

Design, Aufbau und Test einer neuen offline Oberflächenionenquelle für COLLAPS



von

Laura Wehner

Masterarbeit in Physik

eingereicht bei der Fakultät für Physik, Mathematik und Informatik
(FB 08)

Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 9. November 2016

1. Gutachter: Prof. Dr. Jochen Walz
2. Gutachter: Prof. Dr. Wilfried Nörtershäuser

Erklärung zur Masterarbeit

Hiermit versichere ich, die vorliegende Masterarbeit ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Mainz,

Laura Wehner

Laura Wehner
COLLAPS
CERN
Route de Meyrin
CH - 1211 Geneve
`laura.wehner@cern.ch`

Zusammenfassung

Die kollineare Laserspektroskopie [1] radioaktiver Kerne hat sich über die letzten Jahrzehnte hinweg zu einer ausgezeichneten Methode für die Bestimmung von Kerngrundzustandseigenschaften entwickelt.

In dieser Masterarbeit soll eine offline¹ Oberflächenionenquelle für COLLAPS² [2] gebaut werden, die unabhängig von der online³ Ionenquelle von ISOLDE⁴[3] genutzt werden kann. Ausgehend von einer Oberflächenionenquelle, die sich am TRIGA⁵ Reaktor in Mainz [4] befindet, wurde eine neue Ionenquelle entworfen. Diese unterscheidet sich von ihrem Vorbild vor allem im Aufbau des Ionisationsbereichs sowie im Heizmechanismus der Quelle, der bei der vorliegenden Oberflächenionenquelle auf Elektronenbeschuss der Ionisationsröhre beruht. Die Oberflächenionenquelle, ein Hochspannungskäfig und das Kühl- und Vakuumsystem wurden zunächst entworfen, aufgebaut und schließlich wurde eine Temperatur-/ und Ionenstrommessung der Quelle durchgeführt.

¹Offline bedeutet hier, dass die Ionen, die für das Experiment benötigt werden, nicht von einem Protonenstrahl des Proton Synchrotron Boosters (PSB), der auf ein Target geschossen wird, stammen und nicht von ISOLDE separiert werden.

²**COL**linear **LA**ser **SP**ectroscopy

³Protonen aus dem PSB treffen an der ISOLDE auf ein Target, die dadurch entstehenden radioaktiven Isotope werden mithilfe von Dipolmagneten separiert und an das entsprechende Experiment verteilt.

⁴**I**sotope **S**eparator **O**n **L**ine **D**Evice

⁵**T**raining, **R**esearch, **I**sotopes, **G**eneral **A**tomie

Abstract

During the last decades the collinear laser spectroscopy of radioactive nuclides developed into an excellent method to access ground state characteristics of rare isotopes. In this master thesis an off-line⁶ surface ion source for COLLAPS will be build, which can be operated independently from the on-line⁷ ion source of ISOLDE. Therefore a surface ion source was designed following the model of the current design of an ion source at the TRIGA reactor in Mainz. However, some modifications are implemented including a change of the heating mechanism to electron bombardment. Within this master thesis the ion source, the high voltage cage and the cooling as well as the vacuum system for the ion source were designed, built and tested. Finally, the ion source was characterized in means of a heating test as well as an ion current measurement.

⁶Off-line in the mean of radioactive nuclei, which are not produced within a target of ISOLDE, are used.

⁷On-line in the mean of protons of the PS Boosters hit the target and produce radioactive nuclei

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation	1
2. Theorie	5
2.1. Laserspektroskopie in der Kernphysik	5
2.2. Calcium und ROC	6
2.3. Die Oberflächenionisation	8
2.4. Wärmeleitung und Wärmestrahlung	10
3. Design der offline Oberflächenionenquelle	13
3.1. Die verschiedenen Heizmechanismen	13
3.2. Der innere Aufbau der Quelle	14
3.2.1. Elektronenstoßheizung - Das Filament	15
3.3. Energieverlust durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung	16
3.4. Das Wasserkühlsystem	18
3.5. Die COMSOL Multiphysics Simulation	19
3.5.1. COMSOL Multiphysics 5.2	20
3.5.2. Die Simulation	20
3.6. Design für Hochspannungsfestigkeit und -sicherheit	23
3.7. Überblick über die offline Oberflächenionenquelle	25
3.8. Der Hochspannungskäfig	27
4. Elektronische Beschaltung der Ionenquelle	29
4.1. Schutzschaltungen	31
5. Aufbau und Test der Oberflächenionenquelle	35
5.1. Inbetriebnahme der Ionenquelle - Das Vakuumsystem	39
5.2. Temperaturmessung mittels Pyrometer	41
5.3. Die Elektronenstoßheizung	47
5.4. Hochspannungstests	47
5.5. Messung des Ionenstroms	47
5.6. Messung des Ionenstroms unter Einfluss der Einzellinse	51
6. Zusammenfassung und Ausblick	55
6.1. Mögliche Ausbaustufe: Getrennte Ionisations- und Vaporisationsregion	55
6.2. Allgemeiner Ausblick	56
A. Anhang	63
A.1. Test der elektronischen Komponenten	63

A.2. Messungen mit der Wärmebildkamera	64
A.3. Test der Elektronenstoßheizung	66
A.4. Wasserkühlkreislauf	67

Abbildungsverzeichnis

1.1. Beschleunigerkomplex des CERN	1
2.1. Schematischer Aufbau der kollinearen Laserspektroskopie	5
2.2. Schematischer Aufbau von ROC	6
2.3. Niveauschema von $^{40}\text{Ca}^+$	7
2.4. Ionisationseffizienz	9
3.1. Seitenansicht der Oberflächenionenquelle	14
3.2. Skizze des Energieverlusts	17
3.3. Seitenansicht der offline Oberflächenionenquelle	18
3.4. Rückansicht des Flansch.	19
3.5. Allgemeine Bildschirmaufnahme von dem Simulationsprogramm COM-SOL	20
3.6. Beispiel einer fertigen COMSOL Simulation	21
3.7. Hitzesimulation mit 134,2 W Heizleistung und einer Wärmestromdichte von $1,7 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$	22
3.8. Stromfluss über reines Wasser	24
3.9. Sicherheitsbox für die Durchführung	25
3.10. Querschnitt (Skizze) der offline Oberflächenionenquelle	26
3.11. Querschnitt der offline Oberflächenionenquelle	27
3.12. Verschiedene Ansichten des Hochspannungskäfigs	28
3.13. Vergrößerte Ansicht der Halterung	28
4.1. Stromkreislauf des Hochspannungskäfigs	30
4.2. Vereinfachte Zeichnung des Stromkreislaufes	30
4.3. Schematische Darstellung des Sicherungskreislaufes	31
4.4. Skizze des gebauten Sicherungskreislaufes	32
5.1. Bild des Standortes der Oberflächenionenquelle	36
5.2. Fotos des Käfiginnenraums	37
5.3. Foto der zusammengebauten Quelle	38
5.4. Skizze des Vakuumsystems	39
5.5. Druck innerhalb der Oberflächenionenquelle	40
5.6. Druck in Abhängigkeit der Heizspannung	40
5.7. Foto durch das Pyrometer	41
5.8. Temperatur über Heizspannung - Draht	45
5.9. Temperatur über Heizleistung - Tantalröhre	45
5.10. Ionenstrom in Abhängigkeit der Heizleistung	48

5.11. Ionenstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung	49
5.12. Ionenstrom in Abhängigkeit der Irisöffnung	50
5.13. Ionenstrom über einen Zeitraum von 7 h	51
5.14. Test der Einzellinse unter 13 kV	52
5.15. Test der Einzellinse unter 4 kV	53
6.1. Seitenansicht der modifizierten Variante	56
A.1. Test des Varistors	63
A.2. Test der bidirektionale Diode	64
A.3. Aufnahmen der Oberflächenionenquelle mit einer Wärmebildkamera .	65
A.4. Aufnahmen des Flansch mit einer Wärmebildkamera	65
A.5. Zurück gelesene Spannung des Spellman-Netzteil gegen die Angelegte .	66

Tabellenverzeichnis

3.1. Widerstände für verschiedene Durchmesser des Filaments	16
3.2. Spezifikationen der neuen Oberflächenionenquelle	26
5.1. Ionenstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung	48

1. Motivation

ISOLDE ist eine der ältesten Einrichtungen am CERN¹, der "Europäischen Organisation für Kernforschung" [5]. Der Bau des ersten ISOLDE Komplexes wurde 1965 begonnen, zwei Jahre später, 1967, wurde ISOLDE in Betrieb genommen und ist seit 1992 an den Protonenstrahl des Proton Synchrotron Booster (PS Booster) gekoppelt. Die ISOLDE Einrichtung produziert radioaktive Nuklide, die zu Forschungszwecken in den Bereichen der Atom-, Kern- und Festkörperphysik verwendet werden, sowie auch in der Biophysik und Astrophysik.

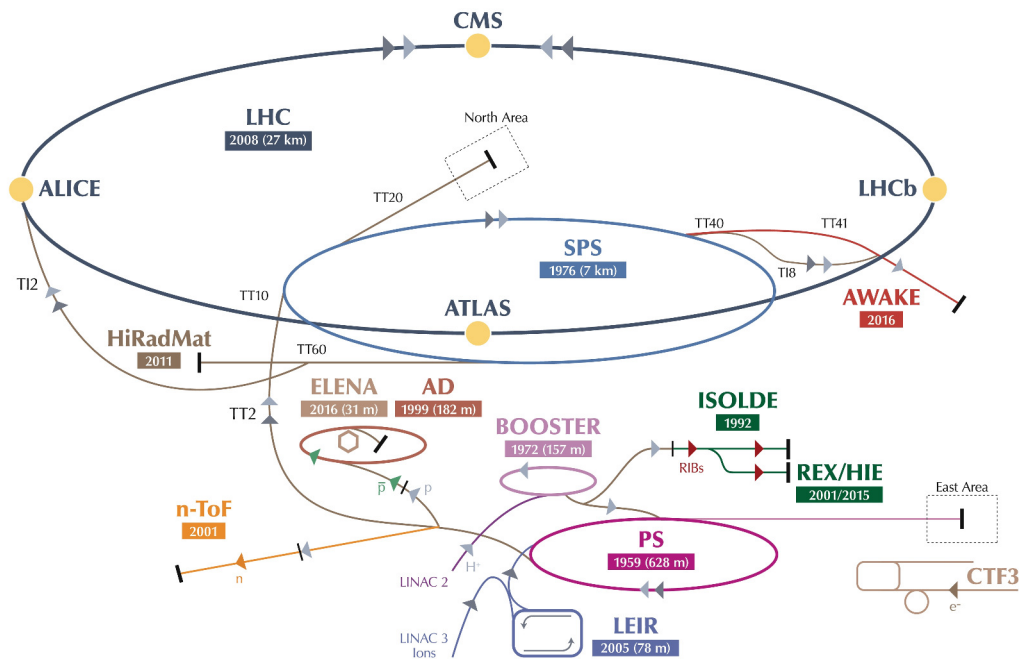


Abbildung 1.1.: Beschleunigerkomplex des CERNs. ISOLDE mit REX/HIE-ISOLDE erhält den Protonenstrahl vom PS Booster, aus [6].

Abbildung 1.1 zeigt den Beschleunigerkomplex des CERNs mit seinen experimentellen Programmen. Dabei wurden vier große Experimente ALICE², CMS³, LHCb⁴

¹Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

²A Large Ion Collider Experiment, <http://aliceinfo.cern.ch/>

³Compact Muon Solenoid, <http://cms.web.cern.ch/>

⁴Large Hadron Collider beauty experiment, <https://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>

und ATLAS⁵ am Large Hadron Collider (LHC) installiert, wohingegen ISOLDE mit REX/HIE-ISOLDE und all seinen weiteren Experimenten, wie COLLAPS, an den PS Booster gekoppelt ist.

An ISOLDE wird ein hoch energetischer Protonenstrahl vom PS Booster mit derzeit 1,4 GeV auf ein stationäres Produktionstarget geschossen, um radioaktive Atome zu produzieren. Die Atome diffundieren aus dem Target und können von unterschiedlichen Ionenquellen, wie beispielsweise der Laserionisationsquelle RILIS⁶, ionisiert werden. Die Ionenquelle liegt auf Hochspannung, sodass die Ionen gegen Erddpotential auf eine kinetische Energie von 30 keV bis 60 keV beschleunigt werden. Die Ionen werden entweder am so genannten GPS⁷, der aus einem Separationsmagneten besteht, oder dem HRS⁸, der aus zwei Separationsmagneten besteht, massensepariert. Um Experimente mit verschiedenen Isotopen zu versorgen, können unterschiedliche Kombinationen von Targetmaterialien und Ionenquellen verwendet werden.

COLLAPS ist dabei ein experimenteller Aufbau an ISOLDE. Das Ziel des Experiments ist die Untersuchung von Grundzustandseigenschaften exotischer, kurzlebiger Atomkerne mit Hilfe der Laserspektroskopie [1]. Die Observablen, die aus der gemessenen Hyperfeinstruktur von radioaktiven Ionen und Atomen extrahiert werden (Spin, elektromagnetische Momente und Ladungsradius), enthalten wichtige Informationen für das Verständnis der Kernkraft und der Struktur der Atomkerne.

Die Messung von Nukliden mit extremen Neutronen/Protonen-Verhältnissen ist nicht nur für die Kernphysik von Wichtigkeit, sondern auch beispielsweise für die Astrophysik. Damit können Antworten auf Fragen wie die verschiedenen Elemente entstanden sind oder die Grenzen der Existenz von Atomkernen herausgefunden werden [7].

Wenn sich Neutronen und Protonen zu Atomkernen binden gibt es, trotz der Komplexität des Vielkörperproblems, ein sich wiederholendes Muster für sogenannte magische Zahlen der Nuklide. Dabei beschreiben die magischen Zahlen Protonen- beziehungsweise Neutronenzahlen im Atomkern, die zu einer erhöhten Stabilität des Grundzustands des Kerns führen. Dies kann mit dem Schalenmodell der Kernphysik erklärt werden ([8] und [9]). Mit dessen Hilfe wurden Theorien über die Eigenschaften der Atomkerne entwickelt, die jeweils erfolgreich auf Nuklide einer bestimmten Region innerhalb der Nuklidkarte angewendet werden konnten.

Weit vom Tal der Stabilität entfernt, wurden allerdings instabile Atomkerne experimentell untersucht, die nicht dem klassischen Muster der bekannten magischen Protonen- beziehungsweise Neutronenzahlen entsprechen. Anzeichen für bekannte magische Zahlen verschwinden und neue magische Zahlen entstehen [10]. Eine der wichtigsten Aufgaben in der modernen Kernphysik ist es daher dieses "wandern" von Schalenabschlüssen und magischen Zahlen detailliert zu verstehen.

Aus der Bestimmung von Kerngrundzustandseigenschaften, wie Ladungsradien, Spins des Grundzustands oder langlebiger Isomere sowie magnetische Dipol- und elektrische

⁵A Toroidal LHC Apparatus, <http://www.atlas.ch/>

⁶Resonance Ionization Laser Ion Source

⁷General Purpose Separator

⁸High Resolution Separator

Quadrupolmomente von kurzlebigen Isotopen können Informationen über die magischen Zahlen gewonnen und das Verständnis des Schalenmodells vertieft werden.

Durch laserspektroskopische Messungen wurden beispielsweise in der Isotopenkette des Calciums die zwei stabilen doppelt-magischen Isotope ^{40}Ca und ^{48}Ca bestätigt [7], dass heißt Isotope bei denen sowohl die Neutronenzahl als auch die Protonenzahl magisch ist (hier $Z = 20$, $N = 20, 28$). Anhand von Massenmessungen und spektroskopischen Studien von neutronenreichen Ca-Isotopen ergab sich weiterhin, dass auch $N = 32$ und 34 Kandidaten für neue magische Neutronenzahlen sind, die nahe an der Stabilität üblicherweise keine magischen Zahlen darstellen, allerdings ^{52}Ca und ^{54}Ca für das klassische Schalenmodell unerwartet zu doppelt magischen Nukliden machte ([7] und [11]). Um dies näher zu untersuchen, wurden an COLLAPS die Isotope $^{49-52}\text{Ca}$ vermessen. Während ab-initio Berechnungen die Ladungsradien der stabilen Isotope ^{40}Ca und ^{48}Ca liefern, scheitern diese daran, das beobachtete rasche Anwachsen der Radien von ^{48}Ca zu ^{52}Ca zu erklären. Eine experimentelle Messung des Ladungsradius von ^{54}Ca wird zur Klärung der Frage beitragen, ob ^{54}Ca tatsächlich ein doppelt-magischer Kern ist. Dabei sind die Produktionsraten der Ca-Isotope jenseits von ^{52}Ca zu klein, um mithilfe konventioneller Methoden der kollinearen Laserspektroskopie, dass heißt mit der optischen Detektion nachgewiesen werden zu können. Zu diesem Zweck wurde eine neue Messapparatur auf dem ROC⁹ Prinzip entworfen [12]. Bei dieser Technik werden die Ionen im Resonanzfall optisch in einen metastabilen angeregten Zustand transferiert und dessen Besetzung mittels eines zustandsselektiven Ladungsaustausches nachgewiesen. Die Steigerung der Sensitivität kommt dabei insbesondere durch den Nachweis des radioaktiven Zerfalls statt der optischen Fluoreszenz zustande (mehr dazu in Kapitel 2.2). Diese bereits in [12] verwendete und nun weiterentwickelte Methode erfordert allerdings noch eine ausführliche Optimierung beziehungsweise weitere Entwicklung mit voller Strahlenergie. Um dies auch unabhängig von dem ISOLDE online Strahl durchführen zu können, benötigt COLLAPS eine auf 30 kV betriebene Ionenquelle, die in der Lage ist Calcium zu ionisieren. Die momentan installierte offline Oberflächenionenquelle von COLLAPS kann dazu nicht verwendet werden, da sie auf eine Strahlenergie von 10 keV limitiert ist, während die Strahlenergie von ISOLDE zu COLLAPS typischerweise 30 keV bis 60 keV beträgt. Zudem ist sie auf Alkalimetalle limitiert; ein kürzlich durchgeführter Test hat gezeigt, dass diese Ionenquelle keine signifikanten Mengen von Ca-Ionen produziert. Somit kann kein offline Test des neuen ROC Aufbaus durchgeführt werden.

Abseits von ROC, ist bei COLLAPS eine generelle Kalibrierung der Ionenstrahlführung und des laserspektroskopischen Aufbaus mit der 10 kV Oberflächenionenquelle von COLLAPS nicht möglich und muss bis dato mit einem ISOLDE Strahl aus langlebigen oder stabilen Atomkernen durchgeführt werden. Daher wird im Rahmen dieser Masterarbeit eine neue Ionenquelle für COLLAPS gebaut, die auf 30 kV betrieben werden kann und in der Lage ist Calcium zu ionisieren.

Dazu wird in Kapitel 2 zunächst der für diese Arbeit benötigte theoretische Hintergrund erläutert. In Kapitel 3 wird anschließend auf das Design der Quelle eingegangen

⁹Radioactive Detection of Optically Pumped Ions after State Selective Charge Exchange

sowie die grundlegenden Konzepte und Überlegungen, die zum Entwurf der Quelle führten, vorgestellt. In Kapitel 3.5 wird die, innerhalb dieser Arbeit, durchgeführte Simulation der Temperatur innerhalb der Quelle beschrieben. Danach wird in Kapitel 4 die Elektronik besprochen. Kapitel 5 behandelt den Aufbau und erste Tests des Vakuumsystems sowie der Oberflächenionenquelle, soweit sie im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt werden konnten. Abschließend gibt Kapitel 6 einen Ausblick auf eine zukünftige Verbesserung der vorliegenden Oberflächenionenquelle.

2. Theorie

2.1. Laserspektroskopie in der Kernphysik

Wie in Kapitel 1 beschrieben, können mit Hilfe der kollinearen Laserspektroskopie Kerngrundzustandseigenschaften bestimmt werden. Dabei wird an COLLAPS ein Ionenstrahl mit Ionen von 30 keV bis 60 keV kinetischer Energie mit einem Laserstrahl kollinear überlagert. Durch die Wahl der passenden Laserfrequenz werden die Elektronen der Ionen in ein höheres Energieniveau gehoben. Die durch spontane Emission frei werdenden Fluoreszenzphotonen können dann mit Photomultipliern detektiert werden. Durch den Einbau einer Ladungsaustauschzelle können auch neutrale Atome mit Hilfe der Laserspektroskopie untersucht werden.

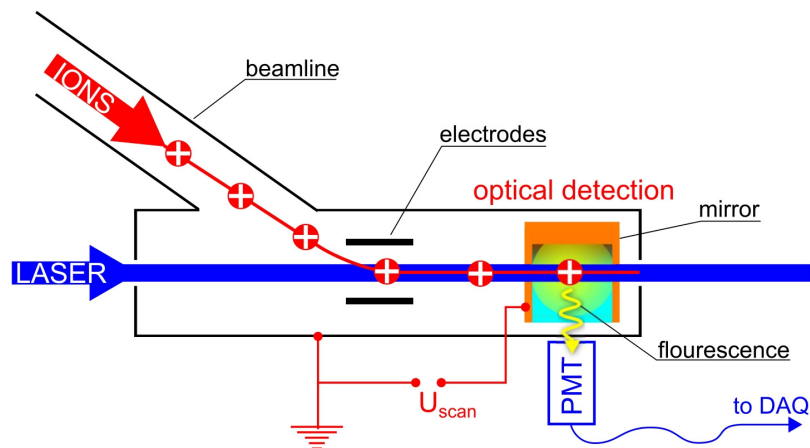


Abbildung 2.1.: Schematischer Aufbau der kollinearen Laserspektroskopie an Ionen: Diese werden mit Hilfe eines elektrostatischen Ablenkens mit dem Laserstrahl überlagert. Durch die Beschleunigungsspannung U_{scan} kann ihre Geschwindigkeit in der optischen Detektionsregion verändert werden. Die Fluoreszenzphotonen werden mit Hilfe des Spiegelsystems in die Richtung des Photomultipliers reflektiert. Bei COLLAPS wird statt eines Spiegels in der optischen Nachweisregion ein Linsensystem verwendet (Bild aus [13]).

Ein schematischer Aufbau der kollinearen Laserspektroskopie ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Mit der Beschleunigungsspannung U_{scan} kann die Geschwindigkeit der Ionen beeinflusst werden, um mittels des Dopplereffektes die Frequenz des Lasers im Ruhesystem der Ionen zu verändern (Dopplertuning). Um über Schwankungen der

Quelle zu mitteln, werden diese Scans sehr schnell durchgeführt, vielfach wiederholt und addiert. Zur Bestimmung der Resonanzfrequenz wird U_{scan} schließlich in die entsprechende dopplerverschobene Laserfrequenz transformiert. Dies hat den Vorteil, dass Spannungen sehr schnell und mit hoher Reproduzierbarkeit verändert werden können, was bei üblicherweise verwendeten Lasersystemen nicht so einfach ist. Zudem würde ein Laser mit hoher Genauigkeit benötigen werden.

2.2. Calcium und ROC

Mit Hilfe von ROC sollen Calciumionen jenseits der Massenzahl 52, wie in Kapitel 1 dargelegt, vermessen werden. Dabei besteht ROC aus drei Hauptschritten: dem optischen Pumpen, zustandsabhängigem Ladungsaustausch und radioaktiver Detektion von Atomen beziehungsweise Ionen. Ein schematischer Aufbau von ROC ist in Abbildung 2.2 zu sehen.

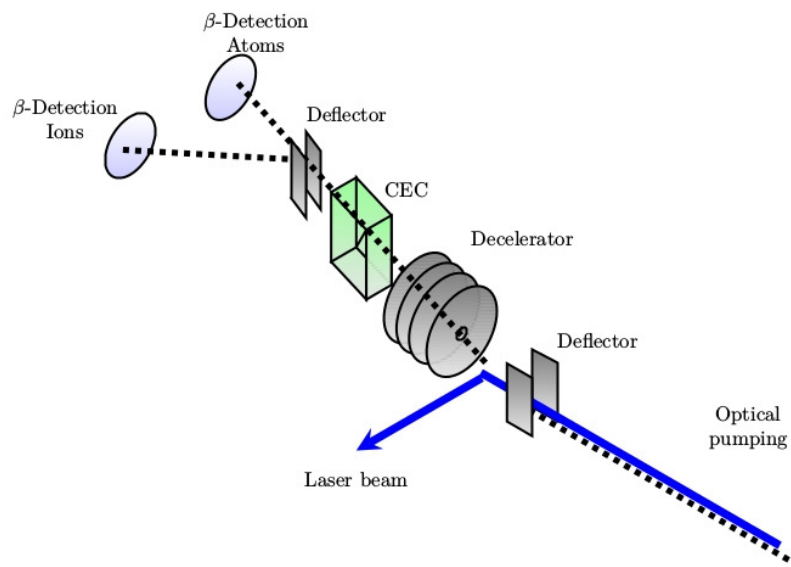


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau von ROC. Zu sehen ist die lange Strecke des optischen Pumpens, die Ladungsaustauschzelle (charge exchange cell CEC) und ein Deflektor, um schließlich die Ionen und Atome für die radioaktive β -Detektion zu separieren (aus [7]).

Zunächst werden die Ionen aus dem Grundzustand $4S$ in einen kurzlebigen angeregten Zustand $4P$ gebracht und etwa 6,4% zerfallen anschließend spontan in einen niedriger gelegenen, metastabilen Zustand $3D$ des Calciumions (Abbildung 2.3). Die Anreicherung dieses Zustandes wird durch die kollineare Überlagerung des Lasers mit dem Ionenstrahl, über eine hinreichend lange Strecke zum optische Pumpen, erreicht. Danach werden die Ionen vom Laserstrahl abgelenkt und abgebremst, um sie anschließend mithilfe einer Ladungsaustauschzelle (charge exchange cell - CEC) zu neutralisieren.

Dieser Neutralisationsprozess besitzt bei Strahlenergien von etwa 4 keV deutlich unterschiedliche Effizienzen für den 3D und den 4S Zustand. Der metastabile Zustand $3D$ wird dabei drei Mal so effizient neutralisiert [7]. Daher kann er zum Nachweis der resonanten Laserwechselwirkung herangezogen werden, wenn die Ladungsaustauscheffizienz als Funktion des Dopplertunings gemessen wird. Dazu werden die Atome und Ionen mit Hilfe eines elektrischen Feldes separiert und getrennt voneinander detektiert und gezählt. Dabei wird von einem direkten Teilchennachweis abgesehen, da der Strahl auch isobare Kontamination beinhalten kann. Stattdessen wird eine energieselektive Detektion der im β -Zerfall emittierten Elektronen bevorzugt. Die radioaktiven β -Zerfälle von ^{53}Ca und ^{54}Ca unterscheiden sich von möglichen kontaminierenden Nukliden in Lebenszeit und Zerfallsenergie (Q-Wert).

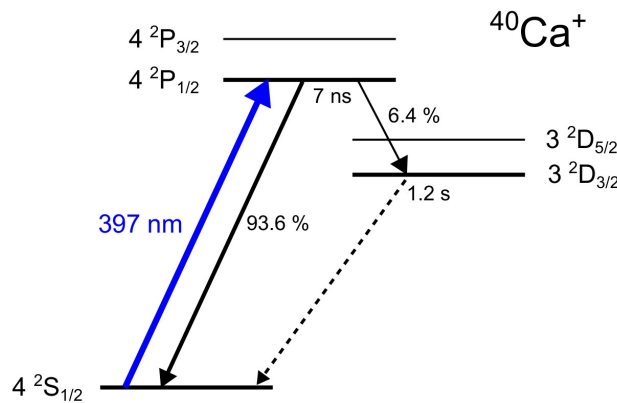


Abbildung 2.3.: $^{40}\text{Ca}^+$ Niveauschema der niedrigen Energielevel, die im optischen Pumpen involviert sind, mit dem im Experiment angeregten Übergang (blau) und den spontanen Emissionsübergängen (schwarz). Die gestrichelte Linie zeigt den für elektrische Dipolübergänge verbotenen Übergang (Auswahlregel: $\Delta L = \pm 1$) (aus [13]).

Die Anwendung dieser Technik ist auf Ionenarten beschränkt, die einen metastabilen Zustand besitzen, der durch optisches Pumpen aus dem Grundzustand erreicht werden kann. Dabei darf nur einer der Zustände eine erhöhte Ladungsaustauschwahrscheinlichkeit haben, so dass die beiden Zustände (Grundzustand und metastabiler Zustand) durch den Ladungsaustausch von einander unterscheidbar sind. Dieses Energieniveauschema ist in den einfach geladenen Erdalkaliionen Calcium, Strontium, Barium und Radium zu finden [7].

Wie oben beschrieben, wird die Sensitivität dabei maximiert, wenn die Ionen vor dem Ladungsaustausch von etwa 30 keV auf etwa 4 keV abgebremst werden. Dabei ist es wichtig den Abbremsvorgang sowie den Transport der Ionen beziehungsweise Atome zu den Detektoren nach dem Ladungsaustausch zu optimieren. Dies kann mit Hilfe der neu entwickelten Oberflächenionenquelle, unabhängig von ISOLDE online Strahlzeiten, in offline Experimenten untersucht und verbessert werden.

2.3. Die Oberflächenionisation

Zur Oberflächenionisation eines Materials wird dieses in beispielsweise einer Metallröhre platziert und diese anschließend aufgeheizt. Die Ionisationsrate hängt dabei von dem elektronegativen (bzw. elektropositiven) Charakter des Atoms in Bezug auf die Austrittsarbeit der Metalloberfläche ab ([14] und [15]).

In der Literatur lassen sich mehrere Variationen der Saha-Langmuir-Gleichung finden, die sich im generellen funktionalen Verhalten gleichen, aber in Details wie der Berücksichtigung der Reflexion der Ionen und Atome an der Oberfläche unterscheiden ([15] und [16]). Hier folgen wir der Abhandlung von Trischka [17], die auch in [16] diskutiert wird.

Die Saha-Langmuir-Gleichung (Gleichung 2.5, aus [16]) gibt für den thermodynamischen Gleichgewichtsprozess das Verhältnis aus Ionen zu neutralen Atomen an, die eine ideale Oberfläche verlassen. Sie kann aus der Eggert-Saha Gleichung abgeleitet werden, die die Abhängigkeit des Ionisationsgrades eines Gases von der Temperatur im thermodynamischen Gleichgewicht beschreibt:

$$\frac{N_+ N_-}{N_0} = \frac{2g_+}{g_0} \cdot \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp \left(-\frac{e \cdot I}{kT} \right). \quad (2.1)$$

Dabei handelt es sich in Gleichung 2.1 bei N_+ , N_- und N_0 um die Teilchendichten der Ionen, Elektronen und neutral geladenen Gasatomen. g_+ und g_0 sind statistische Gewichtungsfaktoren der Ionen beziehungsweise Atome, T die Temperatur des thermischen Gleichgewichts des Systems, I das erste Ionisationspotential des Atoms. m ist die Elektronenmasse, e die Elementarladung, k die Boltzmann-Konstante und h die Planck-Konstante.

Hier kann Gleichung 2.1 unter folgenden Annahmen zu Gleichung 2.3 umgeschrieben werden: J , die Elektronenstromdichte der Oberfläche, ist hierbei die Stromdichte, die im thermodynamischen Gleichgewicht mit denen das Gas umgebenden Wänden herrscht. Im thermodynamischen Gleichgewicht kann zudem der Elektronenstrom, der auf die Wand trifft beziehungsweise diese verlässt, $N_-(kT/2\pi m)^{1/2}$ mit J/e gleichgesetzt werden, so dass sich für die Teilchendichte der Elektronen N_- folgendes ergibt:

$$N_- = (2\pi m / (e^2 k T))^{1/2} \cdot J. \quad (2.2)$$

Da die Ionen und die Atome grundsätzlich die selbe Masse haben, sind die mittleren Geschwindigkeiten gleich und somit kann N_+/N_0 durch das Verhältnis n_+/n_0 , mit n_+ dem Ionenfluss und n_0 dem Atomfluss, die das Gas verlassen, ersetzt werden. Aus diesen Annahmen (unter anderem Gleichung 2.2) ergibt sich Gleichung 2.3:

$$\frac{n_+}{n_0} = \frac{g_+}{g_0} \cdot \left(\frac{1,22 \cdot 10^6 \cdot T^2}{J} \right) \cdot \exp \left(-\frac{e \cdot I}{kT} \right). \quad (2.3)$$

Nun kann die Elektronenstromdichte J mithilfe des Richardson Gesetzes (Gleichung 2.4 [18]) substituiert werden, um daraus die Saha-Langmuir Gleichung (Gleichung 2.5) zu erhalten,

$$J = A_R \cdot T^2 \cdot \exp\left(-\frac{e \cdot \Phi}{kT}\right). \quad (2.4)$$

Φ ist hierbei die Austrittsarbeit und A_R die Richardson-Konstante, abhängig vom Material, das die Elektronen emittiert, und der Oberflächenbeschaffenheit.

Daraus ergibt sich die Saha-Langmuir Gleichung zu:

$$\frac{n_+}{n_0} = \frac{1,22 \cdot 10^6}{A_R} \cdot \frac{g_+}{g_0} \cdot \exp\left(\frac{e(\Phi - I)}{kT}\right). \quad (2.5)$$

Für Materialien mit $I > \Phi$ ist der Ionisationsprozess ineffizient. Dies ist anhand von Gleichung 2.5 ersichtlich. Der Exponent $(\Phi - I)/(kT)$ wird negativ und dadurch die Wahrscheinlichkeit der Ionisation für endliche Temperaturen gering.

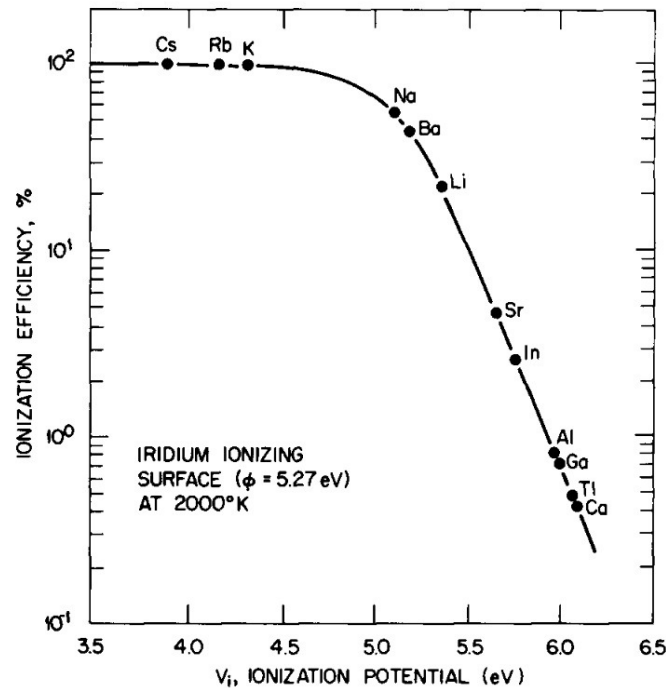


Abbildung 2.4.: Ionisationseffizienz der Gruppen IA, IIA und IIIA Elementen, verdampft an heißen Iridium. Hier wurde $P = n_+/(n_+ + n_0)$ abgebildet und nicht wie in Gleichung 2.5 n_+/n_0 (Bild aus [19]).

Abbildung 2.4 zeigt die Ionisationseffizienzen auf einer Iridiumoberflächenquelle als Funktion des Ionisationspotentials des Materials. Iridium besitzt eine Austrittsarbeit von $\Phi = 5,27$ eV. Es ist klar ersichtlich, dass Materialien deren Ionisationsenergie 5 eV

überschreitet wie beispielsweise Indium (In), Aluminium (Al), Gallium (Ga), Thallium (Tl) und Calcium (Ca) schwerer zu ionisieren sind [15]. Daher werden (metallische) Oberflächen mit einer hohen Austrittsarbeit und zu ionisierende Materialien mit einem niedrigen Ionisationspotential bevorzugt.

2.4. Wärmeleitung und Wärmestrahlung

Beim Prozess des Heizens treten Energieverluste in Form von Wärmeleitung, Wärmeströmung und Wärmestrahlung auf, welche beim Design der Oberflächenionenquelle berücksichtigt werden müssen. Im Folgenden werden zwei Arten des Verlusts vorgestellt: Zum einen der Energieverlust durch Wärmeleitung, zum anderen der Energieverlust durch Wärmestrahlung.

Dabei kann der Energieverlust durch Wärmeleitung wie folgt zu Fouriers Gesetz (Gleichung 2.7), bestimmt werden (aus [20]). Die Wärmeenergie dE tritt in der Zeit dt durch eine Fläche A , damit ist $\dot{Q}_{\text{Con}} = dE/dt$ der Wärmestrom durch diese Fläche A . Da der Wärmestrom nicht über die gesamte Fläche A konstant sein muss, wird die Wärmestromdichte j über die Fläche integriert.

$$\dot{Q}_{\text{Con}} = \int j \cdot dA \quad (2.6)$$

gibt dabei den Zusammenhang zwischen Wärmestrom $\dot{Q}_{\text{Con}}$ und der Wärmestromdichte j an. Mit der Wärmeleitungsgleichung $j = -\lambda \cdot \text{grad } T$ und λ als Wärmeleitfähigkeit [20] ergibt sich Fouriers Gesetz zu:

$$\dot{Q}_{\text{Con}} = \frac{\lambda}{s} \cdot A_Q \cdot \Delta T. \quad (2.7)$$

ΔT bildet die Differenz zwischen T_{max} und T_{min} und A_Q und s sind der Querschnitt, beziehungsweise die Länge, welche vom Wärmestrom durchströmt werden.

Der Energieverlust durch Abstrahlung kann mit Hilfe des Stefan-Boltzmann-Gesetzes berechnet werden [21]. Ein schwarzer Körper absorbiert alle auf ihn treffende Strahlung (Absorptionsgrad = 1). Das kirchhoffsche Strahlungsgesetz besagt, dass bei einem Körper im thermischen Gleichgewicht bei gegebener Wellenlänge die Strahlungsabsorption der -emission entspricht. Daher strahlt ein schwarzer Körper die gesamte absorbierte Strahlung ab (Emissionsgrad = 1). Die Abstrahlung des schwarzen Körpers stimmt bis auf einen Faktor c mit der Gesamtenergie innerhalb eines von schwarzer

Strahlung erfüllten Hohlraums überein. Diese entspricht über alle Frequenzen integriert der Fläche unter der Planck-Kurve [21]:

$$\begin{aligned}
 R &= c \left[\frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos \Theta \sin \Theta d\Theta \right] \int_0^\infty \rho(\nu, T) d\nu \\
 &= \frac{c}{4} \int_0^\infty \rho(\nu, T) d\nu \\
 &= \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \left(\frac{h\nu}{kT} \right)^3 \frac{1}{\exp(h\nu/(kT)) - 1} d\frac{h\nu}{kT} \\
 &\quad \text{mit } x = \frac{h\nu}{kT} \\
 R &= \frac{2\pi k^4 T^4}{c^2 h^3} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx \\
 \Rightarrow R &= \frac{2\pi^5}{15} \frac{k^4}{c^2 h^3} T^4 = 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot T^4.
 \end{aligned} \tag{2.8}$$

Mit $R = P/A$, A die Fläche des Energieverlustes durch Wärmestrahlung und $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$ als Stefan-Boltzmann-Konstante, ergibt sich aus Gleichung 2.8 das Stefan-Boltzmann-Gesetz zu:

$$P = \dot{Q}_{\text{Rad}} = \epsilon \cdot \sigma \cdot A \cdot T^4. \tag{2.9}$$

Dabei ist ϵ in Gleichung 2.9 die Emissivität, beziehungsweise der Emissionsgrad. Für einen schwarzen Strahler gilt daher Emissivität = 1.

Es fällt auf, dass $\dot{Q}_{\text{Con}} \propto T$ gilt, wohingegen $\dot{Q}_{\text{Rad}} \propto T^4$ ist. Demnach ist der Einfluss des Energieverlustes durch Wärmestrahlung bei höheren Temperaturen bedeutend größer als der durch Wärmeleitung und darf nicht vernachlässigt werden.

3. Überlegungen zum Design der offline Oberflächenionenquelle

Im Rahmen dieser Masterarbeit wird eine Oberflächenionenquelle gebaut, die aus einer einzelnen Röhre besteht, die das jeweilige zu ionisierende Material beinhaltet und mittels Elektronenbeschuss erhitzt wird. Dabei wurde die Oberflächenionenquelle in dem Programm Autodesk Inventor¹ entworfen und später eine Simulationen der Temperatur mit Hilfe von COMSOL Multiphysics² durchgeführt (Kapitel 3.5).

Als Verbesserungsmöglichkeit wird ein Aufbau mit zwei Röhren konstruiert, wobei die zweite Röhre nun das Material beinhaltet, das zuerst dort verdampft wird. Anschließend wird es in der ersten Röhre ionisiert. Ein Entwurf für diese Ausbaustufe der Quelle, die in dieser Masterarbeit nicht verwirklicht wurde, findet sich in Kapitel 6.

In diesem Kapitel wird insbesondere auf das Design der Oberflächenionenquelle eingegangen und die Überlegungen, die zu diesem Entwurf geführt haben. Dazu folgt eine genauere Betrachtung der verschiedenen Heizmechanismen (Kapitel 3.1), vor allem des Elektronenbombardements (Kapitel 3.2.1), den Hitzeschilden (Kapitel 3.3), des Wasserkühlsystems (Kapitel 3.4) und den Sicherheitsmaßnahmen (Kapitel 3.6). In Kapitel 3.8 wird auf den entworfenen Hochspannungskäfig eingegangen.

3.1. Die verschiedenen Heizmechanismen

Zur Heizung der Ionisationsröhre wurden folgende Methoden in Betracht gezogen: Widerstandsheizen, radiatives Heizen mit einem nah gelegenen Heizdraht, sowie Heizen durch Elektronenbeschuss ([22] und [23]).

Beim Widerstandsheizen fließt der elektrische Strom direkt durch das Material des Ionisationsröhrchens. Zudem ist für den Mechanismus des Widerstandsheizens eine Röhre mit hohem Widerstand notwendig, dass heißt die Wanddicke der Ionisationsröhre müsste möglichst dünn gehalten werden, um zu hohe Ströme zu vermeiden. Außerdem muss die Halterung der Röhre insbesondere am vorderen Ende so ausgelegt sein, dass die Temperatur auch hier sehr hoch bleibt, dass heißt hohe Temperaturverluste durch Wärmeleitung müssen vermieden werden. Die fragile Röhre, sowie deren ebenso dünne und fragile Halterung erschweren die Konstruktion einer solchen Quelle. Das Hauptargument gegen die direkt geheizte Quelle ist aber der Spannungsabfall entlang der Ionisationsröhre und der daraus entstehende Potentialgradient, der zu einer erhöhten Energieunschärfe des Ionenstrahls führt.

¹Autodesk Inventor: <http://www.autodesk.de/products/inventor/overview>

²COMSOL Multiphysics: <https://www.comsol.de/>

Die indirekte Heizung mittels Wärmestrahlung von einem nahe gelegenen widerstandsgeheizten Draht vermeidet das Problem des Potentialgradienten entlang der Ionisationsröhre. Wärmestrahlung wird aber in alle Richtungen abgestrahlt und kann daher nicht auf das Ionisationsröhrchen fokussiert werden. Das bedeutet, dass ein Teil der Heizleistung nicht genutzt würde. Daher wurde für das Heizen der Röhre Elektronenbeschuss gewählt, da diese eine höhere Effizienz und somit höhere Temperaturen verspricht.

Dafür benötigt man eine Potentialdifferenz zwischen dem Heizdraht und der Ionisationsröhre. Zudem muss das Drahtmaterial eine niedrige Austrittsarbeit haben, so dass die Elektronen leicht aus dem Draht emittiert werden. Um einen großen Elektronenstrom realisieren zu können, ist nicht nur eine niedrige Austrittsarbeit, sondern auch eine hohe Temperatur des Filaments von Nöten. Somit muss das verwendete Material des Drahtes auch einen hohen Schmelzpunkt aufweisen. Die Elektronen werden dann durch das externe elektrische Feld zwischen Heizdraht und Ionisationsröhre beschleunigt, damit diese eine ausreichend hohe Energie im Röhrenmaterial platzieren können. Da bei Elektronenbeschuss das Filament von dem die Elektronen emittiert werden, auf hohe Temperaturen geheizt werden muss, geht ebenfalls Wärmestrahlung vom Filament aus, die zur Erwärmung des Ionisationsröhrchen beiträgt.

3.2. Der innere Aufbau der Quelle

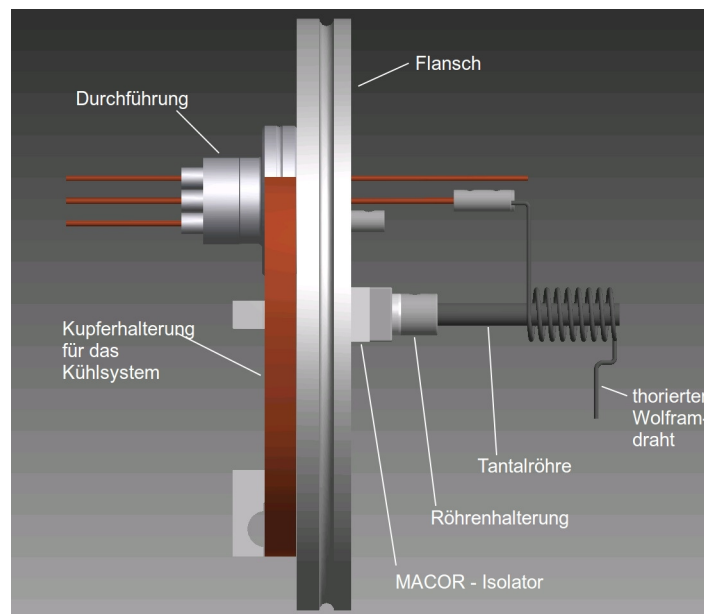


Abbildung 3.1.: Seitenansicht des Entwurfs der Oberflächenionenquelle ohne Hitzeschild und Feldschild beziehungsweise deren Halterungen (mehr Informationen dazu in den folgenden Kapiteln).

Abbildung 3.1 zeigt eine Seitenansicht des Flanschs mit der Vier-Pin-Durchführung, die auf 1 kV und 20 A pro Pin ausgelegt ist. Diese bildet das Verbindungsglied zwischen den Netzgeräten außerhalb des Vakuums und dem Heizdraht und der Ionisationsröhre innerhalb des Vakuums. Zudem ist das Kupferkühlsystem abgebildet. Auf der Innenseite des Flansches sind von links nach rechts der Isolator aus MACOR - maschinell bearbeitbare Glaskeramik -, die Röhrenhalterung aus Edelstahl, die Tantalröhre, sowie das thoriierte Wolframfilament zu sehen.

3.2.1. Elektronenstoßheizung - Das Filament

Die Quelle der Elektronen für den Elektronenbeschuss ist ein Heizdraht aus thoriiertem Wolfram. Dabei wird thorierter Wolfram dem reinen Wolfram vorgezogen, da die Austrittsarbeit des thoriierten Wolframs geringer ist, woraus eine signifikant höhere Stromstärke resultiert. Dies berechnet sich mit dem Richardson Gesetz (Gleichung 2.4).

Dabei beträgt die Richardson-Konstante für Wolfram $A_R = 60 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ bis $100 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, da diese von der kristallografischen Ausrichtung der Oberfläche abhängig ist [24], und Wolfram hat eine Austrittsarbeit von $\Phi = 4,54 \text{ eV}$, wohingegen die Richardson-Konstante für thoriierten Wolfram nur $A_R = 3,0 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ und die Austrittsarbeit $\Phi = 2,6 \text{ eV}$ ist ([25] und [26]).

Bei einer Temperatur $T = 2273 \text{ K}$ (2000°C) und einer optimistisch angenommenen Richardson-Konstante von $100 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ beträgt die Stromstärke für Wolfram 420 mA. Dabei ergibt sich diese aus der Stromdichte J mit Hilfe der Oberfläche ($9,24 \text{ cm}^2$, mit $\varnothing = 1 \text{ mm}$ und $l = 30 \text{ cm}$ des Drahtes) aus der die Elektronen austreten. Thoriiertes Wolfram hat bei identischer Temperatur und Drahtabmessungen eine Stromstärke von 251 A. Für einen Durchmesser von 0,5 mm, was einer Oberfläche von $4,71 \text{ cm}^2$ entspricht, erhält man für Wolfram einen Strom von 210 mA und für thoriiertes Wolfram 125 A. Folglich fiel die Wahl auf thoriiertes Wolfram.

Da der benötigte Heizstrom vom Widerstand des Drahtes abhängt, wurden mit Gleichung 3.1 die Widerstände für einen Drahtdurchmesser von 1 mm und 0,5 mm berechnet:

$$R = \rho \cdot \frac{l}{A}. \quad (3.1)$$

Dabei ist R der Gesamtwiderstand des Drahtes, ρ der spezifische Widerstand, l die Länge und A der Querschnitt des Drahtes. Mit $\rho = 0,055 \text{ } \Omega\text{mm}^2 \text{ m}^{-1}$ für Wolfram auf Raumtemperatur und $\rho = 0,671 \text{ } \Omega\text{mm}^2 \text{ m}^{-1}$ für einen glühenden Wolframdraht (2000°C) [27] und einer Länge von etwa 30 cm ergeben sich die Werte in Tabelle 3.1. Dabei wird angenommen, dass das sich nur auf der Oberfläche des Wolframdrahtes befindende Thorium keinen ausschlaggebenden Einfluss auf den Widerstand des Drahtes hat. Um einen guten Kompromiss zwischen Spannung und Stromstärke zum Erhitzen des Drahtes auf der einen Seite und dem emittierten Elektronenstrom auf der anderen Seite zu wählen, wurde zunächst ein Durchmesser des thoriierten Wolframdrahtes von 1 mm gewählt.

Tabelle 3.1.: Berechnete Widerstände für verschiedene Durchmesser eines Wolframfilaments bei unterschiedlichen Temperaturen und einer Länge von 30 cm.

Drahtdurchmesser	0,5 mm	1 mm
20 °C	0,083 Ω	0,021 Ω
2000 °C	1,0 Ω	0,25 Ω

Beim experimentellen Aufbau der Quelle trat jedoch folgendes Problem auf: Während der Draht zu einer Spule gewickelt wurde, brach dieser immer wieder sehr leicht durch. Als Alternative wurde nun ein Draht mit einem Durchmesser von 0,5 mm verwendet, da sich dieser gut wickeln ließ und dennoch einen angemessenen Elektronenstrom liefern sollte. Diese Drahtstärke wird auch in [22] verwendet, was eine Bestätigung für die vorliegende Wahl liefert.

3.3. Energieverlust durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung

In Abbildung 3.2 ist eine Skizze der unterschiedlichen Beiträge zum Energieverlust an der Tantalröhre zu sehen. Einerseits ist der Energieverlust durch Wärmeleitung über die Tantalröhre von dem Bereich der Ionisation bis zum Flansch (orangene Pfeile in Grafik 3.2) zu sehen, andererseits der Energieverlust durch Wärmeabstrahlung von den erhitzten Bereichen an deren Umgebung (grüne Pfeile in Grafik 3.2).

Dabei wird der Energieverlust durch Wärmeleitung mit Fouriers Gesetz bestimmt (Gleichung 2.7). Sofern die Temperatur der Ionisationsröhre bei 2500 °C gehalten wird, liegt der Wärmefluss zum auf 23 °C wassergekühlten Flansch bei 35 W. Unter der Annahme, dass die komplette kinetische Energie der Elektronen aus dem Elektronenbeschuss vom Material absorbiert wird und man folgenden Zusammenhang annimmt $P = \#e^- \cdot E_{\text{kin}}$, kompensiert ein Elektronenbombardement von 70 mA bei 500 V ohne Weiteres den Energieverlust. Betrachtet man dies als das beste Szenario, wird bei einem schlechteren Szenario – die Elektronen deponieren beispielsweise nur je 250 eV im Material – für die Ionenquelle eine Stromstärke von 140 mA benötigt.

Allerdings sollte hier angemerkt werden, dass bei diesen Temperaturen auch die Energieverluste durch Abstrahlung (Stefan-Boltzmann-Gesetz, Gleichung 2.9) eine signifikante Rolle spielen. Der Temperaturgradient an der Tantalröhre muss auf Grund von $\dot{Q}_{\text{Rad}} \propto T^4$ berücksichtigt werden. Unterschiede in der Temperatur entlang der Röhre haben eine deutliche Differenz im Energieverlust zur Folge. Deshalb wurde die Röhre in zwei Abschnitte unterteilt, einem geheizten und einem nicht-geheizten Teil. Der geheizte Abschnitt wird etwa die Hälfte der Länge l der Röhre ausmachen und eine nahezu konstante Temperatur aufweisen. Die Gleichung für den Energieverlust

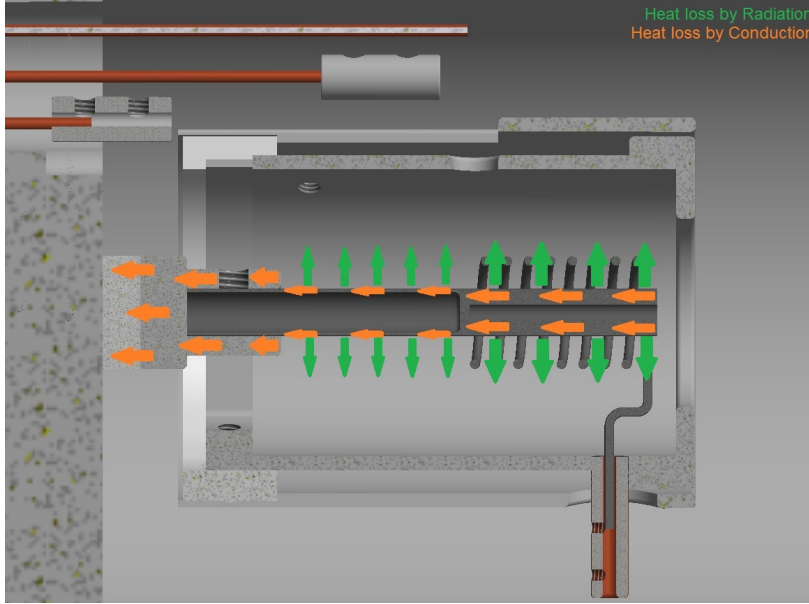


Abbildung 3.2.: Skizze des Energieverlustes durch Wärmeleitung (orange) und Abstrahlung (grün). Die Größe der Pfeile indiziert das ungefähre Maß des Energieverlustes durch Wärmestrahlung beziehungsweise Wärmeleitung.

des nicht-geheizten Abschnitts kann durch ein Integral beschrieben und $A = 2\pi r_a \cdot l$ kann ersetzt werden, wodurch die Gleichung 2.9 die folgende Form annimmt:

$$\dot{Q}_{\text{Rad}} = \epsilon \cdot \sigma \cdot 2\pi r_a \cdot \left(\frac{l}{2} \cdot T^4 + \int_0^{\frac{l}{2}} dl T^4(l) \right). \quad (3.2)$$

Dabei ist r_a der äußere Durchmesser der Tantalröhre und l die Länge der Ionisationsröhre. In einer ersten Näherung wurde $T(l)$ wie folgt aus Gleichung 2.7 abgeleitet:

$$T(l) = T_{\text{max}} - \frac{\dot{Q}_{\text{Con}} \cdot l}{\lambda \cdot A_Q}. \quad (3.3)$$

Vorab sei bemerkt, dass in dieser ersten Näherung in Gleichung 3.3 nicht der Temperaturverlust entlang der Tantalröhre durch die Abstrahlung berücksichtigt wird. Die Berechnung der konkreten Temperatur wird daher dem Simulationsprogramm COMSOL übertragen (Kapitel 3.5), da eine exakte analytische Berechnung innerhalb dieser Masterarbeit schwer zu realisieren war.

Unter Berücksichtigung des genäherten Energieverlustes durch Abstrahlung, nach Gleichung 3.2 und 3.3, von etwa 861 W bei 2500 °C an der Tantalröhre wird ein Heizschild als notwendig erachtet. Durch Steigerung der Anzahl N an (thermisch nicht ver-

bundenen) Hitzeschilden wird der Energieverlust durch Abstrahlung um einen Faktor von $\frac{1}{N+1}$ reduziert [28]. Daher wurden mehrere Hitzeschilde um die Quelle angebracht.

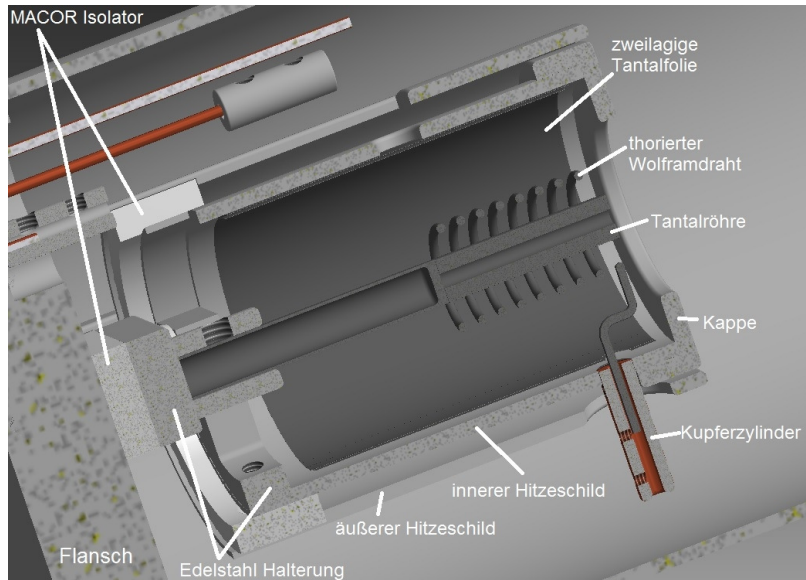


Abbildung 3.3.: Seitenansicht der offline Oberflächenionenquelle mit der Tantalfolie, dem Heizdraht, den Hitzeschilden, der Tantalröhre und den Halterungen dieser.

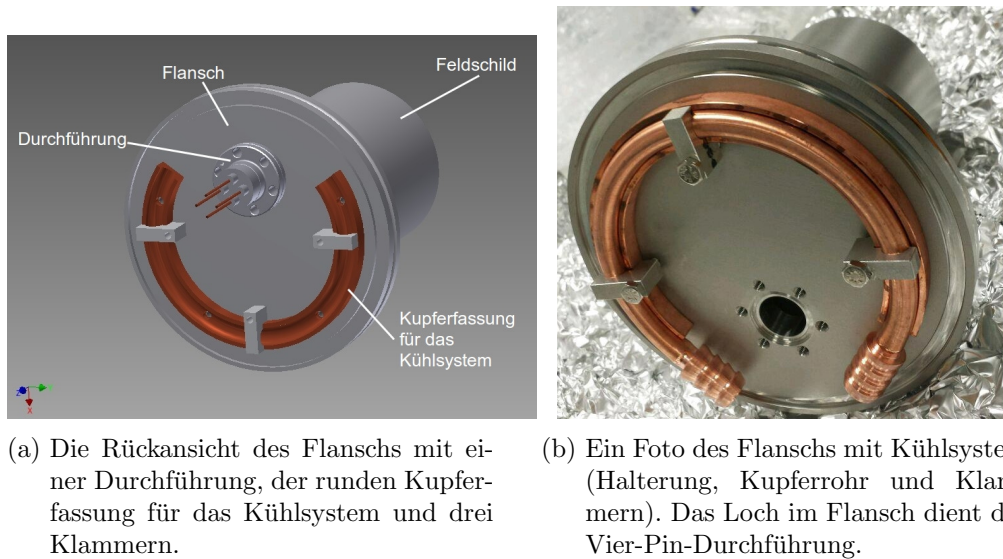
Der Hitzeschild (siehe Abbildung 3.3) hat zwei äußere Zylinder aus Edelstahl, einen Deckel aus Edelstahl und drei bis vier innere Schichten aus Tantalfolie (hier - Abbildung 3.3 - nur zwei eingezeichnet).

Eine weitere Maßnahme den Energieverlust zu reduzieren ist das spezielle Design der Tantalröhre. Die Wanddicke der hinteren Hälfte, die nicht durch Elektronenbeschuss geheizt wird, wurde sehr viel dünner (0,3 mm) gewählt als im vorderen Teil (1,5 mm), wo durch das Elektronenbombardement eine Abtragung des Röhrenmaterials zu erwarten ist (Abbildung 3.3). Da der Energieverlust durch Wärmeleitung nach Gleichung 2.7 von dem Querschnitt des erhitzten Gegenstandes abhängt, kann dieser durch eine dünnere Wanddicke verringert werden.

Falls notwendig kann eine Steigerung der Heizleistung entweder durch eine höhere Stromstärke (max. 200 mA, limitiert durch die entsprechende Spannungsquelle) für das Elektronenbombardement erzielt werden, oder indem eine höhere Potentialdifferenz zwischen der Tantalröhre und dem Wolframdraht angelegt wird (Maximum des Netzgerätes: 1 kV).

3.4. Das Wasserkühlsystem

Um den Flansch zu kühlen, wurde ein Kühlsystem basierend auf einem Wasserkühlkreislauf entworfen. Dabei zeigt Abbildung 3.4 eine Rückansicht des Flanschs



Abbildungung 3.4.: Zu sehen sind eine Bildschirmaufnahme der Zeichnung des Flanschs aus Inventor (links), sowie ein Foto dessen (rechts).

mit dem Kupferkühlsystem und der Vier-Pin-Durchführung, sowie ein Foto des Kühlsystems mit Kupferrohre. In Abbildung 3.4(b) ist zusätzlich zu der Halterung des Kühlsystems das Kupferrohr zu sehen, an das der Kühlschlauch angeschlossen wird, sowie das Loch für die Vier-Pin-Durchführung. Hier wurde Kupfer für das Kühlsystem gewählt, da es eine gute Wärmeleitfähigkeit hat (Kupfer $4,01 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$, im Vergleich Tantal $0,58 \text{ W cm}^{-1} \text{ K}^{-1}$ [29]). Der äußere Durchmesser der Kupferrohre für das entmineralisierte Wasser beträgt 8 mm, der innere 6 mm. Die Klammern pressen die wassergekühlte Röhre zum Wärmeaustausch gegen die Fassung auf den Flansch. Zur aktiven Kühlung wird ein Kühlsystem von LAUDA (ECO RE 415 S [30]) verwendet, das auf Erdpotential installiert ist. Die Anwendung von entmineralisiertem Wasser als Kühlflüssigkeit minimiert das Risiko von Überschlügen und limitiert den Stromfluss über die Flüssigkeit von der 30 kV Plattform der Ionenquelle zum Erdpotential.

Wie zuvor in diesem Kapitel erwähnt, wurde eine Simulation der Temperatur innerhalb der Oberflächenionenquelle mithilfe dem Programm COMSOL Multiphysics durchgeführt, auf die nun in Kapitel 3.5 eingegangen wird.

3.5. Die COMSOL Multiphysics Simulation

In diesem Kapitel wird zunächst kurz das Simulationsprogramm COMSOL Multiphysics vorgestellt, sowie die Simulation der Temperatur und die dazugehörigen Ergebnisse erklärt. Diese Simulation wurde so angelegt, dass die Quelle so weit aufgeheizt wurde, bis eine Einschränkung durch die Materialeigenschaften gegeben war.

3.5.1. COMSOL Multiphysics 5.2

COMSOL ist ein Programm, das sowohl Wärmetransfer, Teilchenbahnen, Akustik und Optik, genauso wie Flüssigkeiten, mechanische und elektrochemische Abläufe simulieren kann. Dabei können auch mehrere Szenarien gleichzeitig verwendet, sowie eine stationäre oder zeitabhängige Studie durchgeführt werden.

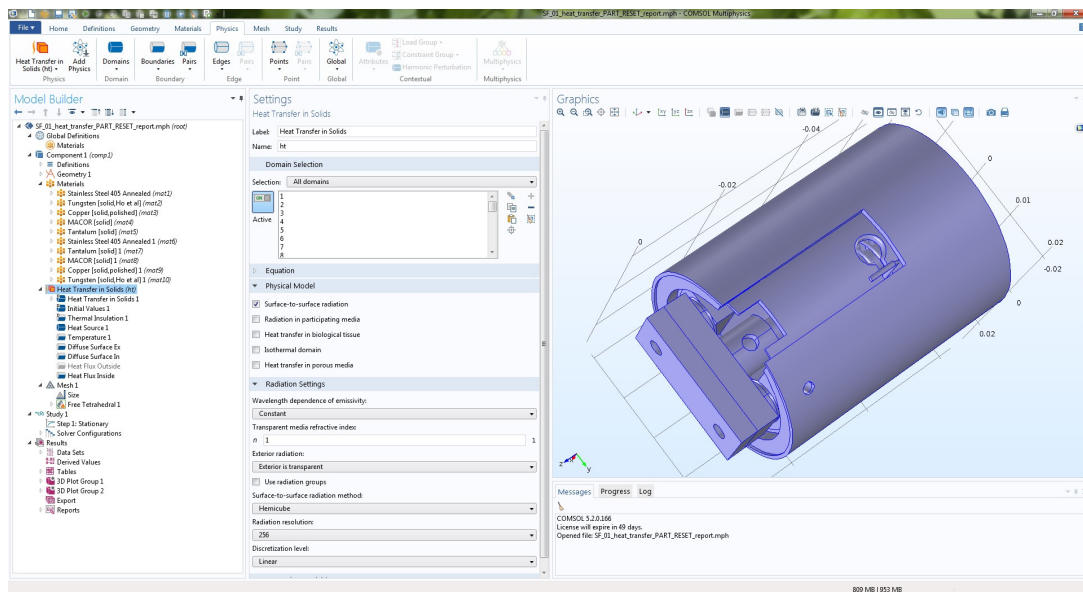


Abbildung 3.5.: Bildschirmaufnahme von COMSOL mit importierter CAD-Zeichnung aus Autodesk Inventor.

Zunächst müssen nach dem Import der CAD-Zeichnung die Materialien der einzelnen Bereiche und Grenzflächen gesetzt werden (siehe Seitenleiste in Figur 3.5). Danach können die physikalischen Eigenschaften dieser ausgewählt werden, um ein so genanntes Gitter über die dreidimensionale Zeichnung legen zu können und die Simulation durchführen zu lassen. Dabei basiert das Programm auf der Finite-Elemente-Methode (FEM). Mithilfe des Gitters wird der Körper in endlich viele Teilkörper unterteilt (die finiten Elemente), deren physikalisches Verhalten durch ihre einfache Form leicht berechnet werden kann.

3.5.2. Die Simulation

Da eine Simulation mit dem kompletten Aufbau der Oberflächenionenquelle die Rechenleistung der zur Verfügung stehenden Computer überschritt, musste in der COMSOL Simulation der Flansch, das Kühlsystem sowie die Durchführung, das Feldschild und die Tantalfolien weggelassen werden (siehe Abbildung 3.6). Um dennoch das Kühlsystem zu imitieren, wurde die äußerste Grenzschicht des MACOR-Stücks auf 340 K gesetzt. Der Draht wurde als Wärmequelle definiert, da, wie im Verlauf der Ar-

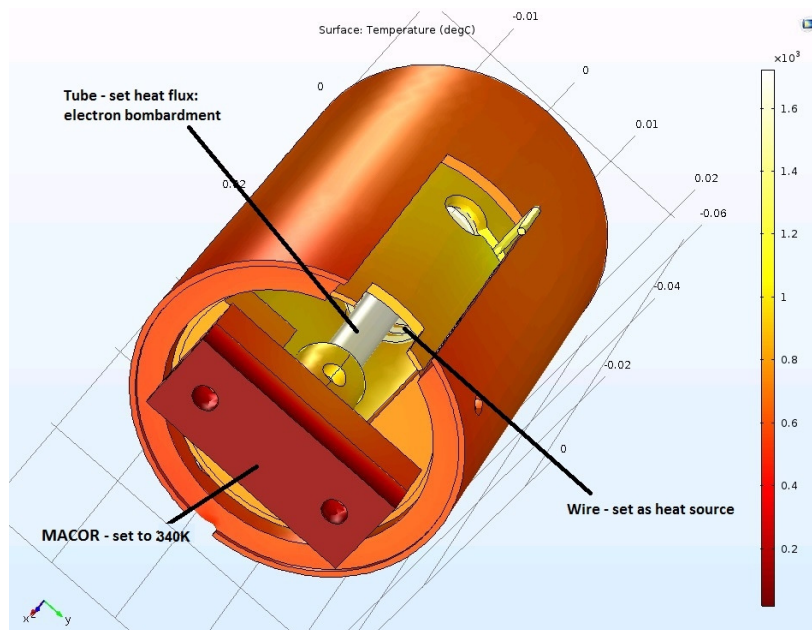


Abbildung 3.6.: Bildschirmfoto einer fertigen Simulation aus COMSOL. Rechts ist die Temperaturleiste eingeblendet.

beit beschrieben, der Draht das Ionisationsröhrchen auch mit Hilfe der abgestrahlten Wärme aufheizt.

Eine sogenannte Wärmestromdichte wurde auf dem Tantalröhrchen definiert, um den Elektronenbeschuss zu simulieren. Diese sollte in COMSOL in W/m^2 angegeben werden. Die Temperatur des aufgeheizten Drahtes wurde berücksichtigt, um damit kombiniert mit der Richardson Gleichung (Gleichung 2.4) den emittierten Elektronenstrom zu berechnen. Bei der Umrechnung der Stromdichte der Elektronen in die Wärmestromdichte wurde angenommen, dass die kinetische Energie der Elektronen 500 eV beträgt.

Temperaturverteilung im Quelleninneren

In diesem Test wurde sowohl die Temperatur des Drahtes als auch die Wärmestromdichte variiert, um zu sehen, wie sich die Hitzeschilde oder auch das MACOR erwärmen, wenn das Röhrchen heißer wird. So sollte eine eventuelle maximale Betriebstemperatur über den Schmelzpunkt von MACOR, Wolfram, Tantal oder Edelstahl bestimmt werden. Dabei spielt weniger die daraus resultierende Wärmestromdichte oder Heizleistung des Filaments eine Rolle, als die daraus resultierenden Temperaturen.

Für den Test wurde zunächst eine Temperatur von 2000 K (1727 °C) des Drahtes angenommen, diese Temperatur wird nur durch Widerstandsheizen des Filaments erreicht. Dies entspricht einer Heizleistung von 134 W. Mit Hilfe der Richardson-Gleichung

(Gleichung 2.4) ergibt sich nun daraus eine Wärmestromdichte von $1,7 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$ für das Elektronenbombardement. Es zeigt sich, dass der Draht in der Simulation eine höhere Temperatur als die zuvor angenommen 2000 K erreicht, da der Draht durch den Effekt des Heizens mittels Elektronenbombardement zusätzlich von der Ionisationsröhre (durch Wärmestrahlung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz, Kapitel 2.4) geheizt wird.

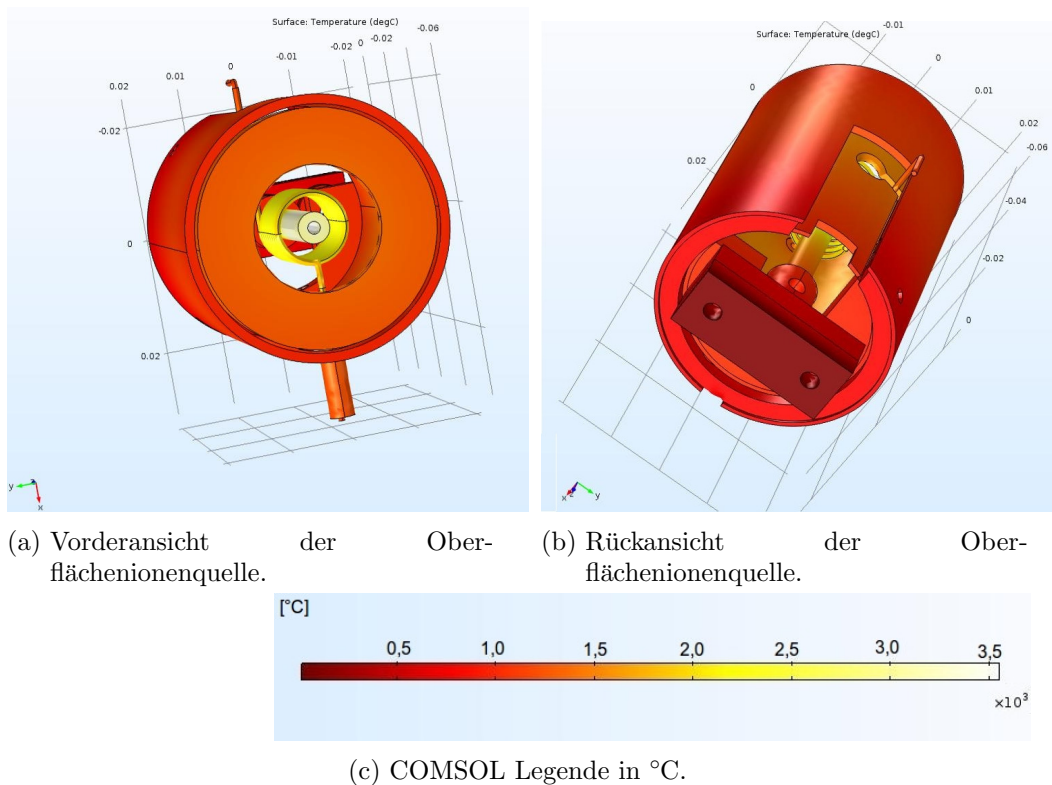


Abbildung 3.7.: Dargestellt sind die Vorder- und Rückansicht des abgeschlossenen Hitzetest mit einer eingestellten Heizleistung von 134 W und einer Wärmestromdichte von $1,7 \cdot 10^7 \text{ W/m}^2$.

In dieser Simulation ist, wie zu erwarten, die Tantalröhre heißer als das thorierte Wolframfilament (Abbildung 3.7). Insgesamt wird die Röhre im vorderen Bereich auf bis zu 3500 °C aufgeheizt, wohingegen die Temperatur im hinteren Bereich nur noch bei 1500 °C liegt. Dies bestätigt den geringen Energieverlust durch Wärmeleitung über die Tantalröhre durch ihr spezielles Design. Die Temperatur des inneren Hitzeschildes liegt unter 1500 °C, wohingegen die Halterung der Tantalröhre auf maximal 1000 °C kommt. Hierbei ist zu beachten, dass MACOR Temperaturen von bis zu 1000 °C aushält [31]. Da Tantal einen Schmelzpunkt von etwa 2996 °C [32] hat, wird eine Aufheizung der Oberflächenionenquelle auf diese Temperatur nicht stattfinden können, weswegen keine Temperaturbeschränkung für die Benutzung von MACOR als Isolator besteht. Da Wolfram seinen Schmelzpunkt bei 3382 °C hat [26], wird dieser innerhalb dieser Hitze-

simulation auch nicht überschritten. Der Schmelzpunkt von Edelstahl liegt zwischen 1325 °C bis 1530 °C [33]. Falls der Schmelzpunkt dieses Edelmetalltypen unter 1400 °C liegt, wäre die herrschende Temperatur nach dieser Simulation kritisch, allerdings muss die fehlende Tantalfolie berücksichtigt werden. Diese soll in einem ersten Schritt die Hitze zurück auf die Oberflächenionenquelle reflektieren, was zu einer niedrigeren Temperatur am inneren Hitzeschild führen würde. Somit sollte auch die Temperatur der Hitzeschilde unproblematisch sein. Folglich wird die maximal zu verwendende Heizleistung der Oberflächenionenquelle durch die Schmelztemperatur von Tantal limitiert.

3.6. Design für Hochspannungsfestigkeit und -sicherheit

Überlegungen zum Kühlsystem

Die Schlauchlänge von der Hochspannungsplattform zum auf Erdpotential liegenden LAUDA beträgt jeweils 10 m. Die Wahl der Schlauchlänge basiert auf folgenden Berechnungen (aus [34]):

$$I = \frac{U}{R} = U \cdot G = U \cdot \kappa \cdot \frac{A}{l}. \quad (3.4)$$

Dabei ist in Gleichung 3.4 I der über das Wasser abfließende Strom, U die am Flansch (und somit am Wasser) angelegte Spannung und R der Widerstand des Wassers. Dieser ist anti-proportional zum elektrischen Leitwert G , wobei sich dieser aus κ der elektrischen Leitfähigkeit, A und l dem Leiterquerschnitt beziehungsweise der Länge des Leiters zusammensetzt.

Mit $\kappa = 4 \cdot 10^{-8} \text{ S cm}^{-1}$ für reines Wasser bei 18 °C (aus [34]), $U = 30 \text{ kV}$ und einem Schlauchinnendurchmesser von 13 mm ergeben sich die in Abbildung 3.8 dargestellten Ströme in Abhängigkeit der Schlauchlänge.

Da ein Strom von 2,1 μA als genügend kleiner Strom eingeschätzt wurde, fiel die Wahl auf eine Schlauchlänge von 10 m.

Der MACOR Isolator

Aus Sicherheitsgründen wird ein Isolator aus MACOR zwischen der Röhrenhalterung und dem Flansch platziert (Abbildung 3.1), damit der Strom aufgrund des Elektronenbeschusses nicht über den Flansch fließt. Stattdessen wird der Strom über eine alternative Verbindung, ein Draht (nicht in Abbildung 3.1 gezeigt) zwischen der Fassung der Röhre und dem niedrigsten Pin der Durchführung, kontrolliert abgeleitet.

Schutzkappe über der Vier-Pin-Durchführung

Um eine ausreichende Sicherheit bei der Benutzung der Quelle zu gewährleisten, wurde eine Schutzkappe entworfen, die sowohl die Pins der Durchführung abschirmt, als auch diese mit Bananen-/ beziehungsweise SHV-Steckern verbindet. Diese Schutzkappe ist in Abbildung 3.9 zu sehen.

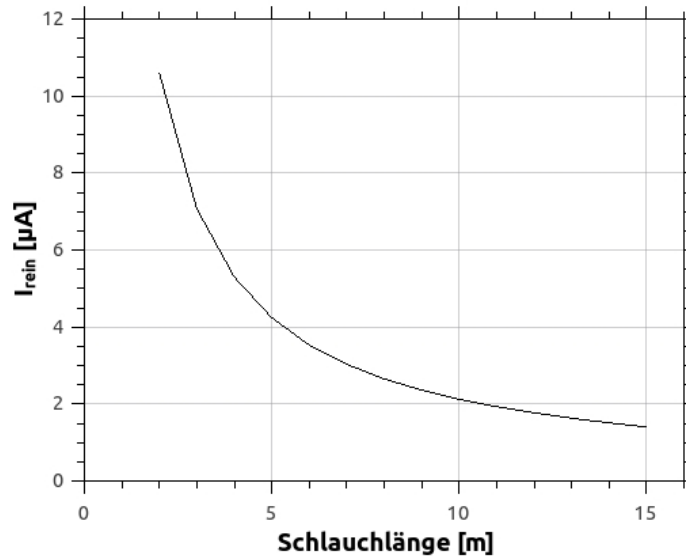
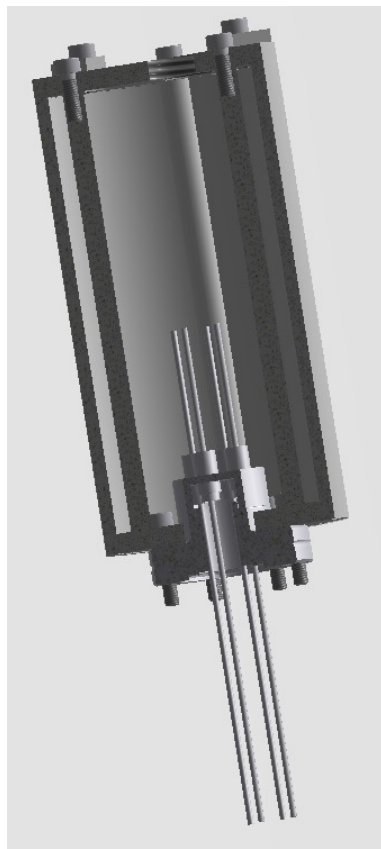
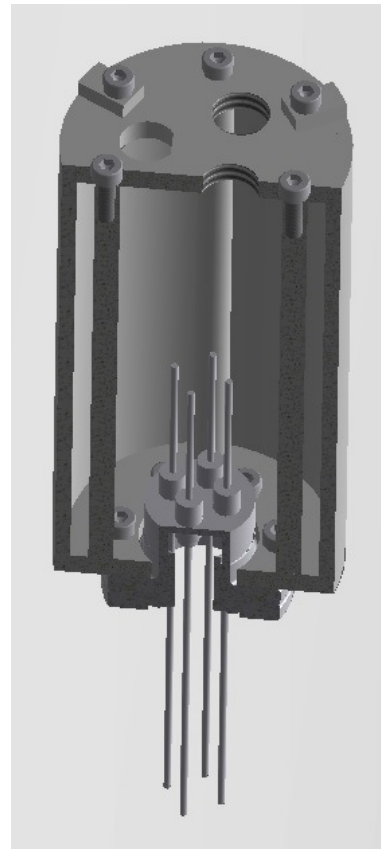


Abbildung 3.8.: Zu sehen ist der berechnete Strom, der über reines Wasser fließen würde, in Abhängigkeit verschiedener Schlauchlängen bis zum Kühlgerät.

Dabei wird die Schutzkappe mit den Schrauben an der Durchführung befestigt, die diese gleichzeitig am Flansch halten. Auf die Plattform der Schutzkappe werden drei Säulen geschraubt, die den Deckel mit den Steckern stützen, so dass schließlich die Außenhülle auf dem Deckel montiert werden kann. Die Pins werden dann mit Hilfe von Lüsterklemmen mit Kupferdrähten verbunden, die an die Stecker gelötet wurden. Damit die Schutzkappe nicht zu groß ausfällt und das Kühlsystem ohne Probleme auf dem Flansch angebracht werden kann, wurden nur drei Stecker (zwei Bananen- und ein SHV-Stecker: Löcher für diese sind in Abbildung 3.9(b) zu sehen) in der Schutzkappe befestigt, da der vierte Pin der Durchführung momentan nicht gebraucht wird.



(a) Seitlicher Querschnitt der Schutzhülle.



(b) Leicht gedrehter Querschnitt der Schutzhülle.

Abbildung 3.9.: Die Abbildungen zeigen die Schutzhülle und die Durchführung.

3.7. Überblick über die offline Oberflächenionenquelle

Abbildung 3.10 zeigt einen Überblick über die offline Oberflächenionenquelle inklusive der Extraktions-Ionenoptik. Die Eigenschaften des Entwurfes lassen sich aus Tabelle 3.2 entnehmen.

Auf der linken Seite von Abbildung 3.10 sieht man die offline Oberflächenionenquelle, mit Hitze- und Feldschild. Dabei ermöglicht das Feldschild ein wohldefiniertes Potential zwischen der Ionenquelle und der Extraktionsoptik. Auf der rechten Seite von Abbildung 3.10 sieht man die Extraktionsoptik und die Einzellinse zur Fokussierung des Ionenstrahls. Dabei basiert die Ionenoptik auf einem Entwurf, welcher kürzlich am TRIGA Reaktor in Mainz (TRIGA-Laser [35], als auch ALIVE³ [36]) erarbeitet wurde. Während die Ionenquelle ein Potential von 30 kV aufweist, wird die Extrak-

³Accurate Laser Involved Voltage Evaluation

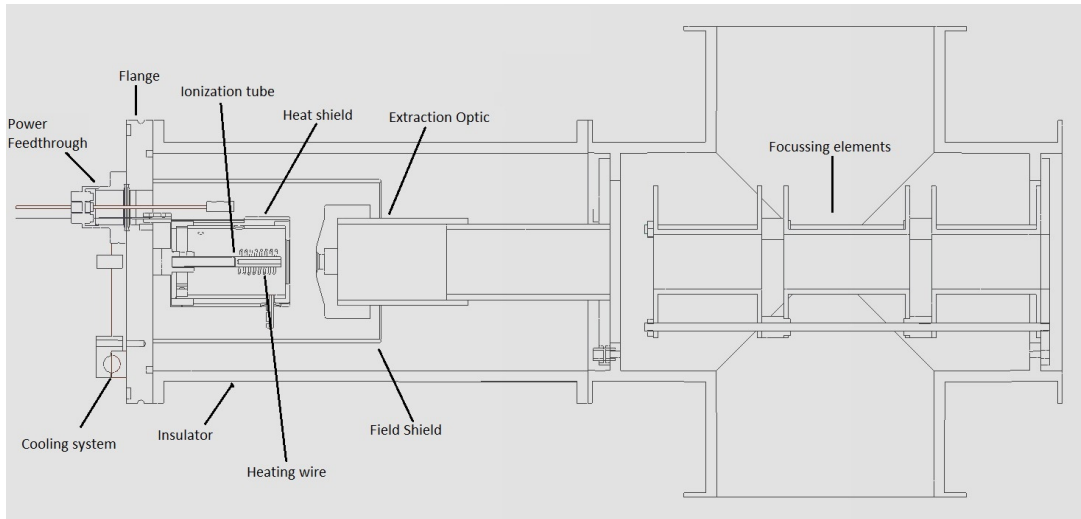


Abbildung 3.10.: Ein Querschnitt der offline Oberflächenionenquelle: Auf der linken Seite sieht man die Ionenquelle und am Vier-Wege-Kreuz auf der rechten Seite wurde die Ionenoptik montiert.

Tabelle 3.2.: Spezifikationen des Designs der neuen offline Oberflächenionenquelle für COLLAPS.

Beschleunigungsspannung	30 kV
Max. Temperatur der Ionisationsröhre	< 3000°C (Schmelzpunkt von Tantal)
Heizmechanismus	Elektronenbeschuss (EB)
Benötigter Heizstrom (für EB)	≤ 140 mA
Potential für den Elektronenbeschuss	-500 V (bis zu -1 kV)

tionsoptik auf Erdpotential liegen. Der Isolator dient zur Separation von Quelle und Extraktionsoptik.

Das Feldschild

Da durch den Isolator um die Ionenquelle herum ein undefiniertes elektrisches Feld entstehen könnte - beispielsweise durch das Aufladen der Isolatoroberfläche mit Ladungsträgern-, wurde ein weiterer Zylinder aus Edelstahl um die Oberflächenionenquelle angebracht (siehe Abbildung 3.11). Die Installation dieses Zylinders definiert ein gleichmäßiges elektrisches Feld in der Extraktionsregion.

Dabei muss ein Mindestabstand zwischen der Extraktionsoptik und der Ionenquelle, an die eine Hochspannung von bis zu 30 kV angelegt wird, vorhanden sein, sodass es nicht zu Überschlügen innerhalb des Vakuums kommt. Der Feldschild wurde hierbei so entworfen, dass sich die Kappe der Extraktionsoptik auch bei Einhaltung des Mindestabstands für hohe Spannungen innerhalb des Feldschields befindet.

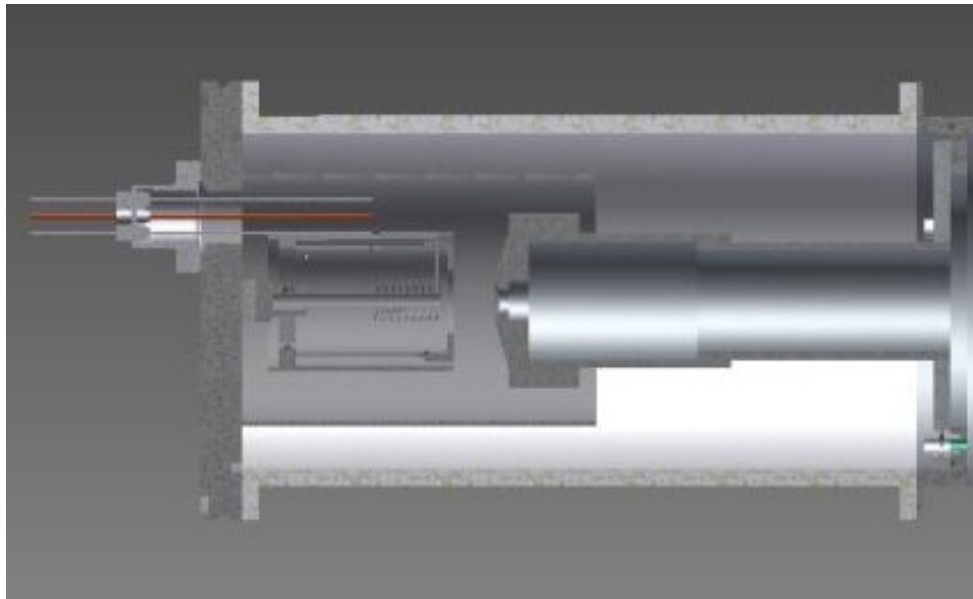


Abbildung 3.11.: Ein Querschnitt der offline Oberflächenionenquelle. Auf der linken Seite befindet sich die Ionenquelle, auf der rechten Seite die Extraktionsoptik identisch zum Mainzer Design.

3.8. Der Hochspannungskäfig

Da sowohl die Ionenquelle als auch die Elektronik innerhalb des Käfigs auf ein Potential von 30 kV gesetzt werden, sind ein speziell dafür entworfener Schutzkäfig und weitere Schutzmechanismen innerhalb dieses Käfigs von Nöten.

Der Käfig wurde so entworfen, dass ein nötiger Abstand von mindestens 15 cm zwischen der 30 kV Plattform (dem Regal) und den Käfigwänden beziehungsweise dem Käfigboden eingehalten wird. Die Höhe des Käfigs wurde zudem so gewählt, dass dessen obere Außenwand (sowie die Seitenwände) weit genug von der Oberflächenionenquelle entfernt sind, um Überschläge bei 30 kV zu vermeiden. Dafür wurde ein Abstand von 20 cm gewählt. In Abbildung 3.12 sind zwei verschiedene Ansichten des Käfigs dargestellt. 3.12(a) zeigt eine Innenansicht und 3.12(b) den Käfig von unten, sowie die Halterung des Vier-Wege-Kreuzes, das die Extraktion und die Einzellinse beinhaltet (vergleiche Abbildung 3.10). Zu sehen sind der Trenntransformator (rot), das Regal mit Plexiglas Standfüßen, die den Käfig gegen die 30 kV isolieren sollen, das Hochspannungsrelais (grün), die beiden Netzgeräte und die Oberflächenionenquelle. Zudem sind die ITEM-Profile, die als Unterstützung der Bodenplatte dienen und die Halterung für das Kreuzstück der Quelle dargestellt. In Abbildung 3.13 ist eine vergrößerte Ansicht dieser Halterung zu sehen.

Die halbrund ausgeschnittenen Platten (Abbildung 3.13) sind auf Gewindestangen geschraubt, dadurch lässt sich das Vier-Wege-Kreuz in der Höhe verstellen, zudem ist eine Verschiebung in der Waagrechten möglich. Dazu kann die komplette Halterung (in

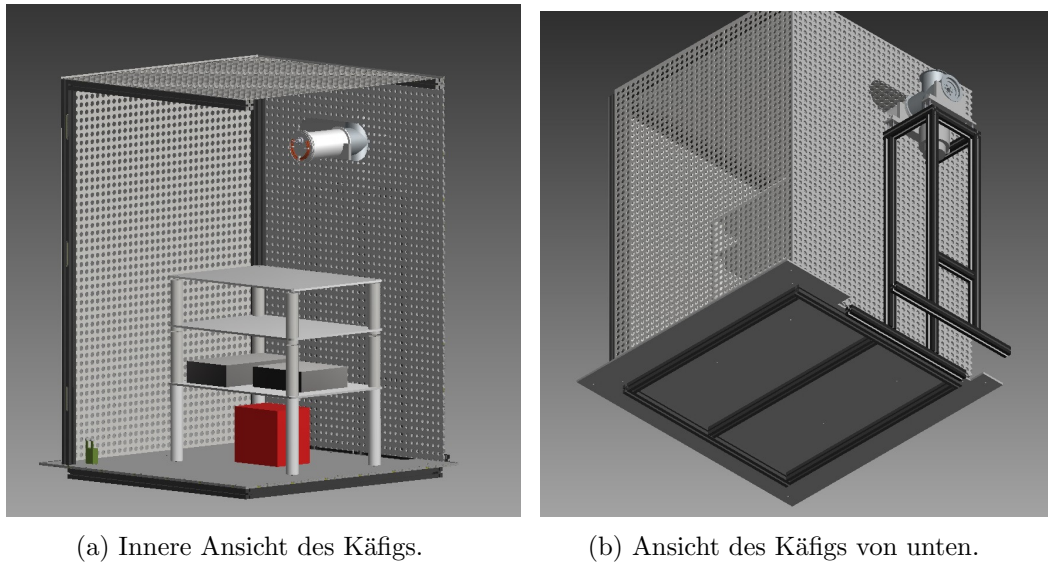


Abbildung 3.12.: Zwei verschiedene Ansichten des Hochspannungskäfigs, wie er in Autodesk Inventor geplant wurde.

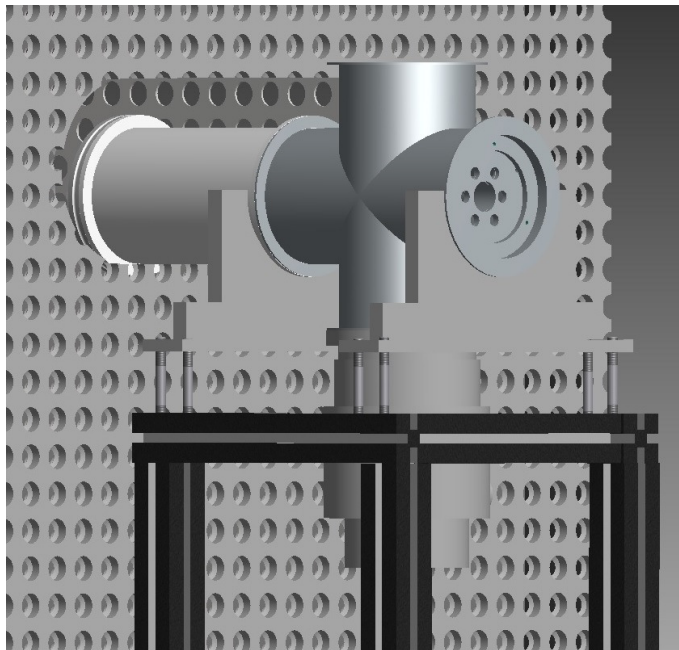


Abbildung 3.13.: Vergrößerte Ansicht der Halterung des Vier-Wege-Kreuzes.

schwarz) nach links und rechts verschoben werden, da die senkrechten ITEM-Profilenur mit Hilfe von Winkeln auf waagrecht auf dem Boden liegende Profile angebracht sind (Abbildung 3.12(b)).

4. Elektronische Beschaltung der Ionenquelle

Abbildung 4.1 zeigt ein vereinfachtes Schaltbild und Abbildung 4.2 eine Skizze des Stromkreislaufes für den Hochspannungskäfig. Ein 30 kV Netzteil ([Heinzinger PNChp](#)) (1) wird außerhalb des Hochspannungskäfigs genutzt, um die Netzteile und die Oberflächenionenquelle innerhalb des Käfigs auf ein höheres Potential zu setzen. Die Netzteile innerhalb des Käfigs sind ein [Delta-Elektronika-Netzgerät](#) (SM 18-50) (3), welches den Strom zum Heizen des thorierten Wolframdrahtes bereitstellt und ein [Spellman-Netzteil](#) (PTV1N200) (2). Letzteres ermöglicht es das Delta-Netzgerät und damit den thorierten Wolframdraht auf ein gegenüber dem Ionisationsröhrchen niedrigeres Potential zu legen. Durch diese Potentialdifferenz werden die aus dem Draht emittierten Elektronen hin zum Ionisationsröhrchen beschleunigt (4). Dabei besitzen die Ausgänge des Delta-Netzgerätes eine Hochspannungsisolations von bis zu 1 kV, wodurch der negative Pol des Spellman-Netzteils direkt an den positiven Ausgang des Delta Netzgerätes angeschlossen werden kann.

Die Stromversorgung auf der Plattform erfolgt mit Hilfe eines [Trenntransformators](#) (SIT 50-1000) (5) und schließlich setzt ein [Hochspannungsrelais](#) (E40-NC-40-1-31-BD, Ross Engineering Corp.) (6) aus Sicherheitsgründen die Hochspannungsplattform auf Erdpotential, sobald die Tür des Hochspannungskäfigs geöffnet wird.

Aus Sicherheitsgründen wird der Strom für die Elektronenstoßheizung nicht über den Flansch abgeleitet. Hierfür wird ein Isolator (aus MACOR) zwischen der Fassung der Röhre und dem Flansch platziert.

Dabei wird ein Strom von 100 mA angenommen, den das Spellman-Netzgerät liefern soll. Um den Heizdraht auf eine Temperatur zu erhitzen, so dass dieser Elektronen emittiert, wurde eine Spannung von 8,3 V im späteren Test benötigt. Der mit $>1\text{ G}\Omega$ gekennzeichnete Widerstand (7 in Abbildung 4.2) stellt den wassergefüllten Schlauch des Kühlsystems dar.

Zu den drei wichtigen Netzteilen, dem Trenntransformator und dem Hochspannungsrelais kommen einige kleinere Bauteile dazu, wie ein [Arduino Mega 2560](#) für die Strom- und Spannungsauslese und ein [USB-3105](#) mit 16 Bit analogen Spannungsausgängen für Strom- und Spannungseingabe des Spellman-Netzgerätes. Dazu kommen noch jeweils ein USB zu Glasfaser Optokoppler und ein Ethernet zu Glasfaser Optokoppler zur Ansteuerung der Netzgeräte.

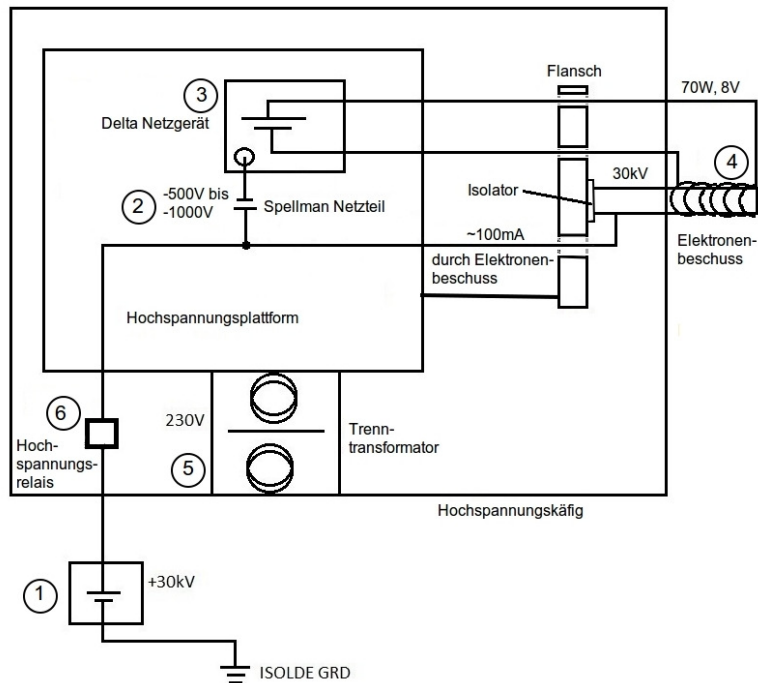


Abbildung 4.1.: Vereinfachtes Schaltbild des Stromkreislafs für den Hochspannungskäfig, mit der Hochspannungsplattform dem Heinzinger-Netzgerät (1) und dem Flansch mit der offline Oberflächenionenquelle und dem Filament (4).

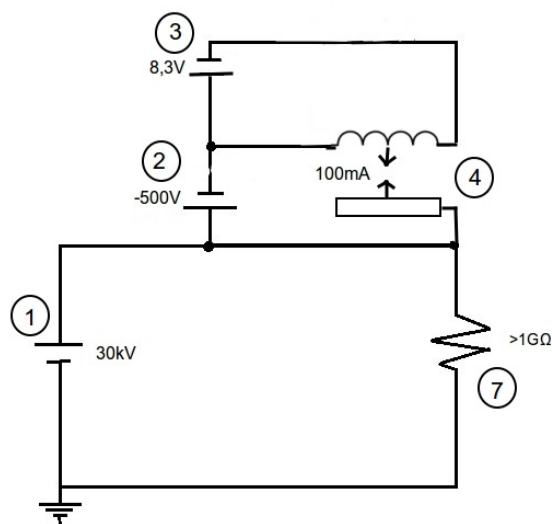


Abbildung 4.2.: Vereinfachte Zeichnung des Stromkreislafs mit Heinzinger-Netzgerät (1), Spellman-Netzteil (2), Delta-Netzgerät (3), Filament für die Elektronenstoßheizung (4) und Kühlschlauch von der Ionenquelle zum auf Erdpotential liegenden Kühlgerät (7).

4.1. Schutzschaltungen

Um die elektronischen Bauteile vor elektrischen Überschlügen zu schützen, wurde ein Sicherungskreislauf entworfen, welcher in den Abbildungen 4.3 und 4.4 schematisch dargestellt ist.

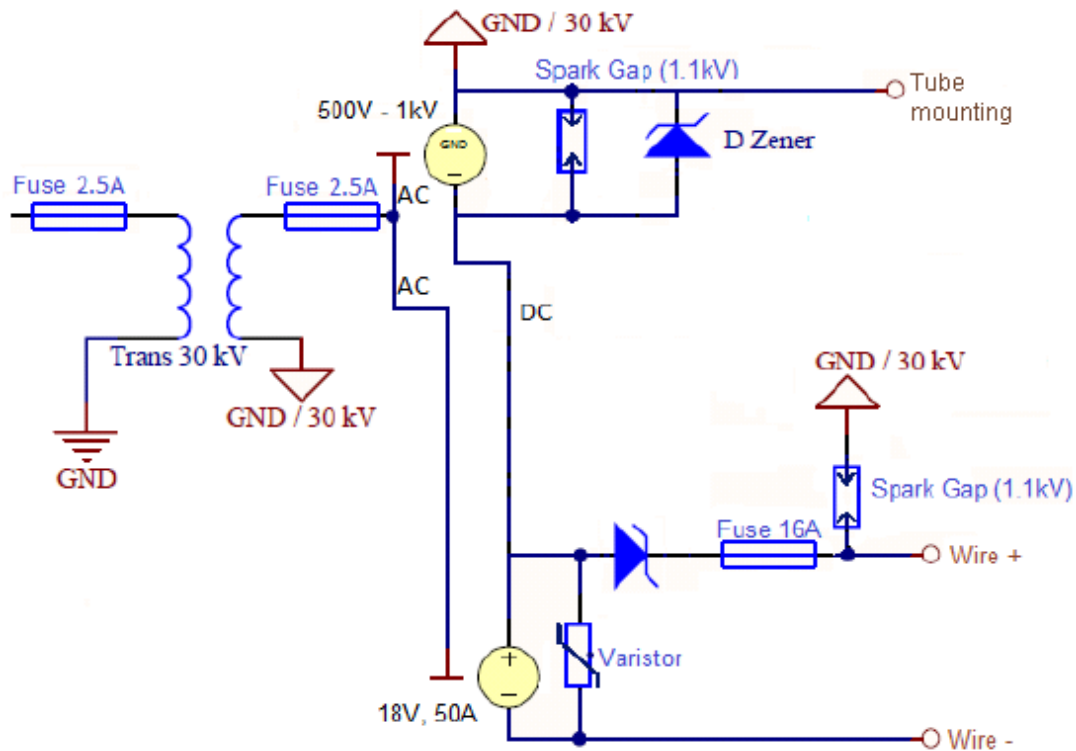


Abbildung 4.3.: Schematische Darstellung des Sicherungskreislaufes. Die Sicherungen, Dioden, Funkenstrecken (spark gaps) und der Varistor dienen dem Schutz der Netzgeräte.

Dazu wurden für den Schutz des Trenntransformators sowie aller anderen Komponenten im Stromkreislauf, jeweils zwei Sicherungen je 2,5 A eingebaut. Hierfür wurden Steckerleisten mit integrierten Sicherungen verwendet, an die die jeweiligen Geräte angeschlossen werden. Die Funkenstrecken (spark gaps) leiten den Strom bei zu hoher Spannung zur Erdung. An Stelle der in Abbildung 4.3 eingezeichneten Zener-Diode wurde parallel zu der Funkenstrecke innerhalb des Sicherungskreislaufes für das Spellman-Netzgerät eine Gleichrichterdiode mit einer Durchschlagsspannung von 1,1 kV eingebaut (Abbildung 4.4). Durch diese Diode soll der Strom abfließen können, falls sich eine Spannungsdifferenz zwischen den beiden Polen des Spellmann-Netzgerätes in verkehrter Richtung aufbauen sollte. Zusätzlich zu der in Abbildung 4.3 eingezeichneten Funkenstrecke für das Delta-Netzgerät wurde noch eine weitere für den rückfließenden Strom eingebaut (siehe Abbildung 4.4). Dabei dient der Varis-

tor¹ dem Schutz des Delta Netzgerätes. Falls beispielsweise ein Kurzschluss durch den Draht hervorgerufen werden sollte, soll der Varistor eine zu hohe Spannungsdifferenz zwischen den beiden Ausgängen und eine daraus resultierende Beschädigung des Netzgerätes verhindern. Die Strom-Spannungs-Kennlinie eines Varistors zeigt bei niedrigen Spannungen einen sehr hohen Widerstand der bei Überschreitung einer Schwellspannung abrupt abbricht. Zudem wurde eine Sicherung von 16 A im Sicherungskreislauf des Delta-Netzgerätes eingebaut. Hier konnte allerdings kein Ersatz für die fehlende Zener-Diode gefunden werden, der den Ansprüchen an eine Hochspannung sowie einen hohen Strom (16 A) gerecht wurde.

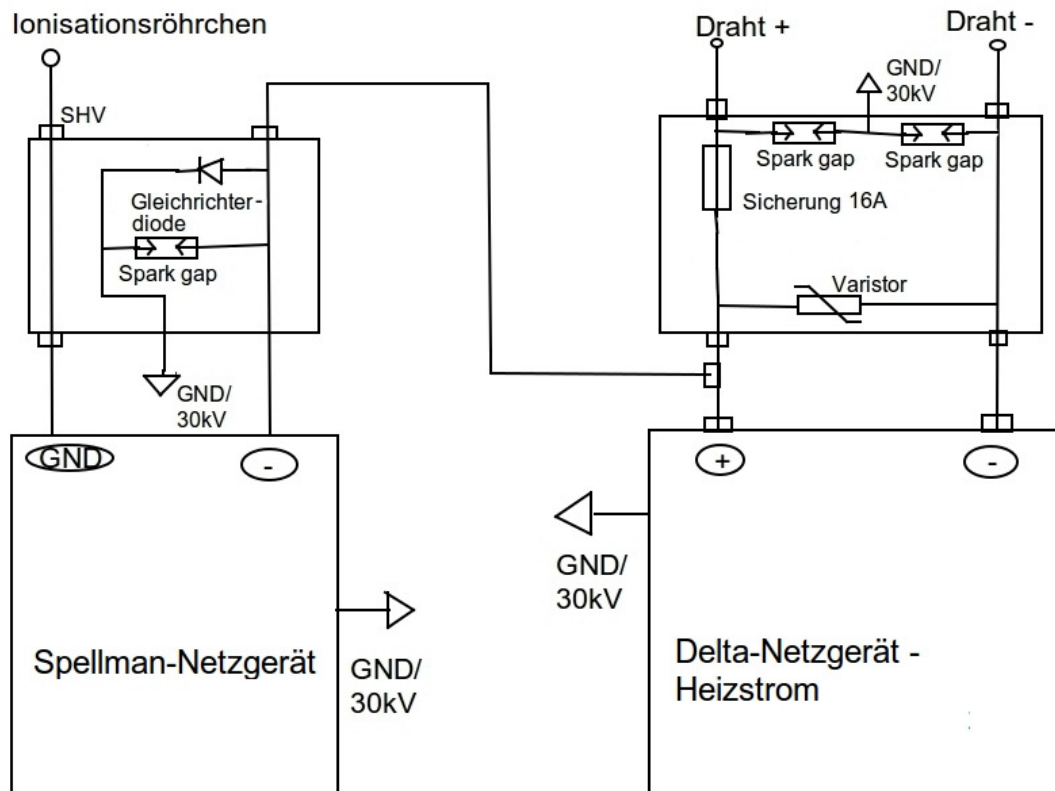


Abbildung 4.4.: Diese Skizze zeigt den Sicherungskreislauf für das Spellman- und Delta-Netzgerät in der Form, in der er im Hochspannungskäfig tatsächlich eingebaut wurde.

In Abbildung 4.4 sind die beiden Netzgeräte, sowie zwei Metallboxen zu sehen. Innerhalb der beiden Metallboxen wurden die einzelnen Komponenten verlötet. Bei allen rechteckig dargestellten Ausgängen handelt es sich um Bananenstecker, bis auf den eingezeichneten SHV-Ausgang, die die Handhabung des Sicherungskreislaufes verein-

¹variable resistor

fachen und sicherer machen sollen. Die Gehäuse der Geräte und der Anschlußboxen wurden zur Erdung mit der 30 kV-Plattform verbunden.

Ergebnisse des Tests der Varistoren sowie der bidirektionalen Diode können in Kapitel [A.1](#) gefunden werden.

5. Aufbau und Test der Oberflächenionenquelle

Dieses Kapitel geht auf den Aufbau und insbesondere die ersten Tests der Oberflächenionenquelle ein. In Abbildung 5.1 ist ein Foto der installierten Ionenquelle in der ISOLDE-Halle zu sehen. Auf der linken, unteren Seite sieht man die Strahlführung kommend vom GPS/HRS, die als COLLAPS Strahlführung links oben aus dem Bild verschwindet. Abbildung 5.2 zeigt ein Foto des Innenraums des Käfigs. Die einzelnen Etagen des "Regals" sind elektrisch miteinander verbunden und stellen eine gemeinsame Hochspannungsplattform dar. Diese ist gegen den Boden mithilfe der Plexiglasstäbe elektrisch isoliert. Der Schlitz in der Käfigrückwand (siehe Abbildung 5.2(a)) ist die Öffnung durch die die Ionenquelle an die Strahlführung angeschlossen wird. Er erlaubt eine horizontale Justage der Ionenquelle. Nach abgeschlossener Justage werden links und rechts kleine Lochgitterplatten angebracht, um den Schlitz zu verschließen. In Abbildung 5.2(b) sind der rote Trenntransformator, die beiden Netzgeräte, sowie weitere elektronische Geräte zu sehen (diskutiert in Kapitel 4). In Abbildung 5.3 ist ein Foto der zusammengebauten Oberflächenionenquelle zu sehen. In Kapitel 5.1 wird die Inbetriebnahme der Quelle beschrieben, mit besonderem Augenmerk auf das Vakuumsystem. Danach wird die Messung der Wärmeentwicklung innerhalb der Quelle und ihrer Komponenten bei rein radiativem Heizen diskutiert und die Abhängigkeit der Temperatur von der Heizspannung bestimmt (Kapitel 5.2), um für den zukünftigen Betrieb abschätzen zu können, welche Elemente mit der Quelle durch Strahlungsheizung ionisierbar wären. Dadurch steht ein Referenzwert zum Heizen via Elektronenbombardement und für zukünftige Experimente mit der Oberflächenionenquelle zur Verfügung. Anschließend werden Tests der Funktion der Elektronenstoßheizung beschrieben (Kapitel 5.3), dem späteren primären Heizmechanismus der Oberflächenionenquelle. Ebenso relevant war ein Hochspannungstest der Quelle und des Käfigs (Kapitel 5.4), die für den Betrieb bei 30 kV ausgelegt sind. Anhand von Messungen des Ionenstroms (Kapitel 5.5) werden Aussagen über die Effizienz der Quelle gemacht. Abschließend wurde ein Test der Fokussierungselemente durchgeführt (Kapitel 5.6). Diese Tests dienen nicht bloß zur Optimierung des Ionenstrahls, sondern liefern auch Informationen zu dessen Zusammensetzung, ob es sich um Ionen handelt oder ob nur Elektronen detektiert werden.

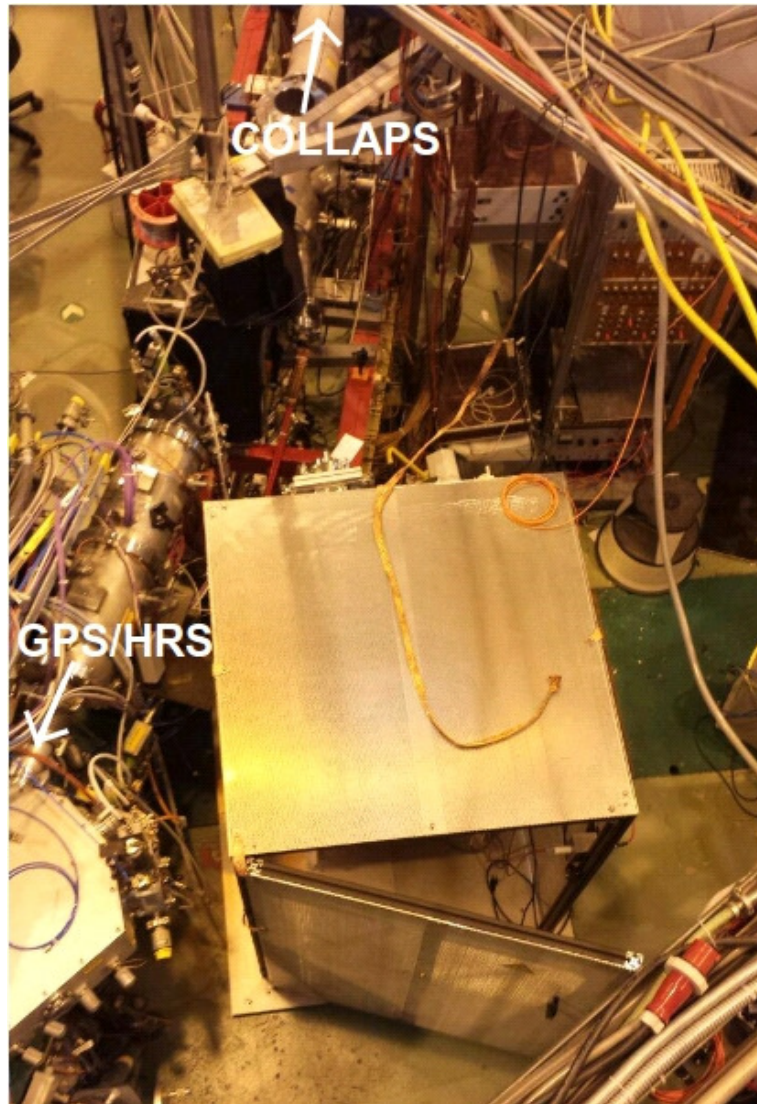
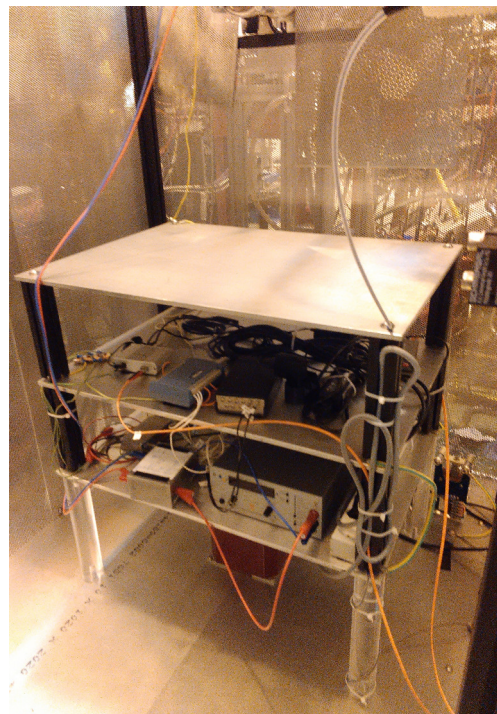


Abbildung 5.1.: Bild aus der Vogelperspektive des Standortes der offline Oberflächenionenquelle.



(a) Foto des leeren Käfigs.



(b) Foto des fertig ausgestatteten Käfigs.

Abbildung 5.2.: Fotos des Käfiginnenraums.

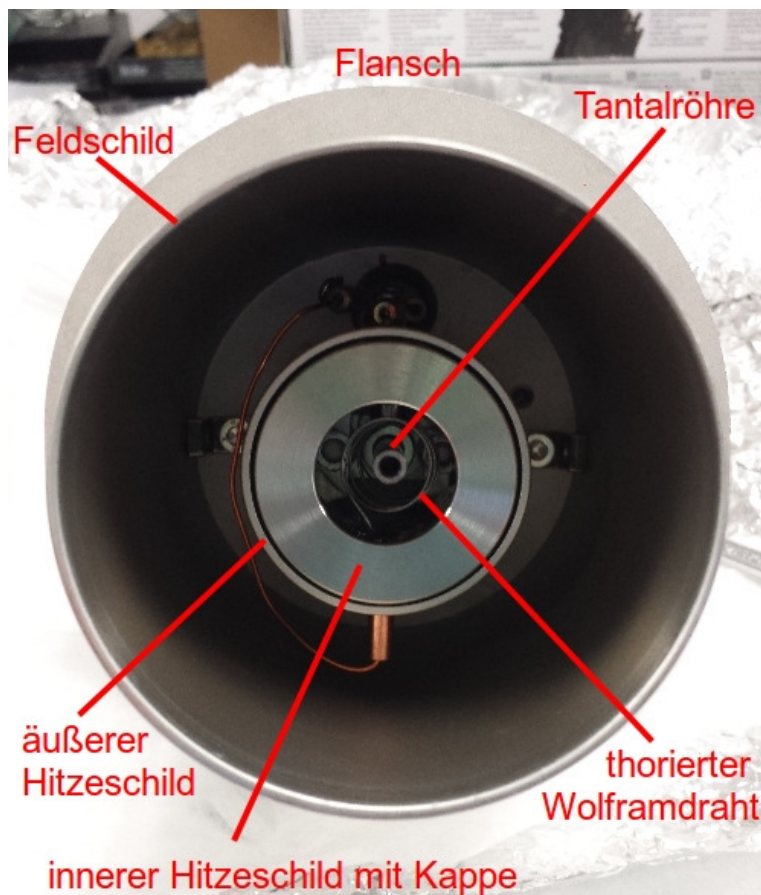


Abbildung 5.3.: Ein Foto der zusammengebauten Oberflächenionenquelle, mit Beschriftungen der wichtigsten Bauteile.

5.1. Inbetriebnahme der Ionenquelle - Das Vakuumsystem

Nach der Konstruktion der Hochspannungselektronik und der Ionenquelle wurde die Quelle mit einer neuen Vakuumkammer an das COLLAPS Vakuumsystem angeschlossen. Nach Beendigung der ersten Tests wird diese auch an die COLLAPS Strahlführung angebracht, allerdings wurde zunächst an die gegenüberliegende Seite der Quelle ein Sichtfenster an des Vier-Wege-Kreuz montiert. Das in dieser Arbeit entwickelte und getestete Vakuumsystem ist in Abbildung 5.4 schematisch dargestellt.

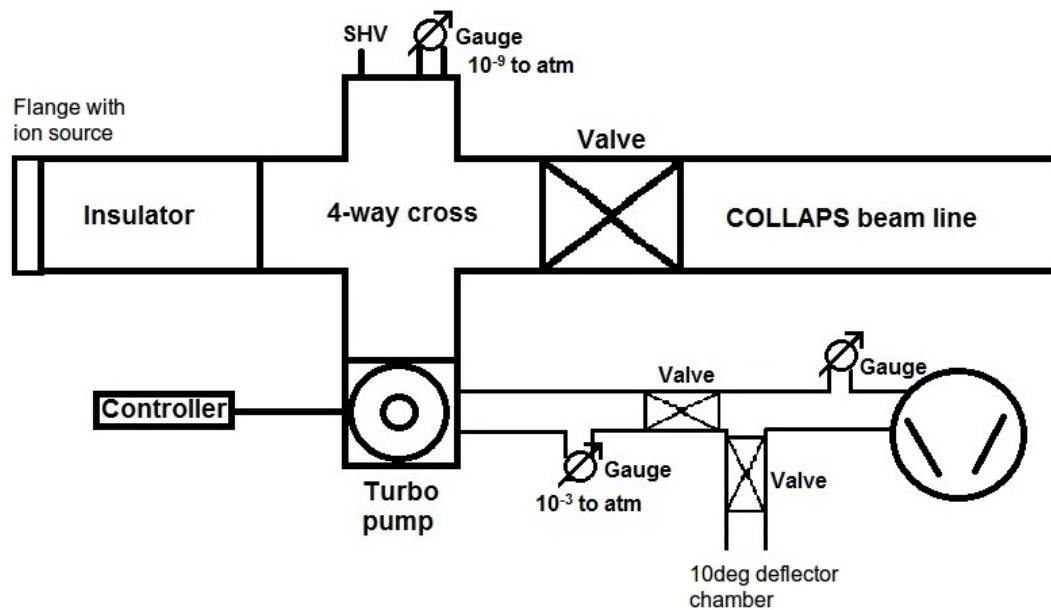


Abbildung 5.4.: Skizze des Vakuumsystems. Zu sehen ist die Ionenquelle, der Isolator, sowie das Vier-Wege-Kreuz, die Turbopumpe und eine Drehschieberpumpe (rechts unten).

Die Turbomolekularpumpe, die direkt am Vier-Wege-Kreuz des Ionenquellenaufbaus angebracht ist, ist über ein elektrisches Eckventil mit einer Drehschieberpumpe verbunden (Abbildung 5.4). Eine Messröhre wurde dabei direkt an der Vorpumpe angebracht, wobei eine weitere oben auf das Vier-Wege-Kreuz montiert wurde. So kann sowohl der Druck an der Vorpumpe als auch direkt in der Vakuumkammer gemessen werden.

Das erste Pumpen an der Vakuumkammer ist in Abbildung 5.5 dokumentiert. Innerhalb weniger Minuten fiel der Druck in den 10^{-6} mbar-Bereich. Auf Grund des schnellen Abfalls des Drucks scheint das Vakuumsystem intakt zu sein. Die angegebenen Unsicherheiten entsprechen der Ablesegenauigkeit der Vakuumanzeige. Die Beobachtung der Drücke wurde auch während des Heizvorgangs der Quelle durchgeführt. Die Ergebnisse des ersten Heizvorgangs sind in Abbildung 5.6 dargestellt. $P_{\max}$ gibt dabei den maximal gemessenen Druck an.

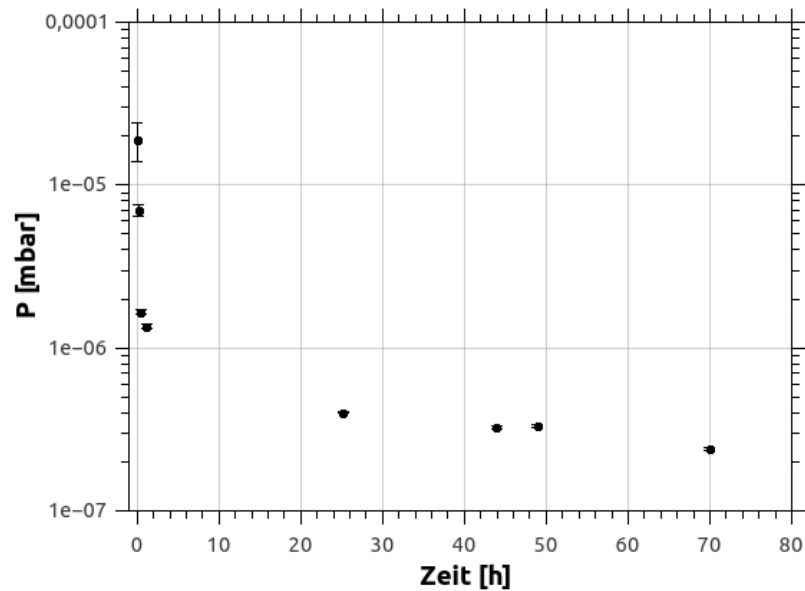


Abbildung 5.5.: Hier ist der Druck innerhalb der Oberflächenionenquelle nach Einschalten der Turbopumpe in logarithmischer Skalierung dargestellt.

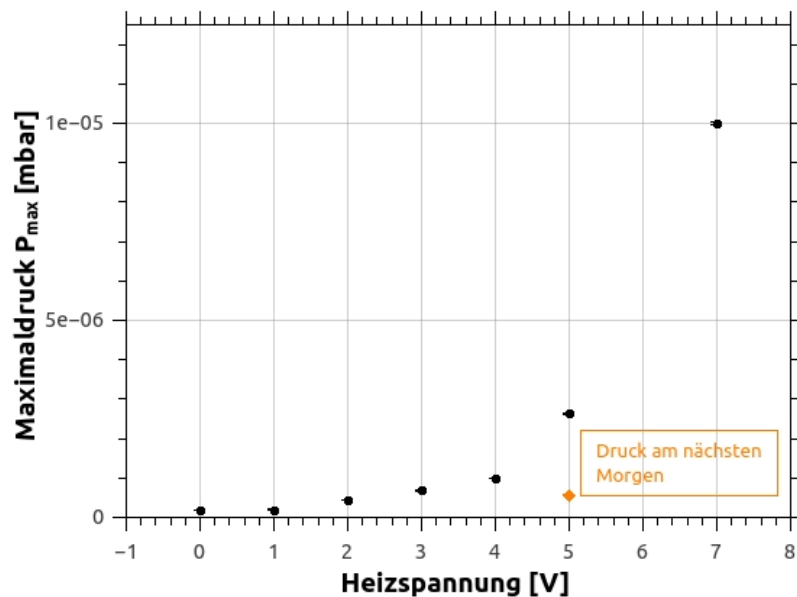


Abbildung 5.6.: Der herrschende Druck während des ersten Heizvorgangs (schwarz) und am nächsten Morgen (orange).

Zu erkennen ist ein allgemeiner Anstieg des Drucks innerhalb der Oberflächenionenquelle während des Anstiegs der Heizspannung. Dieser Anstieg des Drucks

war zu erwarten, da es durch das Heizen des Filaments und des dadurch verursachten Ausgasen, unter anderem von H_2O und H_2 , aus den Oberflächen zu einem erhöhten Restgasdruck in der Vakuumkammer kommt.

Nach dem ersten Test der Quelle wurde diese über Nacht auf einer Heizleistung von 36 W (5 V Heizspannung) betrieben (siehe Tabelle 5.6) um das Ausgasen der Oberflächen voranzutreiben. Tatsächlich fiel der Druck im Verlauf von etwa 14,5 h von $2,1 \cdot 10^{-6}$ mbar auf $5,7 \cdot 10^{-7}$ mbar.

5.2. Temperaturmessung mittels Pyrometer

Nach der Inbetriebnahme der Vakuumpumpen wurden zunächst die Temperaturmessungen mit Hilfe einer Wärmebildkamera durchgeführt. Allerdings konnten damit nicht die Temperaturen der einzelnen Komponenten der Oberflächenionenquelle bestimmt werden, da das Sichtfenster spiegelte. Stattdessen wurde ein Pyrometer verwendet (weiteres im Anhang - Kapitel A.2). Abbildung 5.7 zeigt ein Foto durch das Objektiv des Pyrometers. Zu sehen sind der weiß glühende Draht, die Tantalröhre, mit einer hell leuchtenden Außenseite und einer schwach glühenden Innenseite, sowie der Referenzdraht des Pyrometers.

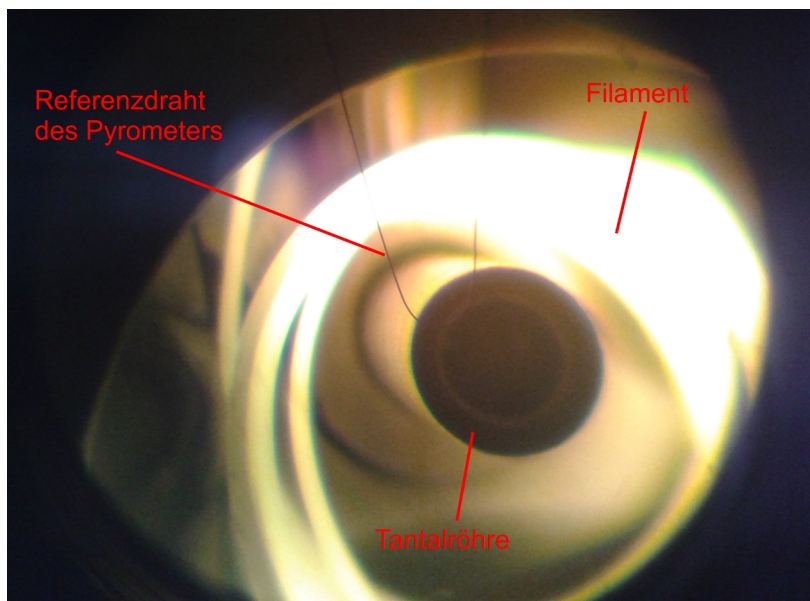


Abbildung 5.7.: Ein Foto der Oberflächenionenquelle durch die Optik des Pyrometers. Zu sehen sind die Tantalröhre, das weiß glühende Filament sowie der Referenzdraht des Pyrometers..

Für die Messungen wurde ein Pyrometer der Firma "Pyrometer Instrument Co." verwendet [37]. Zur Messung der Temperatur wird zunächst der Referenzdraht des Pyrometers durch subjektive Einschätzung der Farbe und Helligkeit auf die Temperatur des

zu messenden Gegenstandes eingestellt. Zudem wird die Emissivität ϵ des Materials, von dem die Temperatur gemessen wird, im Pyrometer gesetzt und man erhält eine nicht korrigierte und eine durch die Emissivität korrigierte Temperatur. Für die Messung der Temperatur der Tantalröhre wurde aufgrund der Temperaturabhängigkeit der Emissivität diese auf 0,19 eingestellt [38]. Für die Messung der Temperatur des thorierten Wolframfilaments wurden aufgrund der großen Temperaturspanne zwei unterschiedliche Emissivitäten von 0,15 für geringere Temperaturen und 0,23 für den oberen Bereich eingestellt [38]. Dabei wurde angenommen, dass die Emissivität für Wolfram der für thoriertes Wolfram entspricht [39]. Zur richtigen Fokussierung auf das zu messende Material werden Linsen mit verschiedenen Brennweiten zur Verfügung gestellt. Für die hier beschriebenen Messungen wurde die Linse D verwendet.

Die Ungenauigkeit der gemessenen Temperatur wird wie folgt abgeschätzt: Das verwendete Pyrometer besitzt eine vom Hersteller angegebene Ungenauigkeit ΔG , dazu kommt ein Fehler der eingestellten Emissivität $\Delta\epsilon_T$ und der "Einstellfehler" des Experimentators ΔE . Zwar handelt es sich bei der Ungenauigkeit des Pyrometers ΔG um einen systematischen Fehler, genauso wie bei dem Fehler der Emissivität, allerdings ist nicht bekannt, wie genau das Pyrometer die Emissivität verrechnet, daher kann die Emissivitätskorrektur auch temperaturabhängig sein, wodurch eine Korrelation zwischen der Temperaturbestimmung und der Korrektur herrschen würde. Dazu wird der Korrelationskoeffizient pessimistisch auf 1 geschätzt und der Fehler der Emissivität linear addiert. Beim "Einstellfehler" handelt es sich um einen statistischen Fehler. Dieser wurde aus einer kleinen Testreihe bestimmt, in der zwei verschiedene Personen unabhängig von einander die Temperatur des Drahtes bestimmt haben und beläuft sich auf $\Delta E = 13$ K. Der Gerätefehler beläuft sich dabei, nach Herstellerangaben, auf $\Delta G = \pm 0,5\% \cdot \text{Messbereich} = 8,3$ K für Messbereich Nr. 1 (bis 1670 K) und $\Delta G = 10,9$ K für Messbereich Nr. 2 (bis 2170 K). Für die Emissivität wurde ein Fehler von $\Delta\epsilon = 0,04$ angenommen, da es an detaillierten Informationen zur Abhängigkeit der Emissivität von der Temperatur mangelte und nur einzelne Emissivitäten für bestimmte Temperaturen gefunden wurden. Dieser wurde mithilfe gemessener Temperaturen in einen Temperaturfehler umgewandelt. Dazu wurde die unkorrigierte Temperatur des Pyrometers gleich gelassen, wohingegen die Emissivität geändert wurde und die dazu passende korrigierte Temperatur notiert wurde. Daraus ergab sich ein Fehler von $\Delta\epsilon_T = 22$ K. Bis auf die Emissivität korrelieren die anderen Fehler nicht und sind auch symmetrisch, weswegen sich der Fehler der Temperatur schlussendlich zu

$$\Delta T = \sqrt{\Delta G^2 + \Delta E^2} + \Delta\epsilon_T \quad (5.1)$$

ergibt.

Im weiteren Verlauf des Kapitels wird zunächst ein Zusammenhang zwischen dem Widerstand des Filaments und der gemessenen Temperatur hergestellt, um aus diesem schließlich den Zusammenhang zwischen der Temperatur und der angelegten Heizspannung zu erhalten. Daraus können dann bei zukünftige Experimenten Vorhersagen gemacht werden, ob gewisse Elemente mit dieser Quelle ionisiert werden können und die benötigte Heizspannung kann abgeschätzt werden.

Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur

Da es sich bei Wolfram um einen Kaltleiter handelt [40] kann die Abhängigkeit des Widerstands von der Temperatur mittels Gleichung 5.2 beschrieben werden [41]. Sie gilt bei hohen Temperaturunterschieden ($T \gg T_0$) nur in erster Näherung. Daraus wird im weiteren Verlauf der Zusammenhang zwischen gemessener Temperatur und Heizspannung hergeleitet.

$$\begin{aligned} R(T) &= \rho(T) \cdot \frac{l}{A} \\ \text{mit } \rho(T) &= \rho(T_0) \cdot (1 + \alpha \cdot (T - T_0)) \\ R(T) &= R(T_0) \cdot (1 + \alpha \cdot (T - T_0)). \end{aligned} \tag{5.2}$$

Dabei ist $\rho(T)$ der spezifische Widerstand, l und A die Länge beziehungsweise der Querschnitt des Leiters, α der Temperaturkoeffizient und T_0 eine Referenztemperatur, welche hier als Raumtemperatur ($22^\circ\text{C} = 295\text{ K}$) gesetzt wird.

Wie zu erwarten stimmt der in Gleichung 5.2 angegebene lineare Zusammenhang zwischen dem Widerstand und Temperatur mit den gemessenen Daten für die Temperatur und dem berechneten Widerstand überein. Dabei wurde der Widerstand aus der angelegten Heizspannung und dem angelegten Heizstrom mittels $U = R \cdot I$ berechnet, allerdings muss hier beachtet werden, dass es sich durch den Aufbau der Oberflächenionenquelle nicht nur um den reinen Widerstand des Filaments handelt, sondern dass auch die Verbindungselemente und die Stromkabel zu diesem beitragen.

Abhängigkeit der Temperatur von der Heizspannung

Zunächst einige Vorüberlegungen zu dem mathematischen Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Heizspannung (nach dem Vorbild aus [42]).

Sobald sich der Heizstrom, bei konstanter Spannung, stabilisiert, stellt sich ein Gleichgewicht ein, in dem die Heizleistung dem Energieverlust durch Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung entspricht, was sich zu Gleichung 5.3 ergibt:

$$\frac{U^2}{R} = K \cdot (T - T_0) + \epsilon \sigma A_o \cdot (T^4 - T_0^4). \tag{5.3}$$

Dabei ist U die Heizspannung, R der Widerstand des Filaments, T die Temperatur des Filaments, T_0 die Temperatur der Umgebung und K gibt die Eigenschaften der Wärmeleitung und Wärmeströmung in diesem System wieder. Bei ϵ und A_o handelt es sich um die Emissivität beziehungsweise die Oberfläche des Filaments und σ ist die Stefan-Boltzmann-Konstante (vergleiche Gleichung 2.7 und 2.9).

Für höhere Temperaturen des Filaments kann $T^4 \gg T_0^4$ angenommen werden, sowie die Verluste durch Wärmeleitung und Wärmeströmung vernachlässigt werden ($T^4 \gg T$). Daraus ergibt sich Gleichung 5.3 zu:

$$U^2 = \epsilon \sigma A_o \cdot T^4 \cdot R \tag{5.4}$$

Zudem kann die Temperatur von Wolfram (in einem Intervall von 300 K bis 3655 K, in dem die Werte dieser Temperaturmessung liegen) in Abhängigkeit des spezifischen Widerstand ρ in folgender empirischen Gleichung 5.5, in SI-Einheiten, angegeben werden [43]:

$$T = 3,05 \cdot 10^8 \cdot \rho^{0,83}. \quad (5.5)$$

Was sich mit dem Widerstand $R = \rho \cdot l/A$ zu Gleichung 5.6 ergibt:

$$T = 3,05 \cdot 10^8 \cdot \left(\frac{A \cdot R}{l} \right)^{0,83} \quad (5.6)$$

mit A und l der Querschnittfläche beziehungsweise der Länge des Filaments. Zur Eliminierung des Widerstandes R wird Gleichung 5.6 in 5.4, mit $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4}$, $A_0 = 2\pi r \cdot l$ und $A = \pi r^2$, mit r als Radius des Filaments, eingesetzt. Daraus ergibt sich der Zusammenhang zwischen gemessener Temperatur und Heizspannung zu Gleichung 5.7.

$$T = 1,97 \cdot 10^3 \cdot \left(\frac{r}{\epsilon} \right)^{0,19} \cdot \left(\frac{U}{l} \right)^{0,38} \quad (5.7)$$

Die Herleitung, wie sie in [42] dargelegt wurde, kann auf dieses Beispiel angewendet werden. Zwar handelt es sich in [42] um ein reines Wolfram-Filament einer Glühlampe, allerdings kann angenommen werden, dass die Thoriumlegierung keinen großen Einfluss auf den Widerstand des Drahtes hat, der maßgeblich für die Temperatur, und somit das Leuchten, des Filaments ist.

Nun wurde in Abbildung 5.8 nach Vorbild von oben hergeleiteter Gleichung 5.7 ein Fit an die Datenpunkte gelegt. Dabei wurde die übliche Gewichtung $w_i = 1/\Delta_i^2$ verwendet. Für den Fit wurde folgender Zusammenhang (aus [42]) genutzt und vereinfacht:

$$T \propto U^{2/5} \quad (5.8)$$

$$T(U) = a \cdot U^{0,4} + b \quad \text{als Fitfunktion}$$

mit a und b als Fitparameter. Dabei gibt der Fitparameter b die Temperatur des Filaments an, wenn keine Heizspannung angelegt ist und sollte somit mit der Raumtemperatur übereinstimmen. In Abbildung 5.8, 5.9(a) und 5.9(b) wurde die durch die Emissivität korrigierte Temperatur gegen die Heizspannung aufgetragen. Das Fehlen von Messwerten bei niedrigen Heizspannungen ist dem Funktionsumfang des Pyrometers geschuldet, welches erst ab ca. 970 K Mindesttemperatur [37] messen kann. Eine abschließende Fehlerdiskussion findet am Ende von Kapitel 5.2 statt.

Der Fitparameter b stimmt unter Berücksichtigung des Fehlers mit der Raumtemperatur von 295 K überein und bestätigt damit die verwendete Fitfunktion (Gleichung 5.8).

Aufgrund des sich einstellenden Temperaturgleichgewichts innerhalb der Oberflächenionenquelle, gleicht sich das Verhalten des Temperaturanstiegs der Tantalröhre

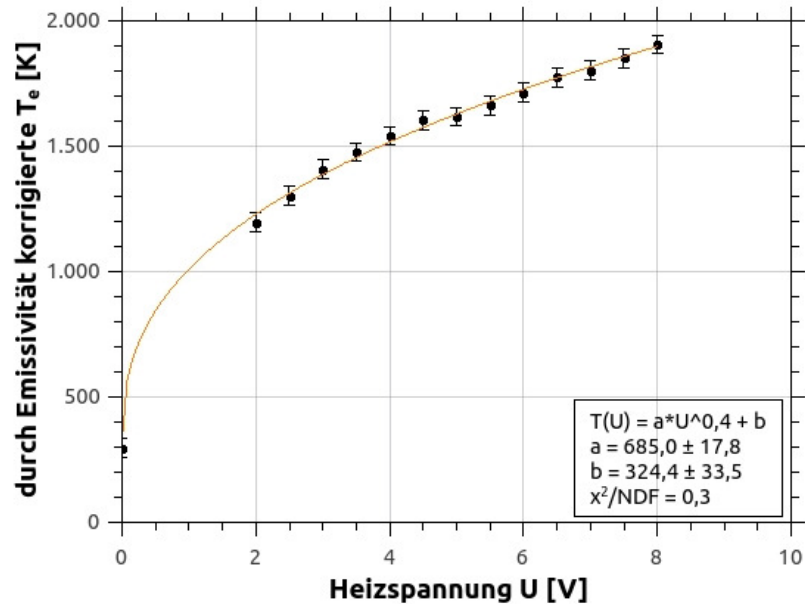
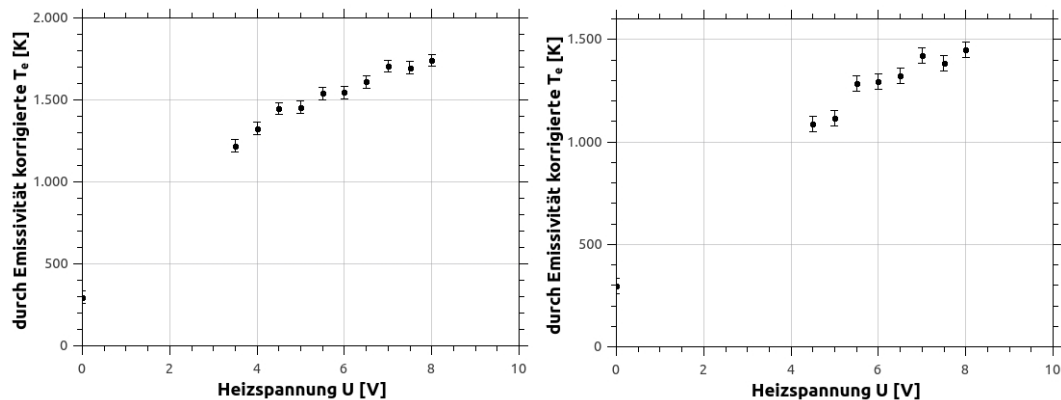


Abbildung 5.8.: Die durch die Emissivität korrigierte Temperatur des Filaments wurde gegen die Heizspannung aufgetragen, inklusive Fit nach Gleichung 5.8.



(a) Temperatur der äußeren Oberfläche gegen die Heizspannung. (b) Temperatur der inneren Oberfläche gegen die Heizspannung

Abbildung 5.9.: Die durch die Emissivität korrigierte Temperatur der äußeren (links) und inneren (rechts) Oberfläche der Tantalröhre aufgetragen gegen die Heizspannung, inklusive Fit nach Gleichung 5.8.

an das des Filaments an. Deshalb sollte die Temperaturkurve aus den Abbildungen 5.9(a) und 5.9(b) ähnlich der Kurve aus Abbildung 5.8 verlaufen. Für die Außenseite der Tantalröhre wird die Erwartung erfüllt (Abbildung 5.9(a)), im Inneren treten jedoch stärkere Abweichungen auf (Abbildung 5.9(b)). Diese könnten dadurch Zustände

kommen, dass das Innere der Tantalröhre nicht direkt durch die Wärmestrahlung des Filaments, sondern über die Wärmeleitung innerhalb der Tantalröhre geheizt, beziehungsweise gekühlt, wird und die Zeitabstände zwischen den Messungen zu gering gewählt waren als das sich das Gleichgewicht hätte einstellen können. Dabei beträgt im Mittel $T_{\text{Draht}} - T_{\text{außen}} = (166 \pm 45) \text{ K}$ und $T_{\text{Draht}} - T_{\text{innen}} = (305 \pm 74) \text{ K}$.

Neben den eben vorgestellten Fehlern können noch weitere Faktoren zu Messungenauigkeiten beitragen. Die höhere Temperatur auf der äußeren Oberfläche der Tantalröhre könnte dadurch zustande kommen, dass sich das weiß glühende Filament auf der Oberfläche spiegelt und diese dadurch nur heller glühend erscheint. Außerdem konnte die Temperatur der inneren Oberfläche der Röhre nur auf der Front dieser gemessen werden (glühender Ring in Abbildung 5.7) und nicht auf der Innenseite der Röhre, allerdings wird die Frontfläche nicht direkt geheizt, sondern nur durch Wärmeabstrahlung gekühlt. Zudem war die innere glühende Randfläche der Röhre sehr klein und erschwerte dadurch die korrekte Einstellung des Pyrometers.

Das eventuelle Nichterreichen des theoretisch vorhergesagten Gleichgewichts kann auch zu den erhöhten Schwankungen in Abbildung 5.9(b) führen.

Erreichte Temperaturen der Quelle

Bei den hier angegebenen Temperaturen handelt es sich stets um die durch die Emissivität korrigierten Temperaturen.

Als bisher maximal erreichte Temperaturen - bei einer Heizleistung von etwa 74 W - lassen sich $(1906 \pm 38) \text{ K}$ für das Filament, $(1742 \pm 37) \text{ K}$ für das Äußere und etwa 1630 K für das Innere der Tantalröhre ablesen. Dabei wurden an dem Flansch mit einem Thermocouple $T_{\text{flange}} = 47^\circ \text{C}$ gemessen. Bereits bei einer Temperatur von etwa 1600 K lässt sich, wie bereits am TRIGA in Mainz nachgewiesen, Calcium ionisieren. Allerdings muss hierbei beachtet werden, dass dort ein Ionisationsröhrchen aus Graphit verwendet wird, was eine höhere Austrittsarbeit hat als das hier verwendete Tantal ($\Phi_{\text{C}} = 4,8 \text{ eV}$ [44] und $\Phi_{\text{Ta}} = 4,1 \text{ eV}$ [45]). Dementsprechend ist in diesem Fall nach Gleichung 2.5 eine geringere Ionisationswahrscheinlichkeit zu erwarten. Neben Calcium können bei dieser Temperatur zudem auch noch andere Elemente ionisiert werden, insbesondere alle Alkalimetalle von denen Kalium besonders hervorzuheben ist.

Der Schmelzpunkt von Tantal (3269 K [32]) ist etwa doppelt so groß wie die maximale, gemessene Temperatur, genauso gilt dies für das Wolframfilament, dass einen Schmelzpunkt von 3655 K [26] hat. Die Temperaturen können somit mit einer erhöhten Heizleistung oder dem Einsatz der Elektronenstoßheizung erhöht werden, um weitere Elemente mit Hilfe der Oberflächenionenquelle zu ionisieren oder die Ionisationsrate beispielsweise von Calcium zu erhöhen.

Die hier beschriebene Messung der Temperatur des Filaments und der Tantalröhre waren wichtig, um Referenzwerte für den zukünftigen Betrieb der Oberflächenionenquelle zu erhalten, wenn deren Temperatur nicht gemessen werden kann. Hierzu wurde der Zusammenhang zwischen der gemessenen Temperatur und der angelegten Heizspannung hergestellt (Gleichung 5.7). Vereinfacht ergibt er sich zu $T \propto U^{2/5}$ (Glei-

chung 5.8). Die Temperatur der Innenseite der Tantalröhre wird zwischen der Oberflächentemperatur von (1742 ± 37) K und der Temperatur der Austrittsöffnung liegen, deren Wert zu 1630 K bestimmt wurde. Dieser Wert ist allerdings mit einem großen Fehler behaftet, da wie bereits beschrieben eine direkte Messung mit dem Pyrometer nicht möglich war.

5.3. Die Elektronenstoßheizung

Ähnlich wie in Kapitel 5.2 sollte als nächster Schritt eine Temperaturmessung unter Einfluss des Elektronenbombardements durchgeführt werden, wobei es allerdings zu Komplikationen kam. Eine detailliertere Beschreibung kann in Kapitel A.3 gefunden werden. Zwar konnte ein Elektronenfluss über die Tantalröhre gemessen werden, der vom Elektronenbombardement herrühren muss, allerdings konnte im Rahmen dieser Masterarbeit der Einfluss der Elektronenstoßheizung auf die Temperatur nicht mehr getestet werden.

5.4. Hochspannungstests

Nachdem das Sichtfenster durch die Diagnoseeinheit ausgetauscht wurde, welche eine verstellbare Iris, einen Phosphorschirm, eine Messröhre und eine Metallplatte (die als Faraday-Becher fungiert) in einer Kammer vereint, wurde zunächst ein Hochspannungstest durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass zu viel Strom über das, vermutlich verunreinigte, entmineralisierte Wasser floss. Auf Grund dieses und weiterer Probleme mit dem Kühlkreislauf wurde schließlich auf die Wasserkühlung verzichtet und auf Kühlung mit Hilfe von Ventilatoren umgestellt - weitere Information hierzu im Anhang A.4-.

Beim anschließenden Hochspannungstest kam es zu Überschlägen bei 15 kV, beziehungsweise 16 kV. Da hierbei keine Veränderung des Vakuums beobachtet werden konnte, wird von einem Überschlag außerhalb des Vakuums ausgegangen. Daher wurden die weiteren Test hier in dieser Arbeit bei 13 kV, statt der angedachten 30 kV durchgeführt. Nach einigen späteren Änderungen der Verkabelung im Inneren des Hochspannungskäfigs wurden keine weiteren Überschläge beobachtet und sowohl die Plattform als auch die Quelle konnten auf ein Potenzial von 30 kV gelegt werden.

5.5. Messung des Ionenstroms

Zunächst wurde die Messung des Ionenstroms ohne Anlegen einer Hochspannung, dafür unter steigender Heizleistung durchgeführt.

Abbildung 5.10 zeigt dabei den wie erwartet steigenden Ionenstrom in Abhängigkeit der Heizleistung. Eine wachsende Heizleistung hat eine erhöhte Temperatur der Tantalröhre zur Folge. Da in diesem Fall (Tantalröhre und Calcium) die Austrittsarbeit geringer ist als die Ionisierungsenergie steigt mit höheren Temperaturen die Rate der

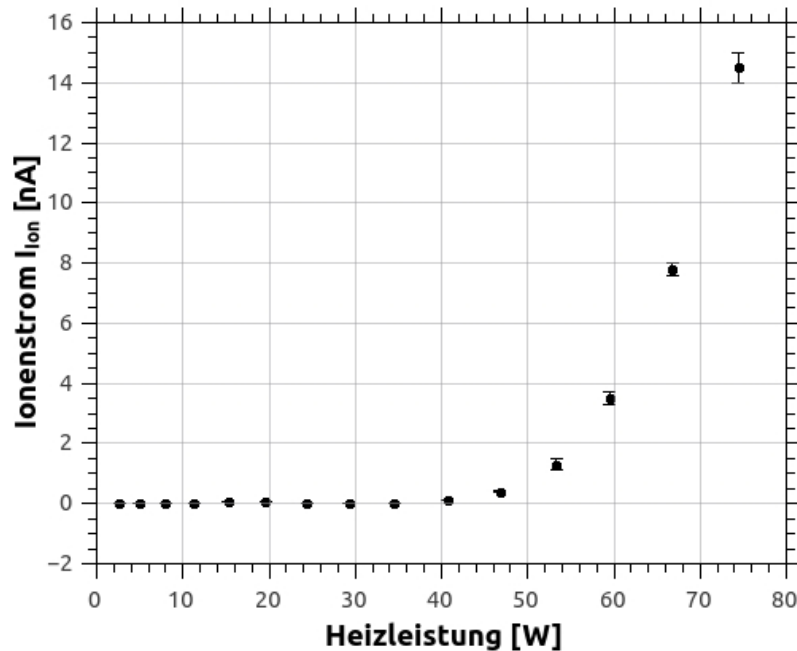


Abbildung 5.10.: Der gemessene Ionenstrom auf der Platte in Abhängigkeit der Heizleistung.

Tabelle 5.1.: Erster Versuch mit konstanter Heizleistung und steigender Beschleunigungsspannung. Zu sehen ist auch ein Anstieg des Ionenstroms.

Beschleunigungsspannung [kV]	Ionenstrom [nA]
1,2	≈ 1
5	1,1
15	2,1

produzierten positiven Ionen (siehe Kapitel 2.3). Dieser Zusammenhang wird durch die Saha-Langmuir-Gleichung verdeutlicht (Gleichung 2.5).

Das Heiznetzgerät wurde auf 7,0 V und 8,4 A eingestellt, was einer Temperatur von etwa 1300 °C der Tantalröhre (innen) entspricht. Ohne eine angelegte Beschleunigungsspannung wurde ein Untergrund-Ionenstrom von $2 \cdot 10^{-14}$ A mit dem Picoampermeter gemessen. Mit ansteigender Beschleunigungsspannung stieg auch, wie zu erwarten, der gemessene Ionenstrom (siehe Tabelle 5.1).

Abbildung 5.11 zeigt dabei einen detaillierteren Test des Zusammenhangs zwischen Beschleunigungsspannung und gemessenem Ionenstrom. Währenddessen war die Iris auf $d = 19$ mm (komplett geöffnet) eingestellt. Aufgrund der bereits beschriebenen Überschlüge wurde für die hier beschriebenen Tests die Hochspannung maximal auf 13 kV eingestellt. Dabei wurde die Hochspannung jeweils in 1 kV-Schritten erhöht und gewartet, bis sich der gemessene Ionenstrom auf dem Picoampermeter (welches auf

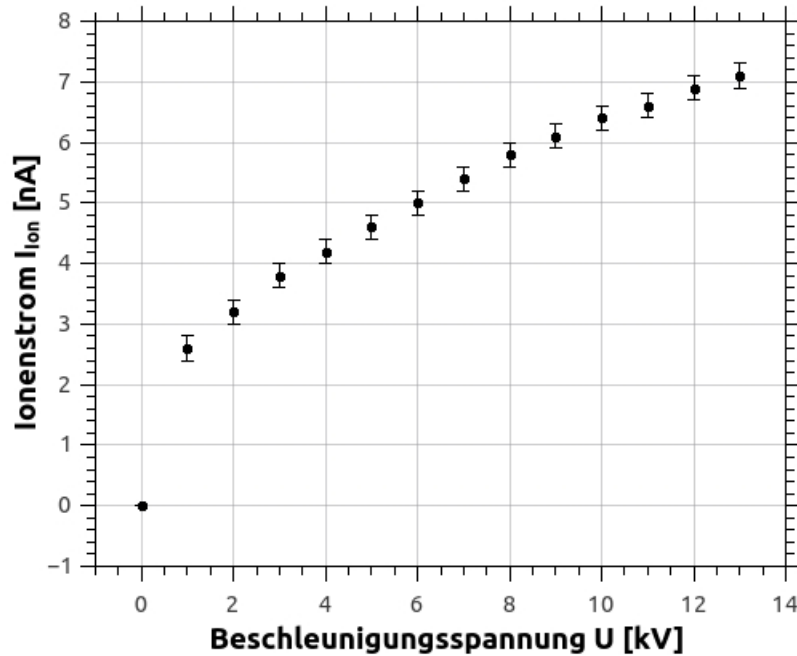


Abbildung 5.11.: Der gemessene Ionenstrom auf der Platte in Abhängigkeit der Beschleunigungsspannung.

die Messung eines positiven Stroms eingestellt war) stabilisiert hatte. Auch hier ist ein Anstieg des Ionenstroms mit steigender Beschleunigungsspannung zu erkennen. Durch das Anlegen größerer Spannungen erhalten die Ionen eine höhere kinetische Energie, die sie beim Auftreffen auf die Metallplatte abgeben. Zudem bilden sich bei höheren Energien (mehr) Sekundärelektronen und durch die höhere Spannung findet eine bessere Extraktion der Ionen aus der Quelle statt.

Die Fehlerbalken ergeben sich dabei aus der Ablese skala des Picoampermeters und dem ausgewählten Messbereich. Dabei wurde immer ein Skalenteil als Ablesefehler angenommen.

Anschließend wurde die Beschleunigungsspannung konstant auf 13 kV eingestellt und ein Test mit verschieden weit geöffneter Iris durchgeführt. Abbildung 5.12 zeigt dabei, wie der Ionenstrom mit dem Irisdurchmesser zunimmt. Dabei wurde die Iris auf $d = 0$ mm, 5 mm, 15 mm und 19 mm (was komplett geöffnet entspricht) eingestellt. Durch das Schließen der Iris wird der äußere Teil des Ionenstroms abgeblockt und trifft nicht auf die Metallplatte. Wenn die Iris genau mittig in der Strahlführung ausgerichtet ist, kann dadurch eine Aussage über die Qualität der Fokussierung gemacht werden. Da der Ionenstrom zunächst stärker ansteigt (Irisöffnung von 5 mm: 53,5% I_{max}) und später, bei weiterer Irisöffnung, abflacht (Irisöffnung von 10 mm: 81,7% I_{max}) kann dies darauf hindeuten, dass der Ionenstrahl weitestgehend mittig in der Strahlführung verläuft. Da sich die gemessene Strahlintensität bei einer Öffnungsänderung von $d = 10$ mm auf 19 mm weiter erhöht, spricht dies für eine breitere Streuung des Ionenstrahls.

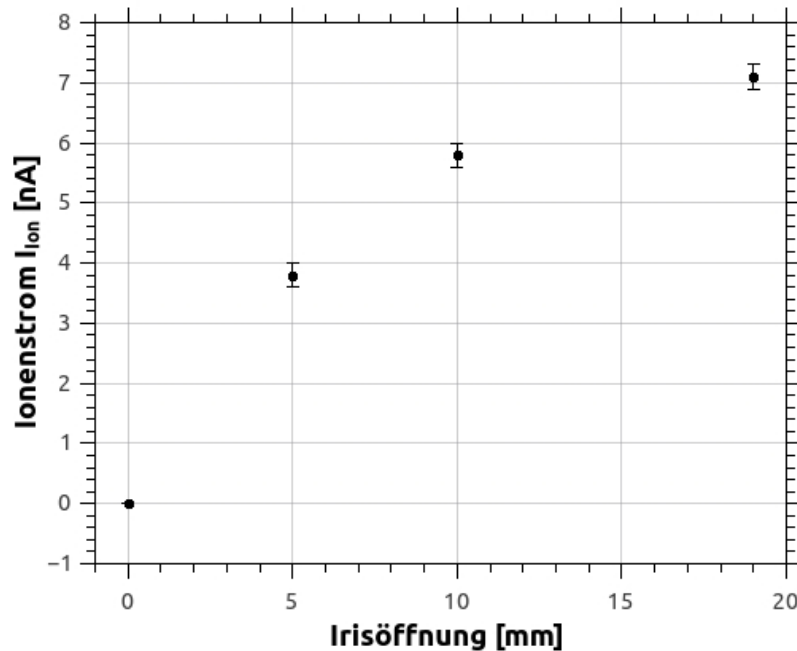


Abbildung 5.12.: Der gemessene Ionenstrom auf der Platte in Abhängigkeit der Irisöffnung.

Gründe für den hohen Ionenstrom

Beim bisher diskutierten gemessenen Strom konnte die Strahlzusammensetzung aus möglicherweise verschiedenen Ionenarten nicht bestimmt werden. Es ist daher anzunehmen, dass zumindest während der ersten Heizphase Ionen der Alkali-elemente einen erheblichen Anteil des Ionenstroms bilden. Dass es sich um positiv geladene Ionen und nicht etwa um einen Elektronenstrom handelt, ist anhand der positiven Hochspannung auf der Quellenseite sicher gestellt. Natürlich muss beachtet werden, dass die beschleunigten Ionen Sekundärelektronen produzieren können, was zu einem erhöhten gemessenen Ionenstrom führen kann. Dabei muss auch beachtet werden, dass der Ionenstrom mit einer Metallplatte und nicht mit einem eigentlichen Faraday-Becher gemessen wurde. Beim Aufprall eines Ions auf der Metallplatte kann eine Anzahl an Elektronen aus dieser geschlagen werden, die von der Platte weg fliegen und somit den gemessenen positiven Strom erhöhen. Bei einem Faraday-Becher mit Gegen-spannung hingegen werden die ausgeschlagenen Elektronen durch ein elektrisches Feld wieder zurück geleitet, weshalb der gemessene Strom dem tatsächlichen Ionenstrom entspricht. Hier ist der tatsächliche Ionenstrom allerdings um einen unbekannten Faktor kleiner als der gemessene. Dieser Faktor kann nicht einfach bestimmt werden, da er von der Ionenenergie, der Ionenspezies und dem Material der Platte abhängig ist.

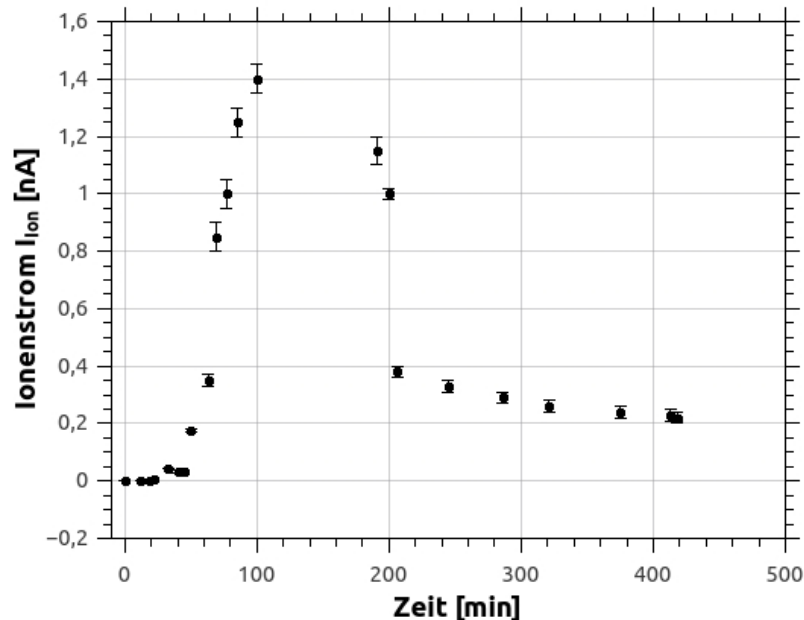


Abbildung 5.13.: Der gemessene Ionenstrom über einen Zeitraum von etwa 7 h. Während der ersten 100 min wurde die Heizspannung schrittweise bis 7 V ($I = 8,4$ A) erhöht, danach wurde die Quelle unter konstanten Bedingungen weiter betrieben.

Der Effekt des Ausheizens

Abbildung 5.13 zeigt den gegen die Zeit aufgetragenen Ionenstrom. Zunächst wird die Heizspannung bis zu einem Maximalwert von 7 V erhöht (bis etwa 100 min). Dabei war der Anstieg des gemessenen Ionenstroms zu erwarten.

Anschließend wurde die Quelle unter konstanten Bedingungen weiter betrieben. Heizspannung und -Strom waren während den Messungen auf 7,0 V und 8,4 A eingestellt. Zu sehen ist, dass der gemessene Ionenstrom zunächst steiler abfällt, allerdings nach etwa 3,5 h abflacht und die folgenden 4 h nur noch um etwa 0,25 nA fällt. Das Abflachen der Kurve lässt darauf schließen, dass weitestgehend alle unerwünschten Ionisationen von beispielsweise Alkali-Elementen bereits stattgefunden haben (Effekt des Ausheizens) und es sich bei dem verbleibenden Ionenstrom um Calcium, mit eventuellen Verunreinigungen durch Kalium handelt. Zur Verifizierung dieser Hypothese muss an COLLAPS eine laserspektroskopische Messung stattfinden, da kein Massenspektrometer der Quelle nachgeschaltet ist.

5.6. Messung des Ionenstroms unter Einfluss der Einzellinse

Anschließend wurde der Einfluss der Einzellinse untersucht:

Zunächst wurde bei einer konstanten Beschleunigungsspannung von 13 kV eine Messung des Ionenstroms bei verschiedenen Einzellinsenspannungen U_E von 0 kV, 2,5 kV und 5 kV durchgeführt (siehe Abbildung 5.14). Danach wurde die Beschleunigungsspannung auf 4 kV geändert und Messungen mit Spannungen U_E von 0 kV, 3 kV, 4 kV und 5 kV durchgeführt (siehe Abbildung 5.15). Dabei wurden sowohl die Werte bei der Erhöhung von U_E aufgenommen, als auch bei dem Herunterfahren. Dazu wurde nach der Einstellung der Spannung immer etwas gewartet, bis sich der Wert des Ionenstroms auf dem Picoampermeter stabilisiert hatte. Die Fehler für die Hochspannung entsprechen hierbei ± 3 V, die aus der Einstellbarkeit des verwendeten iseg, dem Netzgerät, herrühren.

13 kV Beschleunigungsspannung

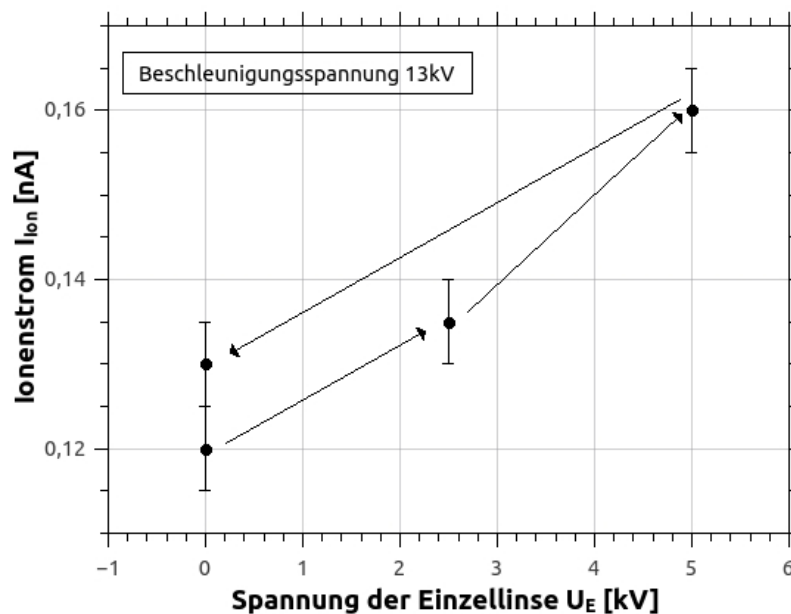


Abbildung 5.14.: Test der Einzellinse unter einer Beschleunigungsspannung von 13 kV. Es wurden zwei unabhängige Versuche durchgeführt.

Abbildung 5.14 zeigt einen klaren Anstieg des Ionenstroms mit steigender Spannung U_E . Dies kommt dadurch, dass die positiv gewählte Spannung der Extraktion den Ionenstrom fokussiert und somit mehr Ionen auf die Metallplatte treffen. Aus technischen Gründen konnte die Einzellinse nur auf maximal 5 kV eingestellt werden. Daher ist eine genauere Untersuchung mit mehr Messpunkten und höheren Spannung U_E erforderlich, um das Maximum der Fokussierung durch die Einzellinse feststellen zu können. Aufgrund der bisherigen Ergebnisse ist davon auszugehen, dass eine höhere Spannung an der Einzellinse benötigt wird.

4 kV Beschleunigungsspannung

Abbildung 5.15 zeigt den Test des Einflusses der Einzellinse unter einer Beschleunigungsspannung von 4 kV.

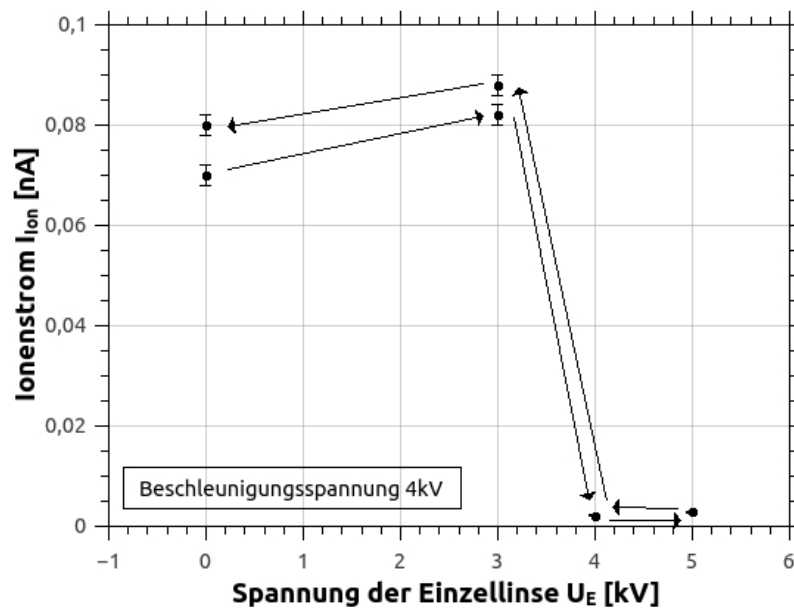


Abbildung 5.15.: Test der Einzellinse unter einer Beschleunigungsspannung von 4 kV.

Aufgrund der niedrigeren Beschleunigungsspannung ist hier der gemessene Ionenstrom noch einmal deutlich geringer als im vorherigen Test. Der gemessene Ionenstrom beträgt bei 0 kV etwa 75 pA. Bei 3 kV steigt er noch einmal leicht, auf über 80 pA an, was durch die stärkere Fokussierung zustande kommt. Bei einer Spannung U_E von 4 kV und 5 kV fällt er allerdings unter 5 pA. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die positive Spannung der Einzellinse die Ionen abbremst und bei Übersteigung der Ionenenergie stark ablenkt oder gar reflektiert. Somit erreichen sie nicht mehr die Metallplatte und es ist nur noch ein deutlich geringerer Ionenstrom messbar. Insbesondere beweist dieser Test, dass es sich um positiv geladene Ionen handelt.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Während der experimentellen Phase dieser Masterarbeit konnte eine Oberflächenionenquelle mit Strahlungsheizung aufgebaut und getestet werden. Hierzu gehörte auch der Aufbau eines Hochspannungskäfigs mit einer Hochspannungsplattform für den Betrieb der für die Ionenquelle benötigten elektrischen Geräte auf einem Potential von bis zu 30 kV.

Die Spannungsfestigkeit bis 30 kV konnte erfolgreich demonstriert werden sowie die Emission von Ionen bei 13 kV Beschleunigungsspannung durch Detektion als Strom auf einer Metallplatte. Weiterhin wurde eine Temperaturmessung der Ionenquelle mit einem Pyrometer durchgeführt, welche wichtige Referenzwerte für die Betriebsparameter der neuen COLLAPS offline Oberflächenionenquelle lieferte.

6.1. Mögliche Ausbaustufe: Getrennte Ionisations- und Vaporisationsregion

Die Ionenquelle, die in dieser Arbeit aufgebaut wurde hat den Nachteil, dass die Verdampfungstemperatur nicht unabhängig von der Temperatur des Ionisators gewählt werden kann. Insbesondere bei Materialien mit einem schon recht hohen Dampfdruck bei niedrigen Temperaturen kann dies zu Problemen führen. Ein Entwurf für die Erweiterung der bereits realisierten Quelle zu einem verbesserten Design wird nun hier im Ausblick besprochen.

Während eine gute Leistung bei Calcium (wie für ROC benötigt) erwartet werden kann, könnte der gegenwärtige Aufbau der Quelle weniger geeignet für Elemente mit größerer Differenz zwischen der Vaporisations- und der Ionisationstemperatur sein. In diesem Fall ist von einer verringerten Ionisationsrate auszugehen [46], was zu Nachteilen bei teuren Materialien wie isotopisch angereicherten oder seltenen Proben führen könnte. Zudem könnte die erhöhte Emission des durch die Erwärmung entstandenen Gases aus der Röhre die Verschmutzung verschiedener Komponenten der offline Oberflächenionenquelle fördern.

Dieses Problem wird in einem zweiten Entwurf mit einem Aufbau aus zwei Röhren vermieden (siehe Abbildung 6.1). Durch die Nutzung einer Ionisations- und einer Vaporisationsröhre werden diese Prozesse räumlich getrennt. Das Material wird dabei in der Vaporisationsröhre, dem Ofen, zunächst verdampft und steigt in die heißere Ionisationsröhre hinauf. Erfahrung mit einem solchen Ofen in dieser einfacheren Oberflächenionenquelle zu sammeln bringt darüber hinaus Vorteile für die Nutzung in späteren Ausbaustufen der Ionenquelle (beispielsweise für eine FEBIAD-Quelle¹).

¹Forced Electron Beam Induced Arc Discharge

Im vorliegenden Entwurf wird die Vaporisationsröhre durch einen [mineralisolierten Mantelheizleiter mit echten Kaltenden](#) [47] erhitzt. Aufgrund dieses Aufbaus wird kein Strom über die Halterung der Vaporisationsröhre fließen, stattdessen wird die Röhre durch direkten thermischen Kontakt erhitzt. Diese Heizelemente können Temperaturen von bis zu 1000 °C erreichen. Die Dicke des Drahtes wird 1 mm betragen, da dickere Drähte eine minimale Länge von 50 cm hätten und somit zu lang für die Vaporisationsröhre wären.

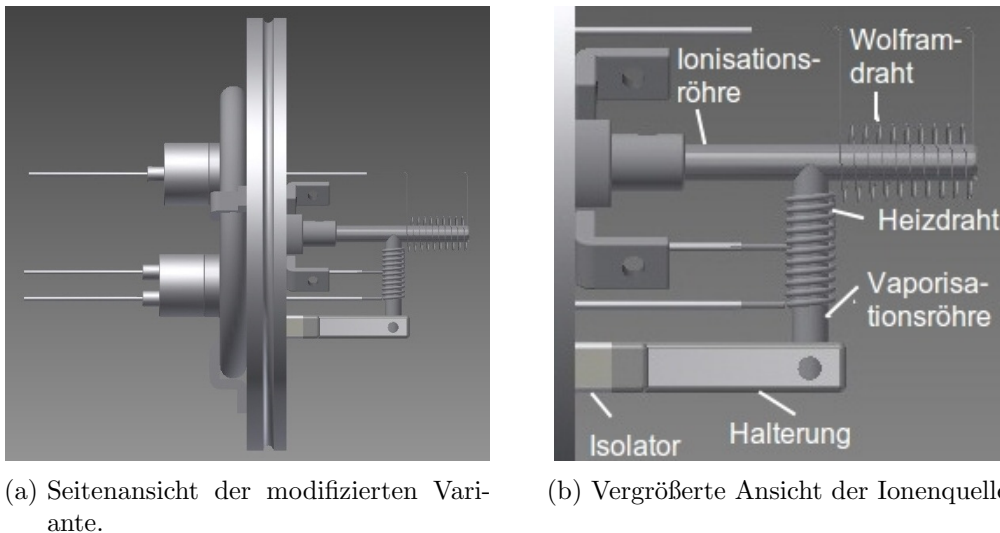


Abbildung 6.1.: Zu sehen sind die Seitenansicht und eine vergrößerte Seitenansicht der modifizierten Variante.

Abbildung 6.1(a) zeigt eine Seitenansicht der möglichen Modifikation der offline Oberflächenionenquelle. Eine vergrößerte Ansicht ist in Abbildung 6.1(b) zu sehen. Sie zeigen den thoriierten Wolframdraht für den Elektronenbeschuss, sowie den Heizdraht für den Ofen, der mit den Kontakten der unteren Durchführung verbunden wird.

Die Heizung der Ionisationsröhre erfolgt analog zur ersten Variante (Kapitel 3) mittels Elektronenstoßheizung. Dadurch ist eine ungewollte Erwärmung der Vaporisationsröhre durch das Elektronenbombardement nicht auszuschließen. Eventuell wird ein größerer Abstand zwischen Vaporisationsröhre und Filament der Ionisationsröhre benötigt. Dies könnte allerdings zu Abscheidungen des Gases an zu "kalten" Stellen in der Röhre führen.

6.2. Allgemeiner Ausblick

Zwei verschiedene Konzepte einer offline Oberflächenionenquelle wurden vorgestellt. Die Oberflächenionenquelle aus Kapitel 3 mit einer Ionisationsröhre, welche durch Elektronenbombardement geheizt wird, wurde im Rahmen dieser Masterarbeit realisiert und in einem ersten Schritt getestet.

Nun muss zunächst die Oberflächenionenquelle unter einer Beschleunigungsspannung von 30 kV geheizt und das allgemeine Verhalten beobachtet werden. Dann müssten für eine bessere Statistik die Tests, die in Kapitel 5 vorgestellt wurden, noch weitere Male (mit 30 kV) durchgeführt werden. Ein wichtiger Test der wiederholt werden muss, ist die Beobachtung des Ionenstroms über mehrere Stunden hinweg, um die Leistung der Quelle klassifizieren zu können. Dabei wäre ein Ionenstrom von einigen nA erwünscht. Zudem muss der Einfluss der Einzellinse unter einer Beschleunigungsspannung von 30 kV untersucht werden. Gleichzeitig sollten auch Tests mit einer höheren Einzellinsen-Spannung durchgeführt werden. Weitere Tests dienen zudem einer detaillierteren Charakterisierung der Quelle. Zudem müssen die Komplikationen bei der Nutzung des Elektronenbombardements behoben werden, um den Einfluss der Elektronenstoßheizung auf die Temperatur und den Ionenstrom genau untersuchen zu können. Auch spektroskopische Messungen mit Hilfe des Lasers in der COLLAPS Strahlführung müssen erfolgen, um die Energieverteilung der Quelle zu untersuchen und sicherzustellen, dass der gemessene Ionenstrom aus Calcium Ionen besteht und beispielsweise kein reiner Kaliumstrahl ist, so dass die Quelle für zukünftige Tests und Optimierungen des ROC-Aufbaus verwendet werden kann. Aufgrund des Zeitmangels durch vorangegangene Verzögerung von Lieferungen konnte dies allerdings nicht mehr im Rahmen dieser Masterarbeit realisiert werden.

Daher dienen die vorgestellten Messungen lediglich als erste Demonstration der prinzipiellen Funktionalität der Oberflächenionenquelle. Zudem zeigt der zweite Entwurf mit separater Vaporisationsröhre eine mögliche zukünftige Modifikation der Quelle. Die Hochspannungsplattform, die Verkabelung und die Extraktionsoptik wurden so gewählt, dass eine Erweiterung zu einer FEBIAD- oder PIG-Quelle² möglich ist.

²Penning Ion Gauge

Referenzen

- [1] "High-resolution laser spectroscopy in fast beams", S. L. Kaufman, Optics Communications 17 (1976), no. 3, 309–312
- [2] ISOLDE: COLlinear LAsEr SPectroscopy @ ISOLDE-CERN (2016) URL: <http://collaps.web.cern.ch/> (Stand: 26.09.2016)
- [3] ISOLDE: The ISOLDE Radioactive Ion Beam facility (2016) URL: <http://isolde.web.cern.ch/> (Stand: 26.09.2016)
- [4] "Research Activities At The TRIGA Mainz", K. Eberhardt and N. Trautmann, Institut für Kernchemie
- [5] CERN (2016) URL: <https://home.cern/> (Stand: 26.09.2016)
- [6] Cinzia De Melis (2016) URL: <https://cds.cern.ch/record/2197559> (Stand: 20.07.2016)
- [7] "Investigating the possible magicity of N=32,34 in exotic Ca isotopes using laser spectroscopy methods" Doktorarbeit von Ronald Fernando Garcia Ruiz, KU Leuven, Oktober 2015
- [8] "On Closed Shells in Nuclei. II" Maria Göppert Mayer, Phys. Rev., vol. 75, p. 1960, 1949
- [9] "On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure" O. Haxel, J. Jensen, and H. Suess Phys. Rev., vol. 75, p. 1766, 1949
- [10] "Nuclear magic numbers: new features far from stability" O. Sorlin und M.-G. Porquet, Prog. Part. Nucl. Phys. 61: 602-673, 2008
- [11] "Evidence for a new nuclear 'magic number' from the level structure of ^{54}Ca ", D. Steppenbeck et al., Nature 502, Oktober 2013
- [12] "Ultrasensitive radioactive detection of collinear-laser optical pumping: Measurement of the nuclear charge radius of ^{2}Ca " L. Vermeeren, R. E. Silverans, P. Lievens, A. Klein, R. Neugart, Ch. Schulz und F. Buchinger, Phys. Rev. Lett. 68, 1679
- [13] "Spezifikation der Energieunschärfe gekühlter und gepulster Ionenstrahlen mittels Laserspektroskopie" Diplomarbeit von Simon Kaufmann, JGU Mainz, November 2013
- [14] "A positive (negative) surface ionization source concept for RIB generation" G. D. Alton und G. D. Mills, NIM A 382, 232 (1996)
- [15] "A Simple Positive/Negative Surface Ionization Source", G. D. Alton, M. T. Johnson und G. D. Mills, Oak Ridge National Laboratory, 1992

Referenzen

- [16] "The Saha-Langmuir Equation and its Application", M. J. Dresser, Journal of Applied Physics 39, 338 (1968); doi: 10.1063/1.1655755
- [17] "On the Use of the Langmuir-Saha Equation" J. W. Trischka, J. Appl. Phys. 37, 455 (1966)
- [18] "Das Physikalische Praktikum für Studentinnen und Studenten der Physik" (page 150), Peter Schaaf, Universitätsdrucke Göttingen, 2006
- [19] "Ion source for accelerators in materials research", G.D. Alton, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B73 (1993) 221-288
- [20] "Gerthsen Physik" (Seite 233), Dieter Meschede, Springer-Lehrbuch, 2006
- [21] "Gerthsen Physik" (Seiten 236, 579), Dieter Meschede, Springer-Lehrbuch, 2006
- [22] "Temperature-Limited Electron Bombardment Heating Method", Marc E. Herniter, Ward D. Getty, IEEE Transactions on Plasma Science Vol. 19, 1991
- [23] "First successful ionization of Lr ($Z = 103$) by a surface-ionization technique.", Tetsuya K. Sato et al., Review of Scientific Instruments 84, 2013
- [24] "Condensed Matter: Applied Atomic Collision Physics, Band 4" H. S. W. Massey, E. W. McDaniel and B. Bederson, Academic Press, Inc., 1983, S. 123
- [25] "Tungsten: Properties, Chemistry, Technology of the Element, Alloys, and Chemical Compounds", Erik Lassner and Wolf-Dieter Schubert, Springer Science & Business Media, 2012
- [26] "Tungsten, Thoriated-Tungsten, and Thoria Emitters", W. E. Harbaugh, Electron Tube Design
- [27] WHS Sondermetalle e.K.: Datenblatt - Wolfram (W) (2014) URL: <http://www.whs-sondermetalle.de/pdf/Wolfram.pdf> (Stand: 28.09.2016)
- [28] "Experimental Techniques for Low-Temperature Measurements - Cryostat Design, Material Properties, and Superconductor Critical-Current Testing" (page 57), Jack W. Ekin, Oxford University Press, 2006
- [29] Environmental Chemistry: Periodic Table of Elements - Sorted by Thermal Conductivity (2007) URL: <http://environmentalchemistry.com/yogi/periodic/thermal.html> (Stand: 21.10.2016)
- [30] LAUDA: LAUDA ECO RE 415 S (2016) URL: <http://www.lauda.de/shop/de/temperiergerate/warme-und-kaltethermostate-eco/eco-kaltethermostate-luftgekuhlt/re-415-s/> (Stand: 26.09.2016)
- [31] Goodfellow: MACOR® Machinable Glass Ceramic - Sheet (2016) URL: http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=MUbQcEdIF5RI79yElYarFEowmwEBS1&n=4R93MFAEXapme7LTZHdxihVHWczsZ&ewd_urlNo=GFCat411&Catite=MA803030&CatSearNum=1 (Stand: 25.10.2016)
- [32] "Resistance, Emissivities and Melting Point of Tantalum", L. Malter and D. B. Langmuir, Phys. Rev. 55, 743 – Published 15 April 1939

Referenzen

- [33] British Stainless Steel Association: Melting temperature ranges for stainless steels (2016) URL: <http://www.bssa.org.uk/topics.php?article=103> (Stand: 18.09.2016)
- [34] "Handbuch der Elektroanalytik Teil 3 - Die elektrische Leitfähigkeit" von Sartorius AG
- [35] "Construction and Commissioning of a Collinear Laser Spectroscopy Setup at TRIGA Mainz and Laser Spectroscopy of Magnesium Isotopes at ISOLDE (CERN)", J. Krämer, Doktorarbeit an der Johannes-Gutenberg Universität Mainz, 2010
- [36] TU Darmstadt: Hochspannungsmessung (2016) URL: http://www.ikp.tu-darmstadt.de/gruppen_ikp/ag_noertershaeuser/research_wn/high_voltage_wn/index.de.jsp (Stand: 26.09.2016)
- [37] Pyrometer Instrument Co.: MicroTherm (2015) URL: <http://www.pyrometer.com/products/microtherm> (Stand: 26.09.2016)
- [38] Monarch Instrument: Table of Total Emissivity (2016) URL: <http://www.monarchinstrument.com/pdfs/TableofEmissivity.pdf> (Stand: 26.09.2016)
- [39] "An experimental study of thoriated tungsten cathodes operating at different current intensities in an atmospheric-pressure plasma torch" J. A. Sillero, D. Ortega, E. Muñoz-Serrano, E. Casado, Journal of Physics D: Applied Physics, IOP Publishing, 2010
- [40] "Physik, Mittelstufe: Optik, Magnetismus, Elektrizitätslehre, Atomphysik" Diethelm Völcker, mentor, 2007
- [41] "Handbuch Elektrotechnik: Grundlagen und Anwendungen für Elektrotechniker" Wilfried Pläßmann, Detlef Schulz (Hrsg.), Vieweg + Teubner, 2009
- [42] "Filament temperature of low power incandescent lamps: Stefan-Boltzmann law" Imtiaz Ahmad, Sidra Khalid and Ehsan E. Khawaja, Lat. Am. J. Phys. Educ. Vol. 4, No. 1, Jan. 2010
- [43] "Planck's Constant in the Light of an incandescent Lamp" 36th International Olympiad, Salamanca, Spain, 2005
- [44] Goodfellow: Carbon - Tube (2016) URL: http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=eaizQBBEu0EBewqZkYUTE2JQSZ9uFI&n=bBZDK16H0HU04Sd0dShejxgkGBGgE7&ewd_urlNo=GFCat411&Catite=C%20007200&CatSearNum=5 (Stand: 07.11.2016)
- [45] Goodfellow: Tantalum - Tube (2016) URL: http://www.goodfellow.com/catalogue/GFCat4I.php?ewd_token=Sg1Ix74ljPyG1JLd6cMG0Hc49pIMpb&n=4IawENPONpbni2V42FF2mTiKNhxcBC&ewd_urlNo=GFCat4B11&Catite=TA007080&CatSearNum=4 (Stand: 07.11.2016)
- [46] private Konversation mit Alex Gottberg, TRIUMF

Referenzen

- [47] thermosys: Mineralisierte Mantelheizleiter mit echten Kaltenden (2016)
URL: http://www.thermsys.de/produkte_mimitkaltenden.php (Stand:
06.11.2016)

A. Anhang

A.1. Test der elektronischen Komponenten

Vor dem Einbau des Varistors in den Sicherungskreislauf innerhalb des Hochspannungskäfigs wurden dieser und die bidirektionale Diode getestet. Es wurde eine Spannung angelegt, um die Durchschlagspannung zu bestimmen und zu sehen, wie viel Strom über die Komponenten fließt.

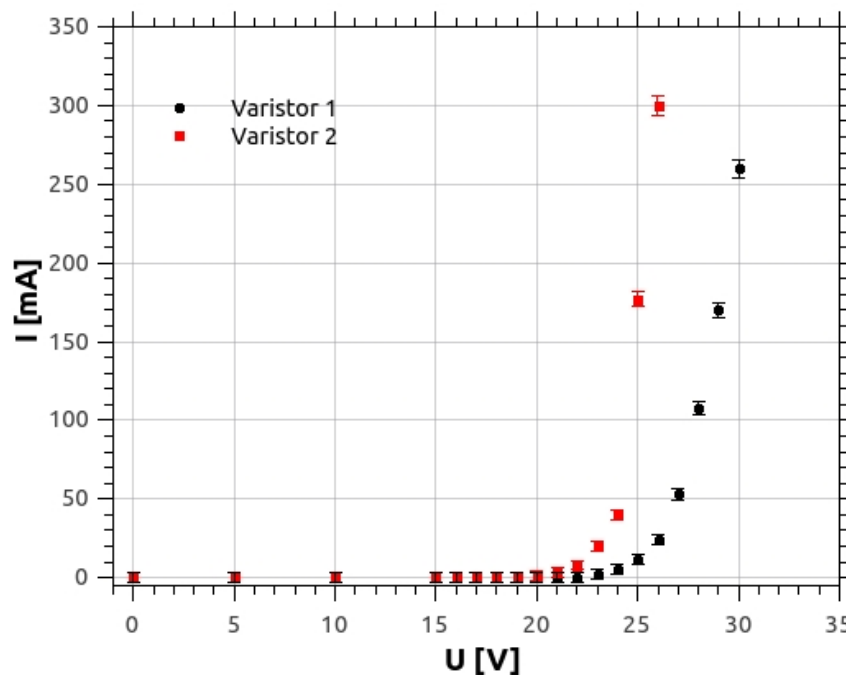


Abbildung A.1.: Es wurden zwei unterschiedliche Varistoren getestet. Die Durchschlagspannung sowie die Abhängigkeit des Stroms von der Spannung können hier abgelesen werden.

Auf Grund der unterschiedlichen Durchschlagspannungen der Varistoren (siehe Abbildung A.1) wurde sich für Varistor 1 entschieden, da die bidirektionale Diode auch ab 22 V stromdurchlässig wird (siehe Abbildung A.2) und der Einbau dieser zunächst geplant war. Somit stimmen die Durchschlagspannungen von Varistor und Diode überein. Dadurch werden beide Bauteile zur gleichen Zeit leitend was eine Beschädigung der Geräte durch unterschiedliche Eigenschaften dieser verhindern soll.

Die Fehlerbalken kommen durch die Genauigkeit des verwendeten Multimeters zustande. Die Herstellerangabe hierfür lautet: 1% des Messwertes + 3 Digits. Die größeren Fehlerbalken bei der Messung der bidirektionalen Diode kommen dadurch zustande, dass die Werte stark fluktuierten und daher ein größerer Fehler, als die vom Gerät verursachte Ungenauigkeit, gewählt werden musste.

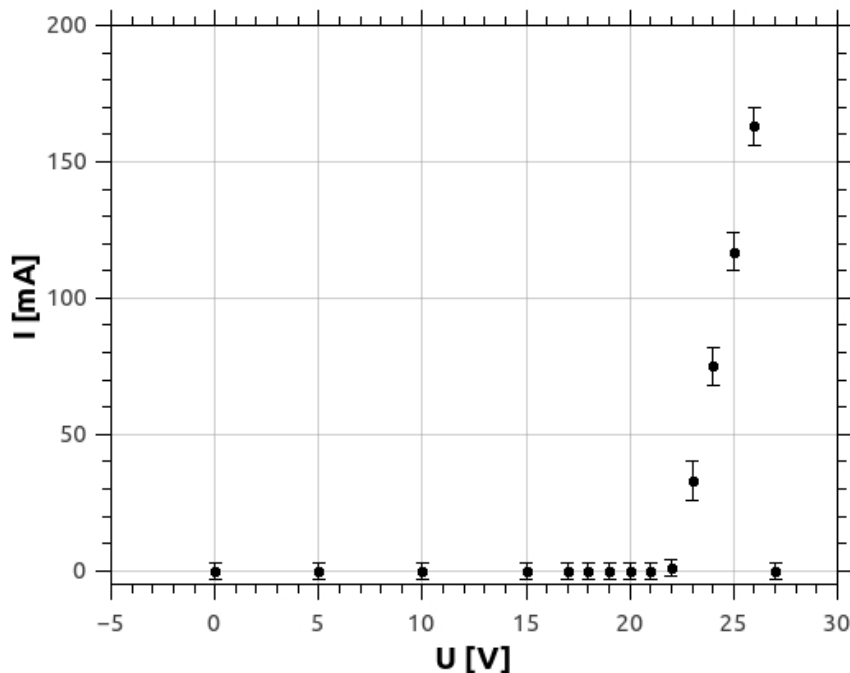


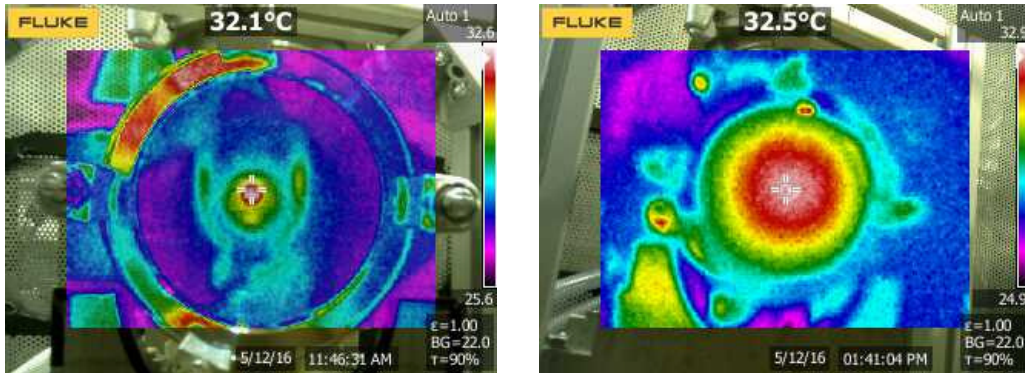
Abbildung A.2.: Die Durchschlagspannung sowie die Abhängigkeit des Stroms von der Spannung können hier abgelesen werden.

Bei 27 V ist die Diode entzwei gebrochen, weswegen dort kein Strom mehr gemessen werden konnte.

A.2. Messungen mit der Wärmebildkamera

Zunächst wurden die Temperaturmessung mit Hilfe einer Wärmebildkamera durchgeführt, allerdings konnte damit nicht die Temperatur innerhalb der Quelle bestimmt werden. Wahrscheinlich spiegelte das Sichtfenster zu stark, so dass die Kamera die Temperatur nicht korrekt bestimmen konnte. Abbildung A.3 zeigt dazu ein Bild (A.3a) bei dem das Filament nur schwach glühte, dabei beträgt die Maximaltemperatur 32,1 °C, und ein weiteres Bild (A.3b) bei dem das Filament hell leuchtete, hier beträgt die Maximaltemperatur 32,5 °C. Auch zu sehen ist, dass die erhöhte Temperatur nahezu gleichermaßen über das gesamte Sichtfenster gemessen wurde. Messungen mit einem Pyrometer (Kapitel 5.2) zeigen jedoch, dass während dem Heizen innerhalb der Oberflächenionenquelle unterschiedliche Temperaturen herrschen. Dennoch eigne-

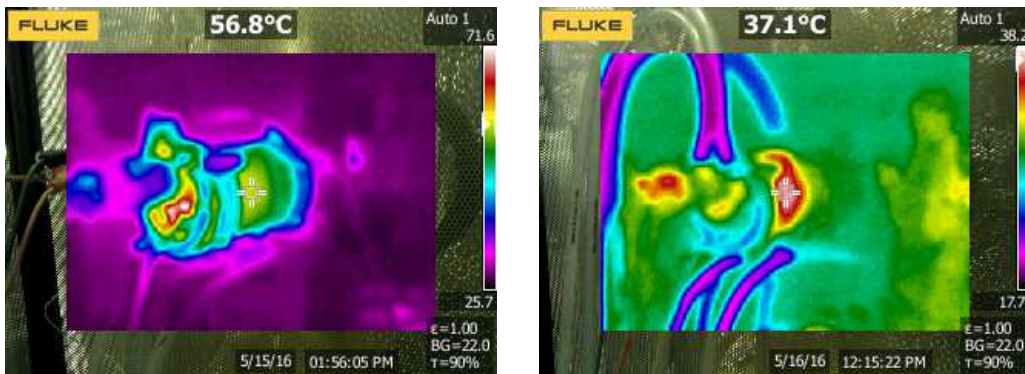
te sich die Wärmebildkamera sehr gut zur Bestimmung der Temperatur des Flanschs (siehe Abbildung A.4).



(a) Aufgenommen bei schwach leuchtendem Filament.

(b) Aufgenommen bei stark leuchtendem Filament.

Abbildung A.3.: Aufnahmen der Oberflächenionenquelle durch ein Sichtfenster mithilfe einer Wärmebildkamera. Es fällt eine Spiegelung im Rahmen des Sichtfensters auf.



(a) Aufgenommen bei 7,0 V und 9,1 A - ohne Kühlung.

(b) Aufgenommen bei 8,0 V und 9,3 A - mit Kühlung.

Abbildung A.4.: Aufnahmen des Flansch mithilfe einer Wärmebildkamera. Während links die Heizleistung geringer ist, ist rechts der Flansch aufgrund des angeschlossenen Kühlsystems bedeutend kühler.

Zu sehen ist ein Vergleich zweier unterschiedlicher Messungen (Abbildung A.4), wobei ausschließlich die zweite Messung (Abbildung A.4b) unter Verwendung des Kühlsystems erfolgte. Obwohl die Heizleistung bei der Aufnahme mit der Kühlung (Abbildung A.4b) größer war, als die in Abbildung A.4a, ist der Flansch deutlich kühler. In A.4b ist der Isolator, in dem sich die Oberflächenionenquelle befindet, die wärmste Stelle, wohingegen dieser dennoch kühler ist als ohne die Wasserkühlung.

A.3. Test der Elektronenstoßheizung

Trotz eingeschaltetem Spellman-Netzgerät (-900 V und 150 mA) konnte keine Temperaturveränderung mit dem Pyrometer gemessen werden. Stattdessen gab es kurz nach der Messung einen Kurzschluss, da die Oberflächenionenquelle mit dem Feldschild in Berührung kam.

Nach der Fehleranalyse und Wiedereinbau der Quelle, wurde diese erstmals mit Calcium gefüllt und die Diagnoseeinheit eingebaut.

Dann folgte ein weiterer Test des Spellman-Netzteils, wobei der Einfluss des Elektronenbombardements auf den Ionenstrahl überprüft werden sollte. Wahrscheinlich kam es wie schon zuvor zu einem Kurzschluss durch hitzebedingte Ausdehnung des Filaments und daraus resultierendem Kontakt mit dem Hitzeschild, weshalb lediglich der Effekt des Ausheizens beobachtet werden konnte (dazu mehr in Kapitel 5.5).

Während des Testes des Elektronenbeschusses wurde zusätzlich die vom System ausgelesene mit der angelegten Spannung verglichen. Das Ergebnis ist in Abbildung A.5 dargestellt. Der Fehler der einzelnen Messwerte wurde dabei aus einer Annahme des Fehlers des Auslesegerätes (Arduino Mega) zu 20 V bestimmt.

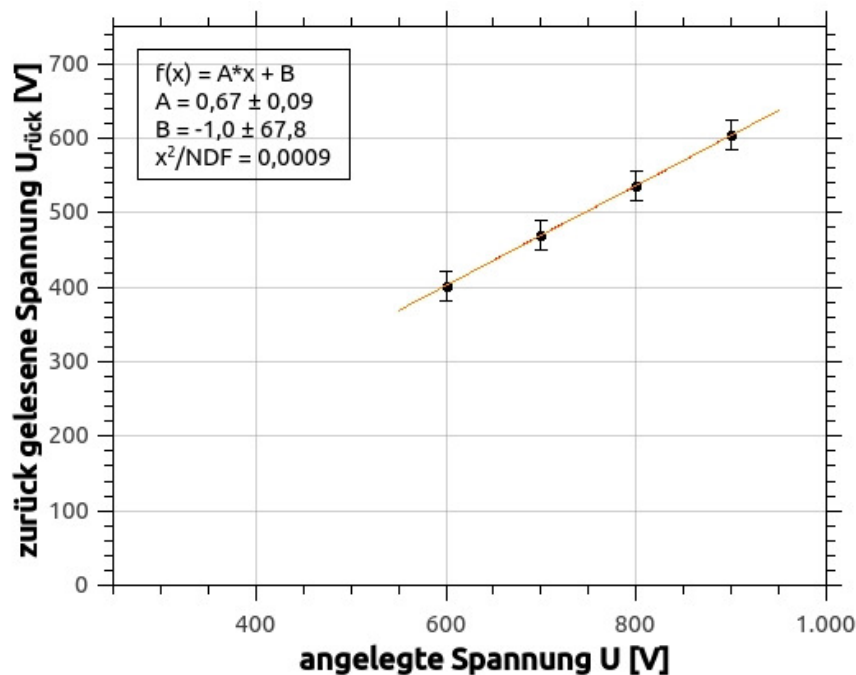


Abbildung A.5.: Zu sehen ist die durch das System zurück gelesene Spannung über der vermeintlich angelegten Spannung des Spellman-Netzgerät. Ein linearer Zusammenhang ist zu erkennen.

Zu erkennen ist der lineare Zusammenhang zwischen der vermeintlich angelegten Spannung und der zurück gelesenen Spannung. Das sehr kleine χ^2/NDF könnte entweder

darauf hindeuten, dass die Abschätzung der Fehler zu pessimistisch angesetzt ist, oder aber dass es einen "perfekten" linearen Zusammenhang zwischen der angelegten und zurück gelesenen Spannung gibt. Dies lässt auf einen systematischen Fehler schließen. Eventuell kommt es bei der Spannungsauslese durch das Arduino zu Rundungsfehlern.

A.4. Wasserkühlkreislauf

Während des ersten Hochspannungstests zeigte das Heinzinger-Hochspannungsnetzgerät bei 500 V schon einen Strom von 200 μA an. Es ergab sich nach mehreren Messungen, dass zwischen der Kupferröhre, die durch das vorangegangene Heizen mit Wasser gefüllt war, und der Plattform ein Widerstand von durchschnittlich 877,5 k Ω bestand. Dabei stieg der Widerstand bei laufendem Kühlaggregat um etwa 100 k Ω an. Dies entspricht nach Formel 3.4 einer elektrischen Leitfähigkeit κ von $(2,3 \pm 0,5) \text{ S cm}^{-1}$, was deutlich über den $4 \cdot 10^{-8} \text{ S cm}^{-1}$ für reines Wasser (aus [34]) liegt. Der Fehler der elektrischen Leitfähigkeit κ (Formel A.1) ergibt sich dabei aus Formel 3.4 zu:

$$\Delta\kappa = \kappa \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta l}{l}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2} \quad (\text{A.1})$$

mit l der Länge und A der Fläche des Leiters, I dem angelegten Heizstrom und U der angelegten Heizspannung.

Daher wurde der Wasserkühlkreislauf gegen Ventilatoren ausgetauscht.

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Herrn Prof. Wilfried Nörtershäuser bedanken, der mir durch die Aufnahme in seine Gruppe erst überhaupt das Schreiben der Masterarbeit am CERN ermöglicht hat. Dann möchte ich mich auch noch für seine fachliche Unterstützung, trotz der vielen Kilometer Distanz, bedanken.

Dann bedanke ich mich bei meinem Supervisor vor Ort Dr. Stephan Malbrunot-Ettenauer, der mir immer mit Rat und Tat zur Seite stand, obwohl er meist viel zu tun hatte.

Zudem gilt mein Dank auch der AG Nörtershäuser. Vor allem Christian Gorges, Simon Kaufmann, Dr. Jörg Krämer und Stefan Schmidt, die mir sowohl vor Ort geholfen haben, als auch durch lange E-Mails oder Skype Meetings.

Ein weiterer Dank gilt Herrn Prof. Jochen Walz, der sich als Erstkorrektor zur Verfügung gestellt hat und mir somit eine Menge bürokratische Arbeit ersparen konnte.

Ein weiterer großer Dank geht an Herrn Prof. Klaus Blaum, der mir als spokes person des Experimentes COLLAPS die Arbeit hier am CERN ermöglicht hat.

Genauso geht mein Dank an die weiteren COLLAPS Mitglieder, vor allem die lokale Gruppe, Mark Bissel und Ronald Fernando Garcia Ruiz, für ihre Hilfe.

Außerdem bedanke ich mich bei den Mitgliedern der Gruppe ISOLTRAP, die mir immer wieder mit Ideen, Tipps oder Werkzeugen, sowie einem PC mit 32GB Arbeitsspeicher für meine COMSOL Simulation geholfen haben.

Zudem gebührt auch meinem Freund, Norman Zachariae, sowie Johannes Damp (für das Korrekturlesen), als auch meiner Familie und meinen Freunden ein großer Dank, die mich während der Zeit hier am CERN, sowohl mental als auch finanziell unterstützt haben und einen genauso großen Beitrag zur Fertigstellung der Arbeit geleistet haben wie all diejenigen, die mich fachlich unterstützt haben.