischer Fit optimal gewählt ist. Ein gewichteter Fit vierter Ordnung erreichte ein vergleichbares red. χ^2 von 29,4.

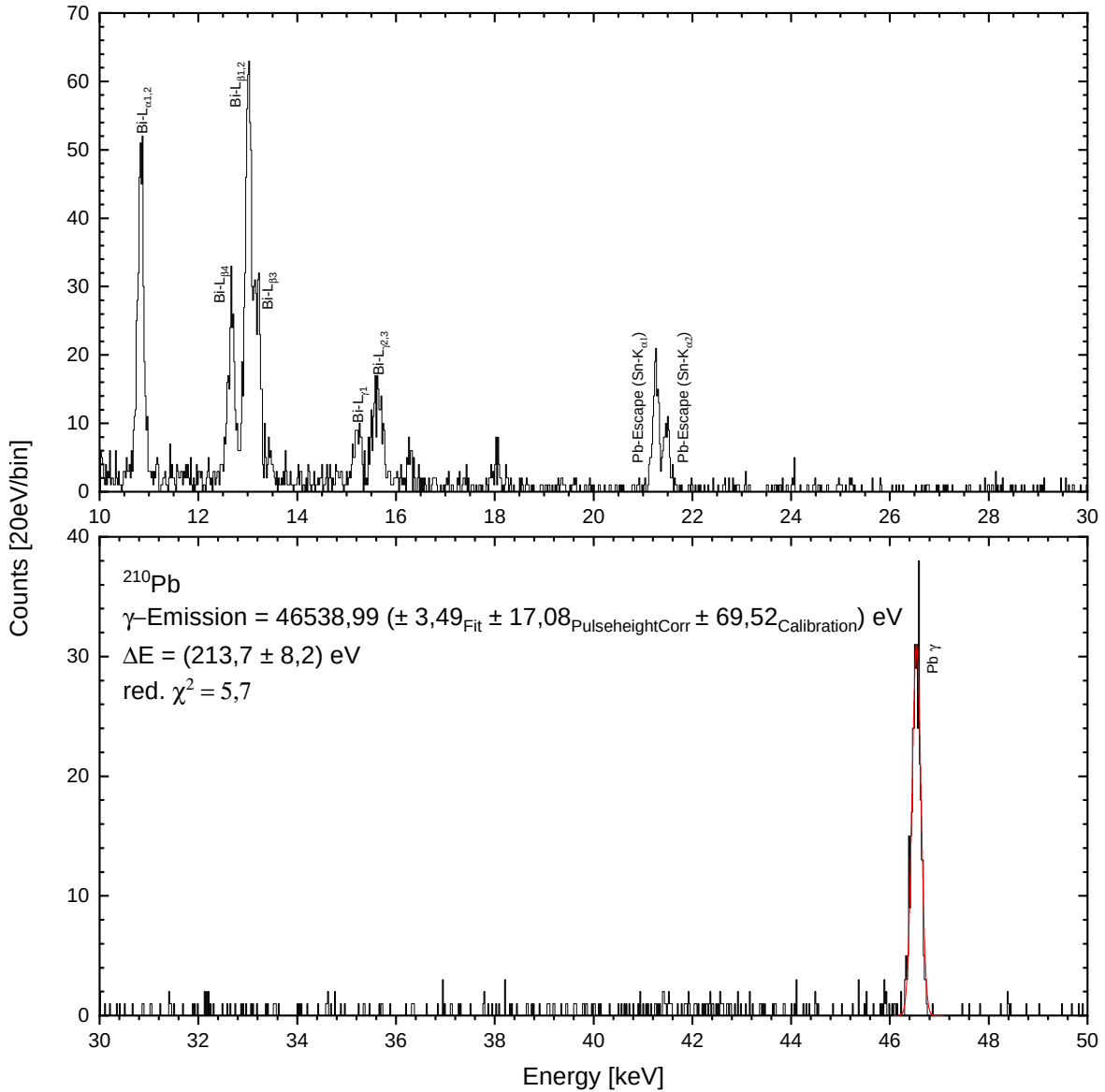


Abbildung 4.20: Kalibriertes Energiespektrum einer Messung vom 29. Juni 2016 mit einer ^{210}Pb -Kalibrierquelle. Der Fehler der γ -Linie wird aus dem Fitfehler des Gaußfits (“FIT”) bestimmt sowie unter Verwendung der Kovarianzmatrix (Gl. 4.5) mit den Fit-ergebnissen der Temperaturdriftkorrektur (“PulseheightCorr”) und Energiekalibrierung (“Calibration”) berechnet. Da diese γ -Linie auch für die Energiekalibrierung genutzt wird, ist die Übereinstimmung mit der theoretischen Energie (Tab. 4.4, S. 93) natürlich sehr stark gegeben.

Im Anschluss an die Energiekalibration wird das Rohspektrum der erreichten Spannungswerte in ein energiekalibriertes Spektrum transformiert (Schritt 4). Das finale Spektrum ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Der Fehler der Kalibrierung ist in Abbildung 4.20 für die γ -Linie der ^{210}Pb -Kalibrierquelle aufgezeigt. Der Fehler “FIT” entsteht aus dem Gaußfit, welcher in Abbildung 4.20 an dem γ -Peak beispielhaft durchgeführt wurde. Die Fehler “PulseheightCorr” und “Calibration” werden mit Hilfe der Kovarianzmatrizen aus den Fitergebnissen der Temperaturdriftkorrektur und der Kalibrierkurve berechnet. Die Formel für den Fehler ergibt sich unter der Verwendung der Kovarianzmatrix $\mathbf{C}_{i,j}$ aus [83]:

$$\sigma^2(f(x,y)) = \sum_{i,j=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \frac{\partial f}{\partial x_j} \mathbf{C}_{i,j} \right) \quad (4.3)$$

Für eine Energiekalibrierung mit fixiertem Achsenabschnitt ($a=0$) ergibt sich der Fehler der Kalibrierung somit zu:

$$E = b \cdot V + c \cdot V^2 + d \cdot V^3 \quad (4.4)$$

$$\begin{aligned} (\Delta E)^2 = & \left(V^2(\Delta b)^2 + V^4(\Delta c)^2 + V^6(\Delta d)^2 \right. \\ & \left. + 2 \cdot [V^3 \cdot \text{cov}(b,c) + V^4 \cdot \text{cov}(b,d) + V^5 \cdot \text{cov}(c,d)] \right) \cdot (\text{red.}\chi^2) \end{aligned} \quad (4.5)$$

Mit den Fitergebnissen (Fitfehler sowie Kovarianzmatrix) aus der Temperaturdriftkorrektur sowie der Kalibrierkurve erhält man somit für die γ -Linie der ^{210}Pb -Kalibrierquelle folgende Werte:

$$E_{\gamma,^{210}\text{Pb}} = (46539,0 \pm 3,5_{\text{Fit}} \pm 17,1_{\text{PulseheightCorr}} \pm 69,5_{\text{Calibration}}) \text{eV} \quad (4.6)$$

Da die γ -Linie der ^{210}Pb -Kalibrierquelle im Rahmen der Energiekalibration als Fixpunkt verwendet wurde, ist die Übereinstimmung der Energie in Gleichung 4.6 (Abb. 4.20) mit den theoretischen Werten (Tab. 4.4, S. 93) sehr stark vorhanden.

Zu Beginn des Abschnitts wird eine optionale Temperaturdriftkorrektur in der Energiekalibration beschrieben. Die hier gezeigte Kalibriermessung diente als letzte Messung der Messkampagne. Wie im nächsten Abschnitt näher erläutert, zeigte der Kryostat während den vorausgegangenen Messungen eine hohe mittel- bis langfristige Temperaturstabilität, sodass die Temperaturdriftkorrektur stets in den Analysen betrachtet wurde, jedoch in keiner weiteren Kalibrierung eine derart ausgeprägte Korrektur zum Einsatz kam. Aufgrund dieser hohen mittel- bis langfristigen Temperaturstabilität und der sehr niedrigen Signalrate des Experiments wurden die Kalibrierquellen zwischenzeitlich entfernt (23. bis 28. Juni 2016). Im Rahmen der Kalibriermessung dieses Abschnitts (29. Juni 2016) wurde der Kryostat zuvor aus der Tasche gefahren, um die Kalibrierquellen erneut zu installieren. In der Folge dieser Bewegung wurde der Kryostat minimal aufgewärmt, sodass die maximale Pulshöhe leicht gesunken ist und zu Beginn der Messung sich mit steigender negativer Pulshöhe, wie in einem Abkühlverhalten, zeigt (siehe Abb. 4.17). Ohne eine solche Temperaturdriftkorrektur erhält die Gaußkurve eine niederenergetische Schulter (Abb. 4.21 links) mit einer Halbwertsbreite von $(258 \pm 13) \text{eV}$. Die korrigierte Linie (Abb. 4.21 rechts) ist auch außerhalb der Fehlerbalken mit $(214 \pm 8) \text{eV}$ schmaler als die unkorrigierte Linie.

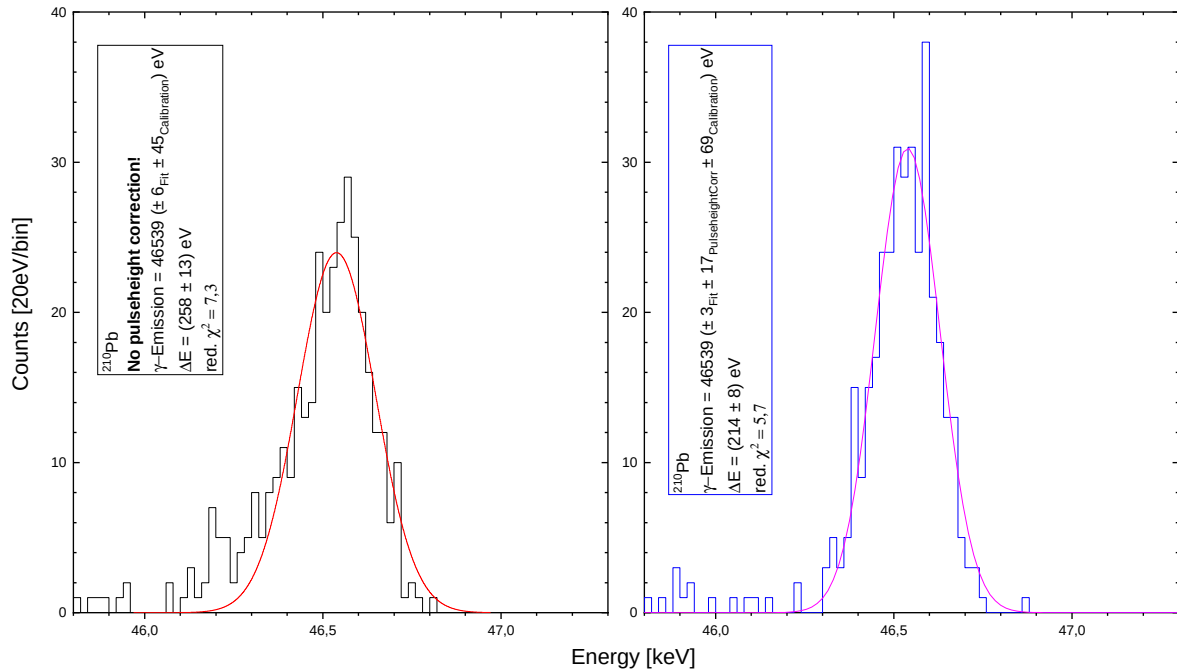


Abbildung 4.21: γ -Emission der ^{210}Pb Quelle mit und ohne Temperaturdriftkorrektur.

4.6.2 Temperaturstabilität des Kryostaten während der Messkampagne

Die Temperaturschwankungen des Kryostaten wurden in diesem Kapitel für die Strahlzeit anhand des Detektorsignals untersucht. In Abbildung 4.22 sind die Spannungsamplituden prominenter Kalibrierlinien beider Kalibrierquellen (^{210}Pb - und ^{133}Ba) über alle Messungen aufgetragen. Innerhalb einer jeden Messung werden eine Vielzahl an Datenpunkten jeder Kalibrierlinie aufgenommen. Tritt eine kurz- oder langfristige Temperaturschwankung auf, so wird falls notwendig, wie im vorherigen Abschnitt diskutiert, eine Temperaturdriftkorrektur vorgenommen. Die jeweiligen Punkte im Graphen stellen den Schwerpunkt eines Gaußfits einer individuellen Kalibrierlinie dar. Die Fehler dieser Werte ergeben sich ebenfalls aus den Ergebnissen des jeweiligen Gaußfits.

Im ersten Abschnitt der zweiten Strahlzeit (11. Juni bis 15. Juni 2016) variieren die Spannungen der Kalibrierlinien mit Blick auf den gesamten Zeitraum bis 29.06.2016 nur geringfügig. Die Cs- $K_{\alpha 1,2}$ -Linien schwanken um ca. 1 mV, während die Bleilinen sich um ca. 3 mV verschieben. Betrachtet man die Fehler der Positionen des Gaußfits, so fallen diese für die Einzelmessungen sehr gering aus. Für die Cäsiumlinien berechnen sich die Fehler der Schwerpunkte zu etwa 30 bis 60 μV , während bei den Bleilinen die Resultate der Fehlerbalken auch aufgrund geringerer Statistik zwischen ca. 100 und 500 μV ausfallen.

Zum 17. Juni wurde die ^{133}Ba -Quelle entfernt, da die Zählrate der Röntgenphotonen aus dem $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahl in den bisherigen Messungen der Strahlzeit sehr gering war und die Abschätzungen dieser Zählrate in den weiter geplanten Strahlenergien noch geringer ausfielen. Somit wäre es möglich gewesen, dass für den weiteren Verlauf der Untergrund der Cäsiumlinien aus der ^{133}Ba -Quelle die K_{α} -Linien überdeckt hätte. Zudem wurde in

einem weiteren Schritt der Kryostat um ca. 4,5 cm tiefer in die Tasche gefahren, um der geringen Zählrate mit einem vergrößerten Raumwinkel entgegenzuwirken.

In der Messzeit zwischen dem 21. und 29. Juni wurde zudem die ^{210}Pb -Quelle entfernt. Aufgrund der niedrigen Zählrate des Experiments, eines zu hohen Untergrunds durch die Kalibrierquellen und der bisherigen Stabilität des Kryostaten wurden Messungen ohne Kalibrierquellen durchgeführt. Für die Energiekalibrierungen wurden am 21. und 29. Juni jeweils Kalibriermessungen mit der ^{210}Pb -Quelle ausgeführt.

In der nachträglichen Analyse nach der Strahlzeit sind die stärkeren Schwankungen der absoluten Pulshöhen ab dem 17. Juni in Erscheinung getreten, die so nicht vorausgesehen wurden. Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der Pulshöhen innerhalb einer Messung, was sich zudem in den Fehlerbalken zeigt, so sind die Einzelmessungen in sich vergleichbar stabil wie zuvor. Lediglich die absolute Pulshöhe variiert. Gründe hierfür können in stärkeren externen Einflüssen des Gas-Jet Targets oder weiteren Apparaturen des ESR in Folge der veränderten Positionierung des Kryostaten oder aufgrund von Veränderungen in der Erdung am Experiment sein. Da keine Temperaturüberwachung innerhalb des Kryostaten sowie keine Kontrolle des elektrischen Systems während den Messungen stattfand, sind genaue Bestimmungen der Ursachen außerhalb der vorhandenen Messdaten sehr komplex.

Für zukünftige Messungen mit geringer Zählrate stellt das Verhalten der schwankenden absoluten Pulshöhen ein Problem dar. Eine Reduktion von äußeren Einflüssen kann erwirkt werden, indem der Kryostat mit nur notwendigen Bewegungen eine ansonsten konstante Position im Messaufbau innehält. Die Kalibrierquellen müssen sich demnach zum gesamten Messzyklus in der Tasche des Gas-Jet Targets befinden. Für die geringen Zählraten des Experiments könnten die Kalibrierquellen in einer Vorrichtung periodisch dem Experiment z.B. mit einem Shutter aktiv zugeschaltet werden, um eine optimale Überwachung der Pulshöhen und Kalibrierung des Experiments zu gewährleisten.

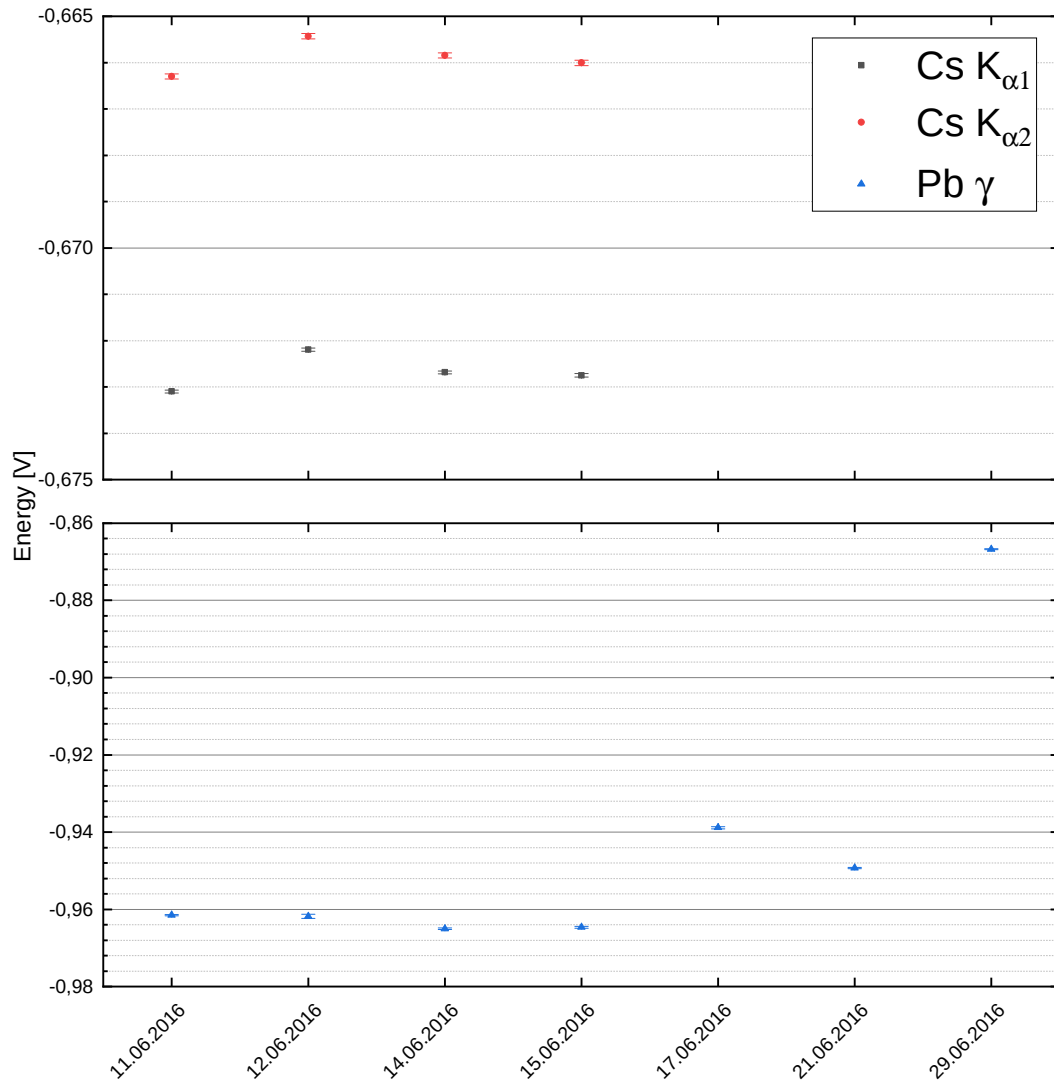


Abbildung 4.22: Darstellung von mittleren Spannungen prominenter Kalibrierlinien bezogen auf die jeweiligen Einzelmessungen in der Strahlzeit mit $^{124}\text{Xe}^{54+}$. Die Kalibrierlinien der Cs- K_{α} -Linien befinden sich im oberen Graphen, während die Pb- γ -Linie im unteren Graphen zu sehen ist. Nach der Messung am 22.06.2016 (zu geringe Statistik der Pb- γ -Linie) wurde auch die ^{210}Pb -Kalibrierquelle entnommen und nur für die Kalibriermessung außerhalb der Messzyklen (29.06.2016) wieder eingesetzt. Innerhalb einer Einzelmessung konnten keine großen Schwankungen der Amplituden festgestellt werden, jedoch über den gesamten Zeitlichen Verlauf der Messkampagne. Der Hintergrund dieser Schwankungen kann nur mit externen Einflüssen (z.B. Änderung der Erdung) oder der veränderten Position des Kryostaten erklärt werden.

4.6.3 Einfluss neuer FET-Boxen auf das Rauschspektrum

Zur Vorbereitung des großen Detektorarrays mit final 96 Detektorpixeln wurden zusätzlich zu dem Prototyp SiM-X Detektorarray auch neue FET-Boxen entwickelt. Aufgrund der dreifachen Anzahl an Detektorpixeln sind in der Planung die Kanäle der FET-Boxen von acht auf zwölf erweitert worden. Neben neuen FETs in SMD-Bauform sind die FET-Boxen mit PCB-Platinen (‘‘printed circuit board’’, Abb. 4.23) ausgestattet, um hier eine einfache Wartung zu ermöglichen. Diese neuen FETs wurden in den Eigenschaften entsprechend den zuvor genutzten FETs ausgewählt. Die spezifischen Eigenschaften dieser IF1320 JFETs, insbesondere mit Bezug auf das Rauschverhalten, wurden in der Masterthesis von D. Müll ausführlich untersucht [56].

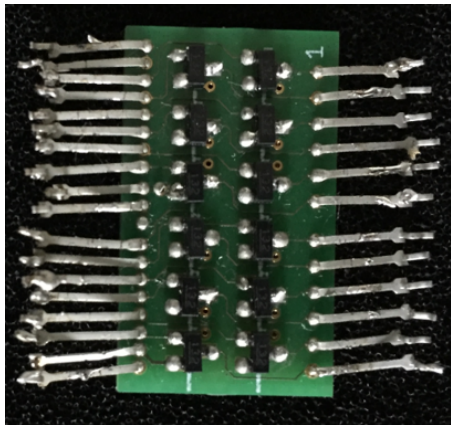


Abbildung 4.23: FET-Platine neuer Bauart nach Design von S. Kraft-Bermuth.

In der zweiten Strahlzeit ($^{124}\text{Xe}^{54+}$), in welchem der Detektor nach Design von Bleile et al. eingesetzt wurde, sind FET-Boxen der neuen sowie alten Art gleichzeitig eingesetzt worden. Jedoch konnte aufgrund der limitierten Zeit während der Strahlzeit sowie der Verkabelung von jeweils acht individuellen Pixel pro Box während des Experiments kein direkter Vergleich der FET-Boxen geschehen. Die individuellen Pixel besitzen zudem unterschiedliche Qualitäten und Energieauflösungen, was auch einen direkten Vergleich untereinander erschwert. In diesen Unterkapitel werden die Rauschspektren einer FET-Box nach alter Bauart (‘‘FET Box 3.4’’ mit Kanal 2) und einer FET-Box neuer Bauart (‘‘FET Box 3’’ mit Kanal 10) untersucht. Dabei wurden die Kanäle repräsentativ mit vergleichbarer sowie guter Performance ausgesucht.

In Abbildung 4.24 ist ein Fourierspektrum dieser zwei Kanäle aufgetragen mit unterschiedlichen FETs in Verwendung. Dieses Spektrum bezieht sich auf die Messung der Strahlzeit mit einer Strahlenergie von 14,917 MeV/u vom 14. und 15. Juni 2016, wobei ein Butterworthfilter vierter Ordnung mit einer Grenzfrequenz von 500 Hz angewandt wurde. In Abbildung 4.26 dieser spezifischen Messung sind die Ergebnisse jeweils anhand des Kanals 2 aufgetragen. Für eben diesen individuellen Kanal ist in Abbildung 4.24 ein Rauschspektrum mit der Bezeichnung ‘‘FET-Box 3.4’’ aufgetragen. Gemessen an den Peaks der Cs- K_{α} - und Cs- K_{β} -Linien beträgt die Auflösung dieses Pixels (Kanal 2) etwa 160 eV. Das Rauschspektrum der neu designten FET-Box ist mit ‘‘FET-Box 3’’ gekennzeichnet. Die Auflösung des Kanals 10 in dieser Messung beträgt ca. 260 eV.

In der Analyse des Rauschspektrums liegt die neue FET-Box bis ca. 30 Hz mit bis zu einer Größenordnung oberhalb der alten FET-Box. Dies ist insbesondere ein kritischer Wert, da mit Blick auf das Fourierspektrum eines gemittelten Signales (siehe Abb. 3.20, S. 62) das Rauschspektrum der Signale hauptsächlich im Bereich niedriger Frequenzen liegt. Die Gründe für das höhere Rauschen, das auch bei weiteren prominenten Frequenzen beobachtet werden kann, können in jedem Abschnitt der Signalauslese aufgrund von eingekoppelten Schwingungen auftreten und sind demnach schwierig zu identifizieren.

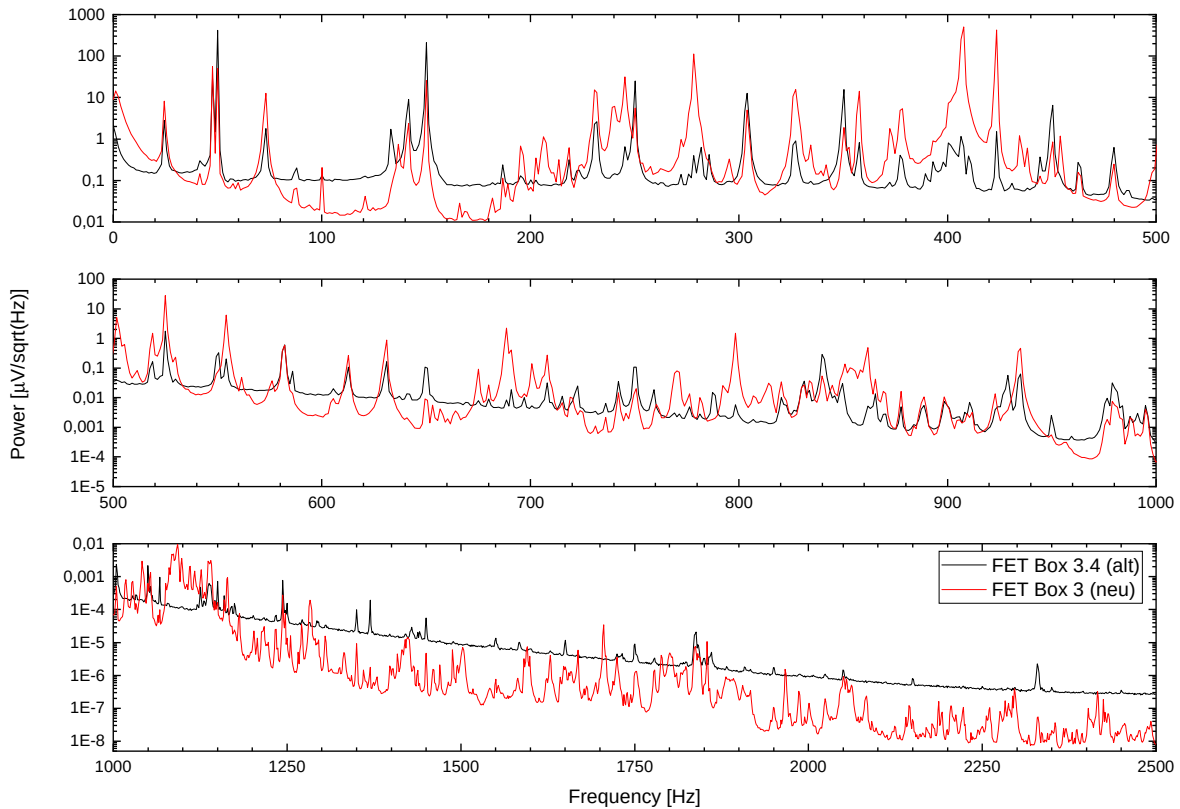


Abbildung 4.24: Logarithmische Darstellung der Rauschspektren in einem Vergleich der FET-Boxen alten und neuen Designs. Die FET-Box alten Designs wird im Graphen mit “FET-Box 3.4” bezeichnet, während das neue Design die Bezeichnung “FET-Box 3” trägt. Der Graph ist in drei Frequenzbereiche aufgeteilt bis zu 2,5 kHz. Die Signale sind mit einem Butterworth Filter vierter Ordnung und einer Grenzfrequenz von 500 Hz aufgenommen worden.

Zwischen ca. 30 Hz und 200 Hz bewegt sich das Rauschniveau der neuen FET-Box zumeist unterhalb des alten Designs, während oberhalb von 200 Hz insbesondere bei 280 und 400 Hz starke Schwingungen auftreten. Oberhalb von 500 Hz befinden sich vereinzelt starke Einzelfrequenzen, jedoch verlaufen hier beide Rauschspektren auf dem ersten Blick übereinander. Ab 1000 bis 2500 Hz ist das Rauschniveau der neuen FET-Box, mit der Ausnahme im Bereich von 1100 Hz, mindestens um eine Größenordnung reduziert. Wie bereits angeführt, können die Störfrequenzen im Rauschspektrum des Signals an vielen Punkten in der Signalauslese einkoppeln. Obwohl auch hier Optimierungspotenzial besteht, kann in der Schlussbetrachtung angeführt werden, dass das Rauschspektrum der neuen FET-Boxen bis auf Ausnahmen zumeist in der gleichen Größenordnung liegt. Zudem zeigt die erfolgreiche Auslese der verwendeten Pixel mit einer vergleichbaren Auflösung, dass die neue FET-Architektur für diesen Experimentaufbau erfolgreich umgesetzt wurde. Weiterführende Analysen im Labor bestätigen dies.

4.6.4 $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Teststrahlzeit: 14,917 MeV/u Strahlenergie

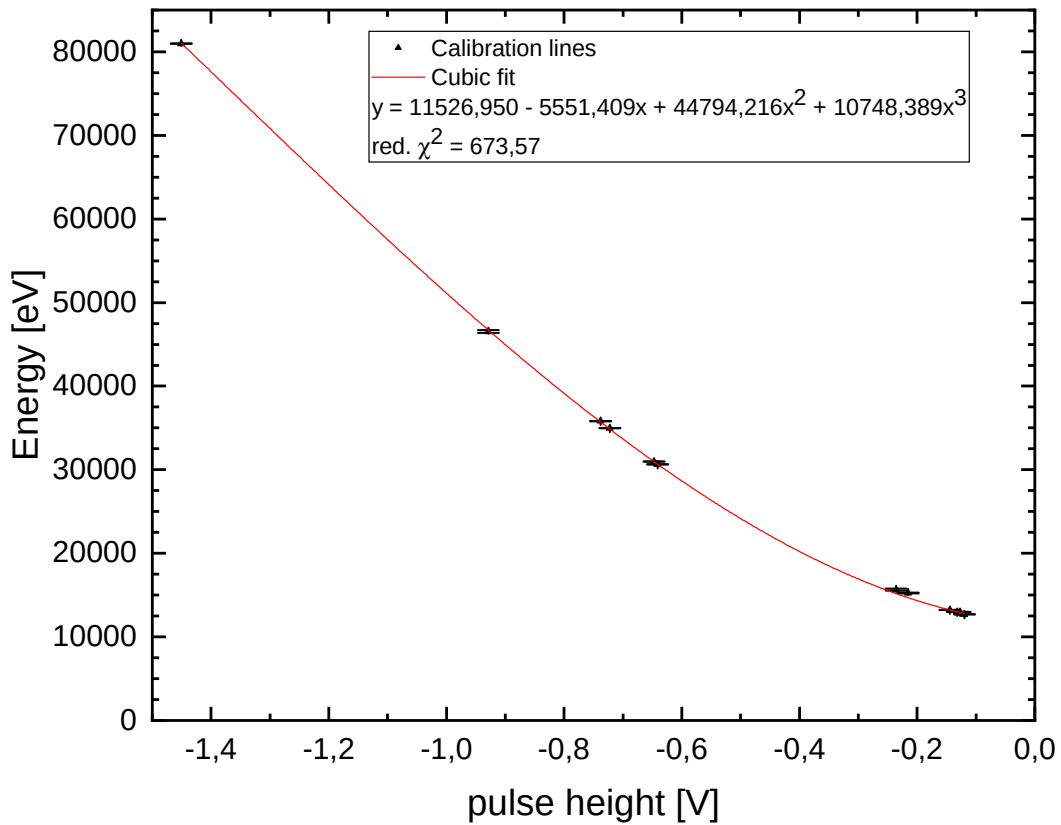


Abbildung 4.25: Kalibrierkurve der Messung eines $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahls mit einer Energie von 14,917 MeV/u. Die Kalibrierpunkte sind Produkte aus einer ^{210}Pb und einer ^{133}Ba -Kalibrierquelle. Für die Energiekalibrierung wurde ein kubischer Fit mit Gewichtung durchgeführt.

In Abbildung 4.25 ist die Kalibrierungsmessung vom 14.06.2016 dargestellt. Die identifizierten Linien der Kalibrierquellen werden mit einem kubischen Fit an den Datenpunkten angepasst, wobei die Fehler der identifizierten Kalibrierlinien aus den zuvor erstellten Gaußfits entspringen (siehe Kapitel 4.6.1). Die Zielenergien der Xenonübergänge im Experiment liegen, abhängig der jeweiligen Dopplerverschiebung, bei unter 31 keV [82]. Betrachtet man den kubischen Fit aller Datenpunkte, so war dies die polynomielle Funktion mit einem minimierten red. χ^2 . Dennoch zeigt der Wert von red. $\chi^2 = 673,57$, dass Fehler unterschätzt wurden. Dies kann beispielsweise an den Energien der Bi- L_γ -Linien (bei ca. -0,22 V) liegen, die stärker von dem Fit abweichen. Zusätzlich besitzt der Fit einen deutlichen Offset von 11527 eV. Allgemein wird in den Kalibrierungen kein Offset erwartet. Weitere Fits mit einer Fixierung der polynomiellen Funktionen im Ursprung waren hier nicht erfolgreich.

Das Übersichtsspektrum der Messung vom 14.06.2016 ist in Abbildung 4.26 dargestellt. Die Energie des $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahls betrug 14,917 MeV/u. Im Gas-Jet Target des ESR wird dieser Strahl mit einem Wasserstoffstrahl gekreuzt. Durch die Interaktion mit dem Target können sich die Xe-Ionen ein Elektron einfangen, das beim Abregen in den Grundzustand Röntgenstrahlung emittiert. Bei den Strahlenergien im Bereich von MeV

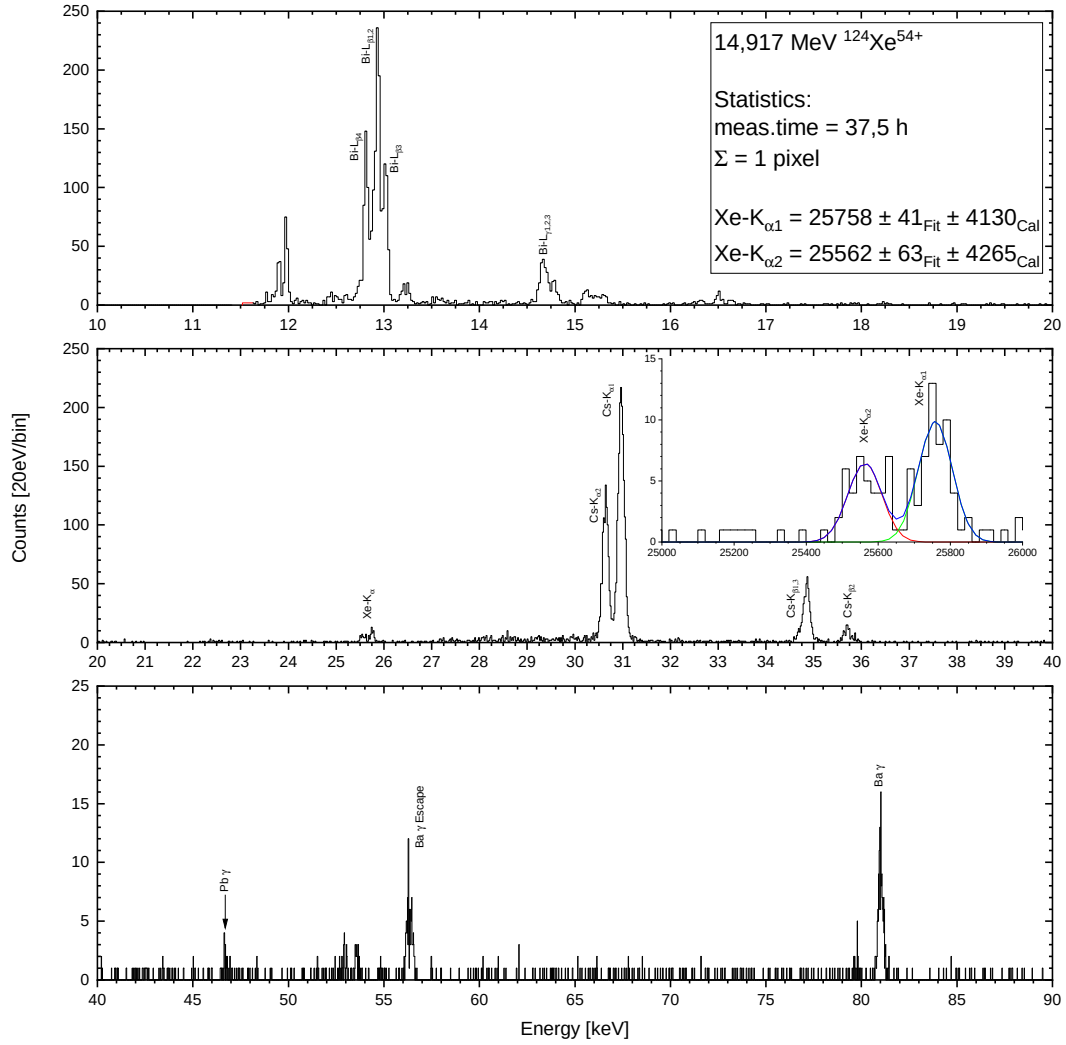


Abbildung 4.26: Übersichtsspektrum der Messung eines $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahls bei einer Energie von 14,917 MeV/u wechselwirkend mit einem H-Target. Zusätzlich wurden zwei Kalibrierquellen (^{210}Pb sowie ^{133}Ba) zur Energiekalibrierung verwendet. Die Dopplerverschobenen Xe-K $_{\alpha}$ Linien befinden sich bei 25,5 sowie 25,7 keV. Einen Fokus auf diesen Bereich zeigt das graphische Inlet im mittleren Graphen.

ist der Einfang in die L-Schale und der Übergang $L \rightarrow K$ (z.B. K $_{\alpha}$) besonders begünstigt. Die Energie dieser Linien wird im Spektrum bestimmt zu:

$$\text{Xe-K}_{\alpha 1} = 25\,758 \pm 41_{\text{Fit}} \pm 4130_{\text{Cal}} \text{ eV} \quad (4.7)$$

$$\text{Xe-K}_{\alpha 2,3} = 25\,562 \pm 63_{\text{Fit}} \pm 4265_{\text{Cal}} \text{ eV} \quad (4.8)$$

Die Fehler der Energien ergeben sich aus dem Fehler des Fitvorgangs sowie aus der Kalibrierkurve. Dieser Fehler der Transformation der gemessenen Spannung in Energie wird mit Hilfe der Kovarianzmatrix und der Theorie der nichtlinearen Optimierung berechnet (Kap. 4.6.1).

Vergleicht man die Energien mit den erwarteten dopplerverschobenen Energien bei 145° (siehe Tab. 4.5), so werden die Xe-K $_{\alpha}$ Peaks bei 26904 und 26538 keV erwartet. Damit

liegen die gemessenen Energien ca. 1,2 keV von den erwarteten Energien entfernt. Die Fehler aus dem Gaußfit sowie insbesondere der Energiekalibration decken dabei den Unterschied ab. Wie bereits diskutiert, sind Fehler in der Kalibrierkurve aufgrund der Fittergebnisse mit einem red. χ^2 von 673,57 unterschätzt worden. Nach Gleichung 4.5 folgen aus diesen Fittergebnissen die großen Fehler von ca. 4100 bis 4200 eV.

Auch die Analyse des theoretischen Beobachtungswinkels, indem die gemessenen Energiewerte des Spektrums (Abb. 4.26) mit Hilfe von Gl. 3.6 (S. 69) und den Werten aus Tab. 4.5 zurückgerechnet werden, zeigt, dass der theoretische Beobachtungswinkel größer als 180° betragen müsste, was weit außerhalb einer sinnvollen Abweichung liegt. Abschließend kann gefolgert werden, dass neben einer exakten Vermessung der Position auch weitere signifikante Kalibrierlinien in der Analyse und der Kalibrierkurve ein genaueres Ergebnis ermöglicht hätten.

Die Halbwertsbreite dieser Messung bezogen auf die K_α sowie K_β Linien des Cs Nuklids berechnen sich zu 160 ± 3 eV. Stellt man den Vergleich dieses expliziten Detektors mit einer Auflösung im Labor von etwa 120 eV sowie in vorherigen Experimenten, hierbei jedoch mit einem Badkryostaten durchgeführt, mit Auflösungen von 115 eV [20] an, so liegen die erreichten Halbwertsbreiten in diesem Testexperiment unweit hiervon.

4.6.5 $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Teststrahlzeit: 5,511 MeV/u Strahlenergie

Die Messungen dieser Strahlenergie wurden im Zeitraum zwischen dem 21. Juni und 29. Juni 2016 gemessen, in welchem keine Kalibrierquellen verwendet wurden. Wie zuvor angenommen war die Statistik in diesen Messungen sehr gering, jedoch konnten störende oder überlagernde Signale auf ein Minimum reduziert werden. Für die Energiekalibrierung wurde die Messung vom 29. Juni 2016 verwendet, die ausgiebig in Kapitel 4.6.1 diskutiert wurde. Die Kalibrierkurve für diese Messung ist in Abbildung 4.19 dargestellt. In Abbildung 4.27 sind die Ergebnisse mit einer Strahlenergie von 5,511 MeV/u aufgetragen. In mehr als 67 Stunden sind die Xe- K_α -Strukturen trotz ihrer geringen Zählrate im Spektrum nachweisbar. Bei den Häufungen unterhalb von 10 keV im Spektrum handelt es sich vermutlich um Fluoreszenz von Materialien des Detektors oder des Kryostaten auf dem Weg zum Detektor.

In dieser Analyse liegen die Energien der Xe- K_α -Linien im Mittel um ca. 28,35 keV. Mit der Kalibrierung vom 21. Juni 2016 würde sich dieses Mittel auf ca. 25,7 MeV/u verschieben. Die erwarteten berechneten Energien in Tabelle 4.5 liegen bei 28,577 keV für Xe- $K_{\alpha 1}$ (28,188 keV für Xe- $K_{\alpha 2}$). Rechnet man mit den gemessenen Energien aus den Spektren zurück auf den theoretischen Beobachtungswinkel θ_i mit Hilfe von Gl. 3.6 (S. 69), so erhält man 141° (bzw. 145° für Xe- $K_{\alpha 2}$). Die bereits zuvor diskutierten Unterschiede im Beobachtungswinkel können sich stark auf die Analyse der erwarteten Energien auswirken. Auch die Aufsummierung von zwei Pixeln, welche bei der Messung mit 6,002 MeV/u genauer diskutiert wird, erzeugt ohne eine genaue Vermessung des Kryostaten eine Verbreiterung der Linien. Vereint mit einer sehr niedrigen Statistik können die Unterschiede in den Energien aus Abbildung 4.27 mit der Kalibrierung vom 29. Juni zu den berechneten Energien in Tabelle 4.5 somit diskutiert werden.

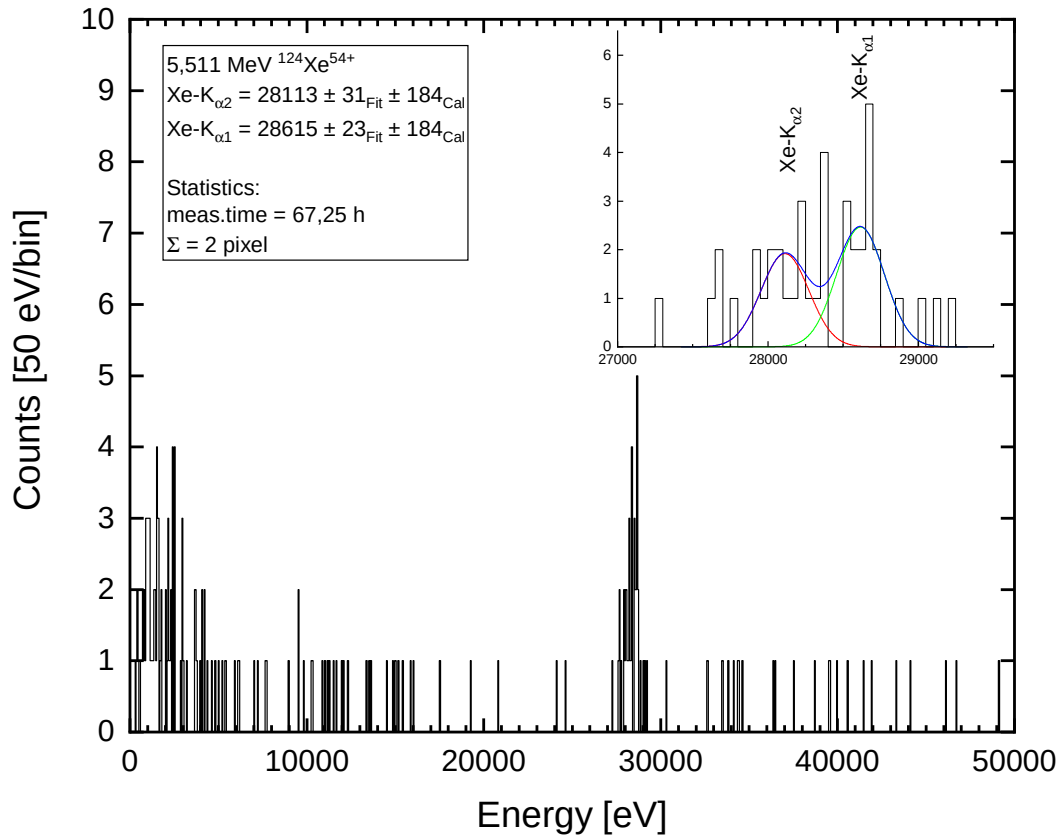


Abbildung 4.27: Übersichtsspektrum des $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahls mit einer Energie von 5,511 MeV/u wechselwirkend mit einem Wasserstoff Gas-Jet Target. Ohne Verwendung von Kalibrierquellen wurden in der 67 h 21 min Messung zwei Pixel aufsummiert. Im graphischen Einlass ist der Bereich um die Xe- K_α -Linien vergrößert dargestellt.

4.6.6 $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Teststrahlzeit: 31,091 MeV/u Strahlenergie

Zu Ende der Strahlzeit und des Primärexperiments wurde die restliche Zeit für Messungen mit 31,091 MeV/u genutzt. Lediglich in dieser Messung wurde zwischenzeitlich für ca. 5 der 18 Stunden Messzeit das Targetgas von Wasserstoff auf Stickstoff umgestellt. Der Unterschied der Targetgase besteht in der Verfügbarkeit von Elektronen. Stickstoff besitzt mehr Elektronen, sodass die Einfangwahrscheinlichkeit in das Xenonion höher ist, was wiederum die Zählrate begünstigt.

Die Energiekalibration dieser Messung fällt als Letzte in den Zeitraum, in welchem zeitgleich keine Kalibrierquellen verwendet wurden. Für die Energiekalibrierung wurde die direkt anschließende Messung vom 29. Juni 2016 verwendet, die ausgiebig in Kapitel 4.6.1 diskutiert wurde. Die Kalibrierkurve für diese Messung ist in Abbildung 4.19 dargestellt.

Das Übersichtsspektrum dieser Messung ist in Abbildung 4.28 abgebildet. Aufgrund des höheren Stroms, einer längeren Lebensdauer des Ionenstrahls sowie höherer Zählrate durch vermehrte Umladungen im Stickstofftarget konnte vergleichsweise eine höhere Statistik gemessen werden. Die gemessenen Energien unter Benutzung der Kalibrierung

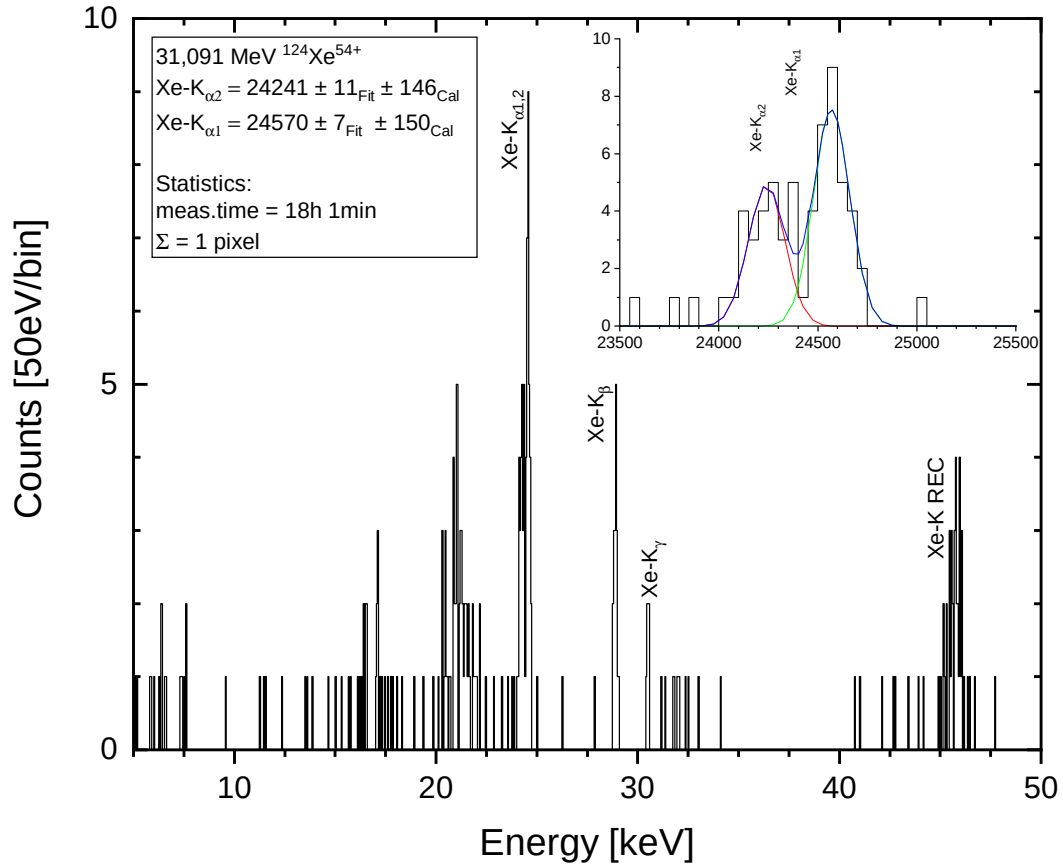


Abbildung 4.28: Übersichtsspektrum des $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahls mit einer Energie von 31,091 MeV/u gekreuzt mit einem Wasserstoff Gas-Jet Target [4h 48 min Targetgas Stickstoff]. Ohne Verwendung von Kalibrierquellen betrug die Messzeit 18h 1min. Im graphischen Einsatz ist der Bereich um die Xe-K $_{\alpha}$ -Linien vergrößert dargestellt.

vom 29.06.2016 betragen:

$$\text{Xe-K}_{\alpha 1} = 24570 \pm 7_{\text{Fit}} \pm 150_{\text{Cal}} \text{ eV} \quad (4.9)$$

$$\text{Xe-K}_{\alpha 2,3} = 24241 \pm 11_{\text{Fit}} \pm 146_{\text{Cal}} \text{ eV} \quad (4.10)$$

Vergleicht man diese nun mit den theoretischen Energien aus Tabelle 4.5, so liegen die theoretischen Werte der K $_{\alpha}$ -Linien (dopplerverschoben bezogen auf den beobachteten Winkel und die Strahlenergie) bei 25115 eV für K $_{\alpha 1}$ und 24773 eV für K $_{\alpha 2}$. Der Unterschied von etwa 530 eV zu den gemessenen Werten kann auf mehrere Faktoren zurückzuführen sein. Wie zuvor besprochen weichen die Kalibriermessungen vom 21. und 29. Juni 2016 stark voneinander ab. Diese Messung mit 31,091 MeV/u liegt zeitlich nahe an der Kalibrierung zum 29. Juni 2016. Dennoch ist es nicht auszuschließen, dass die absoluten Pulshöhen dieser beiden Messungen im direkten Vergleich voneinander abweichen. Zusätzlich zeigt die Analyse der Kalibrierung vom 29. Juni 2016 mit einem red. χ^2 von 31,4, dass Fehler in der Kalibrierung der Spannungen unterschätzt wurden. Der Kryostat wurde für die Teststrahlzeit 2016 nicht am Experimentort bezüglich der Position vermessen. Insofern sind die Abstände des Detektors zur Interaktionszone und des genauen Winkels zur Strahlrichtung Abschätzungen. Erstellt man eine rückwärtige

Analyse des theoretischen Beobachtungswinkels, indem mit Hilfe der gemessenen Energie der Xe-K α -Linien, der Strahlparameter (Tab. 4.5) sowie Gleichung 3.6 (S. 69) auf den Winkel zurückgerechnet wird, so können hier ebenfalls Rückschlüsse auf die Gesamtheit der Analyse geschlossen werden. Der Winkel berechnet sich zu ca. 157° mit den gegebenen Werten. Diese Abweichung vom Beobachtungswinkel von 145° im Experiment kann nicht durch Verschiebungen des Seitenarms im Kryostaten oder den äußeren Pixeln des Detektors erklärt werden. Zudem zeigt sich diese Abweichung von ca. 7,2cm (Radius 35 cm, Differenz (157-145)°) von der zentrierten Position bei 145° nicht systematisch in weiteren Messungen mit den gleichen Pixeln. Wie bei der Messung mit 14,917 MeV/u diskutiert, hätten aktiv genutzte sowie weitere signifikante Kalibrierlinien während der Messung mit 31,091 MeV ein genaueres Ergebnis ermöglicht.

Betrachtet man die Messung aus Abbildung 4.28 im Detail, so konnten in dieser Messung ebenfalls die K β - sowie K γ -Übergänge im Xenon detektiert werden [7, 84]. Zudem sind bei einer Energie von 45,7 keV Photonen gemessen worden, die aufgrund des sogenannten “Radiative Electron Capture” (REC) entstehen. Beim REC wird umgekehrt zum photoelektrischen Effekt ein Elektron direkt in die unteren Schalen des Xenonions eingefangen. Die maximale Energie der Photonen ist abhängig von der Strahlenergie [85]:

$$\hbar\omega_0 = \gamma E_i - E_f \quad (4.11)$$

Dabei sind in der Gleichung die Bindungsenergien des Elektrons im Target (E_i) und des gleichen Elektrons nach dem Einfang in das Projektil (E_f) enthalten. Zusätzlich sei angemerkt, dass der Parameter γ aus der Kinetik des Targets kommt und nicht aus der Strahlenergie des Ionenstrahls [85]. Somit können auch Rückschlüsse auf die Verteilung der kinetischen Energie des Gas-Jet Targets getroffen werden. In der Messung aus Abbildung 4.28 wurde ein REC in die K-Schale des Projektils gemessen.

4.6.7 Weitere Strahlenergien der $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Teststrahlzeit

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen bei weiteren Strahlenergien diskutiert, wie sie in Tabelle 4.5 (S. 95) aufgeführt sind und bei denen die Ergebnisse keinen Fit ermöglichten. Für die Strahlenergie von 6,689 MeV/u erfolgt keine graphische Darstellung der Ergebnisse. In über 27 Stunden wurden ohne Verwendung einer Kalibrierquelle Daten aus der Interaktion des Strahls mit einem Wasserstofftarget aufgenommen. Aufgrund der geringen Zählrate ließ sich im Untergrund kein Peak identifizieren.

Strahlenergie 7,979 MeV/u

Die Strahlenergie der ersten Messung im Zeitraum des 21. bis 29. Juni 2016, in der zwischenzeitlich keine Kalibrierquellen verwendet wurden, betrug 7,979 MeV/u. Die Messzeit des $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahls belief sich auf knapp über 10 Stunden. In Abbildung 4.29 ist das resultierende Spektrum aufgetragen. Die Kalibrierung dieser Messung wurde, wie

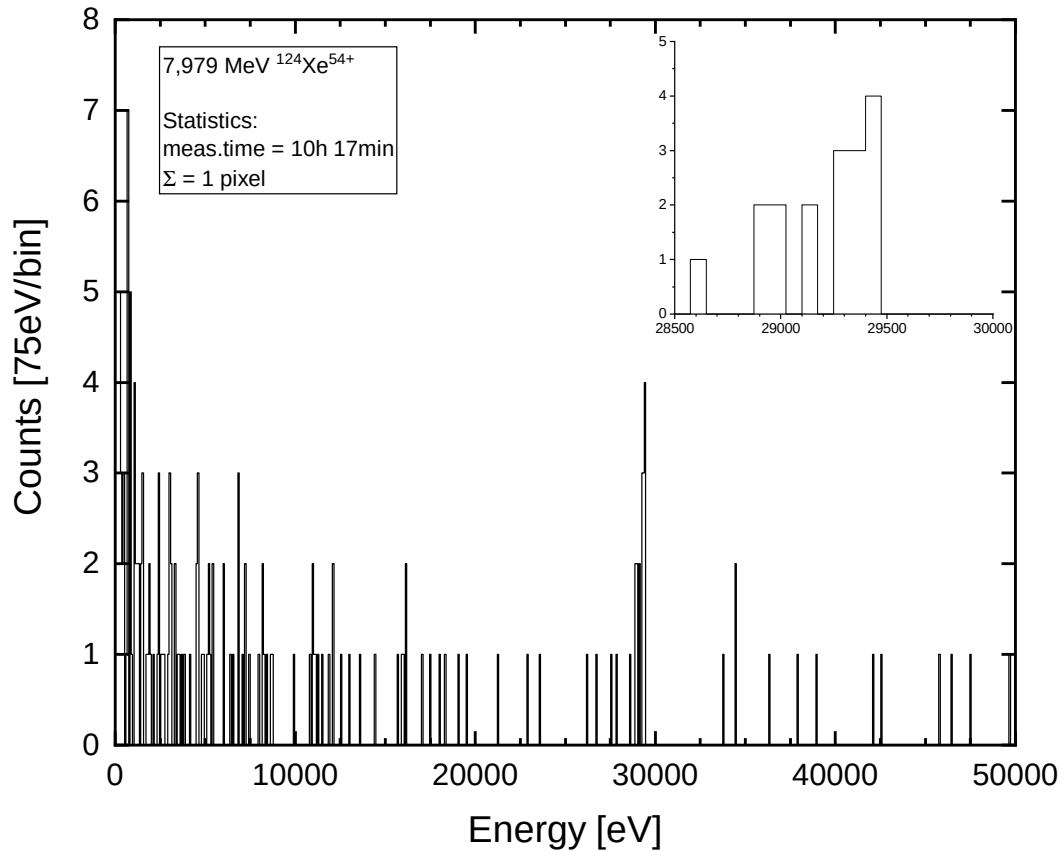


Abbildung 4.29: Übersichtsspektrum des $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahls mit einer Energie von 7,979 MeV/u wechselwirkend mit einem Wasserstoff Gas-Jet Target. Die Messzeit betrug 10 h 17 min. Im graphischen Einsatz ist der erwartete Bereich um die Xe- K_{α} -Linien vergrößert dargestellt.

bereits bei der Strahlenergie von 5,511 MeV/u, mit der Kalibrierung vom 29. Juni durchgeführt (siehe Kap. 4.6.1, Abb. 4.19). Aufgrund des fehlenden Untergrunds, erzeugt durch Kalibrierquellen, können die Strukturen der sich ausbildenden Xenon-Linien identifiziert werden. Die berechneten Linien liegen bei ca. 28,0 keV für Xe- $K_{\alpha 1}$ und ca. 27,66 keV für die Xe- $K_{\alpha 2,3}$ -Linie (siehe Tab. 4.5, S. 95). Die Xe- K_{α} -Strukturen liegen in dieser Messung im Bereich von ca. 28,9 und 29,3 keV. Die Entfernung zu den errechneten Werten kann mit den Veränderungen in den Kalibriermessungen vor und nach dieses Messzyklus sowie den bereits dargestellten Erklärungen bzgl. des Beobachtungswinkels und der Kalibrierkurve erklärt werden. Unter der Verwendung der Kalibrierung vom 21. Juni 2016 liegen die Xe- K_{α} -Strukturen bei 26,2 und 26,6 keV im Spektrum.

Strahlenergie 7,019 MeV/u und 6,002 MeV/u

In Abbildung 4.30 ist die Messung mit einer Strahlenergie von 7,019 MeV/u dargestellt. Während der über 51 Stunden Messzeit wurde zur Energiekalibrierung die ^{210}Pb -Kalibrierquelle verwendet. Nach den Berechnungen der Dopplerverschobenen Linien in Tabelle 4.5 liegen diese bei ca. 28,2 keV im Falle von Xe- $K_{\alpha 1}$ und ca. 27,8 keV für

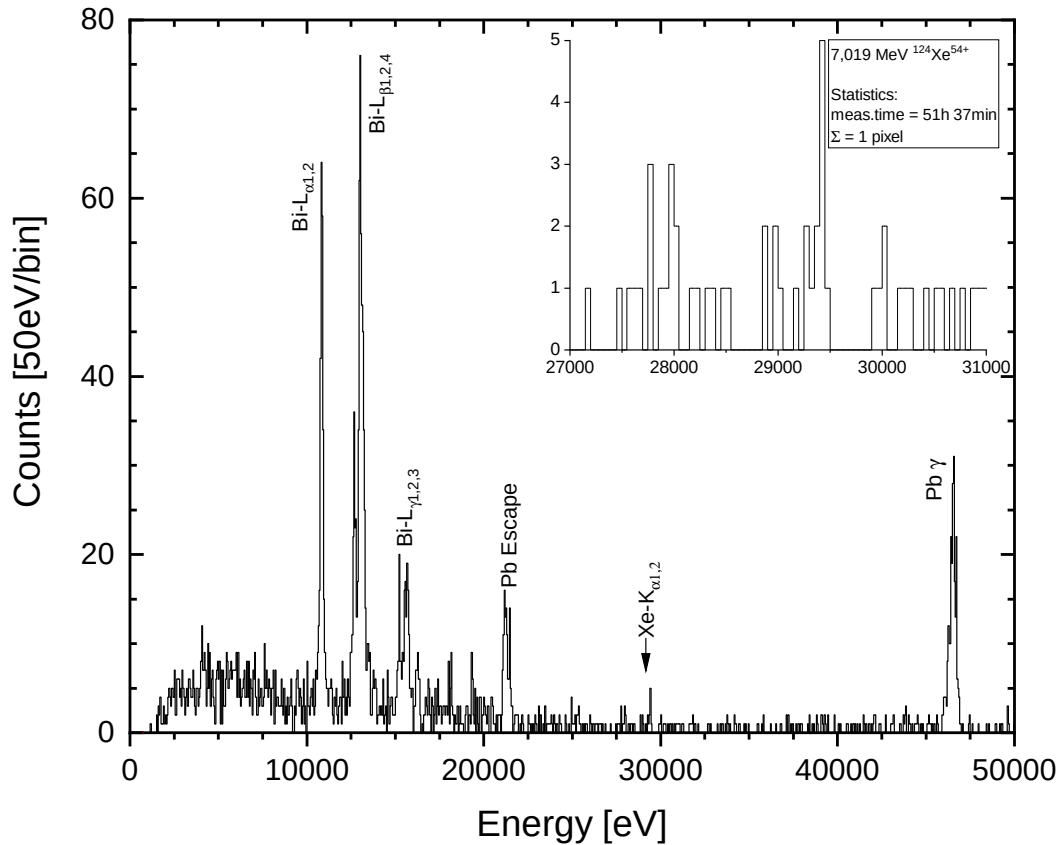


Abbildung 4.30: Übersichtsspektrum des $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahls mit einer Energie von 7,019 MeV/u wechselwirkend mit einem Wasserstoff Gas-Jet Target. Während der Messzeit von 51 h 37 min wurde eine ^{210}Pb -Kalibrierquelle verwendet. Im graphischen Inlet ist der Bereich um die Xe- K_{α} -Linien vergrößert dargestellt.

die Xe- $K_{\alpha 2,3}$ -Linie. Es zeigt sich ein Röntgenuntergrund, der sich über das gesamte gezeigte Spektrum zieht. Aufgrund der niedrigen Zählrate kommen die Xe- K_{α} -Linien kaum über diesen Untergrund hinaus. Somit ist die Identifikation der Xenon-Linien in diesem Bereich, sichtbar vergrößert im graphischen Inlet von Abbildung 4.30, kaum möglich.

In Abbildung 4.31 sind die Ergebnisse mit einer Strahlenergie von 6,002 MeV/u aufgetragen. Im obersten Graphen befindet sich die Messung eines Pixels (Kanal 2), in der Mitte mit einem weiteren Pixel (Kanal 4) sowie der Summe aus beiden Kanälen im untersten Graphen, da die Zählrate der Xe- K_{α} -Linien wiederum sehr niedrig war. Die Messzeit betrug 42 Stunden und 17 Minuten. Während der Messung fand eine Unterbrechung statt, sodass in der kurzen Zeit der Quellenring aus dem Experimentaufbau entfernt und ohne Kalibrierquelle die Messung fortgeführt wurde.

Betrachtet man die Graphen, so zeigt sich auch bei der Kalibrierquelle eine geringe Zählrate. Dennoch liegen die gemessenen und zur Kalibrierung genutzten Kalibrierlinien der Kanäle 2 und 4 gut übereinander, sodass keine direkt sichtbaren Artefakte in den Strukturen entstehen. Diese Aussage kann jedoch nur vorsichtig getroffen werden, da die Zählraten wie erwähnt sehr gering sind.

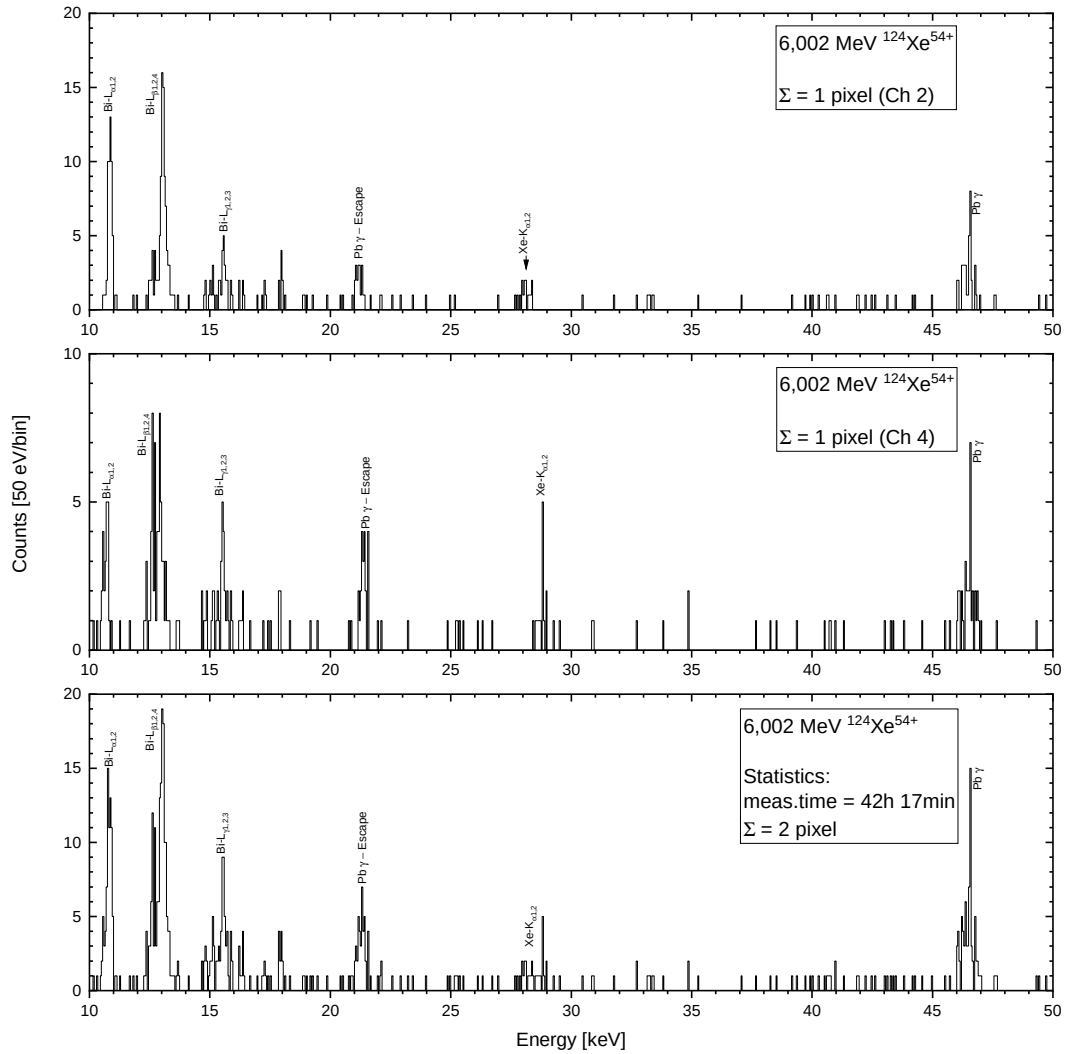


Abbildung 4.31: Übersichtsspektrum des $^{124}Xe^{54+}$ -Strahls mit einer Energie von 6,002 MeV/u wechselwirkend mit einem Wasserstoff Gas-Jet Target. Während der Messzeit von 42 h 17 min wurde eine ^{210}Pb -Kalibrierquelle verwendet.

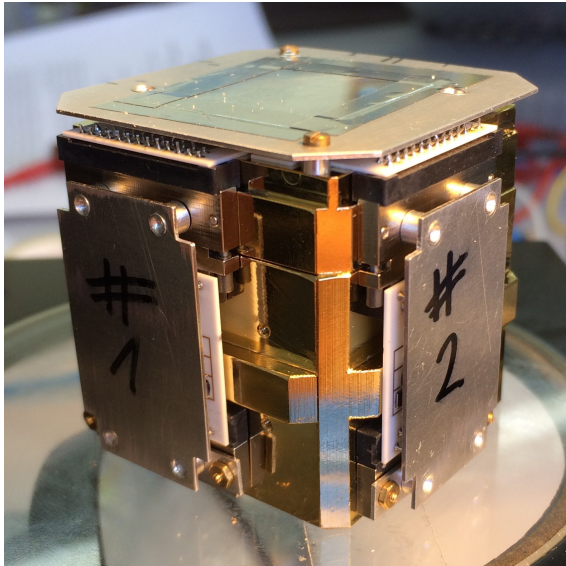
Die $Xe-K_{\alpha}$ -Linien werden nach der Dopplerverschiebung bei 28462,6 und 28075,4 eV (siehe Tab. 4.5) erwartet. In diesem Bereich sind jedoch wegen der niedrigen Zählrate nur ansatzweise Strukturen in beiden Kanälen sichtbar. In Kanal 4 verschieben sich die vermeintlichen Strukturen in Richtung 29 keV, sodass in der summarischen Ansicht eine breitere Häufung sichtbar wird. Weitere Analysen der $Xe-K_{\alpha}$ -Linien können nicht sinnvoll durchgeführt werden.

Die Verschiebung der Strukturen bei 28 und 29 keV in Kanal 2 und 4 kann auf verschiedene Gründe zurückgeführt werden. Unterschiede in den Kalibrierungen können auftreten, da die Zählrate der Kalibrierquellen niedrig war und auch um den interessanten Bereich von 28 keV keine direkten Kalibrierpeaks vorhanden sind. Zusätzliche Effekte der Verschiebung können auch aufgrund des beobachteten Winkels auftreten. Die relative Position der Detektorpixel unterscheidet sich aufgrund der Anordnung auf dem Detektor, sodass der beobachtete Winkel im Bezug auf die Interaktionszone einen Einfluss auf die

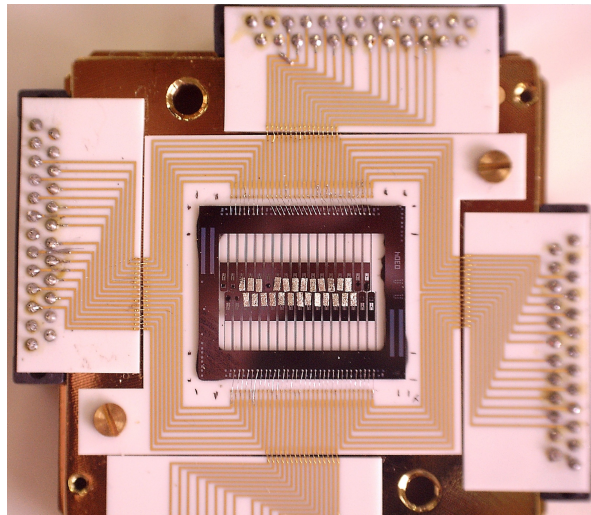
Dopplerverschiebung bewirkt. Zwischen diesen beiden Pixel (Channel 2 und 4) liegt nur ein weiteres Pixel. Der Abstand beider summierten Pixel beträgt somit ca. 0,5 bis 1 mm auf einer horizontalen Ebene. Mit der Distanz zur Interaktionszone (ca. 35 bis 40 cm) kann der Winkelunterschied auf etwa 0,08 bis 0,16° abgeschätzt werden. Berechnet man den Unterschied in der Dopplerverschiebung der Xe- $K_{\alpha 1}$ -Linie bei der Strahlenergie von 6,002 MeV/u und einem Winkelunterschied von 0,8 bis 0,16° (bei einem verwendeten Ursprungswinkel von 145°), so erhält man abgeschätzt einen Energieunterschied von 150 bis 300 eV.

In der Analyse dieser Messungen mit den Strahlenergien von 6,002 und 7,019 MeV/u während des Experiments wurde beobachtet, dass die gemessenen Spannungen der Kalibrierlinien für die Messzeit sehr stabil waren, sodass für Messungen ab dem 21. Juni 2016 auch die ^{210}Pb -Kalibrierquelle entfernt wurde.

5 Der SiM-X Prototyp



(a) SiM-X Detektor



(b) Aufsicht auf SiM-X (ohne Schutz)

Abbildung 5.1: Fotografie des SiM-X Prototypen. Unter der Oberseite der schützenden Aluminiumabdeckung befindet sich das Array mit 32 Pixeln. Die Thermistoren auf jedem Pixel werden individuell mit den Lastwiderständen, die sich auf den seitlichen ebenfalls geschützten Keramikplatinen befinden, zu einem Spannungsteiler verschaltet. Die fünf zuvor entworfenen Keramiken mit Leiterbahnen auf der Oberseite werden direkt auf oder indirekt über die verlöteten Stecker an der Detektorbase verschraubt. Für die elektrische Kontaktierung wurden die Platinen an den Verbindungsstellen mit Goldbonds verbunden. So bleibt dieses Design variabel in der Verwendung verschiedener Arrays.

Die Vorbereitungen auf eine größere Detektionsfläche mit 96 Pixel des Mikrokalorimeterdetektors sind ein großer Teil dieser vorliegenden wissenschaftlichen Arbeit. In Abbildung 5.1a ist der aus den Entwicklungen erstellte Prototyp des SiM-X Detektors nach Design von S. Kraft-Bermuth et al. dargestellt. Dabei besteht dieser Prototyp aus mehreren Bauteilen. Auf der Oberseite liegt unter der Aluminiumabdeckung das Array mit den mit Zinnabsorbern ausgestatteten Detektorpixeln. Das Si-Array, welches von der NASA kommt, wird vorher auf eine Keramikplatine mit aufgedampften Leiterbahnen geklebt. In der Abdeckung befindet sich ein rechteckiger Ausschnitt, welcher mit einer dünnen handelsüblichen Aluminiumfolie abgedeckt ist, sodass die Abschirmung von Infrarot-Strahlung einher geht mit einer vertretbaren Absorption von Röntgenenergien von 100 keV.

Der oberste Abschnitt wird von der Detektorbasis getragen. Das Bauteil, welches aus hochreinem Kupfer (CW009) besteht, ist mit einer dünnen Schicht aus Gold ($0,2\mu$) überzogen. Die weiteren 4 seitlichen Bauteile, wie in Abbildung 5.1a gezeigt, sind ebenfalls aus hochreinem Kupfer hergestellt sowie anschließend vergoldet wurden. Die Vergoldung bewirkt zum Einen den Schutz der Kupferoberfläche sowie zum Anderen auch eine höhere Reflexion von Wärmestrahlung.

In Abbildung 5.1b ist eine Aufnahme mit Blick auf die Oberseite gezeigt. Unter der Schutzabdeckung befinden sich fünf Keramikplatinen mit aufgedampften Leiterbahnen, die direkt auf der Detektorbase oder über die eingelöteten Stecker (sichtbar in Abb. 5.1a) seitlich verschraubt wurden. An den Verbindungsstellen der Leiterbahnen werden die Keramikplatinen mit Hilfe von Goldbonds elektrisch kontaktiert. Aufgrund dieser Unterteilung in verschiedene Platinen kann die innenliegende Keramik variabel mit Arrays verschiedenster Konfigurationen getauscht werden.

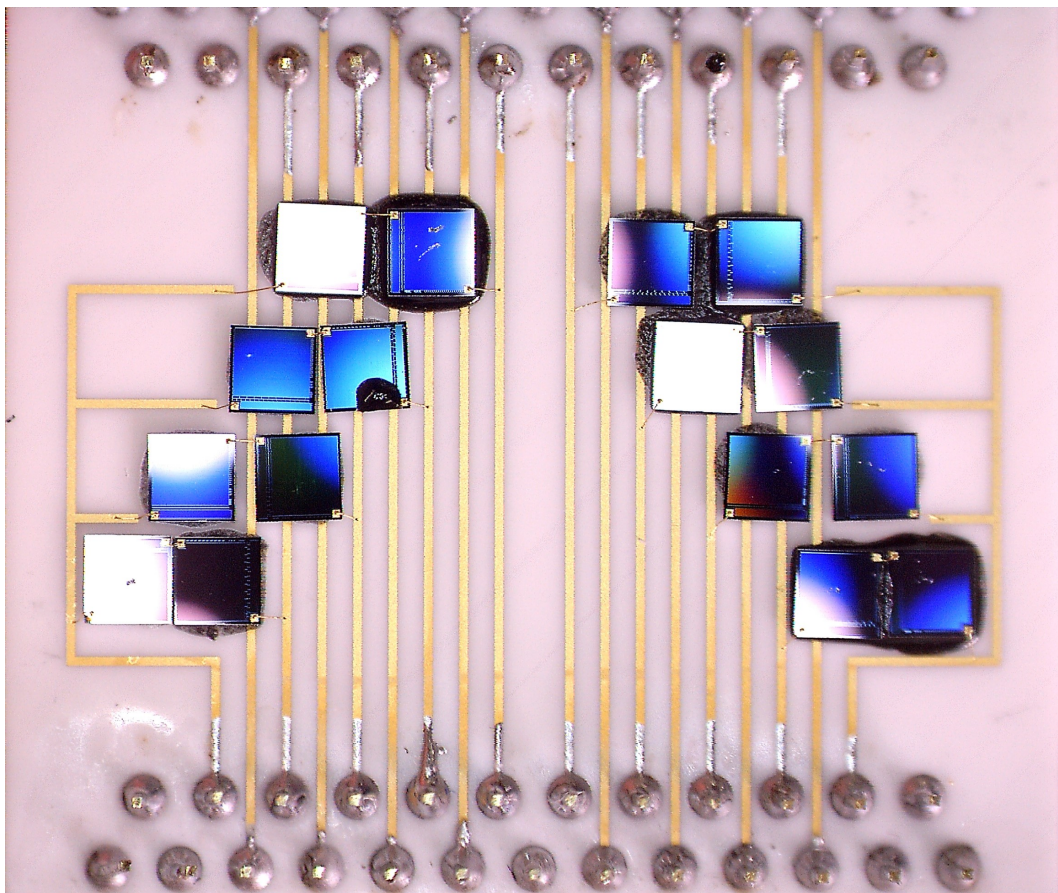


Abbildung 5.2: Fotografie einer Keramikplatine des SiM-X Detektors mit aufgeklebten Lastwiderständen. Auf die Keramikplatine mit Leiterbahnen aus Gold sind für jedes Detektorpixel jeweils zwei $30\text{ M}\Omega$ Widerstände mit Stycast 2850FT (Catalyst 24 LV) aufgeklebt und mit Drahtbonds aus Gold in Reihe geschaltet. Mit einer Platine werden 8 Kanäle des Detektors verbunden. Insgesamt werden schließlich vier dieser Platinen für den gesamten Detektor verwendet.

In Abbildung 5.2 ist eins der seitlichen Keramikplatinen aufgezeigt, wie es in Abbildung

5.1 seitlich unter den Schutzvorrichtungen sichtbar ist. Auf dieser Platine sind, wie bereits bei den vorherigen Platinen, Leiterbahnen nach dem Design von S. Kraft-Bermuth aufgedampft worden. Auf diesen Leiterbahnen werden $30\text{ M}\Omega$ Widerstände aus Sichrome¹ (Keramik auf Basis von Silizium und Chrom) einzeln mit Stycast 2850 FT (Catalyst 24 LV) aufgeklebt. Hierbei werden zwei Widerstände pro Kanal aufgeklebt. Auf den äußersten Leiterbahnen jeder Seite, die vier Anschlüsse aufweist, liegt die Biasspannung für den Detektor an. Mit einer Reihenschaltung der Widerstände über Goldbonds wird die Biasspannung mit dem Thermistor auf dem Array verbunden. Mit einer weiteren Leitung wird der Thermistor schließlich geerdet (siehe Abb. 3.15, S. 54).

Abgesehen von den Keramiken auf der Oberseite, welche mit Goldbonds untereinander verbunden werden, sind die restlichen Keramiken mit Nanonics-Steckern versehen. Betrachtet man den Detektor von der Seite (Abb. 5.1), so sind die Platinen mit den Lastwiderständen mit zwei Nanonics-Steckern kontaktiert. Auf der unteren Seite ist der Nanonics-Stecker auf dem seitlichen Kupferbauteil verschraubt. Oberhalb dieses Steckers ist die Keramik zur thermischen Ankopplung, aber insbesondere zur Unterstützung der Stabilität unterhalb mit einem kleinen Steg aus Kupfer unterstützt. Wird dieses seitliche Kupferbauteil auf der inneren Seite von der Detektorbase gelöst, so kann das gesamte Baustück durch Lösen der oberen Nanonics-Steckerverbindung entfernt und gewartet werden. Diese Eigenschaft gibt dem neuen Detektordesign weitere Variabilität.

5.1 Produktion der SiM-X

5.1.1 Der Klebeprozess mit dem Epoxidharz Stycast

In der Vorbereitung der Produktion der SiM-X wurden zunächst einfache Tests des Klebeprozesses gestartet, um die Charakteristik des Stycast 2850 FT Epoxidharzes einschätzen zu können. Stycast 2850 FT ist ein schwarzes Epoxidharz, was im Verguss von Bauteilen eingesetzt wird, die eine gute Wärmeableitung benötigen. Die mechanischen Eigenschaften des Epoxidharzes gewährleisten den Einsatz insbesondere bis in den Bereich tiefer Temperaturen. Zudem ist das Epoxidharz elektrisch isolierend und kann mit der Verwendung von verschiedenen Katalysatoren in der Charakteristik verändert werden. So sorgt der Katalysator Cat 9 für eine höhere Viskosität bei Raumtemperatur im Vergleich mit dem Cat 24LV. Auch die Wärmeleitungseigenschaften können hier leicht verändert werden. Dies wurde in Messungen, nachfolgend in Kapitel 5.3.3, analysiert. Zudem stand auch die Vorgehensweise der Klebeapplikation auf sehr kleiner Skala als Frage im Vordergrund. In Kommunikation mit A. Bleile waren dünne Drähte mit Spitzen nicht zielführend, da aufgrund von Adhäsionskräften der Klebetropfen sich nicht am Ende des Drahtes, sondern sich leicht oberhalb befindet. In weiteren Testklebungen hat sich dies ebenfalls für geknickte Drähte im Testprozess herausgestellt. Wenn die beiden Drähte vor und nach einer erstellten Biegung zu nah aneinander stehen, so wanderte ein Klebetropfen ebenfalls von der Spitze nach oben weg. Zusätzlich ist die Erstellung einer nutzbaren Biegung für die Mikroklebungen ($\approx 50\text{-}100\text{ }\mu\text{m}$) nicht trivial gewesen,

¹Mini-Systems Inc., N. Attleboro, MA 02760, USA: Megohm chip resistors “MSTF 6 Series”

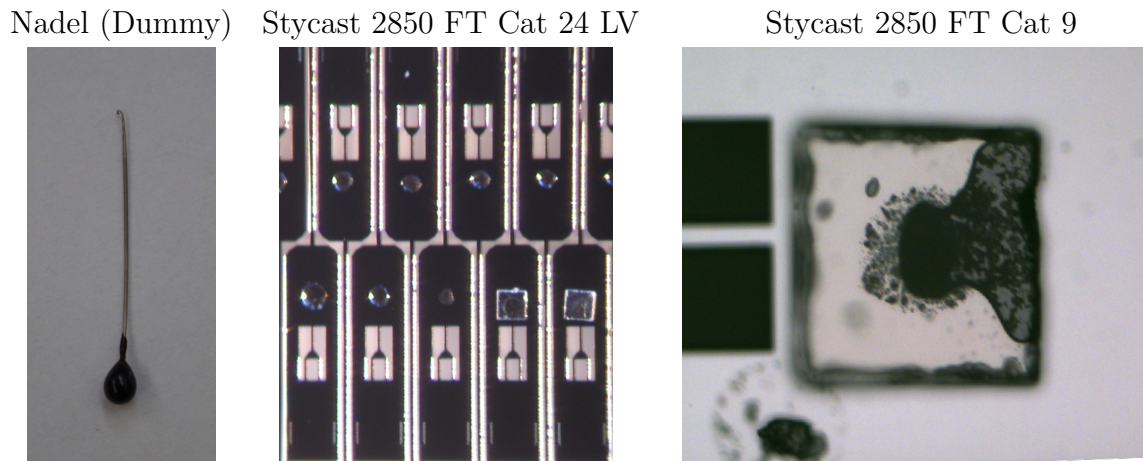


Abbildung 5.3: Aufnahmen der Klebeapplikation auf den Pixeln sowie erste Ergebnisse. Links ist eine Steckkopfnadel zu sehen, welche für erste Klebeapplikationen genutzt wurde. Hierzu wurde die Spitze um fast 180° gebogen. In der Mitte sind erste Klebungen mit dem Stycast 2850 FT mit Catalyst 24 LV zu sehen. Zudem sind am unteren rechten Rand Abstandshalter sowie die Verteilung des Stycast unterhalb dieser ersichtlich. In der rechten Abbildung ist eine Mikroskopaufnahme einer späteren Klebung gezeigt unter der Verwendung des Catalyst 9. Die Fläche wird durch das Epoxidharz zu etwa einem Viertel bedeckt. Diese Klebung bewirkte jedoch auch eine Position des Spacers aus der horizontalen Ebene hinaus, was an der Fokussierung der Mikroskopaufnahme im linken Bereich des Spacers sichtbar ist. Hier war der Stycast 2850 FT zuvor nicht vollständig in der Mixtur mit dem Katalysator aufgelöst worden.

da der endliche Durchmesser eines Drahtes (wenige mm) die Biegung begrenzt hat. Die ersten Versuche der Klebung wurden mit einer Steckkopfnadel durchgeführt, die im Bereich der Spitze um fast 180° gebogen war. Hieraus entstand ein kleiner Bereich, in welchem sich ein Tropfen auf Mikrobasis bilden konnte. In Abbildung 5.3 (links) befindet sich ein Foto der Spitze, wie sie zur Klebung der ersten Version des SiM-X Detektors verwendet wurde. Mittig in Abbildung 5.3 befindet sich ein Ausschnitt dieser ersten Klebung im Prozess der Befestigung der Saphir-Abstandshalter. Die bereits aufgetragenen runden Klebestellen befinden sich in dieser Teilabbildung mittig auf dem Array. Die Tropfen auf den Pixeln sind vergleichsweise gleichmäßig aufgetragen und auch im Durchmesser kleiner als die Abstandshalter. In Kapitel 3.3 wurde bereits auf den Einfluss der Wärmekapazität des Epoxidharzes auf die Energieauflösung eingegangen. Die Wärmekapazität des Klebers, in dieser Rechnung bezogen auf den später verwendeten Stycast 1266, birgt einen großen Anteil an der gesamten Wärmekapazität und somit der Energieauflösung. Insofern ist der Klebepunkt im Prozess so gering wie möglich aufzubringen.

Als einen weiteren Punkt stellte sich die Viskosität des Stycast 2850 FT problematisch dar. Obwohl die Viskosität bei Raumtemperatur in Verbindung mit dem Catalyst 9 erhöht ist im Vergleich mit dem Catalyst 24 LV [86], verteilte sich dennoch das Epoxidharz nur unter etwas Druck großflächiger unter dem Spacer. Ziel ist es hieraus den Wärmefluss über den Abstandshalter gleichmäßig und definiert groß zu halten. Diese

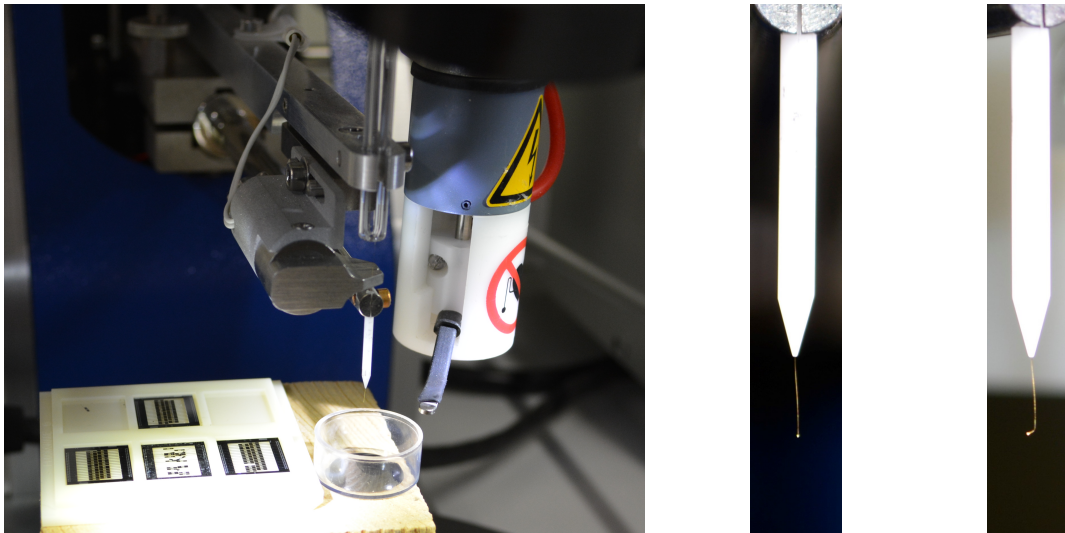


Abbildung 5.4: Applikation des Stycast mit einem TPT HB05 Thin Wire Bonder. Hierzu wird ein Ball an der Spitze des $25\mu\text{m}$ Golddrahtes hergestellt und zum Schutz der Bonderspitze mehrere Millimeter herausgefahren. Nach dem Eintauchen des Balls in den Stycast wird dieser auf die gewünschte Klebeposition geführt und sanft aufgesetzt. In der Folge entstehen kleine Klebestellen mit einem Durchmesser von 50 bis $100\mu\text{m}$. In der Mitte ist eine solche Spitze leicht vergrößert dargestellt. Auf der rechten Seite ist ein verbogener Bonddraht gezeigt, sodass die Krafteinwirkung auf das Pixel verringert ist, da sich der Bonddraht bei Krafteinwirkung bereits zur Seite bewegt im Vergleich zu einer reinen vertikalen Bewegung eines geraden Bonddrahtes. Dies sorgte zusätzlich für eine vereinfachte Klebeapplikation.

Verteilung kann anhand Abbildung 5.3 gezeigt werden. In der mittleren Fotografie sind am unteren rechten Rand zwei Saphir-Abstandshalter zu sehen. Hierbei ist teils ersichtlich, dass der Stycast sich nicht gleichmäßig und über die gesamte Fläche verteilt hat. In der rechten Abbildung einer Mikroskopaufnahme kann beispielhaft eine weitere Klebestelle gezeigt werden. Dabei ist das Volumen des Stycast 2850 FT (Catalyst 9) reduziert worden. Es zeigt sich, dass das Harz nicht homogen verteilt ist und nur etwa ein Viertel der Fläche bedeckt. Zusätzlich entsteht hier aufgrund des Stycast eine Position des Abstandshalters aus der horizontalen Ebene hinaus, was an der Fokussierung der Mikroskopaufnahme im linken Bereich des Spacers sichtbar ist. Hier war der Stycast 2850 FT zuvor nicht vollständig in der Mischung mit dem Katalysator aufgelöst worden. In der weiteren Reduktion der Klebemenge waren die Kontaktpunkte noch punktueller, da der Stycast 2850 FT nicht vollständig in der Mischung mit dem Katalysator gelöst werden konnte und Partikel verschiedener Größen entstanden. Dies konnte in mehreren Versuchen beobachtet werden.

Um die Menge des Epoxidharzes zu reduzieren, wurde eine weitere Methode der Applikation gesucht. Die manuelle Aufbringung mit Hilfe der Nadel sowie vorangegangenen Hilfsmitteln barg eine Vielzahl von Schwierigkeiten. Zudem schloss die Verarbeitungszeit des Epoxidharzes von nur ca. 30 Minuten langsame Vorrichtungen zunächst aus. Durch die Nutzung der Nadel war die minimale Menge des Stycast begrenzt.

Eine neue Art der Applikation des Epoxidharzes wurde während des Bondprozesses

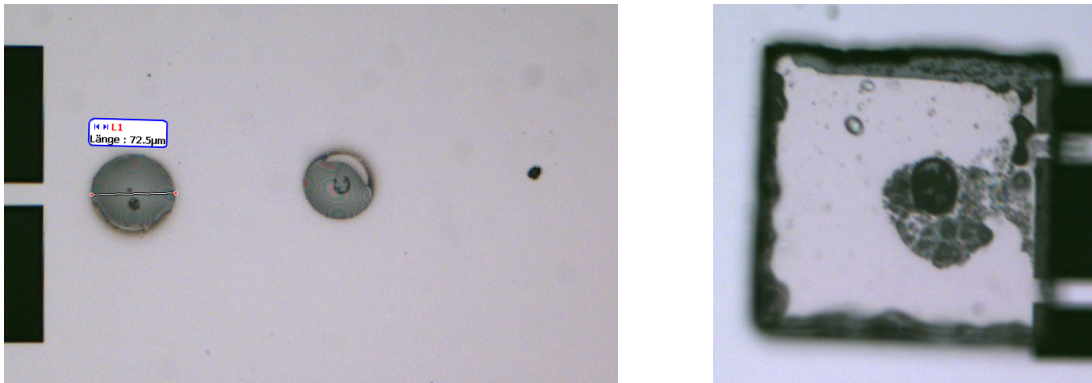


Abbildung 5.5: Mikroskopaufnahmen erster Klebeversuche mit einem Bonder. In der linken Aufnahme sind Klebepunkte dargestellt, wie sie nach dem Auftragen mit einem Ball eines Golddrahtes entstehen. Der mittlere und rechte Klebepunkt sind im direkten Anschluss erstellt worden, ohne die Klebemenge am Ball zu erneuern. In den Klebepunkten sind erste leichte Partikel des Stycast 2850 FT (Catalyst 9) zu sehen. In der rechten Abbildung ist eine Mikroskopaufnahme abgebildet, nachdem ein Spacer auf eine Klebestelle mit vergleichbarer Epoxidharzmenge zur linken Abbildung gelegt wurde.

entwickelt. Als Spitze zur Applikation wird der $25\mu\text{m}$ dicke Golddraht aus dem Bonder verwendet. Um die Adhäsion zwischen dem Stycast und dem Draht zu umgehen, wird zuvor ein Ball mit dem Bonder (eingestellt auf Thermosonic Ball Bonding) hergestellt. Die Dicke des Balls kann mit der Konfiguration des Bonders leicht variiert werden. Dabei ist jedoch besonders stark darauf zu achten, dass die Spitze des Bonders nicht verunreinigt wird, weswegen nach der Erstellung des Balls der Draht um einige Millimeter ausgefahren wurde. Neben der nun verringerten minimalen Klebemenge war jedoch auch das gute Handling mit einem Bonder ein Kriterium, da mit der mechanischen Bewegung durch den Bonder die manuelle Auftragung durch eine mit der Hand geführten Spitze ersetzt wurde, sodass hier auf die fragilen Pixel und Stützbeine geachtet werden konnte. In Abbildung 5.4 ist auf der linken Seite ein Foto während eines Klebevorgangs aufgezeigt. Der Stycast wird zuvor in einer separaten Schale gemäß den Mischungsverhältnissen hergestellt und gegebenenfalls in ein kleineres Gefäß umgefüllt. Nach der Erstellung des Balls und dem Verlängern des Abstandes zur Spitze (siehe mitte und rechts in Abb. 5.4), wird der Ball in den Stycast vorsichtig eingeführt. Anschließend wird die Unterlage, auf dem der Stycast und die zu beklebende Fläche sich befinden, über den beweglichen Tisch unter den Ball geführt. Im nächsten Schritt wird der Stycast vorsichtig auf das Array aufgetragen. Ist dieser Prozess erfolgreich, so kann mit einem weiteren Pixel fortgefahren werden.

In Abbildung 5.5 ist eine Mikroskopaufnahme solcher Klebestellen erstellt worden. Dabei sind die drei Klebepunkte nacheinander entstanden, nachdem der Ball aufeinanderfolgend von links nach rechts auf das Array gebracht wurde, ohne die Klebemenge durch erneutes Eintauchen in das Epoxidharz zu verändern. Im ersten und letzten Klebepunkt sind schwarze Partikel zu sehen, wie sie in größerer Menge in Abbildung 5.3 (rechts) bereits ersichtlich sind. Hier stellt sich die Frage, ob die Mischung des Stycast mit dem Katalysator erfolgreich durchgeführt oder die Haltbarkeit der Produkte

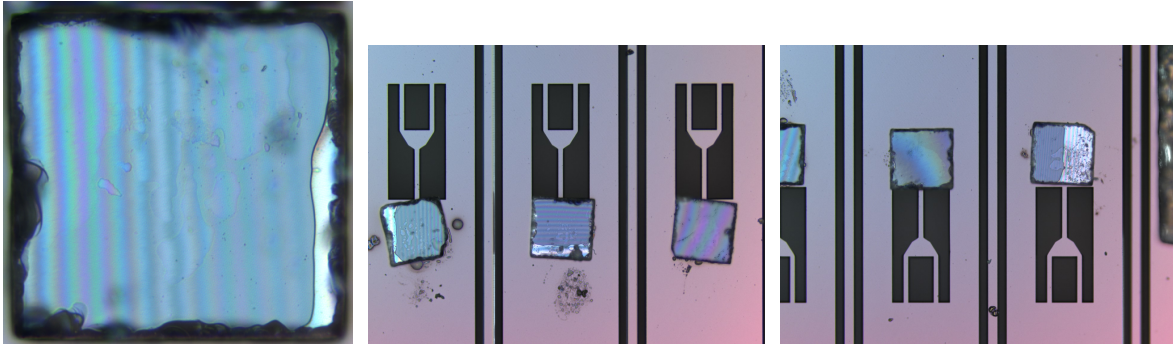


Abbildung 5.6: Mikroskopaufnahmen der Abstandshalter nach dem Kleben mit Stycast 1266. Im Vergleich zu der Verwendung mit Stycast 2850 FT zeigt sich hier eine deutlich homogenere Verteilung. Trotz einem möglichst gleichförmigen Klebevolumen treten jedoch mitunter auch freie Flächen auf, welche auch aufgrund hoher Adhäsionskräften schwer korrigiert werden können.

überschritten wurde. Ferner spielt auch die sehr geringe Menge des Klebers eine Rolle. Auf der rechten Seite der Abbildung 5.5 befindet sich eine Mikroskopaufnahme mit reduziertem Klebevolumen des Stycast 2850 FT und Catalyst 9. Hier zeigt sich eine sehr definierte Klebestelle, welche die Wärmeleitung durch den Spacer limitieren kann. Die Vorteile in der Nutzung des “Thin Wire Bonders” liegen auch in notwendigen Korrekturmaßnahmen. Liegt ein Abstandshalter oder ein Absorber nach manueller Auftragung nicht in der gewünschten Ausrichtung, so kann mit dem weichen Golddraht vorsichtig Kraft auf das Objekt ausgeübt werden. Mit dem vorhandenen bewegbaren Untertisch kann somit das Objekt bearbeitet werden. Zudem können hier vorsichtige Untersuchungen nach Pixelbrüchen durchgeführt oder die Festigkeit der Absorber nach Aushärtung des Stycast erprobt werden.

Im Zuge der Optimierungen nach der Strahlzeit in 2016 wurde in Kommunikation mit C. Kilbourne und D. McCammon ein weiterer Stycast für die Klebung vorgeschlagen. Der Stycast 1266 weist eine höhere Viskosität auf sowie eine höhere thermische Leitfähigkeit. In der Veröffentlichung von Olson wurde die thermische Leitfähigkeit im Bereich von ca. 50 mK bis zu zwei Kelvin vorgenommen. Die Ergebnisse bei einer Temperatur von 50 mK der beiden verwendeten Stycast belaufen sich wie folgt [87]:

$$\text{Stycast 2850 FT: } \lambda_{exp, 50 \text{ mK}} \approx 3,3 \cdot 10^{-8} \frac{W}{cm \cdot K} \quad (5.1)$$

$$\text{Stycast 1266: } \lambda_{exp, 50 \text{ mK}} \approx 1,3 \cdot 10^{-6} \frac{W}{cm \cdot K} \quad (5.2)$$

In Abbildung 5.6 sind Ergebnisse der Klebungen mit Stycast 1266 mit einem Mikroskop vergrößert dargestellt. Aufgrund der höheren Viskosität verteilte sich der Stycast 1266 auch bei den verwendeten kleinen Mengen sehr gut unter dem Saphir Abstandshalter. Die in Abbildung 5.6 gezeigten Versuche stellen die Ergebnisse gut dar. In der linken Abbildung ist ein Abstandshalter groß dargestellt. Bis auf eine kleinere Fläche rechts hat sich der Stycast 1266 großflächig verteilt. In der mittleren sowie rechten Abbildung sind weitere Klebevorgänge abgebildet. Dabei sind auch Ergebnisse entstanden mit bis zu 50% freier Fläche unterhalb des Abstandshalters. Es wurde stets versucht die deponierte

Menge an Stycast auf einem konstanten Volumen zu halten.

Im Zuge des konstanten Klebevolumens wurde der Vorgang der Applikation in den letzten Klebevorgängen weiter optimiert. Da der Stycast 1266 aufgrund der hohen Viskosität auch mitunter verringert an dem Ball des Golddrahtes klebte, sodass kein ausreichender Klebetropfen entstand, wurde eine Art Reservoir auf dem Array gebildet. Hierzu ist mit der gekrümmten Nadel (siehe Abb. 5.3) ein größerer Klebepunkt auf dem seitlichen ungenutzten Rahmen des Arrays erstellt worden. In diesem Reservoir war die Oberflächenspannung, welche sich für die Reduktion der Klebemenge im Behälter aller Voraussicht nach verantwortlich zeigte, herabgesetzt. Als positiver Nebeneffekt konnte die Zeit pro Klebestelle optimiert werden, um das Array pro Verarbeitungsschritt (Spacer oder Pixel aufkleben) in der 30 minütigen Verarbeitungszeit des Epoxidharzes vollständig zu bearbeiten.

Die Abstandshalter wie auch die Absorber wurden während des Klebeprozesses mit einer Vakuumpipette oder einer handelsüblichen Kanüle (Durchmesser 0,4 mm) auf die Klebepunkte aufgesetzt. Hierbei kam es aufgrund von statischer Aufladung, insbesondere bei den Abstandshaltern, gelegentlich zu fehlerhaften Platzierungen auf dem Array. Die resultierenden Korrekturmaßnahmen sind mit der Verwendung des Stycast 1266 jedoch teils diffiziler geworden. Da die Abstandshalter nun aufgrund von Adhäsionskräften mit mehr Kraftaufwand bewegt werden müssen, ist die Verwendung des Bonddrahts als Werkzeug in der Kraftausführung nicht genügend. In diesem Fall wurde erneut die handelsübliche Kanüle mit einem Durchmesser von 0,4 mm verwendet, sodass bezüglich der Fertigung auf den Pixeln untereinander ein möglichst homogenes Bild entstand.

5.1.2 Der Bondprozess

Die Kontaktierung des Arrays erfolgt aufgrund der Fertigungsgröße mit Hilfe eines “TPT HB05 Thin Wire Bonders”². Dieser Bonder kann in zwei verschiedenen Modi eingesetzt werden, welche in der Produktion der SiM-X verwendet wurden und im Folgenden weiter unterschieden werden. In beiden verwendeten Modi traten im Prozess Probleme mit nicht erfolgreichen Bonds auf. Diese mehrfachen Versuche verschmutzten in der Folge die Bondpads auf dem Array oder auf den Lastwiderständen bis ein erfolgreicher Bond erstellt werden konnte. Bei diesen Verschmutzungen wird vermutet, dass sie einen Einfluss auf das Rauschverhalten und damit auf die Energieauflösung des Detektors haben. In weiteren Optimierungsuntersuchungen (siehe Kap. 5.3.4) wird dies nochmal thematisiert.

Ultraschall Wedge Bonden

Die Kontaktierung des Detektorarrays der SiM-X Detektoren mit den Leiterbahnen der Keramik wurde in dem Verfahren des Ultraschall Wedge Bondens durchgeführt, was den Standard in der Halbleiterindustrie darstellt. Im Zuge dessen wird ein Aluminiumdraht mit 1% Silizium definiert lang aus einer Spitze geführt (“Tail”). Anschließend wird

²TPT Wire Bonder GmbH & Co. KG, 85757 Karlsfeld, Germany, www.tpt-wirebonder.com

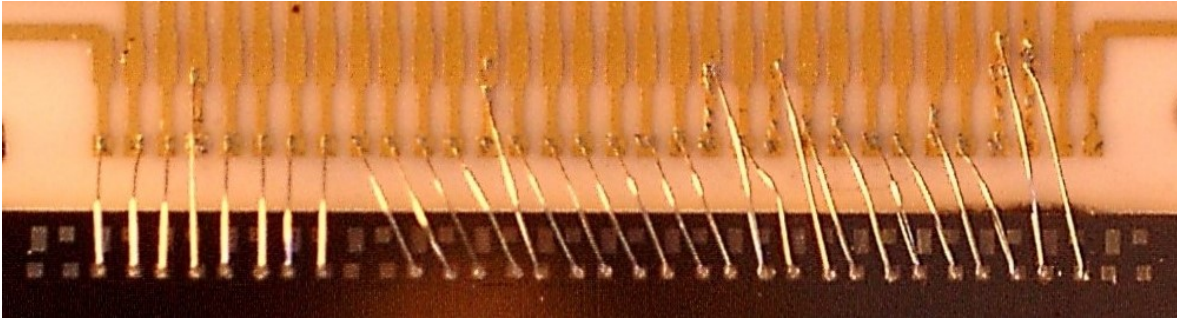


Abbildung 5.7: Fotografie der Aluminiumbonds nach Kontaktierung des Arrays mit den Leiterbahnen der Keramik. Innerhalb der Bonds entstanden Unterschiede aufgrund von nicht erfolgreichen Bondversuchen zumeist auf Seiten des Arrays, sodass mit neuen Versuchen die Kontaktierung weiter oben entstand, da Rückstände alter Bondversuche auf den Leiterbahnen verblieben.

die Spitze, welche einem Keil gleicht und sich von der Kapillaren des Ball Bonds unterscheidet, auf die Kontaktfläche aufgesetzt. Der $33\text{ }\mu\text{m}$ Aluminiumdraht liegt in einer Aussparung der Spitze und wird nach Auslösen des Bondprozesses, mit einer zuvor definierten Kraft, Ultraschallleistung sowie Zeit, mit der Kontaktfläche verbunden. Anschließend wird die Spitze zum zweiten Kontaktort bewegt während der Bonddraht nachgeführt wird. An diesem Ort wird der Aluminiumdraht in der gleichen Prozedur wie zuvor mit der Kontaktfläche verbunden und anschließend mit einer Abreißbewegung vom führenden Draht getrennt. Die finalen Einstellungen des TPT HB05 in Tabelle 5.1 starteten bei den Standardeinstellungen, wurden jedoch im Prozess leicht angepasst. Dabei ist die Kraft von 40 cN etwas herabgesetzt worden, während die Zeit von 100 ms auf 120 ms erhöht wurde.

	Bond 1	Bond 2		
Ultraschallleistung [μW]	210	240	Tail [μm]	220
Time [ms]	120	120	Feed [μm]	± 10
Force [cN]	30	30		

Tabelle 5.1: Finale Einstellungen des TPT HB05 Bonders bei der Verwendung eines $33\text{ }\mu\text{m}$ dicken Aluminiumdrathes.

In Abbildung 5.7 ist eine Aufnahme eines kontaktierten Arrays gezeigt. Gestartet auf der linken Seite der Abbildung werden die ersten acht Bonds gerade nach oben mit der Platine verbunden. Danach wurden die Bonds um ein Pixel auf dem Array verschoben, da hier ein Defekt am Pixel vorlag. Es zeigen sich in dieser Abbildung vereinzelt die Resultate der aufgetretenen Fehlschläge im Bondprozess. Auf den Bondpads des Arrays, wie auch etwas seltener auf den Leiterbahnen, gab es oftmals Probleme mit einer Kontaktierung. Dies zeigen indirekt die Bonds in Abbildung 5.7 mit etwas verlängerten Drähten sowie Rückständen von Aluminium-Bonddraht auf den Leiterbahnen von fehlgeschlagenen Bondversuchen. Die Bonds auf den Leiterbahnen stellen aufgrund der großzügig verfügbaren Aktionsfläche kein erhöhtes Problem dar.

In Abbildung 5.8 (A-D) sind mehrere Mikroskopaufnahmen von erfolgreichen Bonds

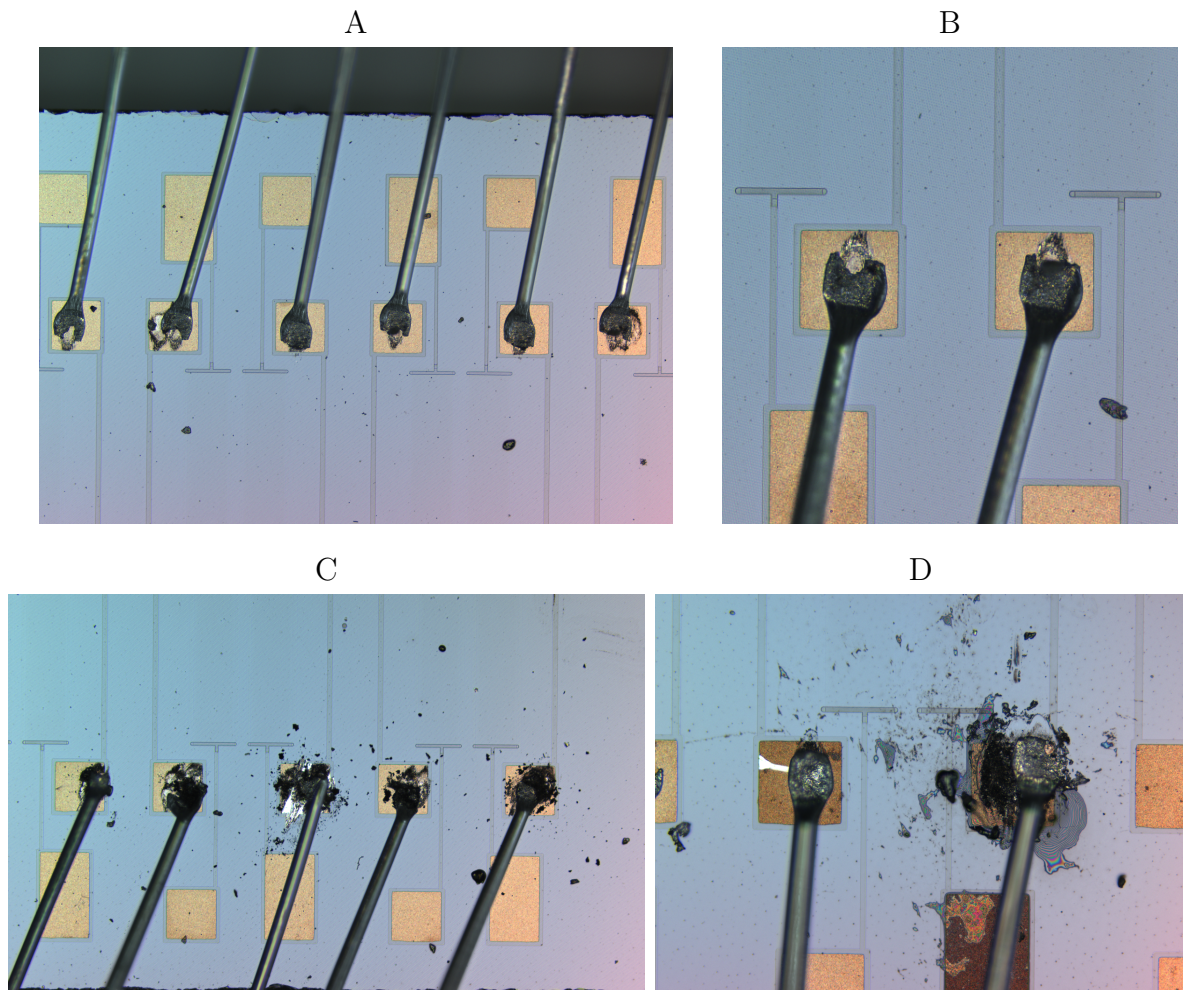


Abbildung 5.8: Mikroskopaufnahmen von Aluminiumbonds auf einem Array des SiM-X Detektors. In den oberen Abbildungen (A&B) sind Bonds aufgezeigt, die im ersten Bondversuch erfolgreich durchgeführt werden konnten. In den unteren Abbildungen (C & D) befinden sich Bonds, bei denen mehr als ein Bondversuch unternommen wurde. Die Verschmutzung durch die fehlgeschlagenen vorangegangenen Versuche beeinträchtigen aufgrund eines veränderten Kontaktwiderstands die Performance des Detektors.

auf dem Array gezeigt. In Abschnitt A sind von links ausgehend im zweiten sowie letzten Bond Versuche sichtbar, bei denen mehr als ein Anlauf unternommen wurde. In Abschnitt B sind zwei vergleichsweise gute Bonds auf dem Array sichtbar. Im idealen Bond sollte ein aufliegender Bonddraht leicht angepresst werden und schließlich mit dem Ultraschallpuls mit der Kontaktfläche verbunden werden. Die Bonds aus Abschnitt B sind hier mit einer zu großen Kraft und daher sehr flach gefertigt. Dies führt im Übergang zum restlichen Draht zu einer dünnen und somit fehleranfälligen Verbindung. In Abschnitt C von Abbildung 5.8 sind einige Bonds dargestellt, bei denen mehr als ein Versuch unternommen wurde. Besonders im mittleren Bond ist das Bondpad stark verschmutzt worden. In vorangegangenen Tests erfolgten oft konsekutiv Bondversuche

auf dem Array mit einem direkten Erfolg sowie auf dem gleichen Array Versuche, bei denen mehrere Bondversuche unternommen werden mussten. In diesen Versuchen wurde stetig mit den Eigenschaften aus Tabelle 5.1 experimentiert. Auf dem Array wurde zuvor kein Unterschied festgestellt, der den Erfolg eines Bondversuchs im Vorgang einschätzen konnte. Die Bondpads, welche aus aufgedampftem Aluminium bestehen, befinden sich allgemein in einem reinen Zustand. Eine vorhergehende Reinigung mit Isopropanol hatte in Tests zu einer erhöhten Korrekturrate geführt, weswegen in den weiteren Produktionen auf eine vorherige Reinigung verzichtet wurde.

Im letzten Abschnitt *D* der Abbildung 5.8 ist auf der linken Seite ein Bond aufgezeigt, welcher in der Form im Vergleich zu den Bonds in Abschnitt *B* eher einer gewünschten Form entspricht. Jedoch ist auch dieser Bond mit einer etwas zu hohen Kraft gefertigt worden. Der rechte Bond in Abschnitt *D* zeigt hier etwas vergrößert den extremen Fall eines mehrfachen Bondversuches. Schließlich konnte auf dem Bondpad ein erfolgreicher Kontakt hergestellt und gemessen werden. Allerdings sind hier die Einwirkungen deutlich sichtbar. Der Druck durch die Spitze des Bonders hat in den vielfachen Versuchen, bis sich der Aluminiumdraht erfolgreich mit dem Bondpad verband, bereits das Siliziumsubstrat beeinflusst, wie man in den Reflektionen am unteren rechten Rand des Bondpads erkennen kann. Neben der hohen Kraft auf die Bonds zeigt sich in der letzten Mikroskopaufnahme ein Problem in der finalen Qualität des Pixels. In diesem Abschnitt *D* gehen beide Bonds zu einem Pixel. Ist hierbei mindestens ein Bond von der Qualität des rechten Bonds, so kann dies über den Kontaktwiderstand bei den eingesetzten tiefen Temperaturen auch die Performance des Thermistors im Rauschspektrum beeinträchtigen. An dieser Stelle sind weiterführende Untersuchungen des Einflusses der Bonds notwendig, wobei zuvor konstante Bedingungen geschaffen werden müssen, da die externen Einflüsse der Signalkabel, FET-Boxen sowie Verstärkerboxen auf die Energieauflösung ebenso berücksichtigt werden müssen.

Thermosonic Ball Bonden

In dem Verfahren des Thermosonic Ball Bondens wird der verwendete Golddraht mit einem Durchmesser von $25\text{ }\mu\text{m}$ automatisch um eine konstante Länge ("Tail") aus einer Keramikkapillare herausgeführt. Anschließend wird mit Hilfe eines Hochspannungspulses der herausstehende Draht geschmolzen, sodass sich durch die Oberflächenspannung ein Ball an der Spitze der Kapillare bildet (siehe Abb. 5.4). Anschließend wird der Ball mit einem Hebel auf die zu kontaktierende Oberfläche gesetzt. In der Ausführung mit dem hier verwendeten TPT HB05 Bonder erreicht man nach dem Aufsetzen eine Schwelle. Wird diese mit dem manuellen Hebel überschritten, so wird der Bondprozess ausgelöst. Mit einer zuvor definierten Kraft, Ultraschalleistung sowie Zeit wird der Ball mit der Kontaktfläche verschmolzen. Im Folgenden wird der Draht in einem Bogen zur zweiten Kontaktfläche geführt. In dem zweiten Bond wird nun ein Wedgebond erzeugt. Ist der Draht auf die Kontaktstelle geführt, so wird wieder der Bondprozess nach der Schwelle ausgelöst. Dabei wird der Draht erneut mit definierter Kraft, Ultraschalleistung sowie Zeit mit der Kontaktfläche verbunden. Im Anschluss wird die Keramikspitze automatisch nach oben geführt, sodass der Draht hinter dem zweiten Bond abgerissen wird und im

nächsten Schritt ein neuer Kontaktierungsprozess starten kann. Die verwendeten Einstellungen in Tabelle 5.2 des TPT HB05 Bonders entsprechen hauptsächlich den Standardeinstellungen für Ball Bonden mit einem $25\text{ }\mu\text{m}$ Golddraht. Die Option des Tails beschreibt die Länge, um wieviel der Golddraht nach dem erfolgreichen zweiten Bond nachgeführt werden soll. Diese Länge bestimmt auch das Volumen des Balls, der zu Beginn durch den Hochspannungspuls geschmolzen wird. Die Länge kann zusätzlich im Bondprozess mit einem konstanten Wert, dem sogenannten Feed, verlängert oder verkürzt werden.

	Bond 1	Bond 2		
Ultraschallleistung [μW]	140	180	Tail [μm]	400
Time [ms]	200	200	Feed [μm]	± 20
Force [cN]	30	30		

Tabelle 5.2: Einstellungen des TPT HB05 Bonders bei der Verwendung eines $25\text{ }\mu\text{m}$ dicken Golddrathes.

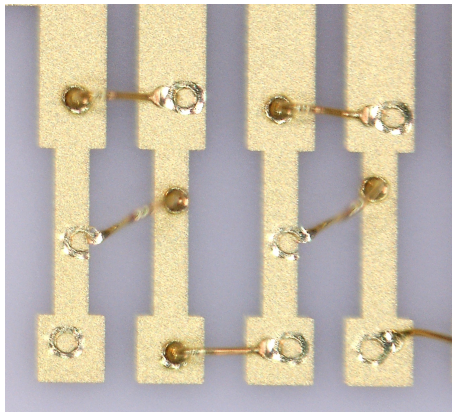


Abbildung 5.9: Mikroskopaufnahme von Bondtests zur Vorbereitung des Bondens mit Golddraht.

In der Produktion der SiM-X wurde dieses Verfahren hauptsächlich für die Kontaktierung der Keramiken auf der Detektoroberseite (siehe Abb. 5.1b) sowie der Lastwiderstände auf den seitlichen Keramiken (siehe Abb. 5.2) eingesetzt. Die Vorteile eines Ball-Bonders bestehen in einer größeren mechanischen Stabilität der Verbindungen. Jedoch ist dieses Verfahren nur mit einem Golddraht durchführbar und führt zu größeren Kontaktflächen, wie sie bei einem Wedge-Bonden möglich sind. In Abbildung 5.9 sind Mikroskopaufnahmen dargestellt von Bondtests zu Beginn der Entwicklung der SiM-X Detektoren. Bei der Kontaktierung entstanden wenige Komplikationen. Auftretende Fehler beliefen sich zumeist auf: Abreißen des Balls nach der ersten Kontaktierung oder nicht erfolgreiche Kontaktierung des ersten oder zweiten Bonds (siehe unten links Abb. 5.9). Dabei traten diese Probleme vermehrt bei den Bondpads

der Lastwiderstände auf, wobei diese nach der erfolgreichen Kontaktierung nicht weiter in Betracht gezogen werden mussten.

5.2 U^{89+} Teststrahlzeit mit dem SiM-X

In Kapitel 4.4 wurde bereits auf den Aufbau des Experiments während der Teststrahlzeit in 2016 eingegangen. Im Folgenden steht der Fokus nun auf den Besonderheiten sowie Ergebnissen der Strahlzeit mit einem 75 MeV/u U^{89+} -Ionenstrahl. Ziel dieser Teststrahlzeit lag in dem Test des neuen SiM-X Detektors am ESR des GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung. Die Wahl des Primärstrahls war nicht optimal für diesen Detektor gewählt, da die dominanten Übergänge des U^{89+} -Ionenstrahls bei unter 10 keV liegen, während der SiM-X Detektor für Energien bei 100 keV optimiert ist und auch die Vakuumfenster die transmittierten Intensitäten unterhalb von 10 keV deutlich verringern.

5.2.1 Einbau am ESR

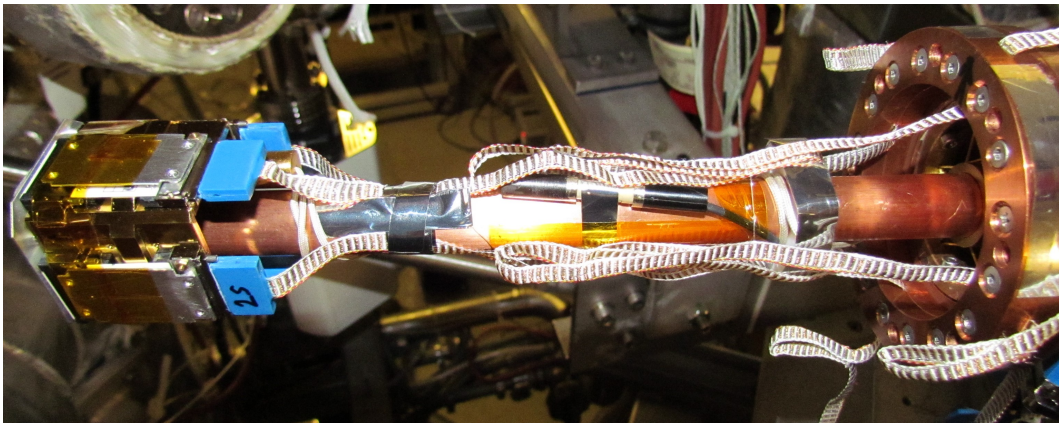


Abbildung 5.10: Fotografie des eingebauten SiM-X Detektors mit Blick auf die Kabelorganisation während der Strahlzeit 2016.

In Abbildung 5.10 wird der installierte SiM-X Detektor im Einsatz am ESR dargestellt. Details des gesamten Aufbaus sind bereits in Kapitel 4.4 beschrieben. Aufgrund des verkürzten Seitenarms des Kryostaten musste in diesem Aufbau erstmals die Kabelorganisation neu definiert werden, da die Signalkabel zwischen den FET-Boxen und dem Detektor mit ihren vordefinierten Längen nicht gekürzt werden konnten. Dabei sind die Kabel mit Nylonfäden in enger Kurvenform auf dem Kühlfinger entlanggeführt worden. So konnte die Distanz der thermischen Wärmeleitung von 120 K auf den FET-Platinen der FET-Box, welche sich wiederum thermisch auf 4 K befindet, optimal genutzt werden. Zudem werden die Kabel in dem Kabelring auf 800 mK erneut thermisch abgefangen. Details dieser Kabelführung auf dem Kühlfinger sowie deren Rauscheigenschaften finden sich in Kapitel 4.3.

Im Vergleich mit Abbildung 5.1 sind die Seiten des SiM-X Detektors mit Kapton bedeckt worden. Zweck dieser Umschirmung war es den elektrischen und thermischen Kontakt zwischen Detektor und 800 mK Strahlungsschild zu unterbinden. Zusätzlich sind die seitlichen Schutzbleche der Boards für die Lastwiderstände mit Kaptonband

umwickelt worden, um hier aufgrund des kompakten Designs mögliche Kurzschlüsse zu unterbinden.

5.2.2 Energiekalibration des SiM-X Detektors

Die Energiekalibration des SiM-X Detektors funktioniert nach dem gleichen Vorgehen, wie es bereits in Kapitel 4.6.1 beschrieben wurde. In Abbildung 5.11 befindet sich das Rohspektrum eines Pixels (Kanal 4) zur Kalibriermessung am 08.06.2016. Die einzelnen Kalibrierpeaks wurden in einem gemeinsamen Fit mit übergreifend gleicher Peakbreite analysiert. Anschließend wurden die Peakzentren den jeweiligen Energien der Kalibrierquelle zugewiesen. In Abbildung 5.12 sind diese in einer Energiekalibrierung gegen die erreichten Spannungswerte aufgetragen. Die Fehler der Peakzentren sind aus den Ergebnissen der Gaußfits entnommen. Für eine geeignete gewichtete Energiekalibrierung werden zunächst die Fehler in x-Richtung, wie in Kapitel 4.6.1 beschrieben, nach Gleichung 4.2 in Fehler der Energie umgerechnet.

In der Ermittlung der Fitfunktion wurde diese nicht im Ursprung fixiert. Analysen von geeigneten Fitfunktionen fixiert im Ursprung wichen teils stark von den Kalibrierlinien ab und erreichten ein red. χ^2 von über 2000.

Wie bereits bei der Energiekalibration zur Messung mit einem $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Ionenstrahl bei 15 MeV/u (Abb. 4.25, S. 108) konvergiert der Fit nur mit starken Abweichungen von den Kalibrierpeaks. Zusätzlich zeigt sich bereits im Rohspektrum, dass die Pulshöhen der ersten Version des SiM-X Detektors nicht vergleichbar mit denen des Detektors nach Bleile et al. sind. Vergleicht man die erreichten Pulshöhen der Kalibrierlinien beider Teststrahlzeiten (z.B. Abb. 5.12 mit Abb. 4.25, S. 108), so liegen die Kalibrierlinien der Messungen mit dem SiM-X Detektor deutlich niedriger. So erreichten die Cs- $K_{\alpha 1}$ -Linie in diesen Messungen eine Pulshöhe von ca. 0,2 V, während die Signalamplituden in der Teststrahlzeit mit $^{124}\text{Xe}^{54+}$ mit 0,66 V gemessen wurden. Die Signalamplituden wirken sich auf die Auflösung der Detektoren aus, da in der Folge ein vermindertes Signal-zu-Rauschverhältnis resultiert, was sich in den Ergebnissen dieser Teststrahlzeit gezeigt hat.

Kanal	0	1	2	3	4	5	6	7
Cs- $K_{\alpha 1,2}$ [V]	-0,11	-	-	-	-0,20	-0,23	-0,09	-0,20
FWHM [eV]	>1400	-	-	-	375	>1400	>1000	790
Kanal	8	9	10	11	12	13	14	15
Cs- $K_{\alpha 1,2}$ [V]	-0,21	-0,14	-0,21	0,16	-0,19	-	-	-
FWHM [eV]	885	660	846	>1500	830	-	-	-

Tabelle 5.3: Aufstellung der Pixel des SiM-X Detektors in der Teststrahlzeit mit U^{89+} . Für jedes Pixel sind die Pulshöhen und erreichten FWHM der Cs- $K_{\alpha 1,2}$ -Linie dokumentiert.

In Abbildung 5.13 befindet sich das geeichte Spektrum der Kalibriermessung vom 08. Juni 2016. Im Vergleich der Intensitäten der Bi- L_{α} - und Bi- L_{β} -Linien zeigt sich

ein kleiner Unterschied zu den Messungen mit dem Xe-Target (siehe Abb. 5.16). In der hier vorliegenden Kalibriermessung besitzen die Bi- L_α -Linien eine etwas höhere Zählrate als die Bi- L_β -Linien. Die theoretischen Werte der Intensitäten unterstützen diese Beobachtung (siehe Tab. 4.4, S. 93). In den Messungen mit dem Xe-Target sowie der Teststrahlzeit mit dem Detektor nach Bleile et al. war die Beobachtung der Verhältnisse der Intensitäten in den Kalibrierlinien leicht umgekehrt. Da die Intensität der Bi- $L_{\alpha 1}$ -Linie bereits stark von der Absorption durch die Aluminium-Folien zwischen der Quelle und dem Detektor beeinträchtigt wird, kann der Unterschied durch Änderungen in der Position der Quellen oder des Aufbaus entstanden sein.

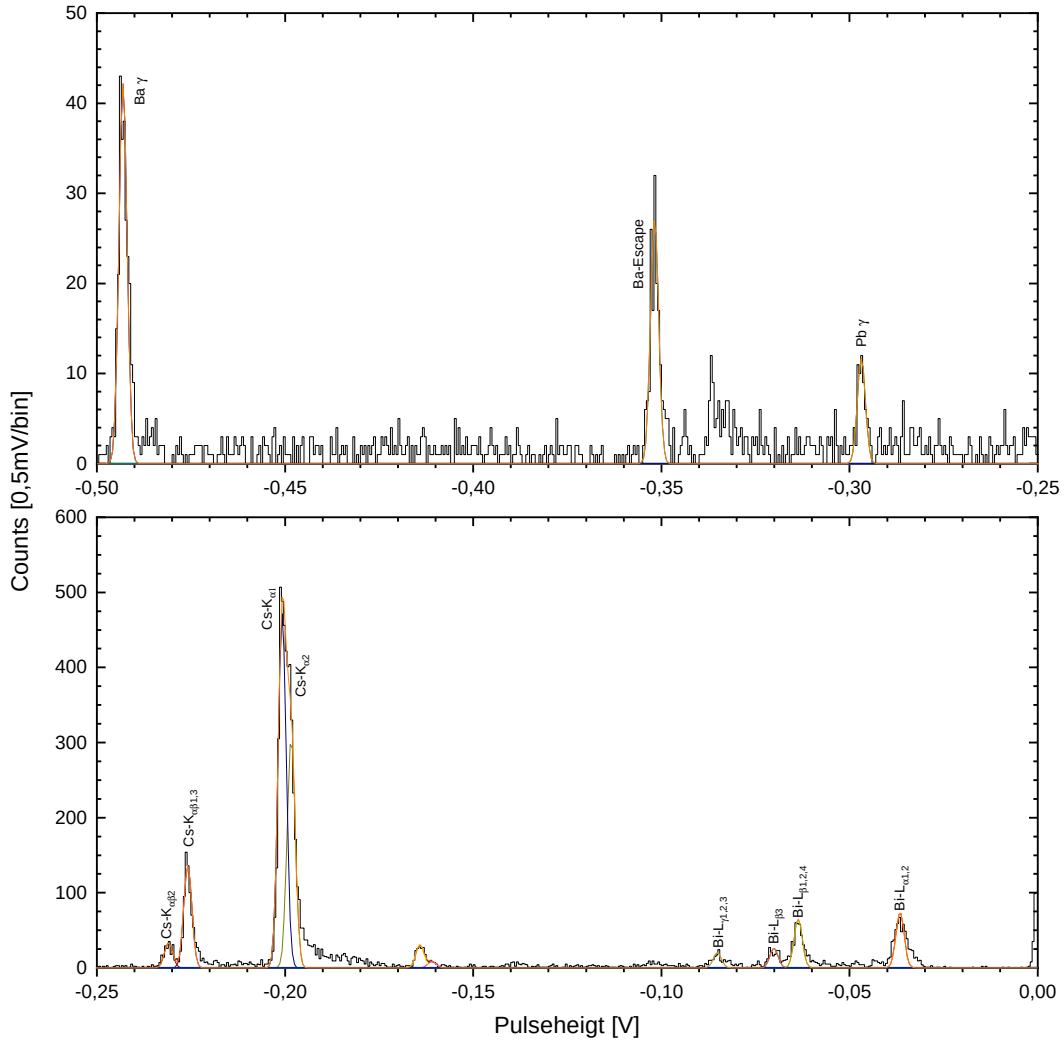


Abbildung 5.11: Rohspektrum der gefilterten Pulshöhen der Kalibriermessung vom 08. Juni 2016 mit einer ^{210}Pb - und ^{133}Ba -Kalibrierquelle. Die Zuordnung der Linien wurden in iterativen Analysen durchgeführt, während die Gaußfits mit einer übergreifenden Halbwertsbreite berechnet wurden.

Neben den Intensitätsunterschieden erschwerten die Zählrate und das Auflösungsvermögen die Identifikation der Bi-Kalibrierlinien. Im Vergleich dieser Kalibriermessung mit der Messung mit einem Xe-Target (z.B. Vergleich Abb. 5.11 und Abb. 4.18, S. 98)

verschieben sich so die Bi- L_{β} -Linien minimal in einen höheren Energiebereich, die weiteren Bi-Linien jedoch kaum. Diese Verschiebung beeinträchtigt die Präzision der Energiekalibration und folglich die Analysen von möglichen Uran-linien stark.

In Tabelle 5.3 sind die erreichten Energieauflösungen der einzelnen Pixel des SiM-X Detektors aufgetragen. Zur Vergleichbarkeit wurden die FWHM und Pulshöhen der Cs- $K_{\alpha 1,2}$ -Kalibrierlinien zusammengetragen. Bis auf ein Pixel mit ca. 375 eV FWHM besitzen die verbleibenden Pixel mindestens eine Auflösung von 800 eV. Die Höhe der Pulshöhen der Cs- $K_{\alpha 1,2}$ -Kalibrierlinien ist über alle Pixel maximal bei ca. -0,2 V.

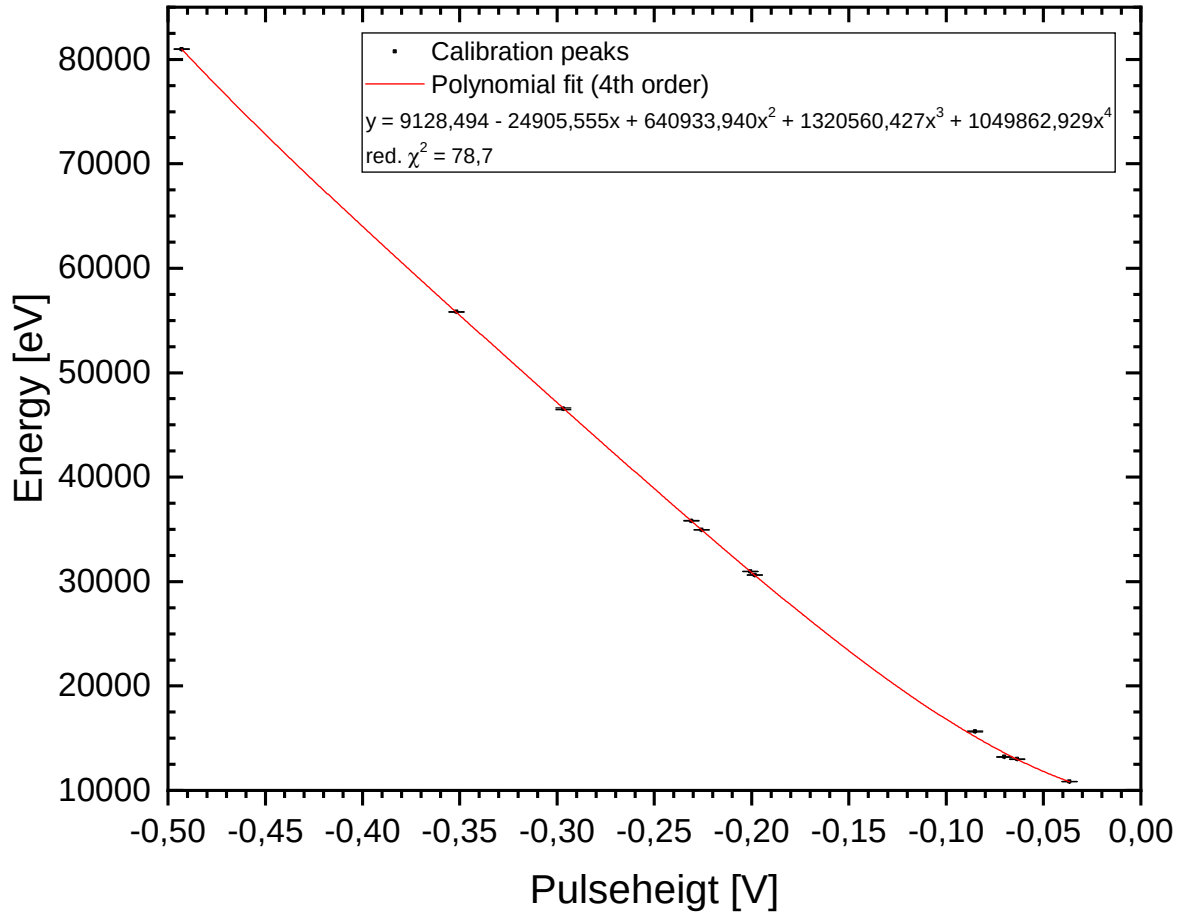


Abbildung 5.12: Energiekalibrierung der Messung vom 08. Juni 2016. Aufgetragen sind die Kalibrierpeaks aus den Gaußfits (siehe Abb. 5.11) gegen die Energien der Kalibrierquelle. Die Fehlerbalken der Messpunkte resultieren aus den Gaußfits umgerechnet in Energiewerte. In der Ermittlung der Fitfunktion wurde diese nicht im Ursprung fixiert. Analysen von geeigneten Fitfunktionen fixiert im Ursprung wichen teils stark von den Kalibrierlinien ab und erreichten ein red. χ^2 von über 2000.

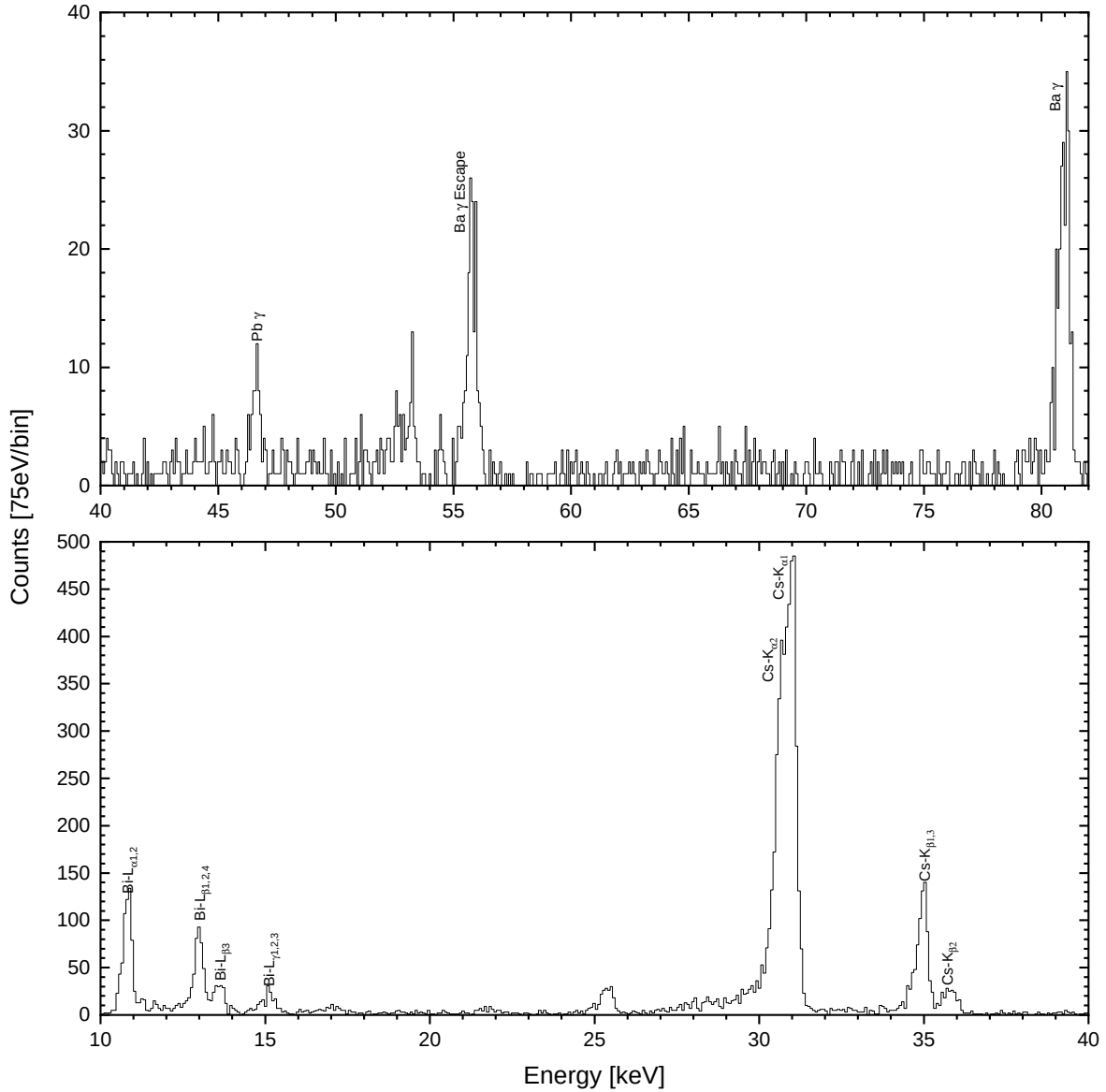


Abbildung 5.13: Energiekalibriertes Spektrum einer Messung vom 08. Juni 2016 mit einer ^{210}Pb - und ^{133}Ba -Kalibrierquelle.

5.2.3 Ergebnisse der Messungen

Beginnend vom 30. Mai 2016 bis zum 08. Juni 2016 gab es im Rahmen der ersten Teststrahlzeit zwei Messungen mit unterschiedlichen Targetgasen. In Tabelle 5.4 sind die Zeiträume mit ihren Strahleigenschaften sowie Messzeiten dargestellt, welche im folgenden analysiert wurden. Im Vergleich zur Teststrahlzeit mit $^{124}\text{Xe}^{54+}$ ist für die Uranionen eine konstante Strahlenergie verwendet worden. Während aller Messungen am Gas-Jet Target wurden die Kalibrierquellen simultan vermessen, um zu jeder Messung eine adäquate Energiekalibrierung zu gewährleisten.

Datum	Messzeit	E [MeV] Ion	β_{eff}	Target	Kalibrierquelle
04. - 06.06.2016	39h 3min	75,90	0,3810	Xe	^{210}Pb , ^{133}Ba
06. - 07.06.2016	30h 37min	75,90	0,3810	N	^{210}Pb , ^{133}Ba
08.06.2016	11h 15min				^{210}Pb , ^{133}Ba

Tabelle 5.4: Übersicht über die Parameter der chronologisch sortierten Messungen aus der ersten Strahlzeit mit einem U^{89+} -Strahl im Juni 2016.

Die Messzeit bis zum 04. Juni 2016 wurden für Optimierungen des Messaufbaus (Messprogramm und Verkabelung), Korrekturen innerhalb des Kryostataufbaus sowie extern durchgeführte Strahloptimierungen verwendet. Die Korrekturen innerhalb des Kryostaten beziehen sich auf den Detektorhalter, welcher am Kühlfinger des Seitenarms befestigt wird. Der mechanische Aufbau wurde während der Testmessungen verbessert, um die thermische Ankopplung des Detektors an den Kühlfinger zu optimieren.

Nach diesen ersten Optimierungen bis zum 04. Juni 2016 konnte die Auflösung etwas verbessert werden. In Abbildung 5.14 befindet sich beispielhaft ein Ausschnitt der Cs-K_α - und Cs-K_β -Peaks der ^{133}Ba -Kalibrierquelle aus der Messung vom 04.-06. Juni 2016 (Kanal 4). In beiden Gruppen wurde ein gemeinsamer Fit über beide Peaks mit einer statistischen Gewichtung durchgeführt. In der Anpassung des Cs-K_α -Peaks wurde zusätzlich der Abstand der $\text{Cs-K}_{\alpha 1}$ - und $\text{Cs-K}_{\alpha 2}$ -Energie ausgehend von den Abständen der theoretischen Energien (siehe Tab. 4.3, S. 92) auf ± 20 eV fixiert, da sich der Peak des $\text{Cs-K}_{\alpha 2}$ während den Iterationen des Fits stark in Richtung niedriger Energien bewegte. Die Halbwertsbreite der Cs-K_α -Peaks beträgt $471,4 \pm 26,9$ eV, während bei den Cs-K_β -Peaks eine Halbwertsbreite von $464,1 \pm 14,8$ eV berechnet wurde. Wie im Unterkapitel zur Kalibrierung des SiM-X Detektors beschrieben, kommen die erreichten Auflösungen nicht an die Ergebnisse heran, wie sie in der zweiten Strahlzeit mit dem Detektor nach Design von Bleile et al. erreicht wurden (siehe Abb. 4.26, S. 109). Infolgedessen wurden weitere Optimierungen im Anschluss im Labor durchgeführt (siehe Kap. 5.3).

Trotz der kurzen Vorbereitungszeit vor der Teststrahlzeit konnten aus den 16 eingesetzten Kanälen schließlich erfolgreich in 10 Kanälen Signale detektiert werden. Die Auflösungen lagen teils oberhalb des in Abbildung 5.14 dargestellten Ergebnisses. Die Fehlfunktionen der restlichen sechs Pixel konnten auf Kontaktierungsfehler (inklusive der Lastwiderstände), Qualitätseinbußen in der Fertigung der SiM-X oder tatsächliche Pixelbrüche zurückgeführt werden.

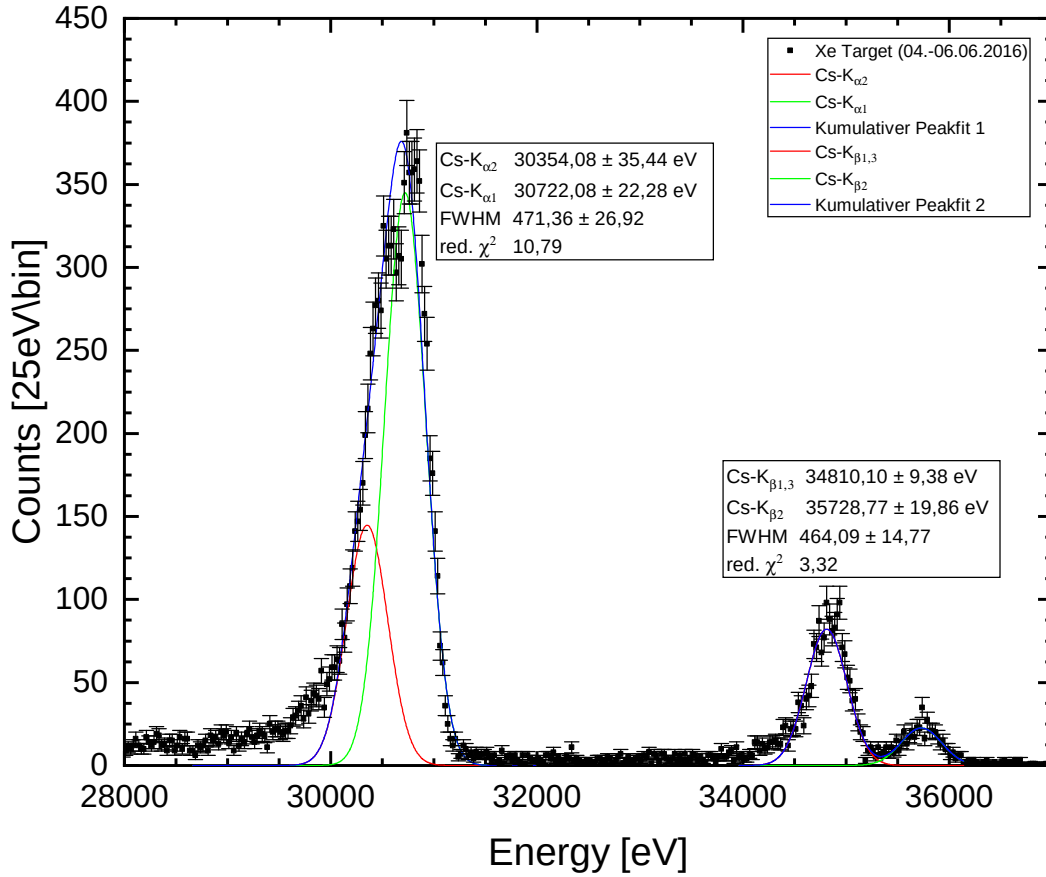


Abbildung 5.14: Spektrum der Cs-K α - und Cs-K β -linien gemessen in der Teststrahlzeit mit einem 75,9 MeV U^{89+} -Strahl wechselwirkend mit einem Xe-Target sowie der Messung von ^{210}Pb - und ^{133}Ba -Kalibrierquellen. Die Cäsiumpeaks sind getrennt voneinander mit einem Multipeakfit sowie statistischer Gewichtung gefittet worden. Für den Fit der Cs-K α -Linien wurde zudem, basierend auf den theoretischen Werten [79], der Abstand beider Energien auf ± 20 eV begrenzt, da sich der Peak des Cs-K α_2 während den Iterationen des Fits stark in Richtung niedriger Energien bewegte. Die wichtigsten Ergebnisse aus diesen Anpassungen sind in den nahestehenden Boxen dargestellt.

In Abbildung 5.15 ist ein Übersichtsspektrum aufgezeigt, in welchem alle Messungen aus Tabelle 5.4 in einem Graphen dargestellt sind. Mit Hilfe der Kalibrierlinien können die übereinander gelegten Messungen miteinander verglichen und Unterschiede gut herausgearbeitet werden. In einer ersten groben Analyse können keine neuen signifikanten Strukturen gegenüber der Kalibriermessung festgestellt werden.

Wie in den vorherigen Kapiteln der Messungen mit einem $^{124}\text{Xe}^{54+}$ -Strahl beschrieben, ist der Kryostat nicht in der exakten Position im Vergleich zum ESR vermessen worden. Für die Berechnungen der Dopplerverschiebung wurde ein Winkel von 145° angenommen. Die Unterschiede zur tatsächlichen Dopplerverschiebungen können hier schnell in zwischen 150 und 300 eV betragen (vgl. Kap. 4.6.7).

Die Lamb-Verschiebung des 1s-Übergangs von lithium-ähnlichen Uran wurde bereits von Beiersdorfer et al. gemessen. Hieraus ergibt sich ein dominierender Peak bei einer Energie von 4459,37 eV [88]. Nach der Dopplerverschiebung wird der Peak in diesem

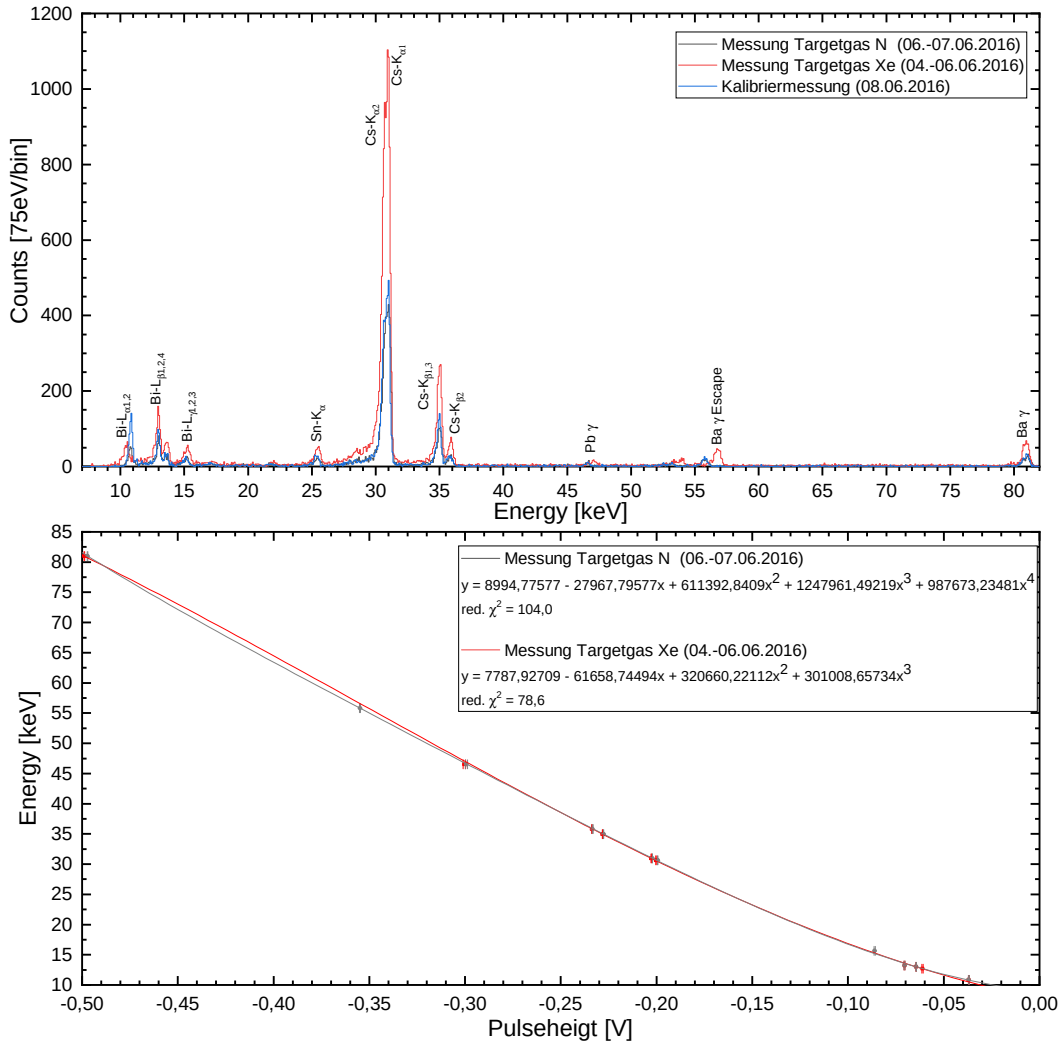


Abbildung 5.15: Übersichtsspektrum der Messungen eines U^{89+} -Strahls wechselwirkend mit einem Gas-Jet Target (Targetgas Xe oder N) bei einer Energie von 75,9 MeV/u sowie einer Kalibriermessung ohne Strahl. In diesen Messungen wurden parallel zwei Kalibrierquellen (^{210}Pb sowie ^{133}Ba) zur Energiekalibrierung verwendet (Kalibrierkurve siehe untere Abbildung).

Experiment bei etwa 3144 eV erwartet. Aufgrund der diversen Fenster im Aufbau des Experiments wird dieser Energiebereich nahezu vollständig vom $50\mu\text{m}$ Eisenfenster des Gas-Jet Targets absorbiert (vgl. Abb. 4.15, S. 90), sodass er für die Detektoren nicht sichtbar ist.

Die charakteristischen Linien der Balmer-Serie in Uran werden in einem Bereich von ca. 11 bis 21 keV erwartet [89]. Im Laborsystem verschieben sich diese Energien aufgrund der Doppler-Verschiebung bei 145° und einer Strahlenergie von 75,9 MeV/u in einen Energiebereich von ca. 8 bis 15,5 keV. In Abbildung 5.16 ist dieser Bereich vergrößert dargestellt. Zudem sind die Messungen mit einem Xe- sowie einem N-Gastarget zur verbesserten Darstellung getrennt mit der anschließenden Kalibriermessung aufgetragen. Im Vergleich beider Graphen wurde lediglich die vertikale Achse den Zählraten des un-

Übergang	$E_{theo,Doppler}$ [eV]	Übergang	$E_{theo,Doppler}$ [eV]
$3s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	8192,1	$3p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$	11687,3
$3p_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	8449,5	$3p_{5/2} \rightarrow 2p_{1/2}$	12141,9
$3d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	9475,8	$3p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$	12307,6
$3d_{5/2} \rightarrow 2p_{3/2}$	9599,8	$4p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$	14443,8

Tabelle 5.5: Tabelle mit möglichen charakteristischen Balmer-Übergängen von Uran [89]. Weitere Übergänge werden durch die Bi-Kalibrierlinien der ^{210}Pb -Kalibrierquelle überdeckt. Die theoretischen Energien sind bereits Dopplerverschoben um 145° .

teren Graphen angepasst. Oberhalb beider Graphen sind Energiebereiche aufgezeigt, in denen charakteristische Linien der Balmer-Serie von Uran nach der Dopplerverschiebung auftreten würden [89]. Die Energiebereiche unterscheiden sich zunächst in der Schale, in welcher das Elektron sich zu Beginn befindet ($n=3$ [schwarz], $n=4$ [violett]). Die nachfolgende Unterscheidung bezeichnet den Zustand, auf welches das Elektron nach dem Übergang final übergeht (z.B. $2p_{3/2}$). So beinhaltet beispielsweise die Notation “ $n=3 \rightarrow 2p_{3/2}$ ” unter anderem den Übergang $3s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}$ aus Tabelle 5.5.

Betrachtet man den oberen Graphen in Abbildung 5.16, so fällt zunächst die bereits thematisierte Verschiebung beider Spektren im Bereich der Bi- L_β -Linien auf, was auf die Präzision der jeweiligen Energiekalibrierungen zurückzuführen ist. Eine Analyse der charakteristischen Linien der Balmer-Serie in Uran ist somit erschwert. Jedoch ist aufgrund der insgesamt zu geringen Zählrate der Uran-Linien auch ohne diese Problematik eine eindeutige Zuordnung sehr schwierig. Ein Versuch der Analyse des Bereiches von 8 bis 15 keV (Tab. 5.5) beider Messungen aus Abbildung 5.16 stellt sich wie folgt dar:

- **8 bis 10 keV:**

In der detaillierten Analyse fallen in diesem Energiebereich keine Strukturen auf. Dies kann auf viele Gründe zurückgeführt werden. Neben der geringen Zählrate von Uran in dieser Messung, ist dieser Energiebereich von weiteren Absorptionsverlusten durch Aluminiumfolien auf dem Weg zum Detektor betroffen. Etwaige Zählraten im Bereich von ca. 8,2 keV sind auf den Achsenabschnitt der Kalibrierkurve (siehe Abb. 5.15) sowie nicht abgeschnittenes Rauschen zurückzuführen.

- **11 bis 12,5 keV:**

Im Bereich zwischen den Bi- $L_{\alpha 1,2}$ - und Bi- $L_{\beta 1,2,4}$ -Kalibrierlinien finden sich keine eindeutigen Peaks, welche sich im Vergleich mit der Kalibriermessung hervorheben. Für drei angedeuteten Strukturen wurden die Übergänge in Uran hinzugefügt. Allerdings sind diese Strukturen nicht signifikant genug, um belastbare Aussagen zu treffen.

- **14 bis 15 keV:**

In diesem Zwischenbereich finden sich erneut schwer identifizierbare Peaks, welche sich gegenüber der Kalibriermessung herausstellen. Einzig eine Struktur kann andeutungsweise mit einem Übergang in Uran verknüpft werden. Jedoch ist auch diese Struktur nicht signifikant genug.

In der Schlussbetrachtung der Messung eines U^{89+} -Strahls mit einer Energie von 75,9 MeV/u wechselwirkend mit einem Gas-Jet Target (Targetgas Xe oder N) kann allgemein das Testexperiment als Erfolg angesehen werden. In einer kurzen Vorbereitungszeit zeigte der Prototyp final in 10 von 16 Pixeln Signale. Hierbei erreichte der Detektor eine Auflösung von unter 500 eV bei 30 keV Photonen, was oberhalb des theoretischen Auflösungsvermögens von 50 eV (siehe Kap. 3.3) liegt, jedoch für die Identifikation der Kalibrierpeaks über einen weiten Bereich ausreichte. Um der niedrigen Rate des Experiments, welche in parallelen Experimenten bestätigt wurde, entgegenzuwirken, hätten zum Einen alternative Kalibrierlinien verwendet werden müssen, welche den interessierten Bereich nicht überlagern, sowie zum Anderen weitere Pixel summiert werden. Dies war in dieser Phase des Prototyps noch nicht vollständig möglich.

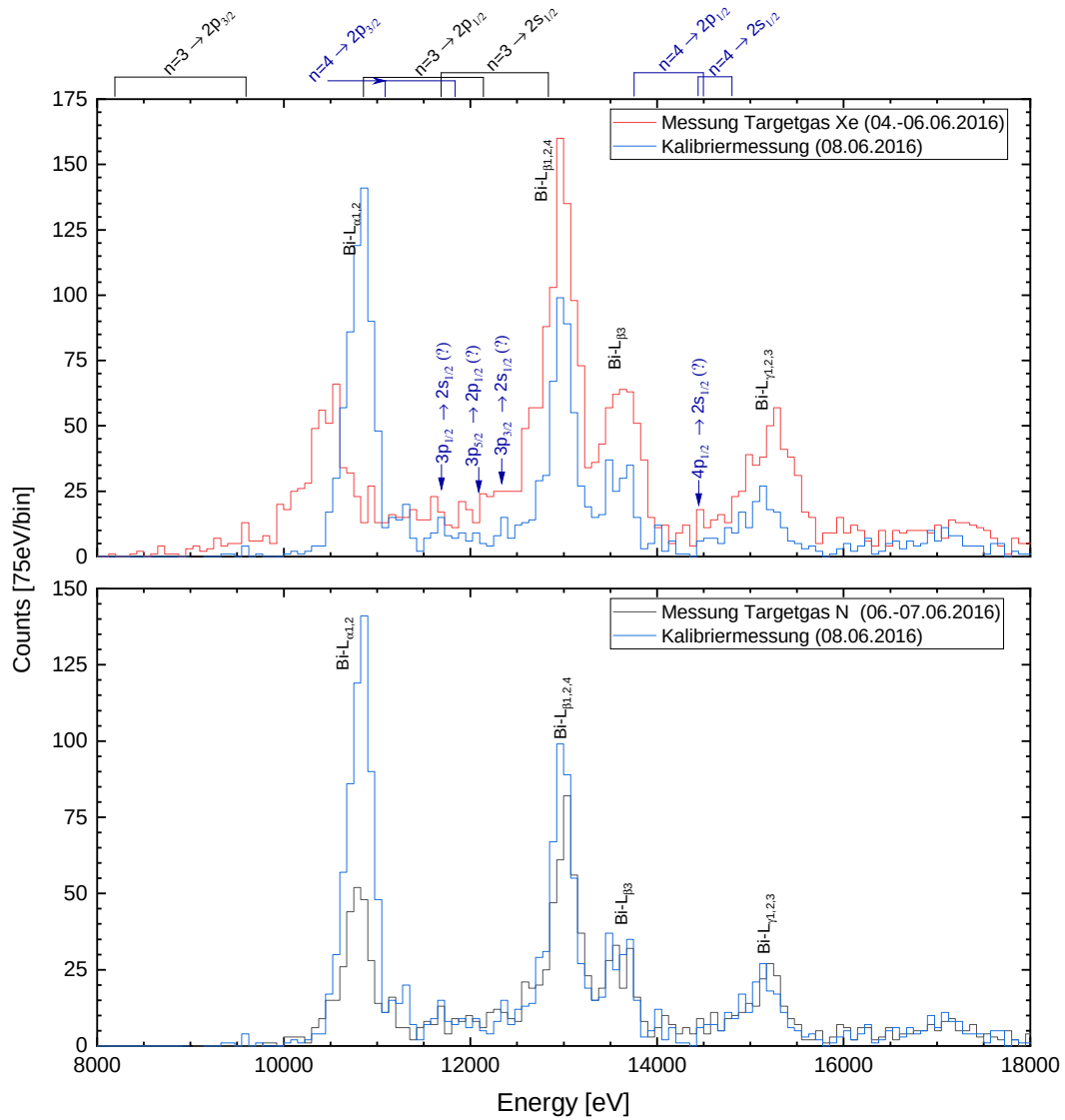


Abbildung 5.16: Spektrum des Energiebereichs von 8 bis 18 keV gemessen in der Teststrahlzeit mit einem 75,9 MeV U^{89+} -Strahl wechselwirkend mit einem Xe-Target sowie der Messung von ^{210}Pb - und ^{133}Ba -Kalibrierquellen. In diesem Energiebereich werden charakteristische Linien der Balmer-Serie in Uran erwartet. Zur Visualisierung sind die dopplerverschobenen Energiebereiche der theoretischen Energien der Balmer-Serie aus [89] oberhalb des Graphen aufgezeigt (Notation: Hauptquantenzahl des Elektrons (Ausgang) $\rightarrow$ Endzustand). Im Vergleich der Spektren mit der Kalibriermessung tauchen keine eindeutigen prominente Linien mit statistischer Aussagekraft hervor. Vier angedeutete Strukturen wurden entsprechend den dopplerverschobenen Übergängen in Uran hinzugefügt. Die Analyse wird zudem durch ein vermindertes Auflösungsvermögen des Detektors sowie geringer Statistik auf Seiten des Experiments erschwert.

5.3 Optimierungen der SiM-X

Dieses Kapitel ist den Optimierungen der SiM-X gewidmet, die während und im Anschluss an die Teststrahlzeit getestet und umgesetzt wurden.

5.3.1 Die Detektorbasis der SiM-X

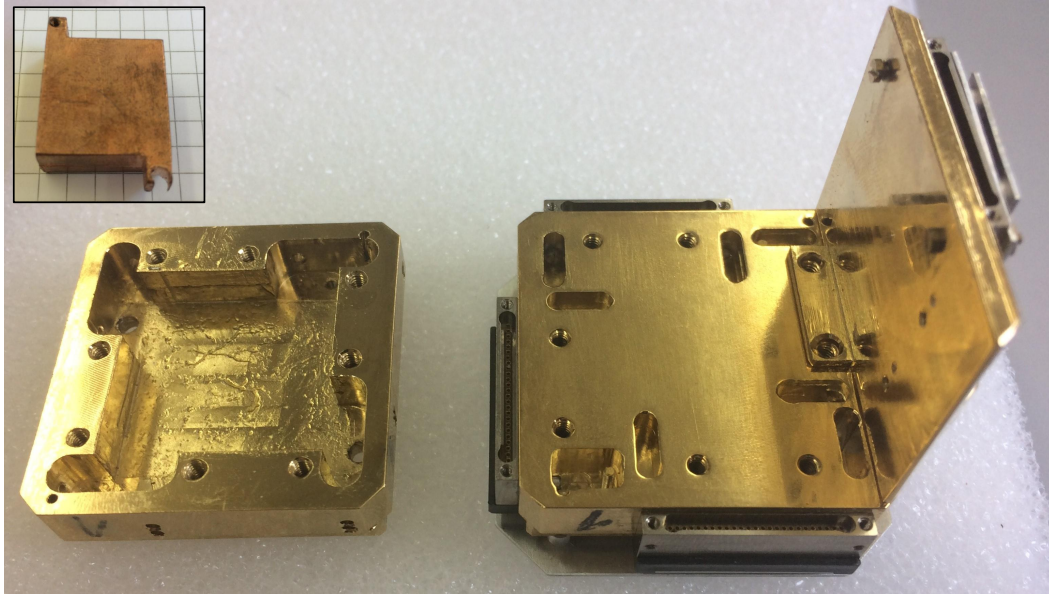


Abbildung 5.17: Fotografie des alten (links) und des neuen (rechts) Designs der Detektorbasis des SiM-X Detektors sowie des Detektorhalters am Seitenarm des Kryostaten (oben links). Im Anschluss an die Teststrahlzeit wurde die Detektorbasis neu designt, um einen besseren flächigen Kontakt herstellen zu können. Hierzu wurden die Einfräsungen im vergoldeten Kupfer auf ein Minimum reduziert. Der abgebildete Detektorhalter wurde während der Teststrahlzeit auf einer Seite aufgebohrt, da der flächige Kontakt mit dem Detektor während der Strahlzeit hierdurch verbessert werden konnte. Im Anschluss an diese Teststrahlzeit wurde ein neuer Halter im vergleichbaren Design hergestellt.

Bereits während der ersten Teststrahlzeit zeigte sich die Detektorbasis sowie der Detektorhalter, welcher mit einer Gewindeschraube am Seitenarm des Kryostaten befestigt wird, als direkte Optimierungsmaßnahmen. Wie bereits in Kapitel 5.2.3 beschrieben, wurde in der Zeit vor dem 04. Juni 2016 der Detektorhalter modifiziert, da hier kein flächiger Kontakt mit der Detektorbasis entstanden ist. Im Anschluss an die Teststrahlzeit konnte der Halter nicht weiter optimiert werden, sodass die Detektorbasis neugestaltet wurde.

In Abbildung 5.17 sind die Versionen der Detektorbasis nebeneinander dargestellt. Im linken Design ist die Version gezeigt, wie sie in der Teststrahlzeit 2016 verwendet wurde. In der Einfräsung zeigt sich noch die Verwendung von Apiezon N³ Vakuummfett für die

³<https://www.apiezon.com/products/vacuum-greases/n-grease>

Kontaktflächen. Apiezon N weist bis in den kryogenen Bereich eine gute thermische Leitfähigkeit auf und sorgt an den Kontaktflächen für eine optimale thermische Ankopplung. Auch nach der Modifikation des Detektorhalters (siehe Abb. 5.17 oben links) konnte die Pulshöhe bei den Cs-K_α nicht über 0,2 V hinaus optimiert werden. In Abbildung 5.17 (links) sieht man aufgrund von unterschiedlichen Reflexionen des Lichts in der Einfräsung der Detektorbasis (leicht angedeutet) die verschiedenen Bahnen des Fräasers aus der Fertigung. Um den flächigen Kontakt des Detektors mit dem Detektorhalter wirksamer zu gewährleisten, wurde nach der Teststrahlzeit eine neue Detektorbasis (rechts) hergestellt. Die Fertigung einer solchen Kontaktfläche ist zudem einfacher ohne die zuvor einliegende Fräsung herzustellen. Dies macht besonders die neue Version der Detektorbasis aus. Ein direkter Vergleich beider Versionen wurde im Labor nicht durchgeführt. Nach dem Umbau der Detektorbasis auf die neue Version wurden Mitte 2017 Pulshöhen von bis zu 0,45 V bei der 59,541 keV γ -Emission von ²⁴¹Am gemessen. Im Vergleich zur alten Version und dem Einsatz während der Teststrahlzeit (siehe Kalibrierung in Abb. 5.15) hätte diese Energie im alten Setup eine Pulshöhe von 0,38 V erreicht.

5.3.2 Die thermische Ankopplung des Arrays

Der Einsatz von Apiezon N Vakuumfett kann an vielen Stellen des Experiments zur Optimierung des thermischen Kontakts erfolgen. Während der Tests im Anschluss an die Teststrahlzeit wurde auch unterhalb der zentralen Keramikplatine mit aufgeklebtem Array Apiezon N verwendet (vgl. Abb. 5.1b, S. 119). Das Aufbringen von Apiezon N unterhalb der Keramik wurde jedoch im weiteren Verlauf wegen technischer Gründe wieder verworfen, da die große Kontaktfläche der Keramikplatine mit der Oberfläche der Detektorbasis für eine besondere Haftung sorgte und den Wechsel der zentralen Keramikplatine stark behinderte. Der Tausch der Keramikplatine wurde in den Tests verschiedener Klebungen auf sowie mit verschiedenen Arrays notwendig. Während des Anhebens bei einem Wechsel der Platine führte dies zu einem erhöhten Kraftaufwand auf die Keramik, wodurch sich die Gefahr einer Beschädigung stark erhöhte.

Eine weitere Optimierung in der thermischen Ankopplung des Arrays bestand in der Fixierung des Arrays auf der zentralen Keramik des Detektors. Dabei wird das Array zu Beginn mit Stycast 2850 FT befestigt, indem über den gesamten Verlauf des Rahmens ein Rechteck mit dem Epoxidharz nachgezeichnet wird, sodass das Array großflächig verklebt ist. Befürchtungen über thermische Spannungen und hieraus resultierend Brüche des Siliziumkörpers haben sich in keinem der durchgeführten Versuche bestätigt.

Zu Beginn der Entwicklungen wurde in diesem Klebprozess der Catalyst 24 LV für die Aushärtung des Stycast 2850 FT verwendet [86]. Dieser weist eine geringere Viskosität im Vergleich zum Catalyst 9 auf, was zudem in den unterschiedlichen Klebungen gut zu beobachten war. In späteren Klebezyklen wurde der Catalyst 9 verwendet, da dieser eine geringfügig höhere thermische Leitfähigkeit bei Raumtemperatur aufweist [86], sich zudem ebenfalls problemlos auftragen ließ sowie bereits in der Produktion des Detektors nach Bleile angewendet wurde. Eine weitere Optimierung unter der Verwendung von Stycast 1266 wurde an dieser Stelle nicht in Betracht gezogen. Dieser besitzt bei tiefen Temperaturen eine in etwa 30-fache höhere thermische Leitfähigkeit als ein Stycast 2850

FT [87], jedoch zeigte sich die Handhabung als recht schwierig aufgrund einer hohen Viskosität bei Raumtemperatur.

Wie bereits bei der Änderung der Detektorbasis wurden hier keine qualitativen Untersuchungen im Labor zu den Effekten auf das Auflösungsvermögen durchgeführt. In zukünftigen Optimierungen könnte testweise ein direkter Kontakt einer nicht leitenden oder nicht genutzten Fläche des Arrays (siehe z.B. die länglichen doppelten Strukturen links sowie rechts in Abb. 3.3, S. 35) auf die Keramikplatine oder direkt der Detektorbasis versucht werden die thermische Ankopplung zu verbessern, um die Auswirkungen auf das Auflösungsvermögen zu testen.

5.3.3 Messungen der thermischen Leitfähigkeit von Stycast

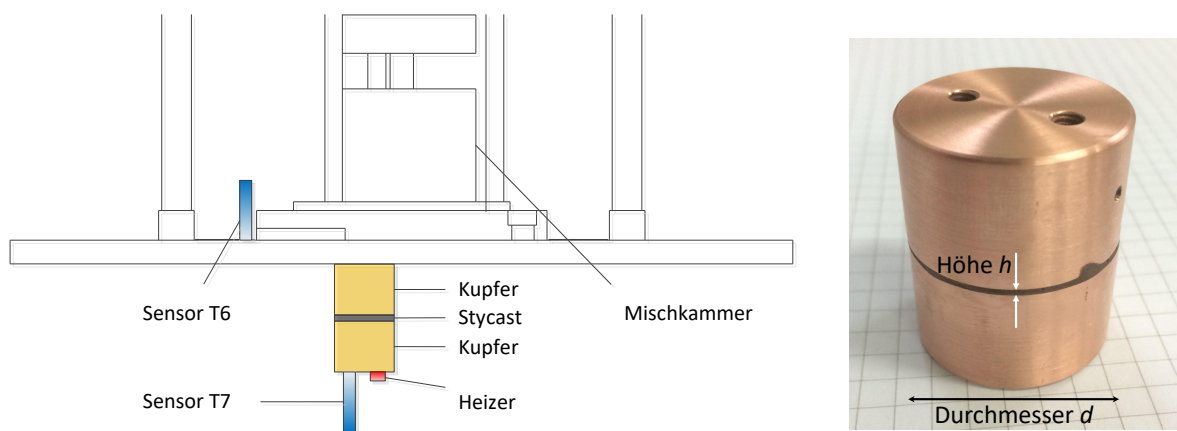


Abbildung 5.18: Darstellung der Skizze sowie einer Fotografie des Messaufbaus der thermischen Leitfähigkeit des verwendeten Stycast Epoxidharzes. In dem Verfahren werden zwei Kupferblöcke von hochreinem Kupfer an ebenen Flächen mit Stycast verklebt. Anschließend wird das modifizierte Kupferstück an der Mischkammer des Kryostaten mit Thermometer und Heizer installiert. Über verschiedene Leistungen des Heizers, angesteuert über eine Lakeshore Messbrücke, werden die Temperaturunterschiede anschließend dokumentiert.

Im Zuge der Optimierungen wurden weitere Testarrays bestückt, um die verschiedenen Typen von Stycast in Bezug auf das Auflösungsvermögen zu testen. Dabei wurde neben den bereits verwendeten Stycast 2850 FT mit Catalyst 24LV und 9 auch der Einsatz des Stycast 1266 in Kommunikation mit McCammon und Kilbourne vorgeschlagen. Dieser weist eine hohe Viskosität sowie höhere thermische Leitfähigkeit auf. Allgemein sind Daten über die thermische Leitfähigkeit insbesondere bei tiefen Temperaturen kaum verfügbar. In der Veröffentlichung von Olson et al. [87] wurde die thermische Leitfähigkeit unter anderem für Stycast 1266 und Stycast 2850 FT (keine Angabe des Catalyst in der Veröffentlichung) im Bereich von 0,05 bis 2 K gemessen. Unter der Verwendung verschiedener Katalysatoren bezüglich des Stycast 2850 FT und dem Vergleich zum Stycast 1266 wurden im Rahmen der vorliegenden Arbeit erneut Messungen in einem

vereinfachten Messverfahren zur thermischen Leitfähigkeit durchgeführt.

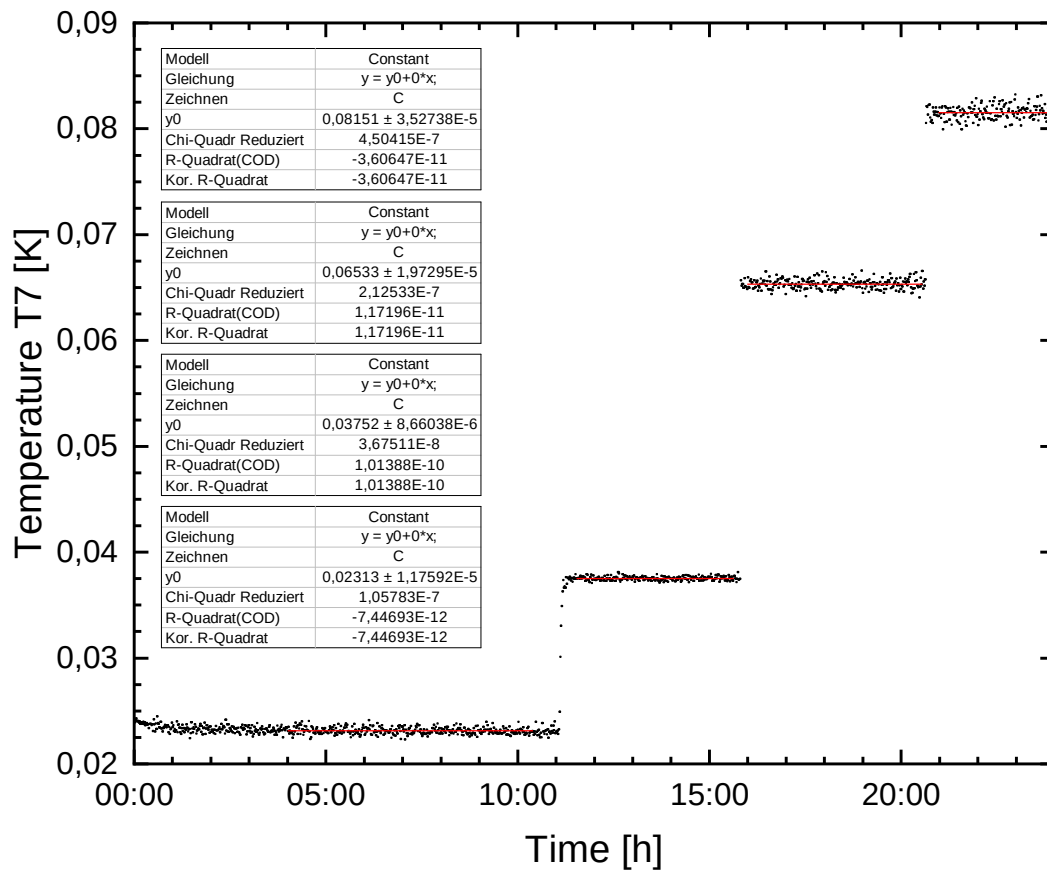


Abbildung 5.19: Graphische Darstellung einer Messreihe der Probe mit Stycast 1266. Dargestellt ist der Temperatursensor T7 zu Beginn der Messungen. Nach einer längeren Zeit, in welcher sich die Temperatur im Gleichgewicht befindet, wird die Wärmeleistung an der Probe erhöht. In der Analyse wird in einem längeren Zeitbereich eine Mittelung über eine konstante Funktion durchgeführt.

In Abbildung 5.18 ist eine Skizze (links) des Messaufbaus dargestellt. Dabei werden zwei identische Kupferstücke mit einem Durchmesser d aus hochreinem Kupfer an glatten Flächen mit den verschiedenen Stycast einer bestimmten Höhe h verklebt (Abb. 5.18 rechts). An den Enden der Kupferstücke sind Gewinde (inkl. Belüftungsbohrungen) zur Befestigung an der Mischkammer sowie für den Sensor und Heizer angebracht. Mit einer Gewindestange (Messing) wird das Kupferstück schließlich an der Mischkammer des Kryostaten befestigt. Zur Optimierung der Kontaktflächen wird Apiezon leicht aufgetragen. Über eine Lakeshore Messbrücke wird anschließend die Leistung des Heizers sukzessive erhöht, sodass eine Wärmeleistung $\dot{Q}$ eingebracht wird (siehe Kap. 2.2.3). Währenddessen werden die Temperaturen der Sensoren T6 und T7 kontrolliert und dokumentiert. In der späteren Analyse wird ein ausreichender Zeitraum ausgewählt, in dem die Temperaturen ins Gleichgewicht kommen, bevor die Leistung des Heizers erhöht wird. Über einen linearen Fit der Zeiträume entstehen so gemittelte Temperaturen der Sensoren. In Abbildung 5.19 befindet sich ein Ausschnitt einer Messreihe einer Stycast 1266 Probe bezüglich Sensor T7. Die Ergebnisse der durchgeführten Fits einer konstanten

	h [mm]	Δh [mm]	d [mm]	Δd [mm]
Cu (CW008)	35,0	0,2	30,0	0,2
Stycast 2850 FT (Catalyst 24 LV)	0,7	0,1	29,9	0,2
Stycast 2850 FT (Catalyst 9)	1,2	0,1	29,9	0,2
Stycast 1266	1,1	0,1	29,6	0,2

Tabelle 5.6: Abmessungen der Testmuster zur Messung der Wärmeleitfähigkeit bei tiefen Temperaturen (vgl. Abb. 5.18).

Funktion sind ebenfalls in dieser Grafik enthalten. Die Fehler der Temperaturmessungen wurden aus den Fitergebnissen bestimmt, wobei sich der relative Fehler der Temperatur $\Delta T/T$ zu maximal 0,18% in allen durchgeführten Messungen bestimmt.

Mit Hilfe von Gleichung 2.15 (S. 14) und den Abmessungen der Stycastschicht kann die Wärmeleitfähigkeit λ des Stycast berechnet werden. Bevor die Wärmeleitfähigkeit jedoch berechnet werden kann, müssen die vielen verschiedenen Grenzflächen berücksichtigt werden. So wird die Wärmeleitfähigkeit durch das hochreine Kupfer sowie Grenzflächen am Stycast beeinflusst. Zudem ist der Einfluss auf die Wärmeleitung über die Gewin-deschraube aus Messing zur Befestigung an der Mischkammer nicht trivial darstellbar. Aus diesem Grund wurde zunächst eine Messung mit einem vollständigen Kupferblock mit gleichen Abmessungen sowie Gewinden durchgeführt. Die Ergebnisse wurden im weiteren Verlauf von den Messungen mit Stycast subtrahiert. Dabei verhält sich der Wärmewiderstand analog zum ohmschen Gesetz wie folgt:

$$R_{Gesamt} = R_{Cu} + R_{Stycast} \quad (5.3)$$

$$\text{mit } R = \frac{\Delta T}{\dot{Q}} \quad (5.4)$$

In der Variablen R_{Cu} wird der Wärmewiderstand des Aufbaus abzüglich der interessierenden Stycastschicht repräsentiert, wie er in der Referenzmessung mit dem Kupferblock bestimmt wird. Nach geeigneter Subtraktion erhält man demnach den Wärmewiderstand des Stycast $R_{Stycast}$. In Verbindung mit Gleichung 2.15 wird Gleichung 5.4 genutzt, um die Leitfähigkeit des jeweiligen Stycast bestimmen zu können. Die geometrischen Werte der untersuchten Testmuster finden sich in Tabelle 5.6. Sie wurden in mehrfachen Messungen bestimmt, sodass die Fehler der Abmessungen hauptsächlich aus der Messgenauigkeit der Methode (Schieblehre) resultiert.

In Abbildung 5.20 befinden sich die Ergebnisse der Messungen in einer doppelt logarithmischen Darstellung. Aufgetragen sind die berechneten Wärmeleitfähigkeiten gegen eine mittlere Temperatur der Stycast Epoxidharze. Da die Temperatur im Stycast nicht direkt bestimmt werden kann, wurde hier die mittlere Temperatur zwischen T6 und T7 gewählt. Der Fehler dieser Temperatur wurde auf das Maximum zwischen den Werten ΔT_6 und ΔT_7 der jeweiligen Einzelmessung zur Berechnung der Differenz abgeschätzt. Der Fehler der Wärmeleitfähigkeit wurde mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung berechnet. Die Fehler der geometrischen Werte in Höhe und Durchmesser finden sich in Tabelle 5.6. Der relative Fehler $\Delta R_{Cu}/R_{Cu}$ berechnet sich mit Hilfe der Fehlerfortpflanzung zu 0,57% (Annahme: $\Delta \dot{Q}/\dot{Q} = 0,5\%$).

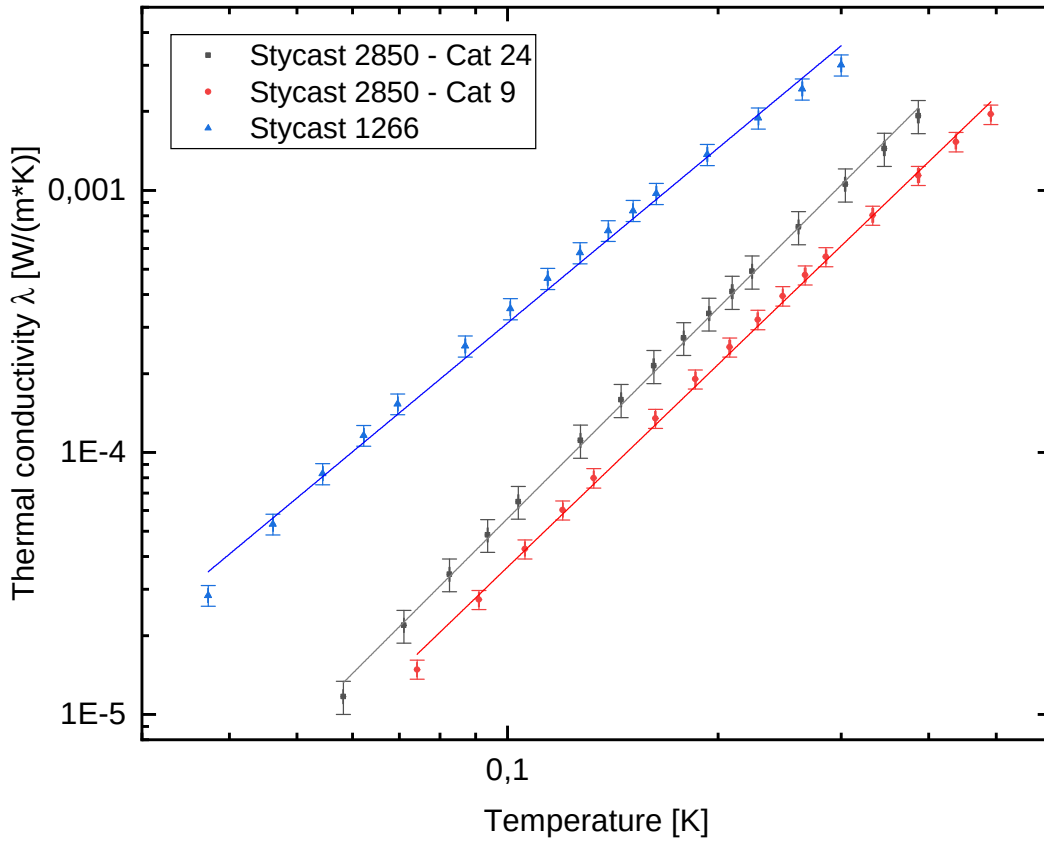


Abbildung 5.20: Graphische Darstellung der Wärmeleitmessungen verschiedener Stycast. Die Messwerte auf der doppelt logarithmischen Skala wurden unter der Verwendung einer Potenzfunktion (Gl. 5.5) gefittet, wobei die Ergebnisse der Fitfunktionen in Tabelle 5.7 zusammengefasst sind. Die Werte in horizontaler Richtung beschreiben die mittlere Temperatur einer einzelnen Messung, deren Fehler auf das Maximum der Werte ΔT_6 und ΔT_7 einer Einzelmessung abgeschätzt wird.

Die Werte der Messreihen wurden parallel zu Olson et al. [87] mit einem Fit der Form

$$\lambda = A * T^B \quad (5.5)$$

angepasst. Die Fitergebnisse sind in Tabelle 5.7 zusammengefasst. In Tabelle 5.8 sind die Wärmeleitfähigkeiten bei 50 mK mit den Fitergebnissen berechnet und den Werten von Olson et al.[87] gegenübergestellt. Die Werte des Stycast 2850 FT liegen mit beiden Katalysatoren oberhalb der Werte von Olson et al., wobei aus der Veröffentlichung nicht hervorgeht, welcher Katalysator für den Stycast 2850 FT in den Messungen der Veröffentlichung genutzt wurde. Währenddessen erreicht die gemessene Wärmeleitfähigkeit des Stycast 1266 in etwa nur die Hälfte des Wertes von Olson et al.. Die Unterschiede der Ergebnisse können von mehreren Faktoren beeinflusst worden sein, wie beispielsweise dünne Schichtdicken im Messaufbau, Einflüsse von Grenzflächen inklusive Gaseinschlüssen während des Klebprozesses sowie dem Einfluss weiterer Materialien im Aufbau. Dennoch geben die Messungen, insbesondere bezüglich der verwendeten Katalysatoren des Stycast 2850 FT, einen Aufschluss über den Grad des Einflusses im Aufbau und der Weiterentwicklung der SiM-X. Insbesondere die Ergebnisse des Stycast 1266 stellen

Stycast	A [W/(m*K)]	B	red. χ^2
2850 FT (Cat.24 LV)	$0,0261 \pm 0,0012$	$2,6684 \pm 0,0244$	0,147
2850 FT (Cat.9)	$0,0135 \pm 0,0007$	$2,5696 \pm 0,0294$	0,639
1266	$0,0515 \pm 0,0048$	$2,2180 \pm 0,0415$	1,365

Tabelle 5.7: Fitergebnisse der Funktion nach Gl. 5.5 in Abb. 5.20.

wichtige Erkenntnisse für die Optimierung der SiM-X dar. Mit ca. einer Größenordnung kann die Wärmeleitung im Aufbau der SiM-X unter der Verwendung von Stycast 1266 verbessert werden.

	$\lambda_{50\text{ mK}} \left[\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right]$	$\lambda_{Olson, 50\text{ mK}} \left[\frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right]$
Stycast 2850 FT (Catalyst 24 LV)	$8,8 \cdot 10^{-6}$	
Stycast 2850 FT (Catalyst 9)	$6,1 \cdot 10^{-6}$	
Stycast 2850 FT		$3,3 \cdot 10^{-6}$
Stycast 1266	$6,7 \cdot 10^{-5}$	$1,3 \cdot 10^{-4}$

Tabelle 5.8: Wärmeleitung verschiedener Stycast bei 50 mK nach Gl. 5.5 mit den Fitergebnissen aus Tab. 5.7 im Vergleich mit der Veröffentlichung von Olson et al.[87].

5.3.4 Finale Testmessungen der SiM-X mit Stycast 1266

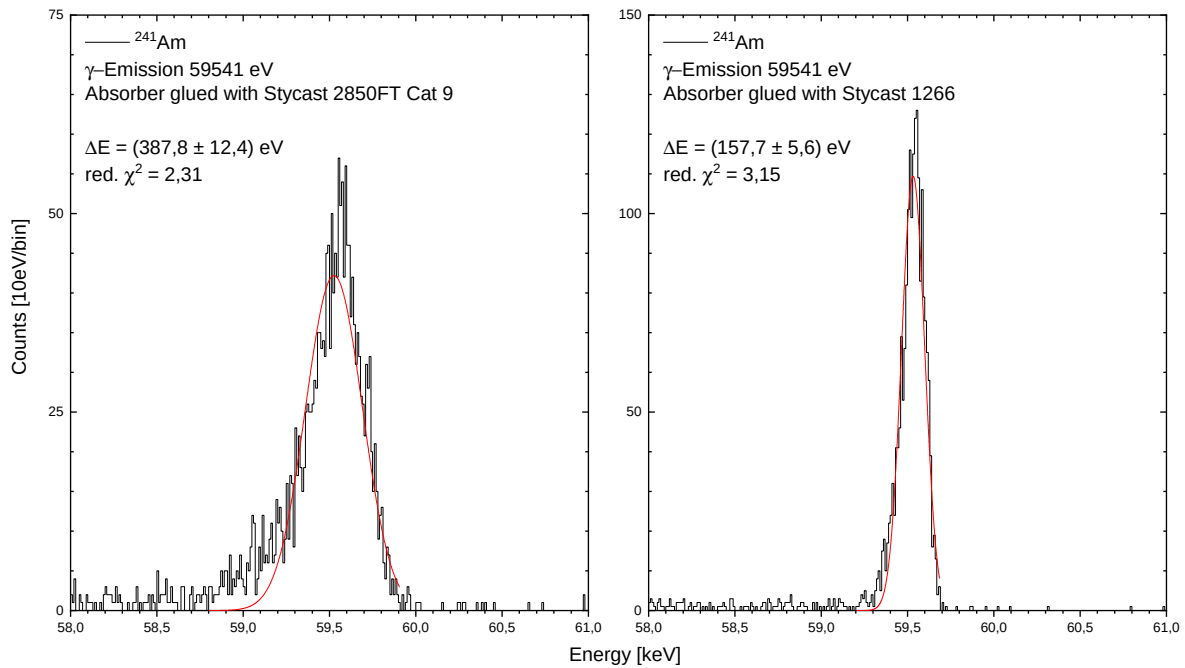


Abbildung 5.21: Spektrum der 60 keV γ -Emission von ^{241}Am im Vergleich zweier Pixel. In zwei möglichst gleichmäßigen Fertigungen wurden Absorber auf Pixel mit Stycast 2850FT (Kat.9) oder Stycast 1266 geklebt. Die Halbwertsbreiten des Gaußfits mit statistischer Gewichtung der ersten Tests sind in den Grafiken dargestellt.

Nach den Untersuchungen der Wärmeleitfähigkeit des Stycasts wurden diverse Pixel auf einem Testarray (#103) mit Stycast 2850 FT (Catalyst 9) sowie Stycast 1266 geklebt. Dabei zeigte sich bereits nach dem Abkühlen, dass Signale der Pixel mit Stycast 1266 eine etwa 200 mV höhere Pulshöhe aufwiesen. Allerdings war auch das Rauschen leicht erhöht, was in der Folge sich auf das Signal-zu-Rauschverhältnis auswirkt. In dieser gleichzeitigen Messung auf einem Array mit verschiedenem Stycast wurde mit dem Stycast 2850 FT (Catalyst 9) eine Auflösung von knapp unter 400 eV bei 60 keV Photonen erzielt, während ein Pixel mit dem Stycast 1266 eine Halbwertsbreite von ca. 150 eV erreichte (siehe Abb. 5.21). Die Spacer, Absorber sowie Al-Wedgebonds beider Testreihen wurden jeweils im Rahmen von Fertigungsgenauigkeiten möglichst gleichmäßig aufgebaut. Die Werte der erreichten Halbwertsbreiten stellen die Spitzenwerte für beide Messreihen dar und sind aufgrund einer kleinen Anzahl an Pixeln nicht vollständig repräsentativ. So erreichten die verbleibenden Pixel mit Stycast 1266 eine Auflösung von ca. 280 bis 400 eV bei 60 keV Photonen. Dennoch stellten diese ersten Erkenntnisse eine gute Basis für ein weiteres Vorgehen dar.

In einem weiteren Test wurde der Einfluss der Position der Absorber auf dem Pixel auf das Auflösungsvermögen untersucht, indem, wie in Abbildung 3.2 (S. 34) skizziert, verschiedene Positionen zur Fixierung der Absorber getestet wurden. In Abbildung 5.22 und 5.23 sind Mikroskopaufnahmen der zuvor genannten Testpixel dargestellt, bei welchen Stycast 1266 als Kleber verwendet wurde. Auf der linken Seite der Abbildung befinden sich zugehörige Bonds auf dem Array, während auf der rechten Seite die Aufnahmen

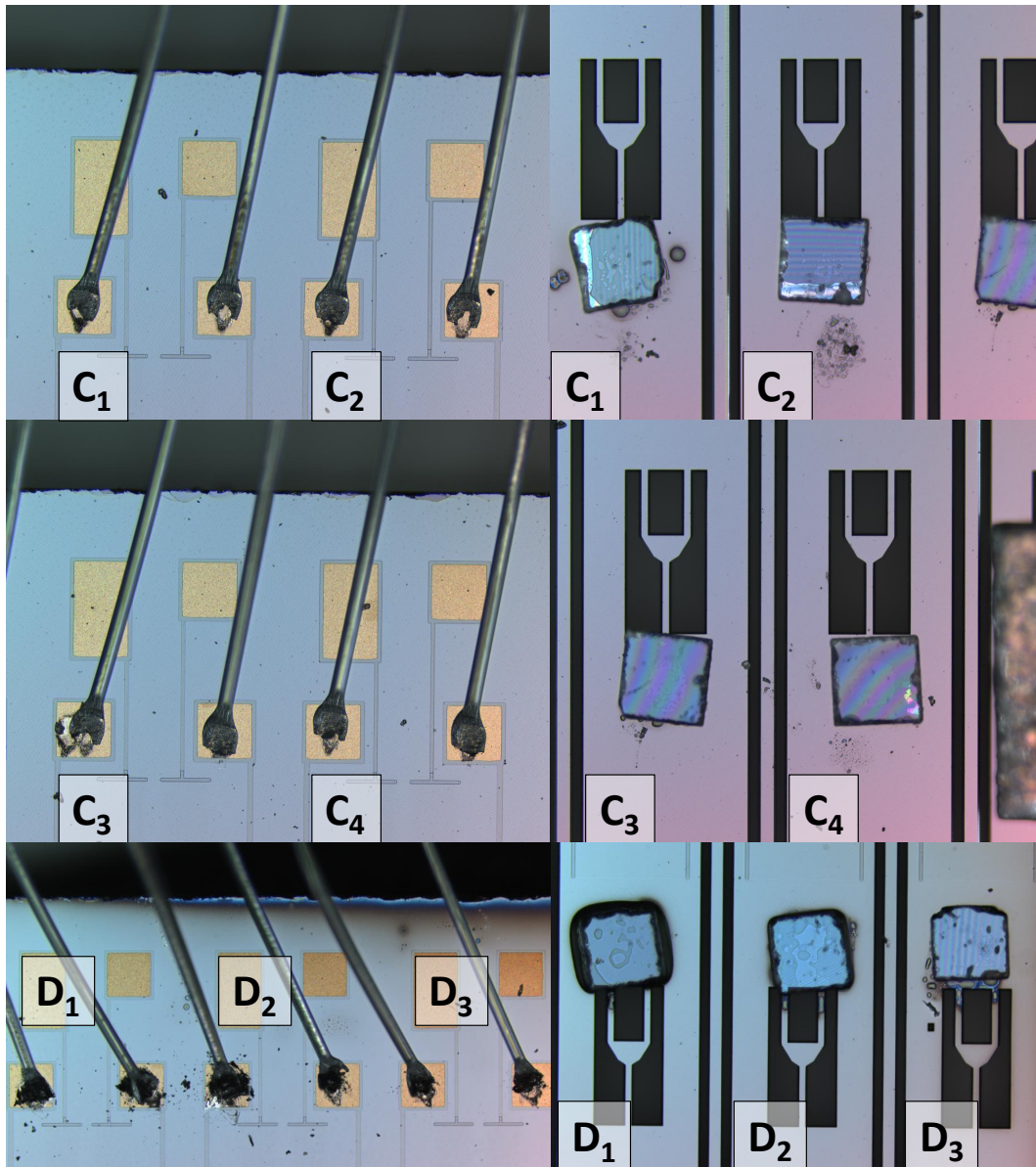


Abbildung 5.22: Mikroskopaufnahmen von Bond- sowie Klebestellen verschiedener Pixel der finalen Testmessungen der SiM-X. Auf der linken Seite befinden sich die Bondstellen ausgewählter Pixel des Arrays (#103), während auf der rechten Seite die Aufnahmen der Spacer dieser Pixel dargestellt sind. Die Bezeichnungen C und D benennen verschiedene Klebedurchführungen mit Stycast, welche mit diesem Array und den jeweiligen Pixel durchgeführt wurden. Dabei wurden die Chargen C und D mit Stycast 1266 beklebt. Die Spacer der Pixel C sind mittig auf der dafür vorgesehenen zentralen Klebestelle des Pixels fixiert worden (Position A, Abb. 3.2, S. 34), während die Pixel D dezentral in der Nähe des Thermistors befestigt wurden (Position C, Abb. 3.2, S. 34).

der jeweiligen Spacer auf den Pixeln dargestellt sind. Die Pixelbezeichnungen C₁ bis C₈ beschreiben Testpixel, bei denen die Spacer an der vorgesehenen zentralen Position

A (siehe Abb. 3.2, S. 34) befestigt wurden. Zu Testzwecken sind bei den Pixeln D₁ bis D₃ die Spacer in einer dezentralen Position C (Abb. 3.2) angebracht worden, welche sich nahe am Thermistor des Pixels befindet. In Abbildung 5.22 ist dieser beginnend oberhalb der aufgeklebten Spacer D₁ bis D₃ erkennbar.

Betrachtet man die erreichten Halbwertsbreiten ΔE bei 60 keV Photonen dieser Pixel so ergibt sich ein heterogenes Bild. In Tabelle 5.9 befinden sich die Ergebnisse aus zwei Messungen. Die Pixel der Reihe D wurden nach den Messungen am 23.02.2018 produziert, während das Pixel C₆ in dieser Fertigung zerstört wurde. Die verbleibenden in Abbildung 5.22 und 5.23 gezeigten Pixel wurden aufgrund von hohen Halbwertsbreiten ($\Delta E > 300$ eV bei 60 keV) in den Analysen nicht weiterverfolgt oder zeigten während den Messungen keine Funktion.

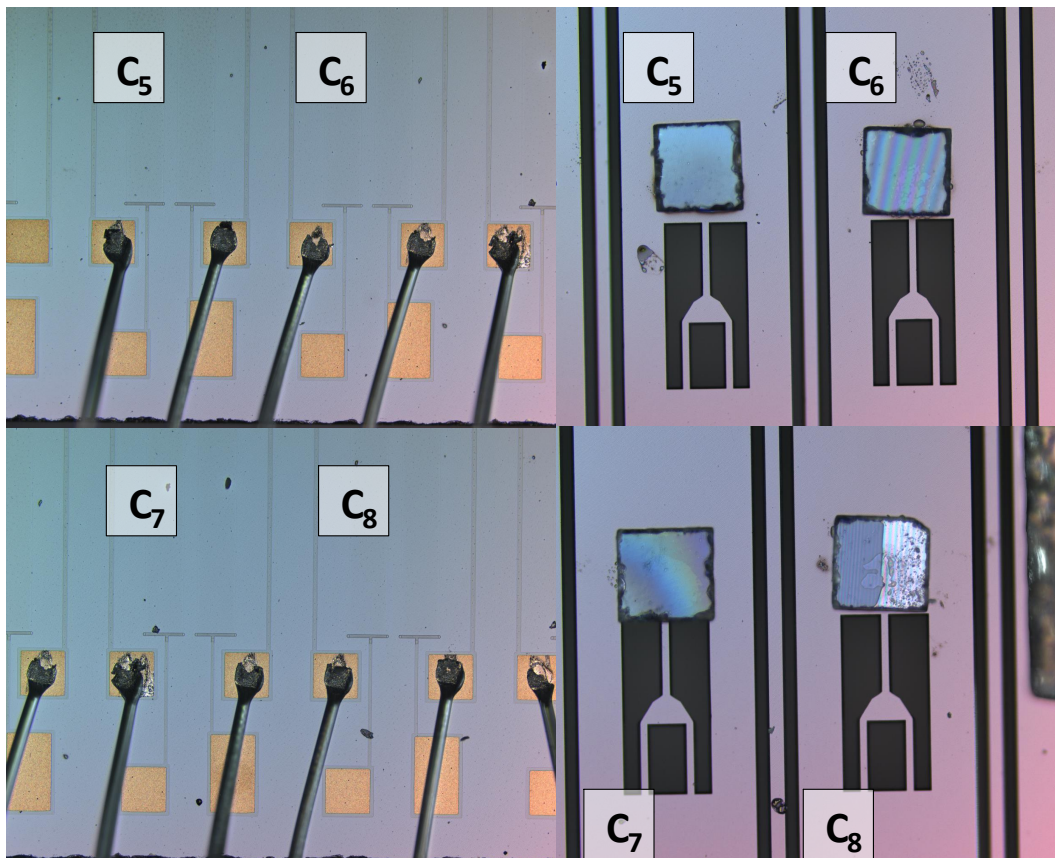


Abbildung 5.23: Mikroskopaufnahmen von Bond- sowie Klebestellen verschiedener Pixel der finalen Testmessungen der SiM-X. In der Weiterführung von Abbildung 5.22 befinden sich auf der linken Seite Bondstellen ausgewählter Pixel des Arrays (#103), während auf der rechten Seite die Aufnahmen der Spacer dieser Pixel dargestellt sind.

Die Ergebnisse der Messungen zeigen, dass die Halbwertsbreiten in der zweiten Messung Ende März weiter reduziert werden konnten. Dabei sind die Pulshöhen in C₄ vergleichbar geblieben, während sie in C₂ gesunken ist. Zwischen beiden Messungen wurden jedoch neben der Produktion neuer Pixel keine weiteren Verbesserungen oder Anpassungen am Aufbau vorgenommen. Daher ist nicht bekannt, woher die signifikante Verringerung der Signalamplitude für dieses Pixel kommt.

Pixel	$\Delta E_{60\text{ keV}}$ [eV]	Pulshöhe [mV]	$\Delta E_{60\text{ keV}}$ [eV]	Pulshöhe [mV]
	23. Februar 2018		22. März 2018	
C ₂	441,8 $\pm$ 14,5	-919,3	297,0 $\pm$ 5,6	-669,1
C ₄	274,2 $\pm$ 5,2	-850,9	235,4 $\pm$ 3,6	-887,2
C ₆	154,9 $\pm$ 3,4	-819,1	X	X
D ₁	-	-	83,5 $\pm$ 2,4	-919,8
D ₂	-	-	110,0 $\pm$ 2,0	-879,1

Tabelle 5.9: Ergebnisse verschiedener Messungen vom 23. Februar und 22. März 2018 mit einer ^{241}Am -Kalibrierquelle mit unterschiedlichen Testpixeln. Die Testpixel D₁ und D₂ wurden nach den Messungen am 23.02.2018 mit Absorbern bestückt (“-”), während das Testpixel C₆ in diesem Klebeprozess zerstört wurde (X). Die weiteren Pixel der Reihen C und D wurden aufgrund von schlechtem Auflösungsvermögen nicht weiter verfolgt oder zeigten keine Funktion.

Besonders die Halbwertsbreiten in den Testpixeln D₁ und D₂ erreichen ein sehr gutes Niveau mit minimal 83,5 eV bei 60 keV Photonen. Diese Messung, dargestellt in Abbildung 5.24, beschreibt ein neues Optimum des SiM-X Detektors in einem neuen Kryostaten mit Pulsröhrenkühler und reicht damit näher an das theoretische Limit dieser Detektoren heran (siehe Kap. 3.3). Auch die Auflösung des Pixels D₂ von 110 eV lag unter der zuvor in diesem Kryostaten erreichten Auflösung von ca. 120 bis 140 eV bei 60 keV Photonen mit dem Array von Bleile et al.. Die minimal erreichte Halbwertsbreite des Detektors von Bleile et al. liegt bei $\Delta E_{60\text{ keV}} = 46\text{ eV}$ im Einsatz in einem He-Badkryostaten [20]. Betrachtet man unter dem Aspekt der erreichten Halbwertsbreiten die Mikroskopaufnahmen in den Abbildungen 5.22 und 5.23, so können Informationen gesammelt werden, um zukünftige Produktionszyklen zu optimieren. So wirken die Bonds der Testpixel D₁ und D₂ aufgrund vieler Fehlversuche stark gebraucht. Durch die Ultraschalleistung in fehlgeschlagenen Bondprozessen sind vermeintlich verschmutzte Areale entstanden, die eine mindere Qualität des Bonds bewirken könnten. Mit Blick auf einen erhöhten Kontaktwiderstand zwischen dem Bondpad und des Bonddrahtes könnte somit das Rauschverhalten des Kanals erhöht sein. In Abbildung 5.25 ist ein Fourierspektrum der Messung des Testpixels D₁ vom 22. März 2018 (Messzeit 12 h) sowie des Testpixels C₆ vom 23. Februar 2018 (Messzeit 11 h) dargestellt. In den Messungen wurden verschiedene FET-Boxen auf 4 K verwendet, jedoch die gleiche Verstärkerbox auf 300 K. Aufgrund des Butterworthfilters vierter Ordnung ($f_{\text{Grenz}} = 500\text{ Hz}$) sowie der 5 kHz Abtastfrequenz sind hochfrequente Störungen sehr stark unterdrückt. Auffallend in dem Spektrum ist auch eine vermeintliche Verschiebung der Eigenfrequenz des Pixels von ca. 730 Hz auf ca. 830 Hz aufgrund der Verschiebung des Schwerpunkts in der Spacerfixierung. Eine weitere auffällige Frequenz in Testpixel C₆ ist ein starkes Rauschen bei 140 Hz. Diese Frequenz ist in vergangenen Messungen seit Inbetriebnahme aufgetreten als Eigenfrequenz des Seitenarms im Kryostaten. Die verbleibenden Unterschiede in den Rauschspektren können auf eine Vielzahl an Faktoren zurückzuführen sein. Insbesondere die Kabelführung vom Detektor bis zur Impedanzanpassung in den FET-Boxen beeinflusst das Rauschen der Detektoren. Gleiche Bedingungen im Rauschverhalten zwischen aufeinanderfolgenden Abkühlzyklen waren stellenweise schwierig herzustellen.

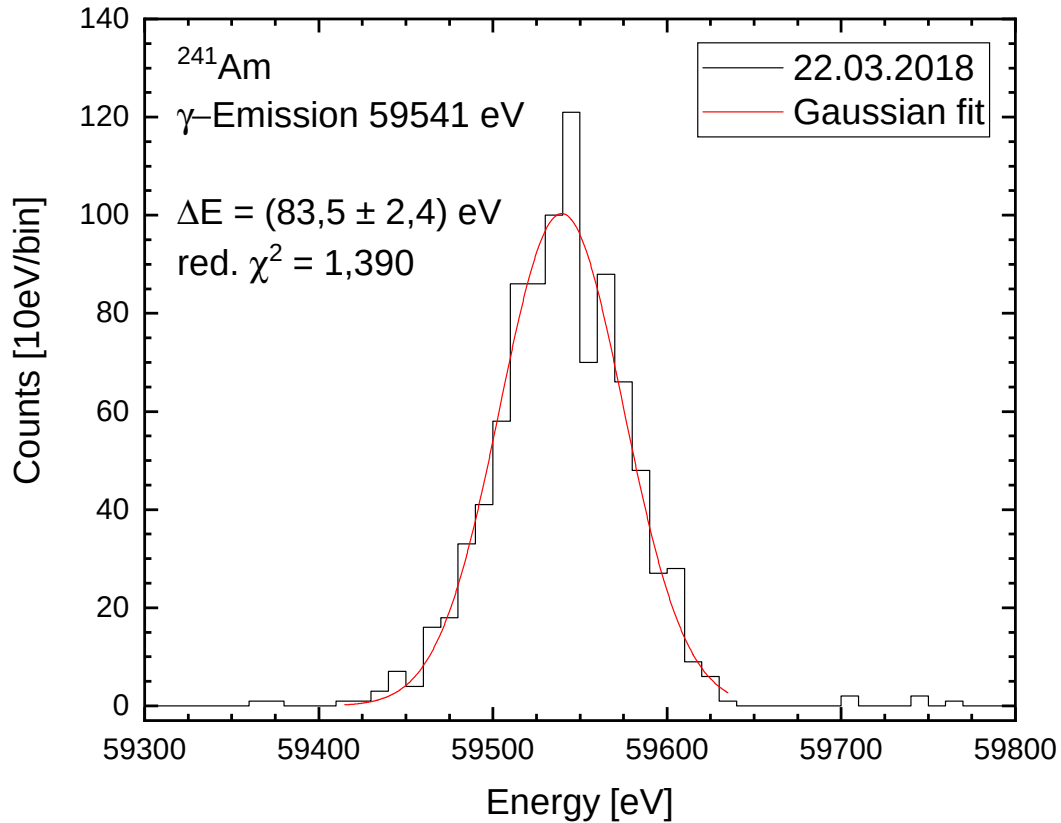


Abbildung 5.24: Spektrum der 60 keV γ -Emission von ^{241}Am aufgenommen mit einem Mikrokalorimeterpixel (D_1). Die erreichte Halbwertsbreite des Gaußfits mit statistischer Gewichtung betrug 83,5 eV. Diese Halbwertsbreite stellt ein neues Minimum dieser Detektoren in diesem Kryostaten dar und war die Folge der vorangegangenen Optimierungen inklusive einer Platzierung des Spacers in der Nähe des Thermistors auf dem Pixelkörper (siehe Abb. 3.2: Position C).

Details der Messung: Messzeit 12 h; FET-Box #4

Nach dem Vergleich der Bondstellen kann der Blick nun auf die Spacer der verschiedenen Testpixel gewendet werden. Hier fällt insbesondere bei Testpixel D_1 auf, dass neben kleinen Einschlüssen von Luft vermeintlich mehr Stycast 1266 eingesetzt wurde (sichtbar an den Rändern des Spacers), als bei den weiteren Testpixeln. In der Aufnahme des Pixels D_2 sind größere Einschlüsse von Luft zu sehen, jedoch kein erhöhter Einsatz von Stycast 1266. In einem nachfolgenden kurzen Test mit einem weiteren Array (#305) wurden erneut Pixel in den Positionen A und C fixiert. Die Steigerung in den Pulshöhen an Position C wurde auch hier wieder gezeigt. In einem dieser Pixel konnte eine Auflösung von ca. 165 eV erreicht werden, wobei auch hier in der Produktion vermeintlich mehr Stycast verwendet wurde. Im Schluss kann ansatzweise geschlossen werden, dass im Klebeprozess etwas mehr Stycast verwendet werden könnte. Allerdings ist auch Vorsicht geboten, da die Wärmekapazität des Stycast sich auf das theoretische Auflösungsvermögen auswirkt (vgl. Kap. 3.3).

In einer Nachbetrachtung dieser Tests ist die Verwendung des Stycast 1266 deutlich als positive Änderung im Produktionsprozess der SiM-X Detektoren hervorzuheben. Die

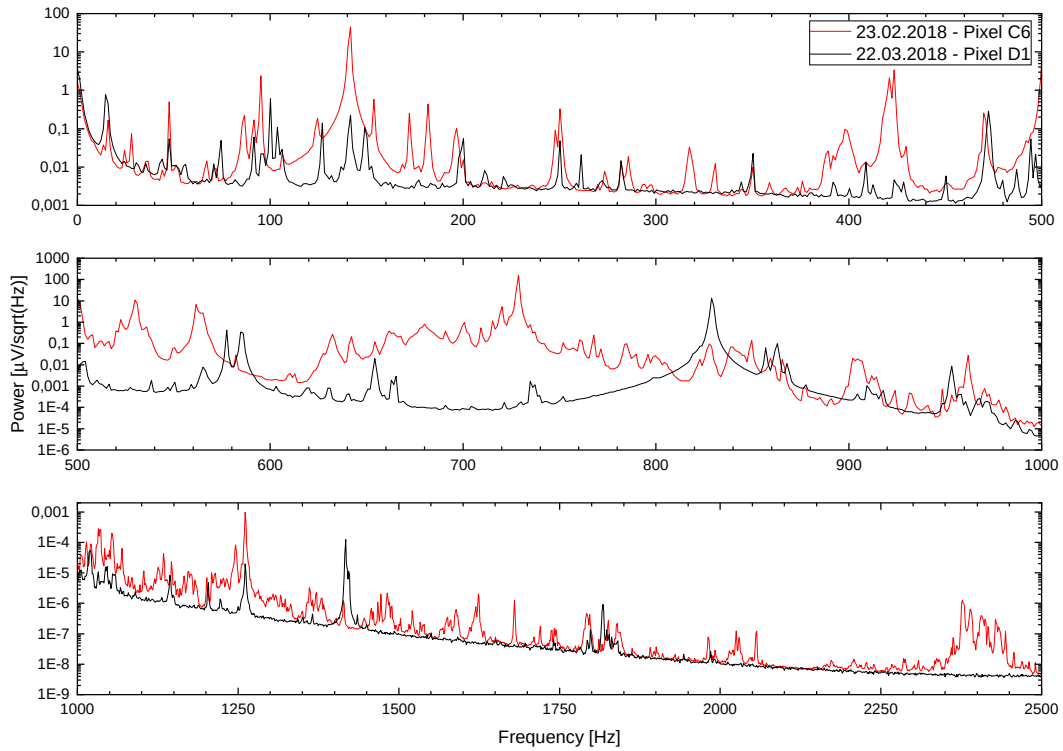


Abbildung 5.25: Logarithmische Darstellung des Fourierpektrums der Messungen zweier mit Stycast 1266 fixierter Testpixel unterschiedlicher Positionierung des Absorbers. Der Spacer des Testpixels C_6 wurde mittig auf dem Pixel befestigt (Position A - Abb. 3.2), während der Spacer D_1 (Position C - Abb. 3.2) nahe dem Thermistor auf dem Pixel fixiert wurde. In der Konfiguration der Signalverbindung wurden verschiedene FET-Boxen verwendet, jedoch im Vergleich dieser Messungen die gleiche Verstärkerbox.

Signalamplituden (bei nicht proportional wachsendem Rauschen) wurden verbessert, sodass unter der Verwendung von Stycast 1266 sehr gute Auflösungen erzielt wurden. Die Position der Spacer auf dem Pixel in der Nähe des Thermistors bewirkt aufgrund geringerer Verluste von Phononen ein verbessertes Auflösungsvermögen gepaart allerdings mit einer Dezentralisierung der Absorber bezogen auf eine geometrische Mitte des Arrays. Dies ist insbesondere bei Messungen an einem Gas-Jet Target mit nachfolgender Dopplerverschiebung von Nachteil. Die beispielsweise in vertikaler Richtung dezentrierten Pixel auf einem Array sorgen für eine diffizilere Dopplerkorrektur in einer weiteren Dimension. Daher sind diese Fixierungspunkte auf dem Pixel eher für Messungen an Ionenfallen oder ähnlichen Experimenten denkbar, um die verbesserten Eigenschaften der Auflösung nutzbar zu machen.

Während der Tests wurden in verschiedenen Abkühlzyklen unterschiedliche FET-Boxen verwendet, was keine signifikanten Unterschiede in den hier dargestellten Ergebnissen zeigte. Hingegen traten bei unveränderter Konfiguration des Aufbaus stellenweise Unterschiede im Signal-zu-Rauschverhältnis zwischen zwei Abkühlzyklen auf. In weiteren Messungen können die Einflüsse der Signalkabel sowie die Qualität der Bonds auf dem Array auf das Signal-zu-Rauschverhältnis untersucht werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden die Detektoren bestehend aus Siliziummikrokalorimetern weiterentwickelt, um mit einer Erweiterung der aktiven Fläche die systematischen und statistischen Fehler in experimentellen Messungen reduzieren zu können. Die von der NASA Goddard Gruppe sowie der University of Wisconsin-Madison entwickelten Mikrokalorimeter wurden in der Gruppe von P. Egelhof an der Universität Mainz für Experimente mit Röntgenphotonen hoher Energie angepasst. Mit einem Detektor nach Design von Bleile et al. führte die Gruppe um P. Egelhof verschiedene Experimente zur Messung der Lamb-Verschiebung an hochgeladenen schweren Ionen durch und erreichte in Labormessungen eine Auflösung von 46 eV bei 60 keV Photonen [20]. Die räumlichen Einschränkungen des Seitenarms am Kryostaten führten dazu, dass eine Erweiterung der aktiven Fläche mit dem Design von Bleile et al. so nicht durchgeführt werden konnte. Zusammen mit S. Kraft-Bermuth wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein neues Design der SiM-X Detektoren (**“Silicon Microcalorimeters for X-ray spectroscopy”**) entwickelt und in einem Prototyp, der im Prozess optimiert wurde, realisiert.

In der Vorbereitung der Erweiterung der aktiven Fläche auf drei Arrays wurde zunächst der SiM-X Prototyp mit einem Array produziert. Dieser Prototyp, welcher in der Vorbereitung einer Teststrahlzeit 2016 hergestellt wurde, verfügt über ein kompaktes Design, indem die Lastwiderstände der Detektoren auf seitliche Keramiken verlagert wurden. Für die Produktion des SiM-X Detektors wurde die Applikation des Epoxidharzes Stycast auf den Pixeln zunächst mit Hilfe einer Stecknadel aufgetragen. In einer späteren Optimierung wurde hierzu ein Drahtbonder genutzt, indem ein zu einem Ball geformter Bonddraht als Spitze für die Kleberapplikation fungierte. Diese Optimierung in der Auftragung des Stycast führte nicht nur zu präziseren Klebepunkten, sondern auch zu einer höheren Sicherheit der sensiblen Pixelstruktur aufgrund der Führung der Spitze mit Hilfe des Bonders. Zudem kann der Bonddraht in der Fertigung als mechanischer Tester genutzt werden. Mit einer sensiblen Führung des Bonddrahts können so unter anderem defekte Pixel untersucht, die Festigkeit von geklebten Absorbern getestet sowie verschobene Absorber vor einer Aushärtung des Stycast sensitiv korrigiert werden.

Der Einsatz des SiM-X Prototypen in der Teststrahlzeit 2016 am Experimentierspeicher-ring (ESR) des GSI Helmholtzzentrums zeigte sich als grundlegender Erfolg. Obwohl keine Linien von Uran aufgrund einer geringen Zählrate, der hauptsächlichen Emission von Photonen unterhalb von 10 keV (Optimum SiM-X bei 100 keV) sowie einer Auflösung von etwa 470 eV bei 60 keV Photonen nachgewiesen wurden, konnten eine Vielzahl an Erkenntnissen gesammelt werden, welche die Basis in anschließenden Optimierungen bildeten.

Ein Ergebnis betrifft die Entwicklung der FET-Boxen. In der geplanten Erweiterung von 32 auf 96 Pixel (ein auf drei Arrays) mussten auch Teile der Elektronik modifiziert

werden. Neue PCB-Boards mit jeweils 12 FET-Kanälen (zuvor 8) innerhalb der FET-Boxen, entworfen von S. Kraft-Bermuth, können nun im Falle von Defekten einfacher getauscht werden. Zusätzlich wurden im Rahmen der Masterarbeit von D. Müll [56] neue FETs auf ihr Verhalten untersucht und in den neuen FET-Boxen eingesetzt. Diese neuen Boxen erwiesen sich im Rauschverhalten vergleichbar mit der alten Version der Elektronik (siehe Abb. 4.24, S. 107).

In der direkt anschließenden Teststrahlzeit in 2016 mit Xenonionen konnte gezeigt werden, dass der Einsatz von Siliziummikrokalorimetern in einem Kryostaten mit Pulsröhrenkühler erfolgreich und mit guten Auflösungen durchgeführt werden konnte. Zuvor sind diese Detektoren in einem Badkryostaten mit flüssigem Helium eingesetzt worden, was sich grundlegend auf ein vermindertes Rauschverhalten auswirkt. Während des Testexperiments 2016 konnte mit dem Array von Bleile et al. eine Auflösung von ca. 160 eV bei 30 keV Photonen erreicht werden, was vergleichbar mit den Werten dieses Detektors in einem früheren Experiment am ESR mit einem Badkryostaten ist [20]. Während in diesem Badkryostaten beinahe täglich Helium nachgeliefert werden muss, wurde in dem Kryostaten mit Pulsröhrenkühler eine hohe Temperaturstabilität in sehr langen Zyklen ermöglicht, welche lediglich ungefähr einmal pro Woche durch ein Auffüllen der externen Stickstoff-Kühlfalle unterbrochen wurde. Der stabile Betrieb spiegelte sich in geringen Schwankungen der Pulshöhe des Detektors wieder. Da die Zählraten des zweiten Testexperiments erneut sehr gering waren, konnten so durch diesen Messaufbau des Kryostaten lange Messzeiträume ermöglicht werden. Zusätzlich wurden die Kalibrierquellen lediglich für vorhergehende sowie anschließende Kalibriermessungen installiert. Dieser Aufbau ermöglicht einen zukünftigen Einsatz der Detektoren in Experimenten mit sehr niedrigen Zählraten. Eine Optimierung des Experimentaufbaus kann in der Verwendung der Kalibrierquellen gesehen werden, welche beispielsweise mit extern aktivierbaren Blenden dem Experiment hinzugeschaltet werden könnten. Ein externes Handling der Kalibrierquellen würde die sonst notwendigen Bewegungen des Kryostaten aus der Messposition heraus sowie damit einhergehende Störungen und Veränderungen im Gleichgewicht des sensiblen Heliumkreislaufs auf ein Minimum reduzieren.

Im Vorgang der Messungen in der Teststrahlzeit 2016 wurde der eingesetzte Kryostat mit Pulsröhrenkühler vibrationstechnisch untersucht [22], wobei im Anschluss erste externe Optimierungen des Aufbaus umgesetzt wurden. Die Vibrationen des Pulsröhrenkühlers werden durch die Strömungen des Heliumgases in den Pulsrohren, die in der ersten und zweiten Kühlstufen enden, über starre Kupferbänder auf die 50 und 4 K Stufen übertragen. Um die Vibrationen innerhalb des Kryostaten zu verringern, bestehen weitere Optionen. Die Verbindung der Kühlstufen des Pulsröhrenkühlers über starre Kupferbänder, kann mit Hilfe einer höheren Anzahl dünner und flexibler Kupferstränge optimiert werden. Eine kreisförmige Anordnung dieser Kupferstränge würde zudem die festgestellten minimalen Drehbewegungen des 4 K-Flansches verringern. Allerdings ist die hieraus folgende Kühlleistung der Kühlstufen nach einer solchen Veränderung in ausgiebigen Tests dringend zu überprüfen. Eine weitere Veränderung der Ankopplung kann oberhalb der Kühlstufen im Kaltkopf angedacht werden. Der Kaltkopf ist mit Federn und einem Federbalg, welcher den Abschluss zum Vakuum bildet, am obersten Flansch des Kryostaten installiert, sodass auch über diese Verbindung Vibrationen an den Kryostaten übertragen werden. In mehreren Gesprächen mit Herstellern für Kryostate wurde angeregt den Kaltkopf mit einem externen Gestell oder an einer festen

Oberfläche zu befestigen. Nach der Entfernung der starren Federn werden Vibrationen lediglich über den Federbalg auf den Kryostaten übertragen und somit verringert. An der Position des Detektors sorgt der an der Mischkammer installierte lange Seitenarm des Experiments für eine Verstärkung der Vibrationen in vertikaler und horizontaler Richtung. Aufgrund dieser Vibrationen werden in den Signalkabeln insbesondere bei diesen tiefen Temperaturen Störströme erzeugt, die sich in den Signalen des Detektors widerspiegeln und das Signal-zu-Rauschverhältnis mindern. Da die Reproduzierbarkeit eines (gleichmäßigen) Rauschverhaltens nicht jederzeit gegeben war, wurden Optimierungen in der Organisation der Kabel von den FET-Boxen zu den Detektoren vorgenommen, die sich als positiv erwiesen. In der finalen Form wurden die Signalkabel mehrmals entlang des Seitenarms geführt. Weitere Analysen sollten in Zukunft erwogen werden, da das Optimierungspotential nicht vollkommend erschöpft ist. Eine Verkürzung der Signalkabel mit einer damit einhergehenden Verringerung von Störströmen sowie eine Optimierung in der Spannung der Signalkabel führen zu einem verbesserten Rauschverhalten. Durch diese Maßnahmen können die Vibrationen in höhere Frequenzbereiche verschoben werden und können anschließend durch Filter der nachfolgenden Datenaufnahme diskriminiert werden. Während des Projekts wurden ferner Signalkabel mit einer supraleitenden Verbindung zeitweise eingesetzt. Die supraleitende Verbindung, welche aufgrund des minimalen Widerstands sehr geringe Störströme hervorruft, wurde als Erdung zwischen dem Detektor sowie der FET-Box genutzt. Ausgiebige Tests der resultierenden Rauscheigenschaften konnten nicht durchgeführt werden, sind in der allgemeinen Optimierung des Rauschverhaltens jedoch zukünftig anzudenken.

Für die Erweiterung des Detektors auf insgesamt 96 Pixel wurden bereits die FET-Boxen modifiziert. Mit vier weiteren FETs umfassen die einzelnen Boxen nun insgesamt zwölf Kanäle, die in der nachfolgenden Datenaufnahme ausgelesen werden können. Die Datenaufnahme wird mit Hilfe von FPGA-Karten und den hierauf geladenen Programmen in einem Chassis mit einem PC betrieben. Aktuell werden acht Kanäle mit Hilfe einer FPGA-Karte ausgelesen und in der Datenaufnahme verarbeitet. Die Programmierung der FPGAs durch H. Brandt (GSI) wurde von A. Echler weiter modifiziert und dem Experiment weiter angepasst. In der Implementierung des Butterworthfilters vierter Ordnung wird auf den Chips der FPGA viel Speicherplatz benötigt. Die Erweiterung der Programmierung von acht auf zwölf Kanäle pro FPGA Chip muss daher mit hohem Optimierungspotenzial durchgeführt werden. Abschließende Untersuchungen der Performance einer neuen Programmierung wurden noch nicht final durchgeführt. Parallel wurden zudem Optimierungen unter der Verwendung des Butterworthfilters vierter Ordnung auf der Seite des Host-Programms auf dem PC gestartet. In der Ausführung des Filters auf der Host-Seite wird viel Platz auf der Gatterlogik des FPGA Chips gespart. Jedoch müssen auch hier weitere Tests durchgeführt werden, ob die Performance dieser Programmierung den Anforderungen des Experiments entsprechen können.

Die vorangehenden Optimierungen und Weiterentwicklungen des in dieser Arbeit vorgestellten Testdetektors wurden der Konstruktion des großflächigen Detektors mit 96 Mikrokalorimeterpixeln vorgezogen, um eine hohe Produktionsqualität sicherstellen zu können. Für den zukünftigen Aufbau der Boards der Lastwiderstände oder der Arrays sind die notwendigen Keramikplatinen, Stecker und Bauteile bereits vorhanden. Im Anschluss an die Fertigung des großen SiM-X Detektors können im Rahmen der SPARC Kollaboration beispielsweise Experimente am CRYRING durchgeführt werden [3]. Die

hochgeladenen schweren Ionen können im CRYRING auf Strahlenergien von ≤ 300 keV/u gebremst werden, sodass unter anderem die Dopplerverschiebung reduziert wird. In Verbindung der erhöhten Anzahl an Mikrokalorimeterpixel können so effektive Experimente mit hochgeladenen Ionen im Gebiet der Atomphysik durchgeführt werden.

Literaturverzeichnis

- [1] NIERING, M. ; HOLZWARTH, R. ; REICHERT, J. ; POKASOV, P. ; UDEM, Th. ; WEITZ, M. ; HÄNSCH, T. W. ; LEMONDE, P. ; SANTARELLI, G. ; ABGRALL, M. ; LAURENT, P. ; SALOMON, C. ; CLAIRON, A.: Measurement of the Hydrogen 1S- 2S Transition Frequency by Phase Coherent Comparison with a Microwave Cesium Fountain Clock. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), Nr. 24, S. 5496–5499. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.5496>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.84.5496
- [2] BEYER, Heinrich F. ; KLUGE, H.-Jürgen ; SHEVELKO, Viatcheslav P.: *X-Ray Radiation of Highly Charged Ions*. Springer Berlin Heidelberg, 1997. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-03495-8>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-03495-8>
- [3] KRAFT-BERMUTH, Saskia ; HENGSTLER, Daniel ; EGELHOF, Peter ; ENSS, Christian ; FLEISCHMANN, Andreas ; KELLER, Michael ; STÖHLKER, Thomas: Microcalorimeters for X-Ray Spectroscopy of Highly Charged Ions at Storage Rings. In: *Atoms* 6 (2018), Nr. 4. <http://dx.doi.org/10.3390/atoms6040059>. – DOI 10.3390/atoms6040059. – ISSN 2218–2004
- [4] GUMBERIDZE, A. ; STÖHLKER, Th. ; BANAŚ, D. ; BECKERT, K. ; BELLER, P. ; BEYER, H. F. ; BOSCH, F. ; HAGMANN, S. ; KOZHUHAROV, C. ; LIESEN, D. ; NOLDEN, F. ; MA, X. ; MOKLER, P. H. ; STECK, M. ; SIERPOWSKI, D. ; TASHENOV, S.: Quantum Electrodynamics in Strong Electric Fields: The Ground-State Lamb Shift in Hydrogenlike Uranium. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), Nr. 22, S. 223001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.223001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.94.223001
- [5] HARALD IBACH, Hans L.: *Festkörperphysik*. Springer Berlin Heidelberg, 2009. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-85795-2>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-540-85795-2>. – ISBN 978–3–540–85794–5
- [6] BEYER, H F. ; GASSNER, T ; TRASSINELLI, M ; HESS, R ; SPILLMANN, U ; BANAŚ, D ; BLUMENHAGEN, K-H ; BOSCH, F ; BRANDAU, C ; CHEN, W ; DIMOPOULOU, Chr ; FÖRSTER, E ; GRISENTI, R E. ; GUMBERIDZE, A ; HAGMANN, S ; HILLENBRAND, P-M ; INDELICATO, P ; JAGODZINSKI, P ; KÄMPFER, T ; KOZHUHAROV, Chr ; LESTINSKY, M ; LIESEN, D ; LITVINOV, Yu A. ; LOETZSCH, R ; MANIL, B ; MÄRTIN, R ; NOLDEN, F ; PETRIDIS, N ; SANJARI, M S. ; SCHULZE, K S. ; SCHWEMLEIN, M ; SIMIONOVICI, A ; STECK, M ; STÖHLKER, Th ; SZABO, C I. ; TROTSSENKO, S ; USCHMANN, I ; WEBER, G ; WEHRHAN, O ; WINCKLER, N ; WINTERS, D F A. ; WINTERS, N ; ZIEGLER, E: Crystal optics for precision

- x-ray spectroscopy on highly charged ions - conception and proof. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 48 (2015), Nr. 14, S. 144010. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-4075/48/14/144010>. – DOI 10.1088/0953-4075/48/14/144010
- [7] HENGSTLER, Daniel: *Development and characterization of two-dimensional metallic magnetic calorimeter arrays for the high-resolution X-ray spectroscopy*. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Dissertation, 2017. <http://dx.doi.org/10.11588/HEIDOK.00023815>. – DOI 10.11588/HEIDOK.00023815
- [8] McCAMMON, D. ; ALMY, R. ; APODACA, E. ; TIEST, W. B. ; CUI, W. ; DEIKER, S. ; GALEAZZI, M. ; JUDA, M. ; LESSER, A. ; MIHARA, T. ; MORGENTHALER, J. P. ; SANDERS, W. T. ; ZHANG, J. ; FIGUEROA-FELICIANO, E. ; KELLEY, R. L. ; MOSELEY, S. H. ; MUSHOTZKY, R. F. ; PORTER, F. S. ; STAHL, C. K. ; SZYM-KOWIAK, A. E.: A High Spectral Resolution Observation of the Soft X-Ray Diffuse Background with Thermal Detectors. In: *The Astrophysical Journal* 576 (2002), Nr. 1, 188–203. <http://dx.doi.org/10.1086/341727>. – DOI 10.1086/341727
- [9] PORTER, F.S. ; BROWN, G.V. ; COTTAM, J.: X-Ray Astronomy and Astrophysics. Version: 2005. http://dx.doi.org/10.1007/10933596_8. In: ENSS, Christian (Hrsg.): *Cryogenic Particle Detection*. Springer Berlin Heidelberg, 2005. – DOI 10.1007/10933596_8. – ISBN 978-3-540-31478-3, S. 359–416
- [10] TAKAHASHI, T. ; KOKUBUN, M. ; MITSUDA, K. ; KELLEY, R. ; OHASHI, T.: *The ASTRO-H (Hitomi) x-ray astronomy satellite*. <http://dx.doi.org/10.1117/12.2232379>. Version: 2016
- [11] IRWIN, K.D. ; HILTON, G.C.: Transition-Edge Sensors. Version: 2005. http://dx.doi.org/10.1007/10933596_3. In: ENSS, Christian (Hrsg.): *Cryogenic Particle Detection*. Springer Berlin Heidelberg, 2005. – DOI 10.1007/10933596_3. – ISBN 978-3-540-31478-3, S. 63–150
- [12] PORTER, F. S. ; BEIERSDORFER, P. ; BROWN, G. V. ; DORIESE, W. ; GYGAX, J. ; KELLEY, R. L. ; KILBOURNE, C. A. ; KING, J. ; IRWIN, K. ; REINTSEMA, C. ; ULLOM, J.: The EBIT Calorimeter Spectrometer: A New, Permanent User Facility at the LLNL EBIT. In: *Journal of Low Temperature Physics* 151 (2008), Nr. 3, 1061–1066. <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-008-9788-4>. – DOI 10.1007/s10909-008-9788-4
- [13] BLEILE, A. ; EGELHOF, P. ; KRAFT, S. ; McCAMMON, D. ; MEIER, H. J. ; SHRIVASTAVA, A. ; STAHL, C. K. ; WEBER, M.: Calorimetric low-temperature detectors for high resolution x-ray spectroscopy on stored highly stripped heavy ions. In: *AIP Conference Proceedings* 605 (2002), S. 409–412. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1457674>. – DOI 10.1063/1.1457674
- [14] SCHOLZ, Pascal: *Optimierung eines Detektorsystems mit Mikrokcalorimetern*. Justus-Liebig-Universität Gießen, Masterthesis, 2014

- [15] EGELHOF, P. ; BEYER, H.F. ; MCCAMMON, D ; FEILITZSCH, F.V. ; KIENLIN, A.V. ; KLUGE, H.-J. ; LIESEN, D. ; MEIER, J. ; MOSELEY, S.H. ; STÖHLKER, T.: Application of low temperature calorimeters for precise Lamb shift measurements on hydrogen-like very heavy ions. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **370** (1996), Nr. 1, S. 263 – 265. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)01105-6](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(95)01105-6). – DOI 10.1016/0168-9002(95)01105-6
- [16] STAHL, C. K. ET AL.: Microcalorimeter arrays for high resolution soft X-ray spectroscopy. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **370** (1996), S. 173–176. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(95\)01096-3](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(95)01096-3). – DOI 10.1016/0168-9002(95)01096-3
- [17] LIEBISCH, U.: *Systematische Untersuchungen zur Charakterisierung von kalorimetrischen Tieftemperaturdetektoren für harte Röntgenstrahlung*, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 1999
- [18] SEBASTIÁN, O.: *Installation, Inbetriebnahme und Charakterisierung kalorimetrischer Tieftemperaturdetektoren zum Nachweis von Röntgenstrahlung in einem $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischungskryostaten*, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 1998
- [19] WEBER, M.: *Aufbau und Optimierung eines zweistufigen, gekühlten Verstärkers für die Auslese von kalorimetrischen Tieftemperatur-Detektoren für Röntgenstrahlung*, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit, 1998
- [20] KRAFT-BERMUTH, S ; ANDRIANOV, V ; BLEILE, A ; ECHLER, A ; EGELHOF, P ; GRABITZ, P ; ILIEVA, S ; KISELEV, O ; KILBOURNE, C ; MCCAMMON, D ; MEIER, J P. ; SCHOLZ, P: Precise determination of the 1s Lamb shift in hydrogen-like lead and gold using microcalorimeters. In: *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* **50** (2017), Nr. 5, 055603. <http://dx.doi.org/10.1088/1361-6455/50/5/055603>. – DOI 10.1088/1361-6455/50/5/055603
- [21] KRAFT-BERMUTH, S. ; EGELHOF, P. ; SiM-X COLLABORATION the: *Technical Report for the Design, Construction and Commissioning of the SiM-X Project: Silicon Microcalorimeters for high-precision X-ray spectroscopy*. www.gsi.de/fileadmin/Atomphysik/Sparc/TDR_siliconmicrocalorimeters_public.pdf
- [22] SCHOLZ, P. A. ; KRAFT-BERMUTH, S. ; ANDRIANOV, V.: Systematic Vibration Studies on a Cryogen-Free $^3\text{He}/^4\text{He}$ Dilution Refrigerator for X-ray Spectroscopy at Storage Rings. In: *Journal of Low Temperature Physics* **184** (2016), Nr. 3, 576–582. <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-015-1438-z>. – DOI 10.1007/s10909-015-1438-z. – ISSN 1573-7357

- [23] SCHOLZ, Pascal A. ; ANDRIANOV, Victor ; ECHLER, Artur ; EGELHOF, Peter ; KILBOURNE, Caroline ; KISELEV, Oleg ; KRAFT-BERMUTH, Saskia ; MCCAMMON, Dan: High-precision X-ray spectroscopy of highly-charged ions at the experimental storage ring using silicon microcalorimeters. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 408 (2017), S. 323–325. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nimb.2017.04.078>. – DOI 10.1016/j.nimb.2017.04.078. – ISSN 0168–583X
- [24] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. 5. Auflage. Springer Berlin Heidelberg, 2016. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-49094-5>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-49094-5>
- [25] LANGLEY, S. P.: The Bolometer. In: *Nature* 57 (1898), Nr. 1487, S. 620–622. <http://dx.doi.org/10.1038/057620b0>. – DOI 10.1038/057620b0
- [26] CZYCHOLL, Gerd: *Theoretische Festkörperphysik Band 1*. 4. Springer Spektrum, 2016. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-47141-8>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-662-47141-8>
- [27] CORAK, W. S. ; GOODMAN, B. B. ; SATTERTHWAITE, C. B. ; WEXLER, A.: Exponential Temperature Dependence of the Electronic Specific Heat of Superconducting Vanadium. In: *Phys. Rev.* 96 (1954), Nr. 5, 1442–1444. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.96.1442.2>. – DOI 10.1103/PhysRev.96.1442.2
- [28] MCCAMMON, D.: Thermal Equilibrium Calorimeters – An Introduction. Version: 2005. http://dx.doi.org/10.1007/10933596_1. In: ENSS, Christian (Hrsg.): *Cryogenic Particle Detection*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2005. – DOI 10.1007/10933596_1. – ISBN 978–3–540–31478–3, S. 1–34
- [29] KRAFT-BERMUTH, S.: *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren für niederenergetische ($E \leq 1$ MeV/amu) Schwerionen und ihr erster Einsatz in der Beschleuniger-Massenspektrometrie zur Spurenanalyse von ^{236}U* , Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 2004. <http://dx.doi.org/10.25358/openscience-3434>. – DOI 10.25358/openscience-3434
- [30] MEIER, H. J.: *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren mit supraleitenden Phasenübergangsthermometer zum Schwerionennachweis*. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 1994
- [31] ENSS, Christian (Hrsg.): *Cryogenic Particle Detection*. Springer Berlin Heidelberg, 2005. <http://dx.doi.org/10.1007/b12169>. <http://dx.doi.org/10.1007/b12169>
- [32] MCCAMMON, D.: Semiconductor Thermistors. Version: 2005. http://dx.doi.org/10.1007/10933596_2. In: ENSS, Christian (Hrsg.): *Cryogenic Particle Detection*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2005. – DOI 10.1007/10933596_2. – ISBN 978–3–540–31478–3, S. 35–62

-
- [33] KITTEL, Ch. ; KRÖMER, H.: *Thermodynamik*. 5.Auflage. Oldenbourg Verlag München Wien, 2001. – ISBN 978–3–486–25716–8
- [34] ZHANG, J. ; CUI, W. ; JUDA, M. ; MCCAMMON, D. ; KELLEY, R.L. ; MOSELEY, S.H. ; STAHL, C.K. ; SZYMKOWIAK, A.E.: Hopping conduction in partially compensated doped silicon. In: *Phys. Rev. B* **48** (1993), Nr. 4, S. 2312–2319. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.48.2312>. – DOI 10.1103/PhysRevB.48.2312
- [35] EFROS, A L. ; SHKLOVSKII, B I.: Coulomb gap and low temperature conductivity of disordered systems. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* **8** (1975), Nr. 4, L49. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3719/8/4/003>. – DOI 10.1088/0022-3719/8/4/003
- [36] ENSS, Christian ; HUNKLINGER, Siegfried: *Tieftemperaturphysik*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-57265-4>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-57265-4>
- [37] MUSIOL, Gerhard ; RANFT, Johannes ; REIF, Roland ; SEELIGER, Dieter: *Kern- und Elementarteilchenphysik*. VCH Verlagsgesellschaft, 1988. – ISBN 3–527–26886–3
- [38] DEMTRÖDER, Wolfgang: *Experimentalphysik 4*. Springer-Verlag GmbH. – ISBN 978–3–662–52883–9
- [39] BERGER, M.J. ; HUBBELL, J.H. ; SELTZER, S.M. ; CHANG, J. ; COURSEY, J.S. ; SUKUMAR, R. ; ZUCKER, D.S. ; OLSEN, K.: *XCOM: Photon Cross Sections Database*. <http://dx.doi.org/10.18434/T48G6X>. Version: 2010
- [40] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. 3.Auflage. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005. – ISBN 978–3–540–21473–1
- [41] KOZOREZOV, A. G. ; VOLKOV, A. F. ; WIGMORE, J. K. ; PEACOCK, A. ; POELAERT, A. ; HARTOG, R. den: Quasiparticle-phonon downconversion in nonequilibrium superconductors. In: *Phys. Rev. B* **61** (2000), Nr. 17, 11807–11819. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.61.11807>. – DOI 10.1103/PhysRevB.61.11807
- [42] MARTIN, D. D. E. ; VERHOEVE, P. ; PEACOCK, A. ; KOZOREZOV, A. G. ; WIGMORE, J. K. ; ROGALLA, H. ; VENN, R.: Resolution limitation due to phonon losses in superconducting tunnel junctions. In: *Applied Physics Letters* **88** (2006), Nr. 12, 123510. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2187444>. – DOI 10.1063/1.2187444
- [43] KOZOREZOV, A. G. ; WIGMORE, J. K. ; MARTIN, D. ; VERHOEVE, P. ; PEACOCK, A.: Electron energy down-conversion in thin superconducting films. In: *Phys. Rev. B* **75** (2007), Nr. 9, 094513. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.75.094513>. – DOI 10.1103/PhysRevB.75.094513
- [44] KOZOREZOV, A.: Energy Down-Conversion and Thermalization in Metal Absorbers. In: *Journal of Low Temperature Physics* **167** (2012), Nr. 3, 473–484. <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-011-0426-1>. – DOI 10.1007/s10909-011-0426-1. – ISSN 1573–7357

- [45] WANG, Z. G. ; DUFOUR, C. ; PAUMIER, E. ; TOULEMONDE, M.: The Sensitivity of metals under swift-heavy-ion irradiation: a transient thermal process. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 6 (1994), Nr. 34, 6733–6750. <http://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/6/34/006>. – DOI 10.1088/0953-8984/6/34/006
- [46] ANDRIANOV, V.A. ; BLEILE, A. ; EGELHOF, P. ; KRAFT, S. ; KISELEVA, A. ; KISELEV, O. ; MEIER, H.J. ; MEIER, J.P.: Noise analysis for calorimetric low-temperature detectors for heavy ions. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 520 (2004), Nr. 1, 84–86. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.227>. – DOI <https://doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.227>. – ISSN 0168-9002
- [47] KIENLIN, A. v.: *Kalorimetrische Tieftemperaturdetektoren auf Halbleiterbasis für den energieauflösenden Nachweis von Schwerionen*. Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation, 1993
- [48] LIENHARD IV, J.H. ; LIENHARD V, J.H.: *A Heat Transfer Textbook*. 4th. Cambridge, MA : Phlogiston Press, 2018 <http://ahtt.mit.edu>. – Version 2.12.
- [49] MATHER, John C.: Bolometer noise: nonequilibrium theory. In: *Appl. Opt.* 21 (1982), Nr. 6, 1125–1129. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.21.001125>. – DOI 10.1364/AO.21.001125
- [50] MATHER, John C.: Bolometers: ultimate sensitivity, optimization, and amplifier coupling. In: *Appl. Opt.* 23 (1984), Nr. 4, 584–588. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.23.000584>. – DOI 10.1364/AO.23.000584
- [51] MOSELEY, S. H. ; MATHER, J. C. ; MCCAMMON, D.: Thermal detectors as x-ray spectrometers. In: *Journal of Applied Physics* 56 (1984), Nr. 5, 1257–1262. <http://dx.doi.org/10.1063/1.334129>. – DOI 10.1063/1.334129
- [52] JOHNSON, J. B.: Thermal Agitation of Electricity in Conductors. In: *Phys. Rev.* 32 (1928), Nr. 1, 97–109. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.32.97>. – DOI 10.1103/PhysRev.32.97
- [53] NYQUIST, H.: Thermal Agitation of Electric Charge in Conductors. In: *Phys. Rev.* 32 (1928), Nr. 1, 110–113. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.32.110>. – DOI 10.1103/PhysRev.32.110
- [54] D’ADDABBO, A. ; BUCCI, C. ; CANONICA, L. ; DOMIZIO, S. D. ; GORLA, P. ; MARINI, L. ; NUCCIOTTI, A. ; NUTINI, I. ; RUSCONI, C. ; WELLIVER, B.: An active noise cancellation technique for the CUORE Pulse Tube cryocoolers. In: *Cryogenics* 93 (2018), 56–65. <http://dx.doi.org/10.1016/j.cryogenics.2018.05.001>. – DOI 10.1016/j.cryogenics.2018.05.001. – ISSN 0011-2275
- [55] BAUMGARTNER, R. ; ENGELHARDT, M. ; RENK, K.F.: Spectral distribution of high-frequency phonons generated by nonradiative transitions. In: *Physics Letters A* 94 (1983), Nr. 1, 55–58. [http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601\(83\)90287-6](http://dx.doi.org/10.1016/0375-9601(83)90287-6). – DOI 10.1016/0375-9601(83)90287-6. – ISSN 0375-9601

- [56] MÜLL, Damian: *Charakterisierungsmessungen und Optimierung der Datenaufnahme für Röntgenspektroskopie mit Silizium-Mikrokalorimetern*. Justus-Liebig-Universität Gießen, Masterthesis, 2017
- [57] BLEILE, A ; EGELHOF, P ; KLUGE, H.-J ; LIEBISCH, U ; MCCAMMON, D ; MEIER, H.J ; SEBASTIÁN, O ; STAHL, C.K ; WEBER, M: Low-temperature X-ray detectors for precise Lamb shift measurements on hydrogen-like heavy ions. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 444 (2000), Nr. 1-2, 488–491. [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01429-1](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01429-1). – DOI 10.1016/S0168-9002(99)01429-1. – ISSN 0168-9002
- [58] HUNKLINGER, Siegfried: *Festkörperphysik*. 5. akt. Auflage. De Gruyter, 2018 <https://www.degruyter.com/view/product/496643>. – ISBN 978-3-11-056775-5
- [59] COLLINS, J G. ; WHITE, G K. ; BIRCH, J A. ; SMITH, T F.: Thermal expansion of ZnTe and HgTe and heat capacity of HgTe at low temperatures. In: *Journal of Physics C: Solid State Physics* 13 (1980), Nr. 9, S. 1649–1656. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3719/13/9/011>. – DOI 10.1088/0022-3719/13/9/011
- [60] RANITZSCH, P. C.-O. ; PORST, J.-P. ; KEMPF, S. ; PIES, C. ; SCHÄFER, S. ; HENGSTLER, D. ; FLEISCHMANN, A. ; ENSS, C. ; GASTALDO, L.: Development of Metallic Magnetic Calorimeters for High Precision Measurements of Calorimetric ^{187}Re and ^{163}Ho Spectra. In: *Journal of Low Temperature Physics* 167 (2012), Nr. 5-6, 1004–1014. <http://dx.doi.org/10.1007/s10909-012-0556-0>. – DOI 10.1007/s10909-012-0556-0. – ISSN 1573-7357
- [61] SIQUEIRA, M. L. ; RAPP, R. E.: Specific heat of an epoxi resin below 1 K. In: *Review of Scientific Instruments* 62 (1991), Nr. 10, 2499–2500. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1142224>. – DOI 10.1063/1.1142224
- [62] LIENERTH, C.: *Untersuchungen zur störarmen Pulsrohr-Kühlung hochempfindlicher SQUID-Magnetometer aus Hochtemperatursupraleitern*, Justus-Liebig Universität Giessen, Dissertation, 2001. <http://geb.uni-giessen.de/geb/volltexte/2001/469>
- [63] SCHIRM, C.: *Aufbau eines Pulsröhrenkühlers in drei historischen Entwicklungsstufen*. commons.wikimedia.org/wiki/File:Pulsrohr.svg. – [Online; aufgerufen am 26.08.2014]
- [64] GIFFORD, W. E. ; MCMAHON, H. O.: A Low Temperature Heat Pump. In: *Proceedings of the Tenth International Congress of Refrigeration* 1 (1959)
- [65] RADEBAUGH, R.: Development of the Pulse Tube Refrigerator as an efficient and reliable Cryocooler. In: *Proceedings of the Institute of Refrigeration (London)* (2000)
- [66] BLUEFORS CRYOGENICS (HRSG.): *BF-LD250 Cryogen-free dilution refrigerator system - User manual*, 2012

- [67] BLUEFORS CRYOGENICS (HRSG.): *AutoCad Datenblätter*, 2012
- [68] NATIONAL INSTRUMENTS: *NI-9239 Spannungseingangsmodul der C-Serie – Datenblatt*. www.ni.com/pdf/manuals/375939b_02.pdf. – [Online; aufgerufen am 31.03.2019]
- [69] BRANDT, Holger: *personal communication (09.08.2017)*
- [70] SZYMKOWIAK, A.E. ; KELLEY, R.L. ; MOSELEY, S.H. ; STAHL, C.K.: Signal processing for microcalorimeters. In: *Journal of Low Temperature Physics* **93** (1993), Nr. 3-4, S. 281–285. <http://dx.doi.org/10.1007/BF00693433>. – DOI 10.1007/BF00693433
- [71] BRANDAU, Carsten: *Messungen zur Photorekombination hochgeladener lithiumähnlicher Ionen*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Dissertation, 2000. geb.uni-giessen.de/geb/volltexte/2001/407
- [72] GSI HELMHOLTZZENTRUM FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG GMBH: *Beschleunigeranlage*. www.gsi.de/fileadmin/_migrated/pics/GSI_3D_03_05_300dpi_neu.jpg. Version: 2019. – [Online; aufgerufen am 18.04.2019]
- [73] FRANZKE, Bernhard: The heavy ion storage and cooler ring project ESR at GSI. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* 24-25 (1987), 18–25. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-583x\(87\)90583-0](http://dx.doi.org/10.1016/0168-583x(87)90583-0). – DOI 10.1016/0168-583x(87)90583-0. – ISSN 0168-583X
- [74] GSI HELMHOLTZZENTRUM FÜR SCHWERIONENFORSCHUNG GMBH: *ESR-Maschine*. https://www.gsi.de/work/beschleunigerbetrieb/beschleuniger/esr/esr_maschine. Version: 2019. – [Online; aufgerufen am 19.04.2019]
- [75] GRUBER, A. ; BOURGEOIS, W. ; FRANZKE, B. ; KRITZER, A. ; TREFERT, C.: Internal gas-jet target for the ESR at GSI. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 282 (1989), Nr. 1, 87–93. [http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002\(89\)90114-9](http://dx.doi.org/10.1016/0168-9002(89)90114-9). – DOI 10.1016/0168-9002(89)90114-9. – ISSN 0168-9002
- [76] REICH, H. ; BOURGEOIS, W. ; FRANZKE, B. ; KRITZER, A. ; VARENTSOV, V.: The ESR internal target. In: *Nuclear Physics A* 626 (1997), Nr. 1-2, 417–425. [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474\(97\)00564-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9474(97)00564-2). – DOI 10.1016/S0375-9474(97)00564-2. – ISSN 0375-9474. – Proceedings of the Third International Conference on Nuclear Physics at Storage Rings
- [77] HUBBELL, J. H. ; SELTZER, S. M.: *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients, NIST Standard Reference Database 126*. <http://dx.doi.org/10.18434/T4D01F>. – [Online; aufgerufen am 19.04.2019]
- [78] BASUNIA, M.S.: Nuclear Data Sheets for A = 237. In: *Nuclear Data Sheets* 107 (2006), Nr. 8, 2323–2422. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nds.2006.07.001>. – DOI 10.1016/j.nds.2006.07.001. – ISSN 0090-3752

- [79] RAB, Shaheen: Nuclear Data Sheets Update for $A = 133$. In: *Nuclear Data Sheets* 75 (1995), Nr. 3, 491–666. <http://dx.doi.org/10.1006/ndsh.1995.1030>. – DOI 10.1006/ndsh.1995.1030. – ISSN 0090–3752
- [80] BROWNE, E.: Nuclear data sheets update for $A = 210$. In: *Nuclear Data Sheets* 65 (1992), Nr. 1, 209–276. [http://dx.doi.org/10.1016/0090-3752\(92\)80007-7](http://dx.doi.org/10.1016/0090-3752(92)80007-7). – DOI 10.1016/0090–3752(92)80007–7. – ISSN 0090–3752
- [81] GLORIUS, J. ; LANGER, C. ; SLAVKOVSKÁ, Z. ; BOTT, L. ; BRANDAU, C. ; BRÜCKNER, B. ; BLAUM, K. ; CHEN, X. ; DABABNEH, S. ; DAVINSON, T. ; ERBACHER, P. ; FIEBIGER, S. ; GASSNER, T. ; GÖBEL, K. ; GROOTHUIS, M. ; GUMBERIDZE, A. ; GYÜRKY, G. ; HEIL, M. ; HESS, R. ; HENSCH, R. ; HILLMANN, P. ; HILLENBRAND, P.-M. ; HINRICHS, O. ; JURADO, B. ; KAUSCH, T. ; KHODAPARAST, A. ; KISSELBACH, T. ; KLAPPER, N. ; KOZHUHAROV, C. ; KURTULGIL, D. ; LANE, G. ; LEDERER-WOODS, C. ; LESTINSKY, M. ; LITVINOV, S. ; LITVINOV, Yu. A. ; LÖHER, B. ; NOLDEN, F. ; PETRIDIS, N. ; POPP, U. ; RAUSCHER, T. ; REED, M. ; REIFARTH, R. ; SANJARI, M. S. ; SAVRAN, D. ; SIMON, H. ; SPILLMANN, U. ; STECK, M. ; STÖHLKER, T. ; STUMM, J. ; SURZHYKOV, A. ; SZÜCS, T. ; NGUYEN, T. T. ; TAREMI ZADEH, A. ; THOMAS, B. ; TORILOV, S. Y. ; TÖRNQVIST, H. ; TRÄGER, M. ; TRAGESER, C. ; TROTSSENKO, S. ; VARGA, L. ; VOLKNANDT, M. ; WEICK, H. ; WEIGAND, M. ; WOLF, C. ; WOODS, P. J. ; XING, Y. M.: Approaching the Gamow Window with Stored Ions: Direct Measurement of $^{124}\text{Xe}(p,\gamma)$ in the ESR Storage Ring. In: *Phys. Rev. Lett.* 122 (2019), Nr. 9, 092701. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.122.092701>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.122.092701
- [82] THORN, Daniel B. ; GU, Ming F. ; BROWN, Gregory V. ; BEIERSDORFER, Peter ; PORTER, F. S. ; KILBOURNE, Caroline A. ; KELLEY, Richard L.: Precision Measurement of the K -Shell Spectrum from Highly Charged Xenon with an Array of X-Ray Calorimeters. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), Nr. 16, 163001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.163001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.103.163001
- [83] BRANDT, Siegmund: *Analyse empirischer und experimenteller Daten*. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2015. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-658-10069-8>. <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-658-10069-8>
- [84] GASSNER, Tobias: *High Precision X-Ray Spectroscopy of Highly Charged Heavy Ions*, Dissertation, 2016. www.db-thueringen.de/servlets/MCRFileNodeServlet/dbt_derivate_00037490/Gassner_Thesis_final_PDFA-1b.pdf
- [85] EICHLER, Jörg ; STÖHLKER, Thomas: Radiative electron capture in relativistic ion–atom collisions and the photoelectric effect in hydrogen-like high- Z systems. In: *Physics Reports* 439 (2007), Nr. 1-2, 1–99. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physrep.2006.11.003>. – DOI 10.1016/j.physrep.2006.11.003. – ISSN 0370–1573

- [86] HENKEL: *Technical Data Sheet - Loctite Stycast 2850 FT*.
tds.loctite.com/tds5/Studio/ShowPDF/STYCAST%202850FT-EN?pid=STYCAST%202850FT&format=MTR&subformat=HYS&language=EN&plant=WERCs. –
 [Online; aufgerufen am 10.12.2019]
- [87] OLSON, J.R.: Thermal conductivity of some common cryostat materials between 0.05 and 2 K. In: *Cryogenics* 33 (1993), Nr. 7, 729–731.
[http://dx.doi.org/10.1016/0011-2275\(93\)90027-1](http://dx.doi.org/10.1016/0011-2275(93)90027-1). – DOI 10.1016/0011-2275(93)90027-1. – ISSN 0011-2275
- [88] BEIERSDORFER, P. ; KNAPP, D. ; MARRS, R. E. ; ELLIOTT, S. R. ; CHEN, M. H.: Structure and Lamb shift of $2s_{1/2}$ - $2p_{3/2}$ levels in lithiumlike U^{89+} through neonlike U^{82+} . In: *Phys. Rev. Lett.* 71 (1993), Nr. 24, 3939–3942.
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.3939>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.71.3939
- [89] BEARDEN, J. A.: X-Ray Wavelengths. In: *Rev. Mod. Phys.* 39 (1967), Nr. 1, 78–124. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.39.78>. – DOI 10.1103/RevModPhys.39.78

Selbstständigkeitserklärung

Ich erkläre: Ich habe die vorgelegte Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt, die ich in der Dissertation angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben, die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Ich stimme einer evtl. Überprüfung meiner Dissertation durch eine Antiplagiat-Software zu. Bei den von mir durchgeführten und in der Dissertation erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der „Satzung der Justus-Liebig-Universität Gießen zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis“ niedergelegt sind, eingehalten.

Bad Nauheim, den 14. Oktober 2021

Pascal Andree SCHOLZ

Danksagung

Zum Abschluss dieser Arbeit und meiner Reise möchte ich zum Schluss die Gelegenheit nutzen, mich bei denjenigen zu bedanken, die mir durch ihre fachliche oder persönliche Unterstützung bei der Erstellung dieser Arbeit geholfen haben. Es war eine fantastische Erfahrung und Ehre in den letzten Jahren Teil einer internationalen Forschungsgemeinschaft zu sein. Im Rückblick habe ich sehr viele spannende Menschen kennenlernen dürfen, die mir mit ihrer Erfahrung immer wertvollen Input bringen konnten oder mit einer helfenden Hand unterstützt haben. Es ist schwierig den Dank für manche Personen in Worte zu fassen, die mich in diesem Abschnitt prägten und haben wachsen lassen.

Zu Beginn möchte ich mich bei meiner Doktormutter Frau **Prof.in** Dr. Saskia Kraft-Bermuth bedanken! Seit der Masterarbeit und dem anschließenden Angebot einer Promotion gilt der Dank nicht nur dafür, dass ich die Möglichkeit hatte an einem spannenden Projekt zu arbeiten, sondern auch die stetige Unterstützung und Hilfestellung verschiedenster Art in der gesamten Zeit (und insbesondere in dem aktuellen Korrekturzyklus!). Ich konnte aufgrund der gegebenen Freiheit meine eigenen Fehler machen, mich dabei persönlich weiterentwickeln aber auch immer bei Fragen und Problemen stets von deiner Erfahrung profitieren. Auch gab es in der gesamten Zeit immer mal Höhen und Tiefen, die wir beide sehr gut gemeistert haben und die zum Einen nun in dieser Arbeit geendet haben oder endlich mit deiner eigenen Professur an der THM. Zudem haben mich die internationalen Reisen zu Konferenzen oder den Experimenten an den verschiedensten Forschungseinrichtungen (GSI, ILL oder München) in meiner Entwicklung stark geprägt, die ohne das Projekt und Saskias Unterstützung so nicht möglich gewesen wären.

Ebenso gilt ein großer Dank an Prof. Stefan Schippers. Von Beginn meiner Bachelorarbeit bis zum Ende meiner Promotion konnte ich bei fachlichen Fragen, aber auch bei persönlichen oder organisatorischen Themen jederzeit auf die Unterstützung zählen. So z.B. auch bei der kurzen Aushilfe mit einem Stipendium zum Ende der Promotion. Auch die mittäglichen Fahrten zur großen Mensa waren immer eine gute Gelegenheit persönliche oder alltägliche Diskussionen zu führen.

Erweitert gilt der Dank auch an Prof. Alfred Müller, der mich damals 2008 in das IAMP aufnahm und ebenfalls jederzeit ein offenes Ohr hatte. Dabei insbesondere auch in Themen des Studiums und der Einschätzung der Situation in schwierigen Phasen der Promotion.

Bedanken möchte ich mich herzlich auch bei Prof. Markus Thoma. Im Zuge der “Helmholtz Graduate School for Hadron and Ion Research” waren die Diskussionen in unseren halbjährlichen Gesprächen immer wieder sehr hilfreich, um das Ziel der Promotion nicht aus dem Blick zu verlieren und somit rechtzeitig zu steuern.

In den 11 Jahren in der “IAMP” Gruppe habe ich viele Kollegen/Freunde kennenlernen dürfen, die mir stets auf die eine oder andere Art geholfen haben. Sei es durch eine helfende Hand im Labor, einem Input bei fachlichen Fragen oder einfach lustigen Gesprächen in der “Zentrale” im Raum 104, wo zuletzt stets Magnum Eis zur Verfügung stand. Die Zeit im Strahlenzentrum auf Erkundungstour im Keller, beim Bauen von Promotionswägen und -hüten, beim Grillen oder einfach beim Arbeiten mit euch möchte ich nicht missen. Danke Dr. Alexander Borovik, Dr. Dietrich Bernhardt, Dr. Kristof

Holste, Dr. Jan Dreismann, Dr. Josephina Werner, MSc. Katrin Müller, Dr. Kaija Spruck, Dr. Jonas Hellhund, Dr. Daniel Schury, Dr. Pierre-Michel Hillenbrand, MSc. Alexander Perry-Saßmannshausen, MSc. Michel Döhring, MSc. Sebastian Fuchs, MSc. Paul Willamowski, MSc. Damian Müll, Dr. Ticia Buhr, Dr. Kurt Huber.

Neben den Arbeiten in Gießen konnte ich auch auf die Unterstützung von Prof. Peter Egelhof und seiner Gruppe zurückgreifen. Zudem konnte ich in den Experimenten von Dr. Patrick Grabitz oder Dr. Santwana Dubey viel für meine eigenen Experimente lernen. In diesen Experimenten sowie in meinen eigenen war Dr. Artur Echler eine sehr wichtige Hilfe für den Erfolg dieser Arbeit. Neben seinem immensen Verständnis auf Seiten der Datenaufnahme, die er für diese Arbeit modifizierte, waren die Diskussionen mit ihm auf fachlicher oder menschlicher Basis immer eine Bereicherung.

Auf internationaler Basis seien hier Dr. Victor Andrianov (Lomonosov Moscow State University), Prof. Dan McCammon (University of Wisconsin-Madison) und Dr. Caroline Kilbourne (NASA GSFC) erwähnt. Der weitreichende und langjährige Erfahrungsschatz im Bereich der Siliziummikrokalorimeter war in jeder Diskussion eine immense Bereicherung.

Ein weiterer Pfeiler der Unterstützung und somit ein großer Dank geht in Richtung der Feinmechanischen Werkstatt (Yvonne Kluckert, Wolfgang Schmidt, Klaus Feldbusch, Joachim Weigel). In Diskussionen über Designs konnte man hier stets wertvolle Ideen aufgreifen oder hat schnell und mit hoher Qualität die gewünschten Bauteile erhalten sowie Hilfe bei Installationen im Labor. Auch auf menschlicher Basis war das jederzeit ein wundervolles zusammenarbeiten. In dieser Runde möchte ich auch nochmal Heinz-Jürgen Schäfer danken. Sein Engagement im Labor und sein technisches Wissen haben viele Probleme in den Laboren lösen oder gar nicht erst aufkommen lassen. So haben wir als Novizen der Wissenschaft überhaupt etwas über Wasserwächter, Druckluft oder Elektroinstallation lernen können, wovon ich heute noch profitiere.

Herzlichst danken möchte ich auch meiner Lerngruppe. Seit dem ersten Tag des Bachelorstudiums haben wir uns gegenseitig auf unserem Weg unterstützt (und ich konnte viel von euch profitieren). Ohne euch wäre die Arbeit hier sicher nicht möglich gewesen. Auch nach dem Studium bin ich froh, dass wir weiterhin in Kontakt geblieben sind. Natürlich sei auch allen weiteren Freunden oder bisher nicht Aufgelisteten hier ein Dank für die Unterstützung in all den Jahren genannt.

Zuletzt möchte ich an dieser Stelle noch meinen Eltern und meinen Geschwistern danken. In all den Jahren war ich in der glücklichen Situation, vorbehaltlos einen Rückhalt zu haben, sodass dies nicht hoch genug geschätzt werden kann und auch ein Teil dieses Erfolgs euch gehört. Danke.