

Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg

Bachelorarbeit im Studiengang Physik

eingereicht von

Steffen Kühn

geboren in Worms (Germany)

2014

Inbetriebnahme und Untersuchung des Verhaltens einer Elektronenkanone mit optischem Zugang zur Strahlachse

Diese Bachelorarbeit wurde von
Steffen Kühn
am
Max-Planck-Institut für Kernphysik (MPIK)
unter Aufsicht von
PD Dr. José Ramon Crespo López-Urrutia
durchgeführt.

Zusammenfassung:

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine neuartige Off-Axis-Elektronenkanone in Betrieb genommen und das Verhalten des erzeugten Elektronenstrahls untersucht. Für das Durchführen eines Photonenstrahls entlang der Elektronenstrahlachse einer Electron Beam Ion Trap (EBIT) wird eine solche Kanone benötigt, deren Strahlachse optischen Zugang bietet. Ein extern eingeführter Strahl kann dabei sowohl für präzise Anregungs- und Ionisationsprozesse in der EBIT als auch für weitere Experimente nach dem Ausführen des Strahls aus der EBIT benutzt werden. Um eine optimale Justierung der Kanone zu ermöglichen, wurde eine neue Halterung für die Off-Axis-Kanone entwickelt, die es ermöglicht, die Position der Kanone reproduzierbar einzustellen. Für eine längere Lebensdauer der Kathode ist in dem neuen Aufbau die Kanone in einer eigenen Kammer, in der sie durch ein Ventil von der Fallenkammer der EBIT getrennt werden kann, installiert.

Abstract:

In this bachelorthesis a novel Off-Axis-Electrongun was put into operation for the first time and the characteristics of its electron beam were analyzed. Such a gun is needed to allow optical access for the direction of a photon beam along the axis of the electron beam in the Electron Beam Ion Trap (EBIT). An external photon beam can be used for precise excitation and ionisation processes in the EBIT as well as for further experiments after the beam has left the EBIT. A new mount for the gun was developed, which allows for reproducible adjustments of the position of the gun to be made. To extend the lifetime of the cathode, the new mount setup has a vacuum chamber in which the gun can be isolated from the chamber of the EBIT.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Die Funktionsweise einer EBIT	3
2.2	Beschreibung des Elektronenstrahls	4
2.2.1	Das elektrische Feld des Elektronenstrahls	6
2.3	Ionisation	7
2.3.1	Ionisation durch Elektronenstöße	7
2.3.2	Elektronenstoßanregung	7
2.4	Rekombinationsprozesse	8
2.4.1	Radiative Rekombination	8
2.4.2	Dielektronische Rekombination	8
2.5	Photoionisation	9
2.6	Photoanregung	10
3	Experimenteller Aufbau	11
3.1	Die Table-Top EBIT	11
3.2	Elektronenkanone	11
3.3	Die Off-Axis-Kanone	12
3.4	Die Halterung der Off-Axis-Kanone	18
4	Die Testkammer für die Off-Axis-Kanone	23
4.1	Aufbau der Testkammer	23
4.2	Simulation	28
5	Ergebnisse	33
5.1	Einfluss der Fokuselektroden	33
5.1.1	Fokussierung	33
5.1.2	Ablenkung durch die Fokuselektroden	34
5.2	Einfluss der Anoden	37

Inhaltsverzeichnis

5.3	Radiale Ausdehnung des Elektronenstrahls	40
5.4	Helligkeitsmessung	41
6	Zusammenfassung und Ausblick	45
	Literaturverzeichnis	47

Kapitel 1

Einleitung

Anfang des 19. Jahrhunderts entdeckte Joseph von Fraunhofer im Spektrum des Sonnenlichts dunkle Linien [Utz26], welche später als die Fraunhoferlinien bekannt wurden (Abb. 1.1). Insgesamt zeichnete er über 570 verschiedene Linien auf [JW57]. 1859 begann Robert Wilhelm Bunsen in Zusammenarbeit mit Gustav Robert Kirchhoff mit der Entwicklung der heute als Spektralanalyse bekannten Technik. Sie entdeckten, dass chemische Elemente bei ihrer Verbrennung für sie charakteristische Linien in ihren Spektren emittieren [Bar60]. Es fiel auf, dass bestimmte Wellenlängen verschiedener Stoffe mit den Fraunhoferlinien übereinstimmten. Sie schlossen daraus, dass chemische Stoffe nicht nur bei charakteristischen Wellenlängen Licht emittieren, sondern bei den gleichen Wellenlängen auch absorbieren. Absorptionsspektren werden im Labor erzeugt, in dem man geeignete Proben mit einem Photonenstrahl durchleuchtet. Während diese Art von Untersuchungen bei festen, flüssigen oder gasförmigen Proben unproblematisch sind, ergeben sich bei Plasmen große Schwierigkeiten.

In der Korona der Sonne, wie auch im Rest des Universums, treten Atome meist ionisiert auf [Mor08]. In Sternen z.B. ist die Temperatur mit mehreren Millionen Kelvin so hoch, dass den Atomen ihre äußeren Elektronen entrissen werden und nur noch in Form von hochgeladenen Ionen auftreten [CLU05]. Um z.B. die chemische Zusammensetzung eines entstehenden Sterns durch Spektralanalyse des auf die Erde treffenden Lichts zu identifizieren, müssen wir also auch die charakteristischen Wellenlängen von hochgeladenen Ionen kennen. Eine Electron Beam Ion Trap (EBIT) ist ein experimenteller Aufbau, der es ermöglicht, im Labor Materie so stark zu ionisieren, wie es in der Natur z.B. bei einer Supernova geschieht. In einer EBIT werden durch Kollisionen zwischen Elektronen und Atomen Ionen erzeugt. Neben der Erzeugung ist es ebenfalls möglich, die Ionen in der EBIT zu fangen oder sie zu extrahieren.

Mit steigendem Ladungszustand des Ions steigen auch die benötigten Energien, um präzise höher energetische elektronische Übergänge anzuregen. Neuartige Lichtquellen wie z.B. die hochenergetische Laserstrahlen des freien Elektronenlasers (FEL) FLASH [DES14] in Hamburg oder die Synchrotronstrahlung des Synchrotrons BESSY II [HZB14] in Berlin bieten die Möglichkeit, die nötigen Energien aufzubringen. Der Vorteil der hier behandelten, von L. Buchauer [Buc12] entwickelten Table-Top-EBIT (ttEBIT) ist, dass diese mit einem Gewicht von unter 100 kg und einer geringen Größe einfacher zu transportieren ist, als die bisher verwendete FLASH-EBIT, die mehrere Tonnen schwerer ist.

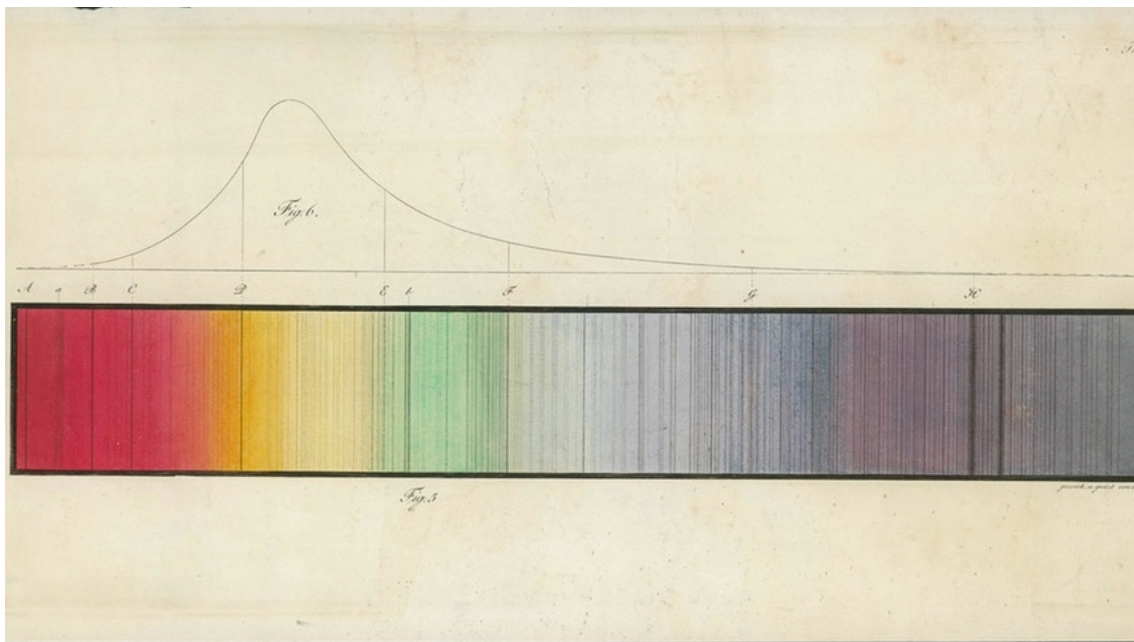


Abbildung 1.1: Die von Fraunhofer aufgezeichneten Spektrallinien [BR14] des Sonnenspektrums

Damit der extern eingeführte Strahl nach dem Anregen und Ionisieren in der EBIT für weitere Experimente genutzt werden kann, wurde von T. Bücking in seiner Arbeit [Bue12] eine Off-Axis-Kanone entwickelt. Bei einer solchen Kanone bietet die Elektronenstrahlachse einen optischen Zugang, wodurch der Strahl entlang der Strahlachse geleitet werden kann. Neben dem Schutz der Kathode bietet diese Variante auch einen maximalen Überlapp zwischen externem Photonenstrahl und dem Elektronenstrahl.

In Kapitel 2 dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen einer EBIT erörtert. Kapitel 3 beschreibt die Table-Top-EBIT, die Elektronenkanone und die im Rahmen dieser Arbeit erstellten Bauteile für die Halterung der Kanone, während in Kapitel 4 die in einer Vakuumkammer durchgeführten Tests der Off-Axis Kanone vorgestellt werden. Die Messungen werden in Kapitel 5 ausgewertet.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Die in dieser Arbeit getestete und weiterentwickelte Elektronenkanone wird für die Erzeugung von hochgeladenen Ionen in einer EBIT eingesetzt. Diese Ionen sollen im Elektronenstrahl entstehen und eingefangen werden. Die prinzipiellen Grundlagen dieser Prozesse werden in diesem Kapitel erläutert.

2.1 Die Funktionsweise einer EBIT

Um Atome zu ionisieren gibt es verschiedene Möglichkeiten, wobei der in einer EBIT (Abb. 2.1) benutzte Mechanismus die Elektronenstoßionisation ist. Diese Ionisation findet statt, wenn man in der Falle Atome mit einem Elektronenstrahl von circa $100\ \mu\text{m}$ Durchmesser und einem Strom von bis zu mehreren Ampere kreuzt [Bau12]. Dabei wird ein Atom also trotz seiner Größe von etwa $1\ \text{Å}$ mehrere Millionen mal pro Sekunde getroffen [Bue12]. Bei jedem Auftreffen kann, sofern der übertragene Energiebetrag größer als die Bindungsenergie des Elektrons ist, ein Elektron von dem Atom gelöst werden. Die erzeugten Ionen müssen sowohl in axialer als auch in radialer Richtung gefangen werden. In axialer Richtung werden die Ionen mittels eines elektrischen Feldes beeinflusst. Dieses Feld wird von insgesamt fünf zylindrischen Driftröhren (DTs) erzeugt, wobei die mittlere ein weniger positives Potential als ihre direkten Nachbarn hat. Dadurch bildet sich eine Falle, in der die Ionen gefangen werden können. In radialer Richtung werden die positiv geladenen Ionen aufgrund der negativen Raumladung des Elektronenstrahls gefangen. Durch ein starkes Magnetfeld wirkt eine Lorentzkraft auf geladene Teilchen, die sich in der Falle bewegen. Diese Lorentzkraft bewirkt, dass sich die Elektronen wie auch die Ionen auf einer Kreisbahn um die Magnetfeldlinien bewegen. Aus diesem Grund wird der Elektronenstrahl stark fokussiert, während die Ionen, auch bei ausgeschaltetem Elektronenstrahl, radial gefangen bleiben.

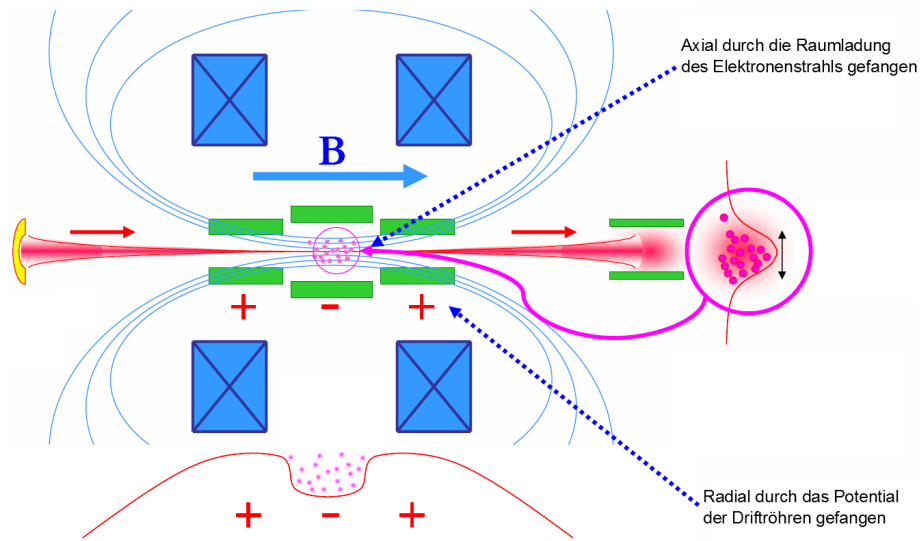


Abbildung 2.1: Übersicht einer EBIT und der Potentialverläufe innerhalb der Falle. Rot = Elektronenstrahl, pink = gefangene Ionen, blau = Magnetfeldlinien. Innerhalb der EBIT wird der von der Kathode emittierte Elektronenstrahl aufgrund des Magnetfeldes komprimiert. Nach dem Austritt aus der Fallenkammer divergiert der Elektronenstrahl auf den Kollektor.

Um die Elektronen des Strahls auf der kathodenabgewandten Seite zu sammeln und abzuführen ist dort ein sogenannter Kollektor installiert. Da nach Austritt aus der Fallenkammer das Magnetfeld schwächer wird, werden die Elektronen nicht mehr gebündelt und divergieren auf den Kollektor und können durch elektrische Durchführungen abgeführt werden. Mit diesem gemessenen Strom wird die Transmission bestimmt. Gehen Elektronen auf dem Weg von der Kanone zum Kollektor verloren, bedeutet dies, dass der Kollektorstrom geringer als der Emissionsstrom der Kathode ist.

2.2 Beschreibung des Elektronenstrahls

In einem homogenen Magnetfeld der Flussdichte B bewegt sich ein Elektron auf einem Radius

$$r_e = \frac{m_e \cdot v_{\perp}}{e \cdot B} \quad (2.1)$$

mit der Frequenz

$$\nu_e = \frac{e \cdot B}{2 \cdot \pi \cdot m_e} \quad (2.2)$$

Hierbei entspricht m_e der Masse des Elektrons, v_{\perp} der Geschwindigkeit senkrecht zu den Magnetfeldlinien, e der Elementarladung und B der magnetischen Flussdichte. Diese klassische Betrachtung ist in unserem Fall nicht anwendbar, da wir einen aus einer Kathode

emittierten Strahl, in dem sich die Elektronen gegenseitig abstoßen, betrachten. Aus der optischen Theorie von G. Herrmann [Her58] folgt für den Elektronenstrahlradius

$$r_H = \sqrt{\frac{m_e I}{\pi \epsilon_0 e v B^2} + \sqrt{\left(\frac{m_e I}{\pi \epsilon_0 e v B^2}\right)^2 + \frac{8kT_K m_e}{e^2 B^2} r_K^2 + \frac{B_K^2}{B^2} r_K^4}}, \quad (2.3)$$

wobei I die Stromstärke des Strahls, v die Geschwindigkeit der Elektronen, r_K den Radius der Kathode und T_K die Temperatur der Kathode beschreibt. Die magnetische Flussdichte an der Kathode wird durch B_K beschrieben, während B für die Flussdichte an dem zu untersuchenden Ort steht. Dieser Radius r_H beschreibt die Fläche, in der 80% der Elektronen des Strahls liegen [Cur03].

Ist das Magnetfeld und die Temperatur an der Kathode vernachlässigbar, so vereinfacht sich der Hermannradius zu dem Brillouinradius

$$r_B = \sqrt{\frac{2m_e I}{\pi \epsilon_0 e v B^2}}. \quad (2.4)$$

Für die Geschwindigkeit von Elektronen in einem elektrischen Feld gilt im nicht-relativistischen Fall

$$v = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}. \quad (2.5)$$

Im relativistischen Fall ändert sich die Gleichung zu

$$v = c \sqrt{1 - \left(\frac{m_e c^2}{m_e c^2 + eU}\right)^2}. \quad (2.6)$$

Unter der Annahme, dass der Elektronenstrahl unendlich lang und gleichförmig ist, kann man das Potential des Elektronenstrahls abschätzen, in dem man die Poisson-Gleichung

$$\Delta \Phi_e = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.7)$$

löst [Ber09]. Nimmt man weiterhin an, dass das Potential nur vom Abstand r von der Strahlachse abhängt, vereinfacht sich die Poisson-Gleichung zu

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} \Delta \Phi_e(r) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.8)$$

Die Ladungsdichte ρ sei innerhalb des Strahls konstant und außerhalb null. Die Ladungsdichte innerhalb des Strahls beträgt in diesem Fall

$$\rho = \frac{I}{\pi r_H^2 v}. \quad (2.9)$$

Die Lösung der Poisson-Gleichung führt zu dem Potential

$$\Phi_e = \begin{cases} \Phi_D + \Phi_0 \left(\left(\frac{r}{r_H} \right)^2 + 2 \ln \left(\frac{r_H}{r_D} \right) - 1 \right) & \text{falls } r \leq r_H, \\ \Phi_D + \Phi_0 2 \ln \left(\frac{r}{r_D} \right) & \text{sonst,} \end{cases} \quad (2.10)$$

wobei Φ_D das Potential der Driftröhren und r_D der Radius der Driftröhre ist. Das Potential Φ_0 wird durch die Ladungsdichte im Strahl bestimmt. Mit Hilfe der Gleichung 2.13 und 2.16 folgt daraus

$$\Phi_0 = \frac{I}{4\pi\epsilon_0 c} \left(1 - \left(1 + \frac{E_e}{m_e c^2} \right)^{-2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (2.11)$$

2.2.1 Das elektrische Feld des Elektronenstrahls

Für die Abschätzung der Ablenkung eines Elektrons innerhalb des elektrischen Felds des Elektronenstrahls nutzt man den Gauß'schen Satz mit der Vereinfachung eines unendlich langen, homogen geladenen Zylinders aus [Mer09].

$$\int_{O(Z_r)} \vec{E} d\vec{f} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{Z_r} \rho(\vec{r}) d^3r \quad (2.12)$$

Die beiden Stirnflächen des Zylinder der Länge l liefern keinen Beitrag zum E-Feld ($\vec{E} \perp d\vec{f}$), während für die Mantelfläche gilt: $d\vec{f} = r d\phi dz \vec{e}_r$. Daraus folgt für die linke Seite der Gleichung 2.19:

$$\int_{O(Z_r)} \vec{E} d\vec{f} = 2\pi l r E(r). \quad (2.13)$$

Für die rechte Seite der Gleichung 2.19 gilt für $r \leq R$:

$$\frac{1}{\epsilon_0} \int_{Z_r} \rho(\vec{r}) d^3r = \rho_0 2\pi \int_0^R \int_0^l r' dr' dz' = \rho_0 \pi r^2 l \quad (2.14)$$

$r \geq R$:

$$\frac{1}{\epsilon_0} \int_{Z_r} \rho(\vec{r}) d^3r = \rho_0 2\pi \int_0^R \int_0^l r' dr' dz' = \rho_0 \pi R^2 l \quad (2.15)$$

Daraus ergibt sich ein elektrisches Feld von

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{\rho_0}{\epsilon_0} \vec{e}_r \begin{cases} \frac{1}{2}r & \text{falls } r \leq R, \\ \frac{1}{2} \frac{R^2}{r} & \text{falls } r \geq R. \end{cases} \quad (2.16)$$

Durch

$$\vec{F} = q\vec{E} \quad (2.17)$$

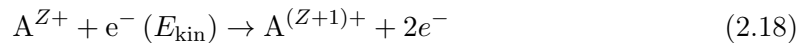
lässt sich dann die durch das elektrische Feld induzierte Kraft auf ein geladenes Teilchen berechnen.

Eine Abschätzung für das elektrische Feld an der Oberfläche des Elektronenstrahls ergibt, dass sich dort die Feldstärke im Bereich von wenigen $\frac{V}{m}$ erreicht wird.

2.3 Ionisation

2.3.1 Ionisation durch Elektronenstöße

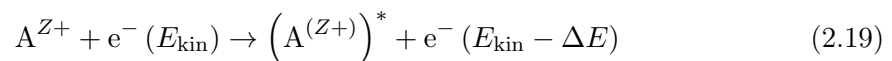
Falls die kinetische Energie der auf das Atom treffenden Elektronen höher als die Bindungsenergie der Elektronen im Atom ist, so ist es möglich, dass die einfallenden Elektronen einen Teil ihrer Energie den gebundenen Elektronen übergeben. Die Elektronen können dann das Atom bzw. das Ion verlassen. Es muss also gelten: $E_{\text{kin}} > E_{\text{Bindung}}$.



Dieser Prozess findet solange statt, bis der Energieübertrag beim Stoß kleiner als die Bindungsenergie ist. Der maximale Ladungszustand des Ions ist also unter anderem abhängig von der Energie des Elektronenstrahls.

2.3.2 Elektronenstoßanregung

Neben der Ionisation durch Elektronenstöße können die Elektronen des Strahls auch gebundene Elektronen im Ion auf ein höheres Niveau anregen (Abb. 2.2).



Dabei ist $(A^{(Z+)})^*$ das angeregte Ion und ΔE der Energieübertrag des Elektrons. Bei der Elektronenstoßanregung können nur diskrete Energiewerte übertragen werden, da die Energie genau der Energiedifferenz zwischen zwei Niveaus entsprechen muss. Die Elektronenstoßanregung findet parallel zur Ionisation statt. Falls der Energieübertrag für eine weitere Ionisation nicht mehr ausreicht, kann das Ion trotzdem weiterhin angeregt werden. Das angeregte System kann durch Abgabe eines Photons in einen energetisch niedrigeren

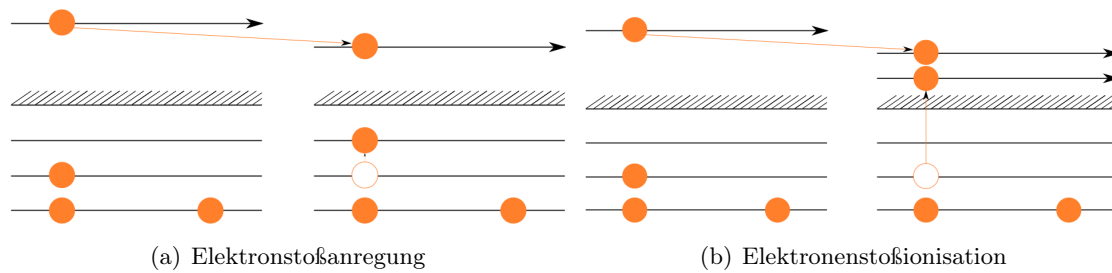


Abbildung 2.2: Darstellung der beiden Elektronenstoßprozesse.

Zustand übergehen. Für die Energie bzw. Frequenz des abgestrahlten Photons gilt:

$$E_2 - E_1 = \Delta E = \hbar\omega = E_{\text{photon}}, \quad (2.20)$$

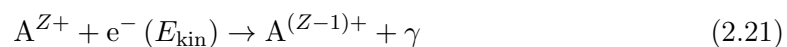
während \hbar das Planck'sche Wirkungsquantum ist.

2.4 Rekombinationsprozesse

Ein in der Falle gefangenes positives Ion kann ein Elektron z.B. aus dem Elektronenstrahl einfangen und damit seinen Ladungszustand ändern. Im folgenden Abschnitt werden verschiedene Prozesse der Rekombination vorgestellt.

2.4.1 Radiative Rekombination

Wenn ein Ion ein freies Elektron einfängt, dabei seine Ladung verringert und die frei werdende Energie in Form eines Photons abgibt, spricht man von radiativer Rekombination (RR). Dieser Prozess findet prinzipiell bei allen Elektronenenergien statt.



Die Energie des abgestrahlten Photons setzt sich zusammen aus der Summe der Energie des eingefangenen Elektrons und der Bindungsenergie des Niveaus, auf dem das Elektron eingefangen wird.

$$E_\gamma = E_{\text{kin}} + E_{\text{Bindung}} \quad (2.22)$$

2.4.2 Dielektronische Rekombination

Wenn die frei werdende Energie eines von einem Ion eingefangenen Elektrons ein bereits gebundenes Elektron in ein energetisch höheres Niveau anregt, spricht man von einer dielektronischen Rekombination (DR) (Abb. 2.3), da an diesem Prozess 2 Elektronen beteiligt sind. Fällt das angeregte Elektron dann auf sein ursprüngliches Niveau zurück, so wird

die überschüssige Energie in Form eines abgestrahlten Photons abgeben. Dielektronische Rekombination ist nur dann möglich, wenn das eingefangene Elektron genau die Energie freisetzt, die für das Anregen des zweiten Elektrons benötigt wird. Dielektronische Rekombination ist ein Zwei-Schritt-Prozess:

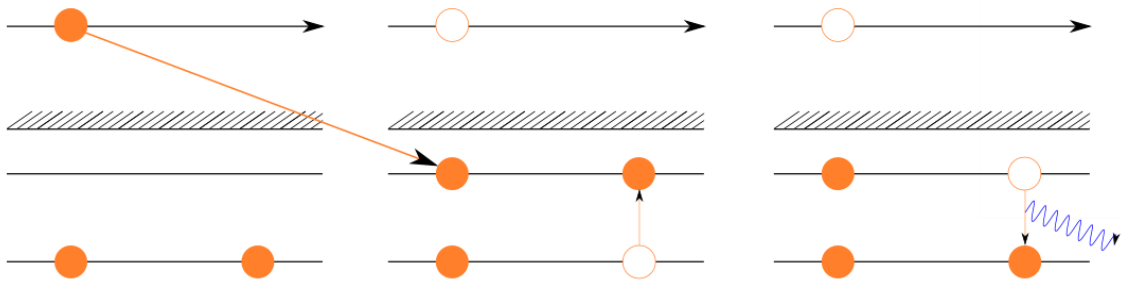
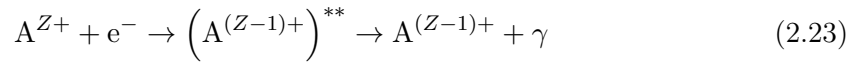


Abbildung 2.3: Darstellung der dielektronischen Rekombination.

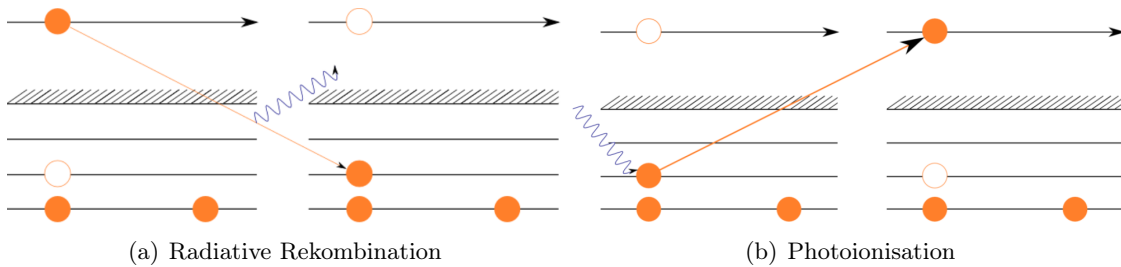
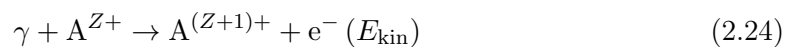


Abbildung 2.4: Darstellung der radiativen Rekombination und der Photoionisation.

2.5 Photoionisation

Der Umkehrprozess der Rekombination ist die sogenannte Photoionisation [Ber09] (Abb. 2.4). Trifft ein Photon auf ein Elektron, so kann das Elektron auf ein energetisch höheres Niveau angeregt werden. Dabei wird ein Teil der Photonenenergie benutzt um die nötige Bindungsenergie aufzubringen. Die restliche Energie des Photons erhält das Elektron in Form von kinetischer Energie. Der Prozess tritt erst ab Erreichen der Bindungsenergie auf, da sonst die Energie des Photons nicht ausreicht, um das Atom zu ionisieren.

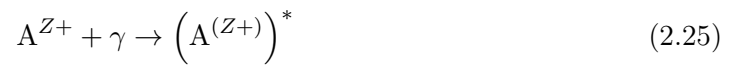


Der Photoionisationsprozess wurde mit einer EBIT in der Doktorarbeit von M. Simon [Sim10] untersucht. Dabei wurde der Photonenstrahl durch den Kollektor auf die Ionen

gerichtet, um dann auf die Kathode zu treffen. Diese technisch nicht ideale Lösung sollte mit in dieser Arbeit getesteten Off-Axis-Kanone verbessert werden.

2.6 Photoanregung

Analog zur Elektronenstoßanregung können Photonen ebenfalls Ionen anregen, auch wenn der Energieübertrag zwischen Photon und Elektron nicht mehr ausreicht, um das Atom bzw. Ion weiter zu ionisieren. Für diese diskrete Anregung des Ions muss die Energie des Photonenstrahls mit der Energiedifferenz zwischen den zwei Niveaus übereinstimmen.



Dabei ist $\left(A^{(Z+)}\right)^*$ das angeregte Ion, welches durch Abgabe eines Photons wieder in einen energetisch niedrigeren Zustand übergehen kann.

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Die in dieser Arbeit entwickelten Halterung der Off-Axis-Kanone ermöglicht es, die Position der Kanone in der Table-Top-EBIT (ttEBIT) reproduzierbar einzustellen. Dies bietet die Möglichkeit, den Einstrahlwinkel des Elektronenstrahls zu bestimmen und dadurch die Emission wie auch Transmission zu optimieren. In diesem Kapitel wird der Aufbau der ttEBIT und der Off-Axis-Kanone samt Halterung erläutert.

3.1 Die Table-Top EBIT

Das Ziel bei der von L. Buchauer [Buc12] entwickelten Table-Top EBIT (ttEBIT) war eine möglichst transportable EBIT zu konstruieren. Deswegen werden für das benötigte Magnetfeld anstelle supraleitender, mit flüssigem Helium gekühlter Magnete, wie z.B. bei der Heidelberg-EBIT [Mar05] oder FLASH-EBIT [Epp07], Permanentmagnete benutzt. Dies hat den Vorteil, dass auf den Einsatz von Helium und dessen Wartung verzichtet werden kann. Des Weiteren ist der Aufbau mit Permanentmagneten wesentlich kleiner und so ist es möglich, die zentrale Fallenkammer und das Magnetsystem auf eine Größe von 32 cm x 30 cm x 30 cm zu bauen. Mit dem verwendeten Aufbau (Abb. 3.1) wird im Fallenninneren ein Magnetfeld von etwa 0,7 T erreicht (Abb. 3.2), welches etwa einem Zehntel der magnetischen Flussdichte des supraleitenden Magneten in der FLASH-EBIT entspricht. Aufgrund der geringen Größe, des geringen Gewichts und des wartungsfreien Magnetsystems ist die ttEBIT besonders für den mobilen Einsatz geeignet.

3.2 Elektronenkanone

Der nahezu monoenergetische Elektronenstrahl einer EBIT entsteht durch Elektronen, die durch Glühemission einer Kathode in einer Elektronenkanone freigesetzt werden. Dazu wird die Kathode mittels eines Heizstromes von ca. 1,2 A bis 1,3 A auf über 1000 °C erhitzt [Ber09]. Die Kathode besteht aus einer Wolframmatrix, die mit Barium durchsetzt

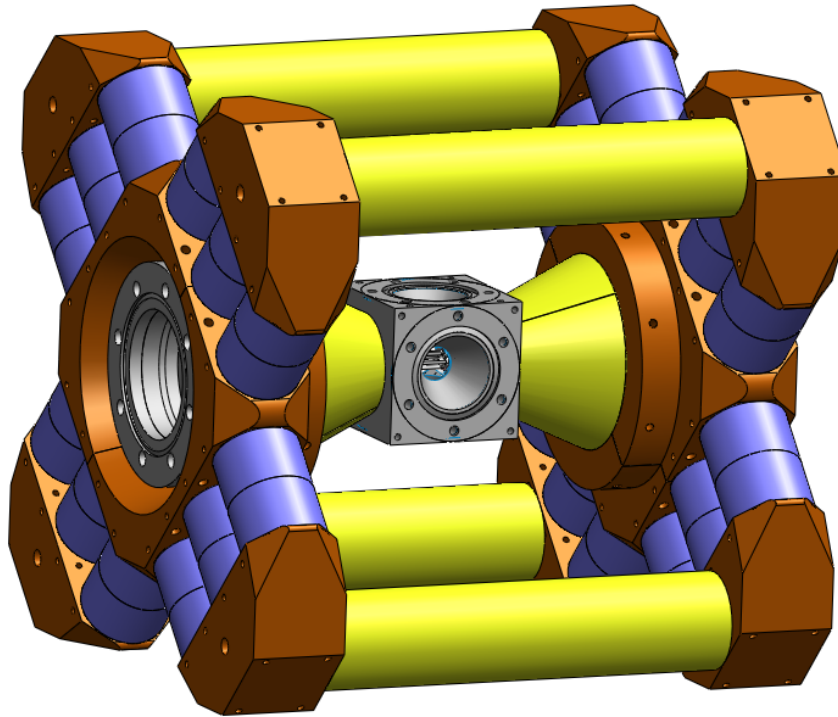


Abbildung 3.1: Übersicht der ttEBIT. Blau = Permanentmagnete, gelb = Reineisen, grau = unmagnetischer Stahl, braun = magnetischer Baustahl.

wurde [HL99]. Durch die Erhitzung der Kathode können nun Elektronen an ihrer Oberfläche die geringe Austrittsarbeit (ca. 2 eV) leisten und austreten. Die Kathode selbst liegt auf einem negativen Potential von bis zu -4000 V gemessen relativ zum Erdpotential. Eine der Kathode gegenüberliegende positiv geladene Anode beschleunigt die Elektronen nach ihrem Austritt. Um den Elektronenstrahl zu fokussieren, liegt zwischen der Anode und der Kathode eine weitere Elektrode, die sogenannte Fokuselektrode. Die Gesamtenergie des Elektronenstrahls ergibt sich aus der Differenz der Spannungen von Kathode, Driftröhren und Raumladungsdichte. Bei diesem Typ der Elektronenkanone liegt die Kathode, im Gegensatz zu einer Off-Axis-Kanone, auf der Elektronenstrahlachse (Abb. 3.4).

3.3 Die Off-Axis-Kanone

Um präzise elektronische Übergänge eines hochgeladenen Ions anzuregen werden zum Teil hohe Anregungsenergien benötigt. Hierfür eignen sich z.B. Synchrotronstrahlung oder Laserstrahlen, welche in die EBIT geleitet werden. Das Besondere der Off-Axis-Kanone ist, dass die Elektronenstrahlachse frei von Bauteilen bleibt. Dies bedeutet, dass der externe Strahl bei maximalen Überlapp mit dem Elektronenstrahl in die EBIT ein- und wieder

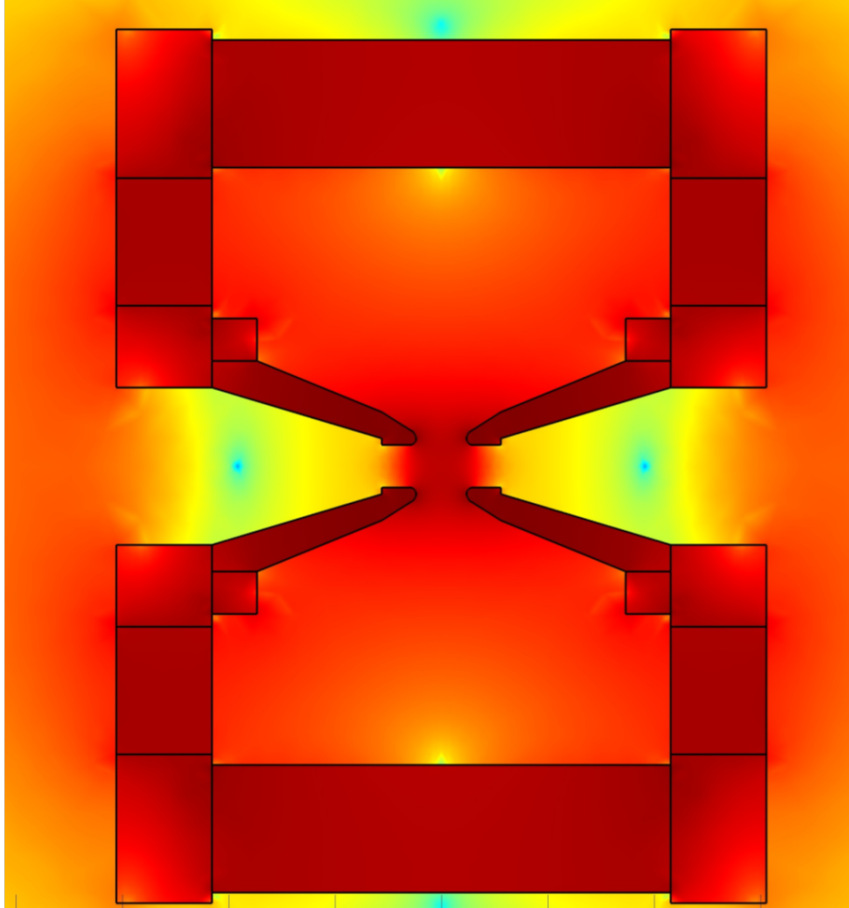


Abbildung 3.2: Magnetfeldverlauf der ttEBIT. Besonders hohe Feldstärken sind in rot dargestellt, während die Minima innerhalb der Kegeln in blau sichtbar sind. Bildquelle: [Buc12].

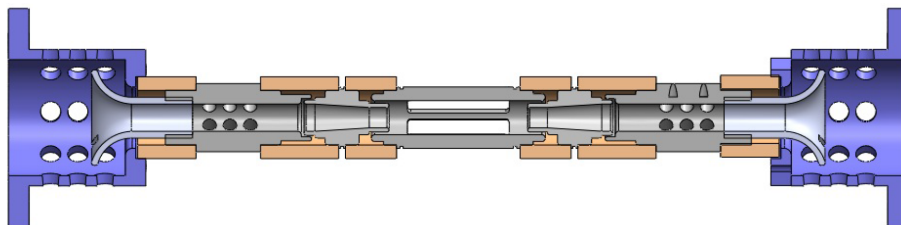


Abbildung 3.3: Übersicht des Driftröhrenaufbaus in der ttEBIT. Orange = Keramikhalterung, grau = Edelstahl, blau = Aluminium. Durch die Schlitze in der mittleren Driftröhre kann die Ionenwolke und die emittierten Photonen beobachtet werden.

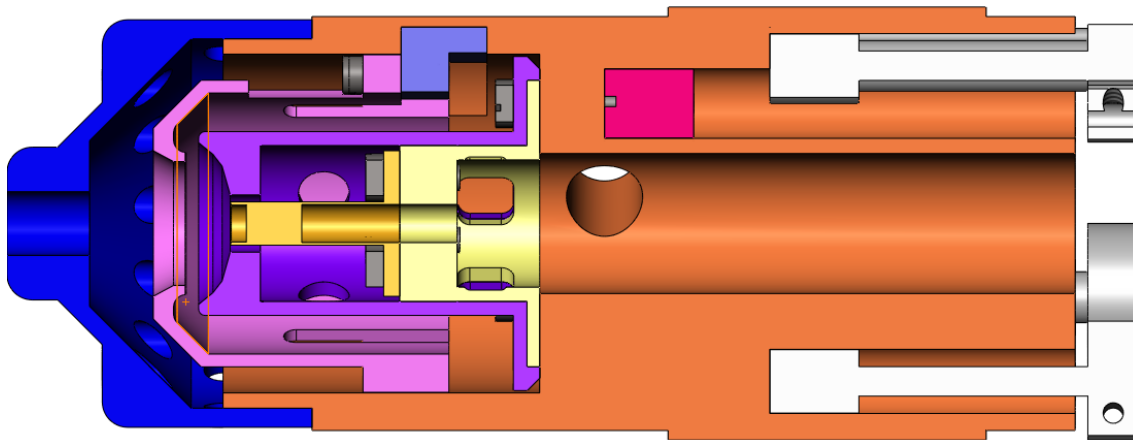


Abbildung 3.4: Schnittansicht einer gewöhnlichen Elektronenkanone, bei der die Kathode auf der gleichen Achse wie der Elektronenstrahl montiert wird. Blau = Anode, Pink = Fokusanode, Lila = Halterung, Dunkelgelb = Kathode, Hellgelb = Halterung, Orange = Macorhalterung.

ausgeführt werden kann. Dadurch steht der Strahl nach dem Ausführen aus der EBIT für weitere Experimente zur Verfügung. Des Weiteren bietet diese Art von Kanone Schutz für die Kathode. Bisher wurde bei derartigen Experimenten die Elektronenkanone leicht von der Hauptachse verschoben, sodass der externe Strahl einen speziell dafür vorgesehenen Schild trifft [Ber13]. In Abbildung 3.5 ist der Aufbau der Off-Axis-Kanone dargestellt.

Bei diesem neuen Typ Elektronenkanone sitzt die Kathode unter einem Winkel von 22° in einer Entfernung von 9,5 mm von der Hauptstrahlachse entfernt (Abb. 3.6). Im Gegensatz zu dem üblichen Aufbau der Elektronenkanonen wurde bei dieser Kanone die Anode und die Fokuselektrode in jeweils zwei Teile getrennt. Um die unter einem Winkel von 22° einfallenden Elektronen auf die Hauptachse zu lenken ohne auf eine der beiden Anoden zu treffen, ist es notwendig, die Anode mit einem Schnittwinkel von 35° in zwei Teile zu trennen. Aufgrund des an der Kathode wirkenden Magnetfeldes wird der Elektronenstrahl durch die Lorentzkraft seitlich abgelenkt. Um dieser Ablenkung entgegen zu wirken, wurden die Fokuselektroden zu zwei spiegelsymmetrischen Teilen getrennt (Abb. 3.7). Durch unterschiedliche Spannungen an den beiden Fokuselektroden ist es möglich, die auf den Elektronenstrahl wirkende Lorentzkraft zu kompensieren.

Damit der externe Strahl entlang der Strahlachse durch die 4 mm große Öffnung der Off-Axis-Kanone geführt werden kann, muss die Kanone zentrisch ausgerichtet werden. Hierfür wurde die Form der an der Kanone befestigten Schlitten (Abb. 3.8) verändert, sodass die Kanone selbstzentrierend ist. Sobald sich die Elektronenkanone dem konischen Joch der ttEBIT nähert, wird die Kanone durch die aus Kupfer bestehenden Schlitten in die Arbeitsposition geführt (Abb. 3.9).

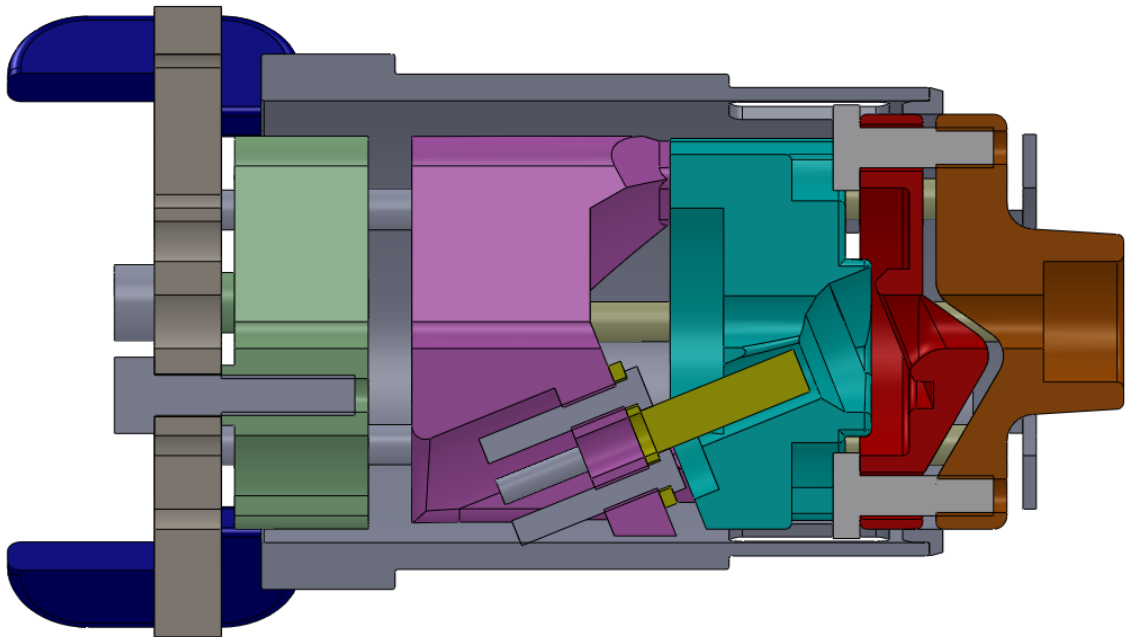


Abbildung 3.5: Seitlicher Schnitt der Off-Axis-Kanone. Rot/Kupferfarben = Anoden, Türkis = Fokuselektrode, Lila/Grün = Halterungen, Gelb = Kathode, Blau = Schlitten.

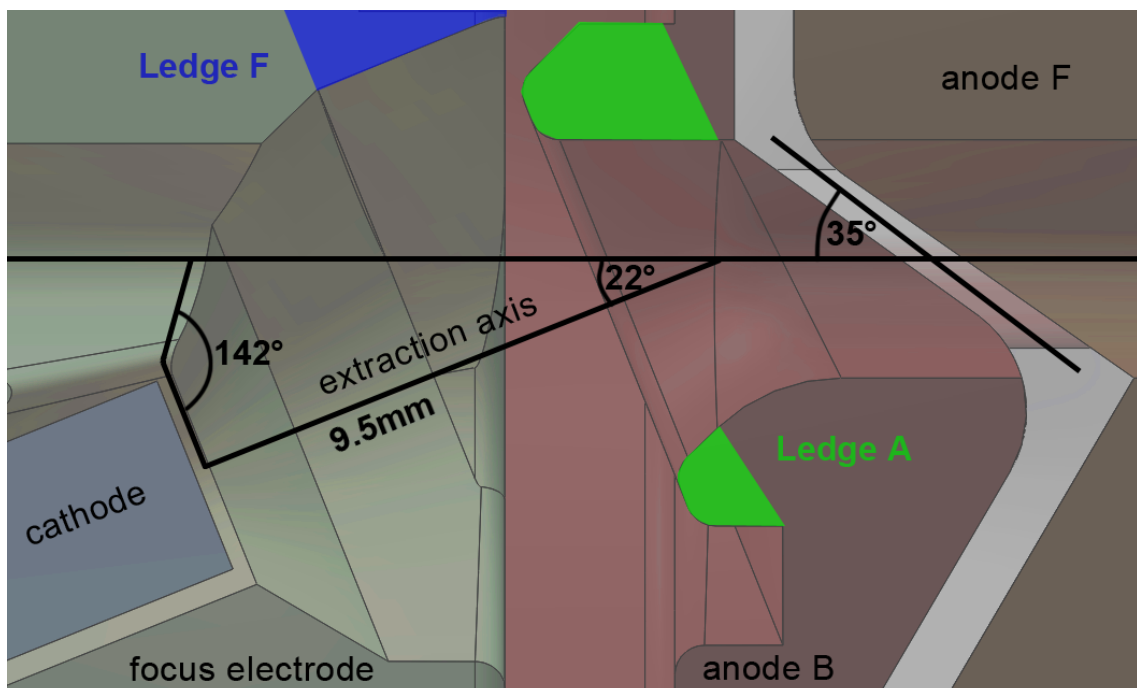


Abbildung 3.6: Seitlicher Schnitt der Anoden der Off-Axis-Kanone. In Hellgrün ist eine der beiden Fokuselektroden zu sehen. Der Schnittwinkel zwischen den beiden Anoden (braun und rot) beträgt 35° zur Strahlachse. Die Kathode ist unter einem Winkel von 22° in einer Entfernung von 9,5 mm zur Strahlachse montiert.

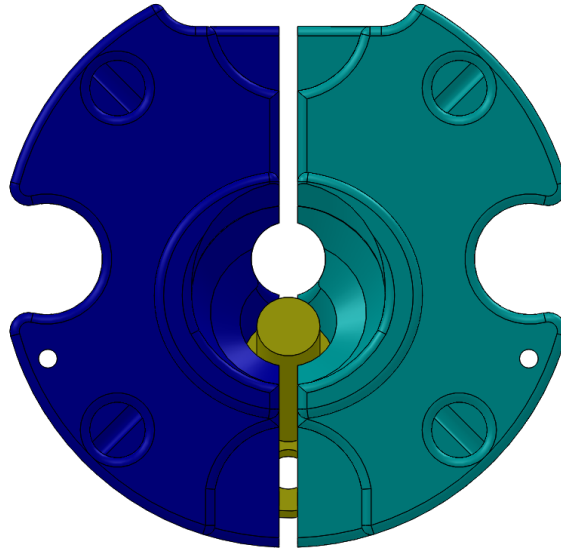


Abbildung 3.7: Die Fokuselektroden der Kanone. Gelb = Kathode, Blau = Fokuselektrode Links, Türkis = Fokuselektrode Rechts. Um die auf den Strahl wirkende Lorentzkraft zu kompensieren werden an den beiden Fokuselektroden unterschiedliche Spannungen angelegt.

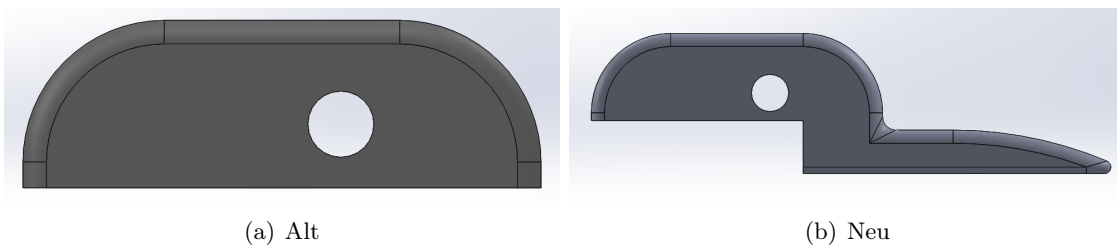


Abbildung 3.8: Darstellung der beiden Schlittenformen. Bei der neuen Form ist die Vorrichtung zur Selbstzentrierung zu erkennen.

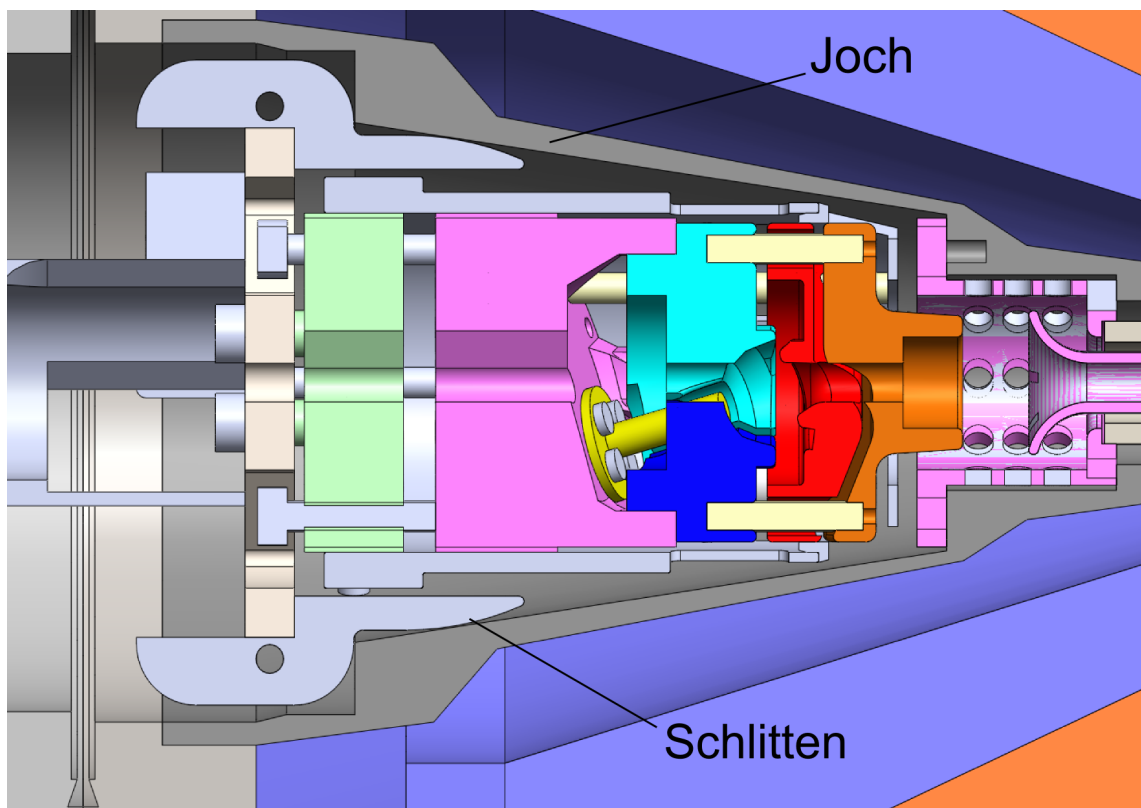


Abbildung 3.9: Selbstzentrierende Funktion der Kanone. Sobald die Kanone in die Nähe des Jochs kommt, wird sie von den Schlitten in die mittige Position geführt.

3.4 Die Halterung der Off-Axis-Kanone

Im Zuge der Arbeit von T. Bücking [Bue12] wurde in die ttEBIT eine Elektronenkanone, wie sie bereits in verschiedenen EBITs am Max-Planck-Institut für Kernphysik zum Einsatz kommt, verbaut. Mit der Kathode vom Typ HeatWave Labs STD 134 [HL99] wurden Elektronenemissionsströme von bis zu 10 mA mit einer Transmission zum Kollektor von 60% bis 90% erreicht. Besonders auffällig ist, dass ein großer Anteil des Elektronenstroms unter anderem auf der letzten Driftröhre vor dem Kollektor verloren geht. Ein Grund dafür und für die teilweise niedrige Transmission könnte die falsche Positionierung der Kanone sein. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neuartige Halterung der Kanone entwickelt, die es ermöglicht, die Kanone linear entlang der Strahlachse als auch radial dazu zu manipulieren. Da hierfür ein kompletter Umbau an der Kanonenseite der EBIT nötig war, wurde die Halterung für die Off-Axis-Kanone optimiert. Das Grundgerüst der Halterung besteht aus einem Rohr, welches die Kanone flexibel mit einem Manipulator verbindet (Abb. 3.10). Für die Halterung wurden alte Konstruktionen an die neuen Gegebenheiten angepasst und neue Teile konstruiert.

Oberste Priorität für das neue Design der Halterung war die Möglichkeit, die Kanone aus der EBIT-Kammer bewegen zu können und somit das EBIT-Vakuum von dem Vakuum der Kanone mittels eines Ventils zu trennen. Bisher war bei Belüftungen der EBIT stets die komplette Kammer betroffen, wodurch die Lebensdauer der Kathode stark verringert wurde. Damit die Kanone von der EBIT getrennt werden kann, wird eine eigene Kanonenkammer benötigt, welche aus einem Doppelkreuz besteht, an dem in der Strahlachse auf der EBIT-Seite ein Ventil und auf der EBIT abgewandten Seite ein X/Y/Z-Manipulator angeflanscht wird, der für die Bewegungen der Kanone sorgt. Seitlich besteht das Doppelkreuz aus zwei CF38 Anschlüssen, welche für ein Sichtfenster und den Anschluss einer Drucksonde vorgesehen sind. Auf der Ober- und Unterseite des Doppelkreuzes befinden sich zwei CF100 Anschlüsse. Oberhalb der Kammer kommt eine Turbomolekularpumpe zum Einsatz und hält im Falle der Schließung des Ventils das Vakuum weiterhin stabil. Unterhalb wird auf einem Manipulator ein Rollsystem montiert, welches die Kanone bei

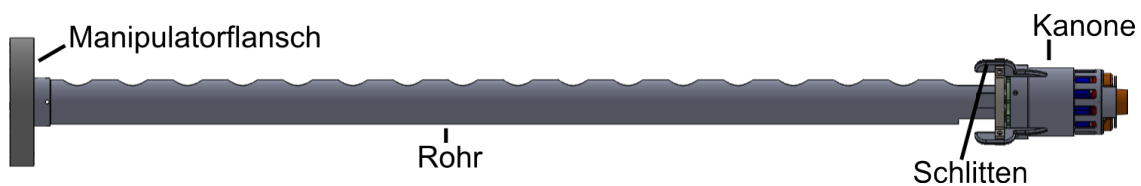


Abbildung 3.10: Übersicht der neuen Off-Axis-Kanonenhalterung. Links ist der Manipulatorflansch samt Sockel dargestellt, auf dem das Rohr befestigt wird. Am anderen Ende des Rohrs befindet sich der Kanonenaufbau.

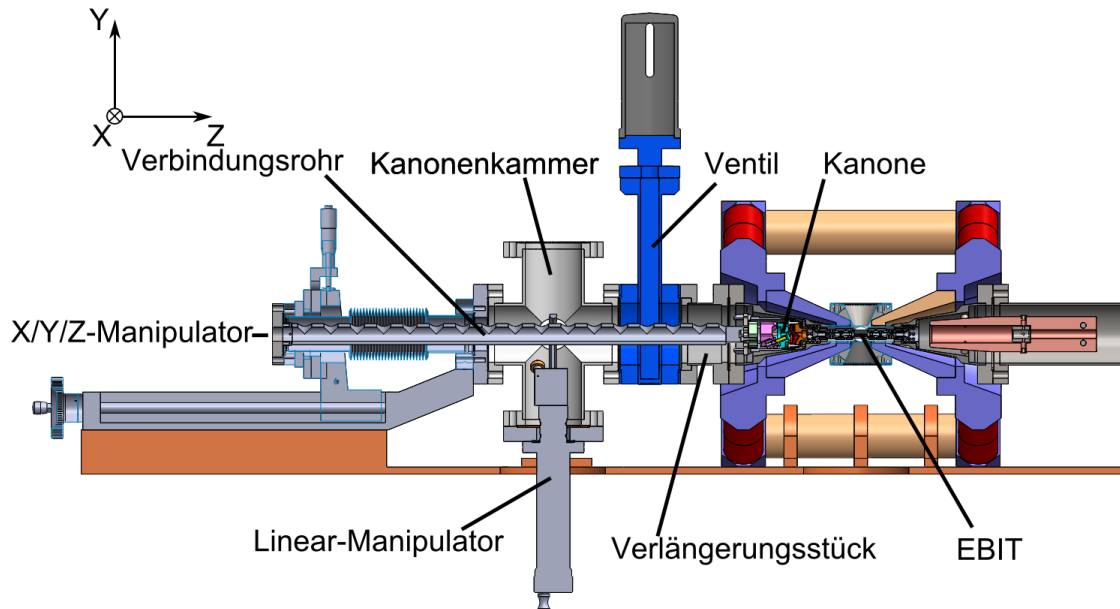


Abbildung 3.11: Übersicht des neuen Aufbaus der Halterung der Off-Axis-Kanone.

Bewegungen führt und stabilisiert. Da es aus platztechnischen Gründen nicht möglich ist, das Ventil direkt an die EBIT anzufanschen, ist ein Verlängerungsstück vorgesehen. Eine Übersicht des neuen Aufbaus ist in Abb. 3.11 dargestellt.

Um die Kanone in X/Y/Z-Richtung bewegen zu können, kommt ein entsprechender Manipulator der Firma VAB [VA14] zum Einsatz. Dieser ermöglicht in der X/Y-Ebene eine freie Beweglichkeit auf einem Kreisvektor mit einem Durchmesser von 12 mm, während er in Z-Richtung bis zu 250 mm bewegt werden kann.

Für die Verbindung zwischen Kanone und Manipulator wird ein neu entwickeltes Rohr benutzt, welches einen Durchmesser von 25 mm und eine Länge von 530 mm bei einer Wandstärke von 5 mm hat. Auf der Oberseite des Rohrs wurden Löcher zwecks Entlüftung gebohrt. Auf der vorderen Seite sind an zwei abstehenden Montagelaschen jeweils zwei Löcher gebohrt, an denen das Übergabestück (Abb. 3.14) befestigt wird. An dem Übergabestück, welches die Verbindung zwischen Kanone und Rohr herstellt, werden die vier Schlitten befestigt. Die Positionen der Schlitten wurden um 45° gedreht, sodass immer mindestens zwei Schlitten der Kanone auf dem Rohrrinneren aufliegen. Die Verbindung von Kanone zu Rohr ist in Abb. 3.12 dargestellt. Auf der anderen Seite des Rohres wurde das Ende nach innen abgeflacht, sodass es einer Kugeloberfläche entspricht, welche auf einen Sockel (Abb. 3.13) mit einer nach außen geneigten Kugeloberfläche passt. Dieser Sockel

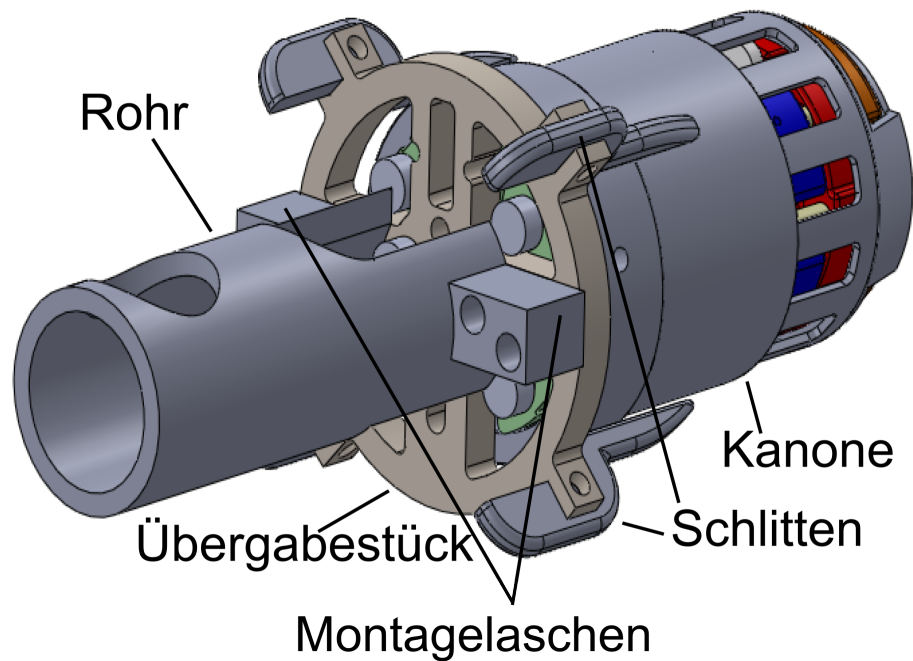


Abbildung 3.12: Verbindung der Off-Axis-Kanone mit dem Stab.

wird an dem Flansch des Manipulators festgeschraubt. Das Rohr wird mit dem Sockel über starke Edelstahlfedern verbunden. Diese flexible Montage ermöglicht es, dass sich das Rohr nun frei auf dem aus Bronze bestehenden Sockel bewegen kann (Abb. 3.15).

Das unterhalb des Doppelkreuzes angeflanschten Rollsystem [Mic] (Abb. 3.16) besteht aus einem Linear-Manipulator, auf dem zwei Kugellager installiert wurden. Diese Kugellager stabilisieren und führen das Rohr während des Verschiebens der Kanone. Durch das Rollsystem kann die Kanone, sobald sie in ihrer finalen Position ist, ebenfalls in Y-Richtung

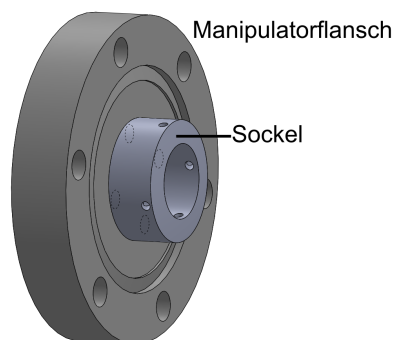


Abbildung 3.13: Der Sockel mit seiner nach außen geneigten Kugeloberfläche festgeschraubt auf dem Manipulatorflansch.

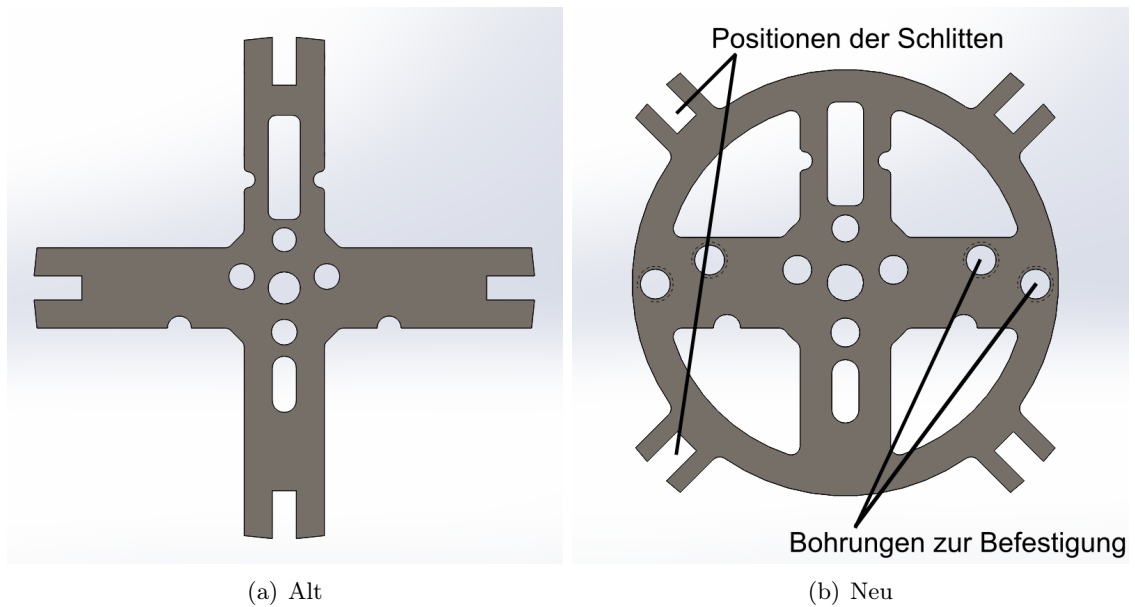


Abbildung 3.14: Die Übergabestücke im direkten Vergleich. Bei dem neuen Design wurde der Durchmesser verkleinert und die Positionen der Schlitten um 45° gedreht. Die insgesamt vier neuen Bohrungen werden für die Befestigung des Rohrs benutzt.

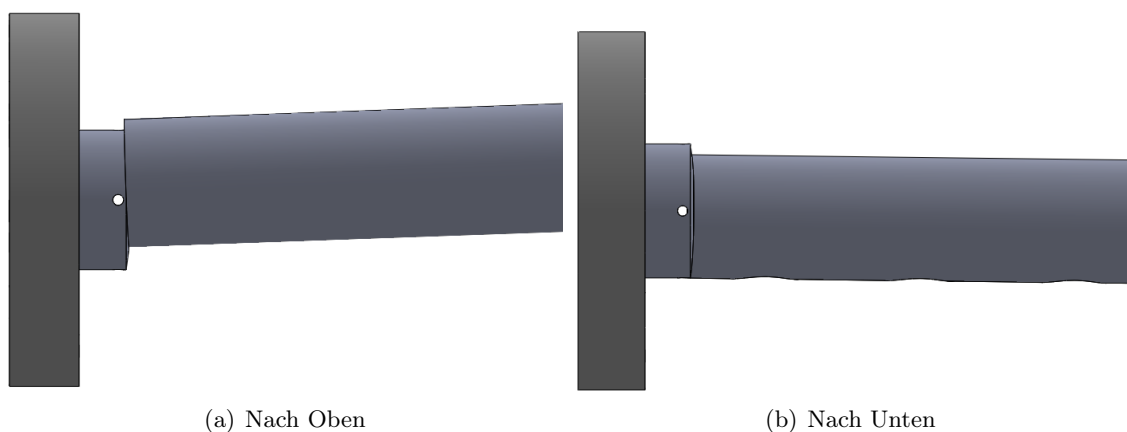


Abbildung 3.15: Die Bewegung des Stabes auf dem Sockel. Der Sockel wird am Manipulatorflansch befestigt, während das Rohr mittels starken Federn mit dem Sockel verbunden werden.

manipuliert werden. Für den Transport der ttEBIT wird das Rohr gegen den Halterungsbogen des Rollsystems gedrückt, wodurch die Kanone in Position fixiert und vor Transportschäden geschützt wird.

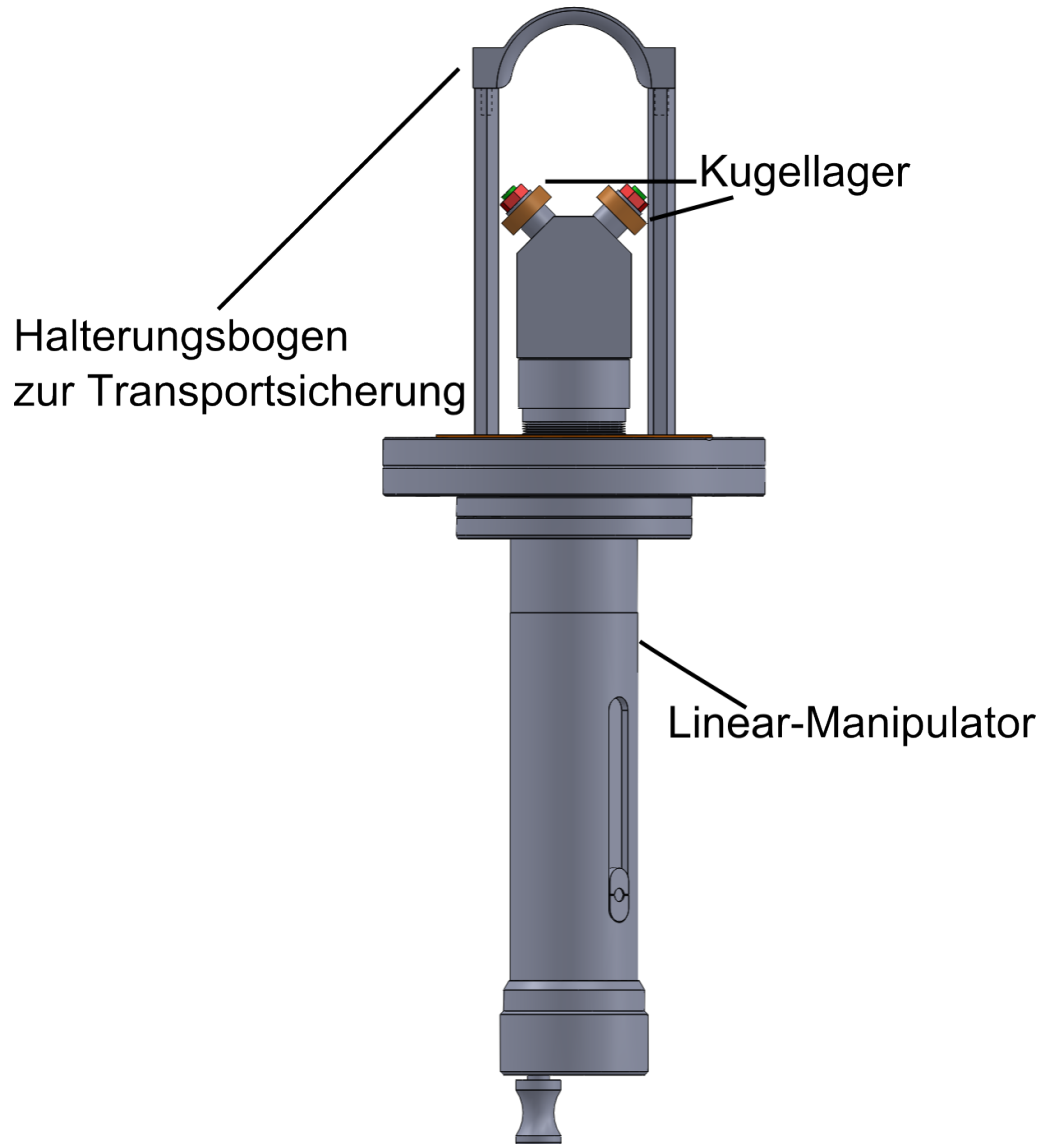


Abbildung 3.16: Der Manipulator des Rollsystems. In Orange sind die Kugellager dargestellt. Der Rahmen oberhalb sorgt beim Transport für Stabilität und Sicherheit der Kanone.

Kapitel 4

Die Testkammer für die Off-Axis-Kanone

Zur Untersuchung des Verhaltens der Off-Axis Kanone, wurde sie in einen extra Rezipienten verbaut. Dabei wurde versucht, die Bedingungen die später in der ttEBIT herrschen, nachzubilden. Der größte Unterschied ist jedoch, dass in diesem neuen Aufbau kein Magnetfeld wirkt, welches die Elektronen ablenkt. Des Weiteren wurden Simulationen zum Verhalten des Elektronstrahls durchgeführt.

4.1 Aufbau der Testkammer

Der zylinderförmige Rezipient mit einem Durchmesser von 154 mm hat insgesamt 6 Anschlussmöglichkeiten. Auf der Unterseite befindet sich ein CF160-Anschluss, an dem ein Verringerungsadapter angeflanscht wurde. Dieser bietet den Vorteil, dass man an den Adapter eine Turbomolekularpumpe anflanschen und gleichzeitig auf der Innenseite den Aufbau für die Kanone installieren kann, ohne den Pumpquerschnitt zu stark zu verringern (siehe Abbildung 4.2). Auf der gegenüberliegenden Seite wurde an einem CF38-Anschluss ein Sichtfenster verbaut, sodass man später in den Rezipienten schauen und Elektronen nachweisen konnte. Von den vier seitlich angebrachten CF38-Anschlüssen wurden drei für die elektrischen Durchführungen benötigt, während an dem letzten eine Drucksonde installiert wurde. Eine Zeichnung des Rezipienten ist in Abb. 4.1 zu sehen.

Für die benötigten Zwecke wurde die Kanone auf das notwendige Minimum reduziert. Von der Halterung wurde nur ein Teil übernommen, Abschirmung und die Übergabestücke zur Halterung an dem vorgesehenen Stab in der ttEBIT wurden entfernt. Die Kanone besteht also nur noch aus ihren weentlichen Teilen: Halterung für die Kathode, der Kathode selbst und den vier Elektroden. Um den Aufbau zu fixieren wurde die Kanone zwischen zwei Alu-

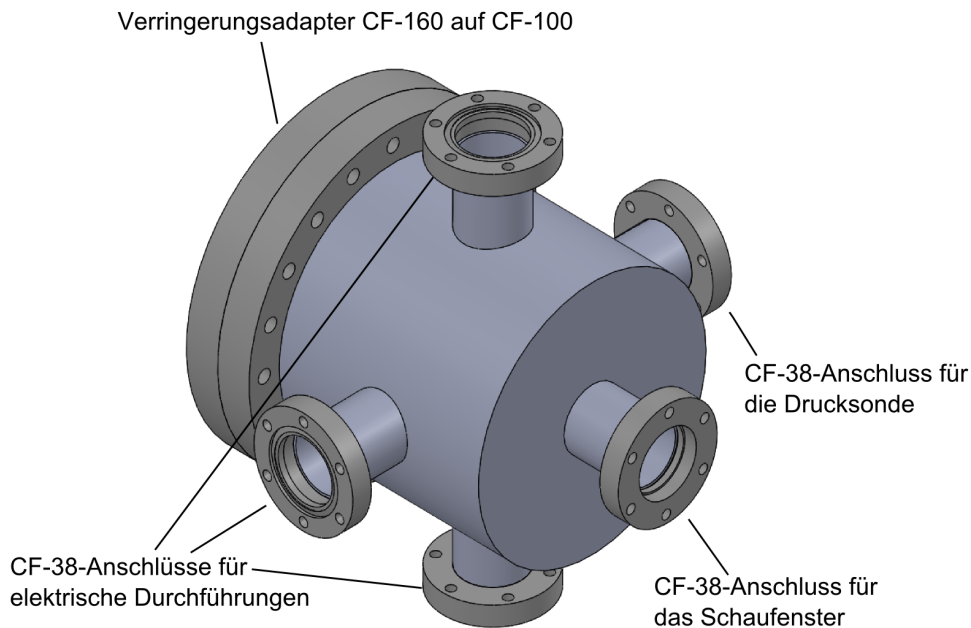


Abbildung 4.1: Übersicht des Rezipienten

miniumplatten festgeklemmt. Da die obere Aluminiumplatte keinen elektrischen Kontakt mit der unteren Platte beziehungsweise mit dem Gehäuse haben sollte, wurden die Platten über Keramikisolatoren verbunden. Damit die einzelnen Elektroden keinen direkten Kontakt zueinander haben, wurde mit kleinen Keramikunterlegscheiben und Keramikstiften der Abstand fest definiert. Für den Anschluss der Elektroden an die elektrischen Zuleitungen wurden kleine Schrauben um 90° gebogen und in die dafür vorgesehene Gewinde geschraubt. Die Kanone braucht also insgesamt sechs Zuleitungen, jeweils zwei für jedes Elektrodenpaar und zwei weitere für die Kathodenheizung. Eine Übersicht der Kanone ist in Abb. 4.4 zu sehen. Auf der oberen der beiden Aluminiumplatten wurde eine zylinderförmige Driftröhrenelektrode installiert. Mit dieser zusätzlichen Elektrode können im späteren Betrieb Fokussierungen des Strahls vorgenommen werden. Diese Konfiguration der Kanone wurde mittels vier Gewindestangen auf dem Verringerungsadapter befestigt. Eine Übersicht der Kanone inklusive Befestigung und Anschluss der elektrischen Zuleitungen bzw. die 3D-Zeichnung findet man in Abb. 4.2 bzw. Abb. 4.3.

Auf der gegenüberliegenden Seite der Kanone wurde ein Kollektor installiert. Dieser Kollektor besteht aus 2 Aluminiumplatten, die eine Glasscheibe befestigen. Auf der Glasscheibe wurde dünn ein Leuchtpulver für Farbfernsehbirnen aufgetragen. Trifft der Elektronenstrahl diesen Fluoreszenzschirm, so fängt dieser an, grün zu leuchten. Da am Kollektor

ebenfalls Spannungen angelegt werden, müssen die 2 Platten samt Glasscheibe so befestigt werden, dass sie weder leitenden Kontakt zum Gehäuse noch zum Kanonenaufbau haben. Hierfür wurde der Kollektor an einer Teflonplatte befestigt, welche am Deckel des Rezipienten befestigt wurde. Der Aufbau des Kollektors ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Insgesamt werden also acht aus Kaptondraht bestehende elektrische Zuleitungen benötigt.

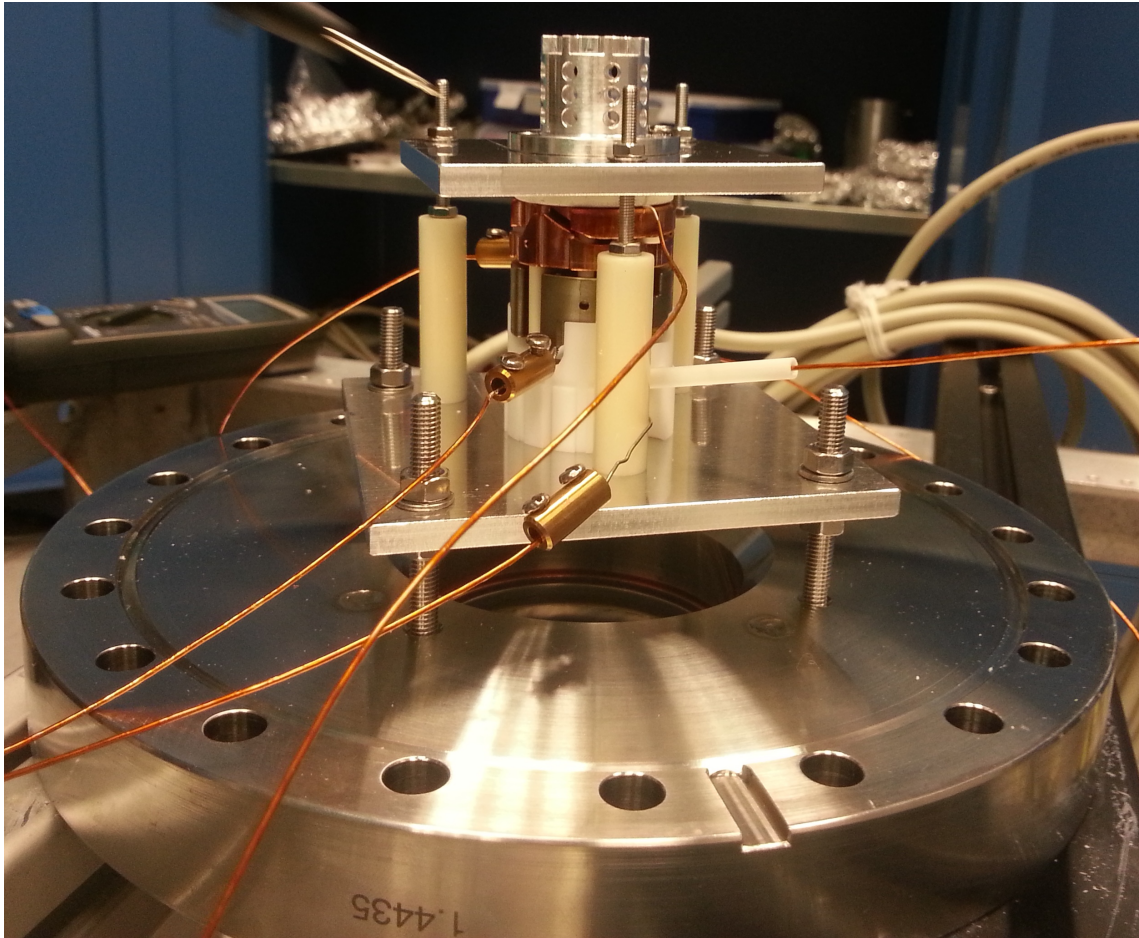


Abbildung 4.2: Übersicht des Kanonenaufbaus inklusive Driftröhrenelektrode. Die beiden über Keramikisolatoren verbundenen Aluminiumplatten halten die Kanone zusammen. Jede der Elektroden, die Kathode und die Driftröhrenelektrode benötigen eine eigene elektrische Zuleitung.

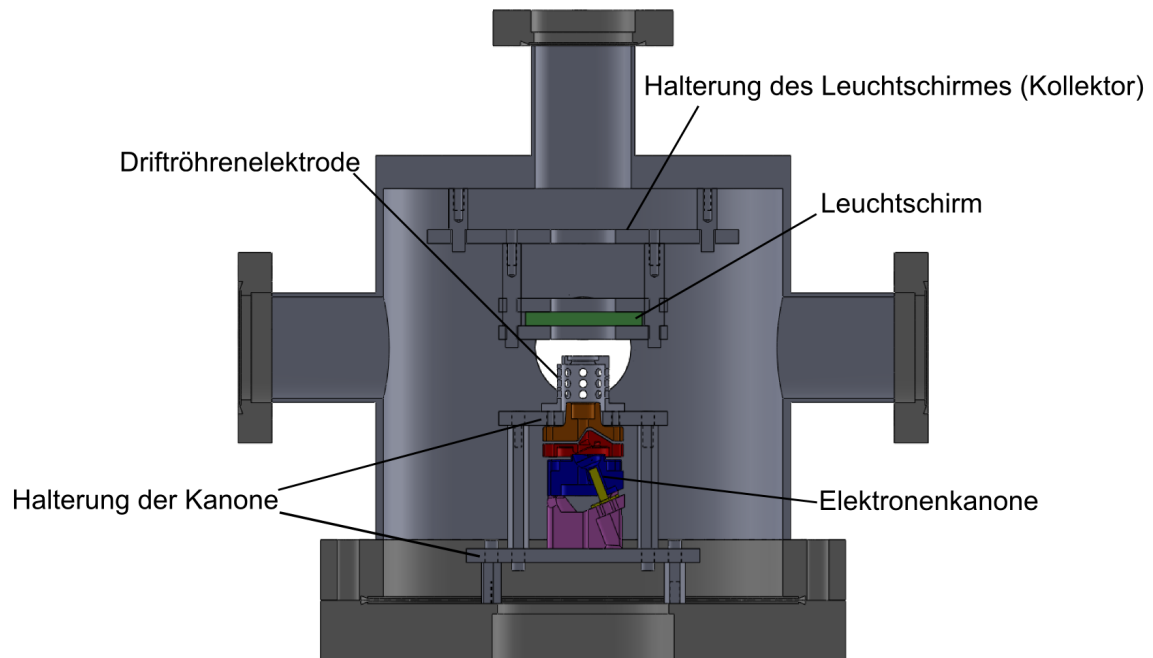


Abbildung 4.3: 3D-Zeichnung des Aufbaus innerhalb des Rezipienten. Die Halterung der Kanone wurde auf dem Verringerungsstück montiert, während der Leuchtschirm bzw. der Kollektor an dem Deckel des Rezipienten befestigt wurde.



Abbildung 4.4: Übersicht der Kanone mit den gebogenen Schrauben als Anschlüsse für die elektrischen Zuleitungen.

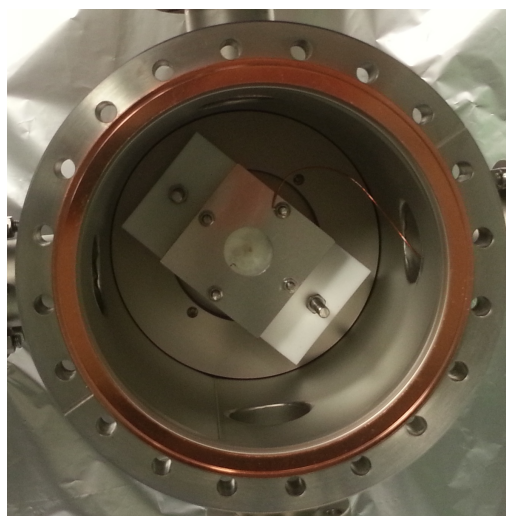


Abbildung 4.5: Übersicht des Kollektoraufbaus. Die Teflonplatte (weiß) verbindet die Aluminiumplatten mit dem Gehäuse des Rezipienten ohne dabei einen leitenden Kontakt herzustellen.

4.2 Simulation

Um die Flugbahn der Elektronen zu simulieren und optimale Einstellungen für die anzulegenden Spannungen zu finden wurden die 3D-Zeichnungen des Aufbaus exportiert und in dem Programm SIMION 8.0 eingefügt. Das Programm ermöglicht es, Simulationen von Elektronenstrahlen unter Beeinflussung von äußeren magnetischen wie auch elektrischen Feldern zu erstellen [SIS14]. Wie im echten Aufbau gibt es in der Simulation ebenfalls 7 separat einstellbare Potentiale. Als Partikeltyp wurden Elektronen ausgewählt, die ohne kinetische Energie auf der Oberfläche der Kathode freigesetzt werden.

Der im Aufbau benutzte Typ Kathode kommt derzeit ebenfalls in anderen EBITs am MPIK zum Einsatz. Für die negative Kathodenspannung wurden daher Werte gewählt, mit denen die Kathode typischerweise betrieben wird. Während die Kathode die Elektronen freisetzt, besteht die Hauptaufgabe der Anoden daraus, die Elektronen zu beschleunigen und den Elektronenstrahl um 22° auf die Achse zu lenken. In der Simulation wurde dies nur erreicht, falls die vordere Anode stets auf einem negativeren Potential als die hintere lag. Falls die Spannungen beider Anoden gleich beziehungsweise die der vorderen positiver als die der hinteren war, war ein Umlenken nicht möglich.

Neben der Kathode liegen auch die zwei Fokuselektroden auf einem negativen Potential. In den Simulationen hat sich ergeben, dass in unserem Fall ohne Magnetfeld für einen geraden Elektronenstrahl beide Fokuselektroden auf dem gleichen Potential liegen müssen. In Abb. 4.6 wurde der Strahlverlauf und dessen Dicke bei den Fokusspannungen -400 V , -440 V und -475 V dargestellt. Die Aufnahmen wurden alle bei einer Kathodenspannung von -450 V gemacht. Es ist zu sehen, dass die Anoden den Strahl direkt nach dem Austreten aus der Kathode fokussieren. Mittels der Simulation ergab sich, dass die Fokuselektrode etwa das gleiche Potential haben müssen wie das der Kathode. Ist die angelegte Spannung zu gering, so wird der Strahl nicht stark genug fokussiert und landet auf einer Anode. Ist die Spannung allerdings geringfügig zu hoch, so schaffen es die Elektronen nicht sich von der Kathodenoberfläche zu entfernen. Der Punkt, an dem der Strahl am meisten fokussiert wird, bewegt sich mit steigender Spannung der Fokuselektroden von ihnen weg. Bei -400 V reicht die Spannung nicht aus, um den Strahl zu fokussieren. Bei -475 V ist der Fokus des Strahles sehr nah an der Kathode. Hierbei stellt sich das Problem, dass der Strahl nach dem maximalen Fokus sehr stark auseinander divergiert. Deshalb ist es möglich, dass im realen Fall viele Elektronen auf eine Elektrode treffen. Das Optimum der Fokusspannung bei einer Kathodenspannung von -450 V hat sich bei -440 V herausgestellt. Hier ist die Hauptfokussierungsstelle genau an dem Punkt, an dem der Strahl in die Horizontale gelenkt wird. Es ist zusätzlich auffällig, dass der Strahl von oben betrachtet bei -440 V im Gegensatz zu den anderen Einstellungen eine sehr homogene Breite hat. Weitere Untersuchungen bei

Tabelle 4.1: Optimale Einstellwerte der Elektroden bei verschiedenen Kathodenspannungen

Kathodenspannung [V]	Fokusspannung [V]	Vordere Anode [V]	Hintere Anode [V]
-450	-440	-175	0
-1000	-1000	200	900
-1500	-1500	350	1500

höheren Kathodenspannungen haben ergeben, dass die Fokuselektroden den Strahl am Besten fokussieren, wenn sie auf einem leicht positiveren Potential als das der Kathode liegen.

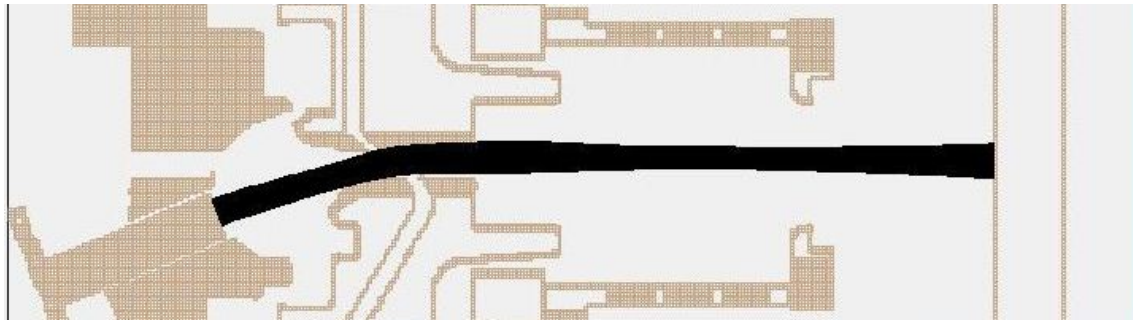
In Tabelle 4.1 sind optimale Werte für einen fokussierten und zentralen Elektronenstrahl aufgelistet. Für eine Kathodenspannung von -450 V wurde in Abbildung 4.8 der simulierte Potentialverlauf des Aufbaus dargestellt.

Beim Einsatz der Kanone in der EBIT wird allerdings im Gegensatz zu diesem Testaufbau ein starkes Magnetfeld zusätzlich die Trajektorien der Elektronen beeinflussen. Aufgrund der von der Lorentzkraft hervorgerufenen Ablenkung ist es notwendig, zu überprüfen, ob es möglich ist, die Kraft auf den Elektronenstrahl zu kompensieren. Hierfür wurden bei den optimalen Einstellungen bei einer Kathodenspannung von -450 V eine der beiden Fokuselektroden auf ein leicht positiveres Potential gelegt. In Abb. 4.7 sind die Auftreffpunkte der Trajektorien auf dem Schirm bei gleichen und unterschiedlichen Spannungen an den Fokuselektroden zu sehen. Die Auswertung der Auftreffpunkte hat ergeben, dass ein Potentialunterschied von 25 V zwischen den beiden Fokuselektroden bei einer Kathodenspannung von -450 V den Strahl auf dem Schirm um circa $1,5$ mm verschiebt. Bei einer Kathodenspannung von -1000 V ergab sich eine Ablenkung von $1,2$ mm. Die Differenz ist dadurch zu begründen, dass die Elektronen aufgrund der höheren kinetischen Energie schneller aus der Fokuselektrodenregion austreten. Dadurch ist die Zeit, in der die Elektronen seitlich abgelenkt werden kürzer.

Während für die Fokussierung in der Kanone die beiden Fokuselektroden zuständig sind, so umhüllt die Driftröhrenelektrode den Bereich direkt nach Austritt aus der Kanone. Diese Elektrode sorgt dafür, dass der Strahl außerhalb der Kanone weiterhin fokussiert wird. Aus der Simulation ergab sich, dass die anzulegende Spannung etwa in der Größenordnung der Spannung der Kollektorplatten sein sollte. Ist die Spannung zu gering, wird der Strahl nicht fokussiert. Ab einer bestimmten Spannung hat die Driftröhre nur noch einen sehr geringen Einfluss und komprimiert den Strahl nicht weiter.



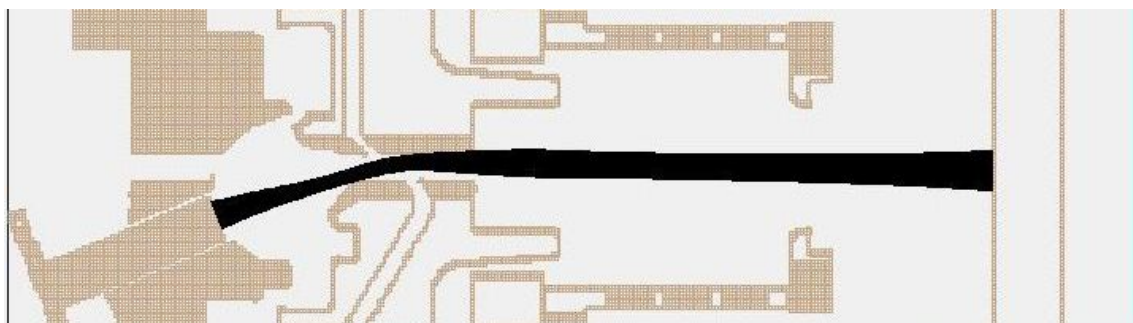
(a) -400 V , oben



(b) -400 V , seitlich



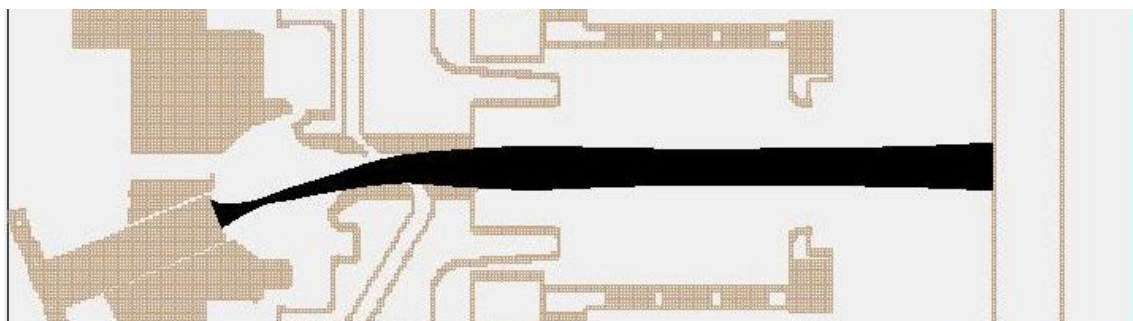
(c) -440 V , oben



(d) -440 V , seitlich



(e) -475 V , oben



(f) -475 V , seitlich

Abbildung 4.6: Einfluss der Fokuselektroden auf den Elektronenstrahl bei gleichen Spannungen auf den Anoden.

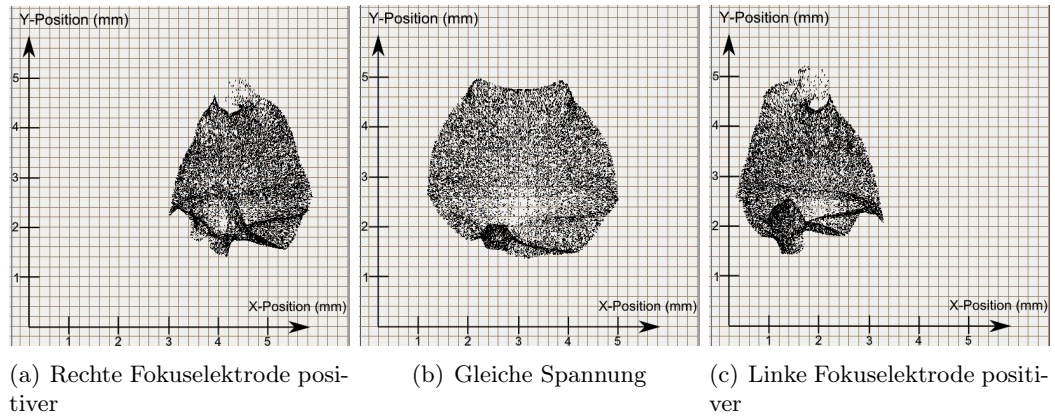


Abbildung 4.7: Abbildung eines Schnitts in der X/Y-Ebene des Leuchtschirms (siehe Abb. 4.8). Durch unterschiedliche Spannungen konnte die Flugbahn des Strahls horizontal beeinflusst werden.

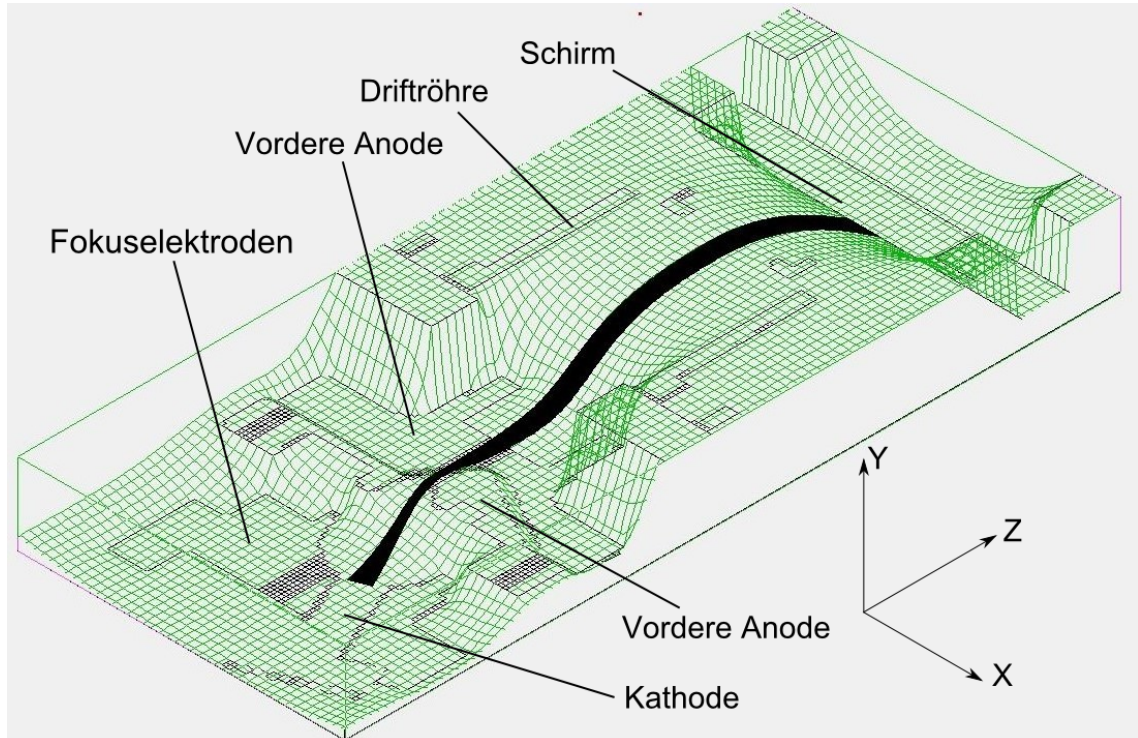


Abbildung 4.8: Potentialverlauf bei einer Kathodenspannung von -450 V .

Kapitel 5

Ergebnisse

Im diesem Kapitel wird das beobachtete Verhalten der Off-Axis Kanone im Testaufbau beschrieben. Hierzu wurde auf dem Sichtfenster oberhalb des Rezipienten eine Kamera installiert, mit der alle Aufnahmen und Beobachtung gemacht wurden. Die erste Aufnahme des Elektronenstrahls ist in Abbildung 5.1 dargestellt.

5.1 Einfluss der Fokuselektroden

5.1.1 Fokussierung

Wie im Abschnitt zur Simulation beschrieben, sorgen die Fokuselektroden dafür, dass der Strahl nach dem Austritt aus der Kathode an der richtigen Stelle fokussiert wird. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus der Kanone sollten an den Fokuselektroden die gleichen Spannungen anliegen, damit der Strahl mittig aus der Kanone emittiert wird. Im Testaufbau war dies nicht der Fall. Der Strahl traf nicht mittig sondern zur Seite verschoben auf den Leuchtschirm. Ein Grund hierfür könnte sein, dass die Trägerplatten sowohl der Kanone als auch des Leuchtschirms nicht perfekt planparallel installiert wurden. Für die Höhe der

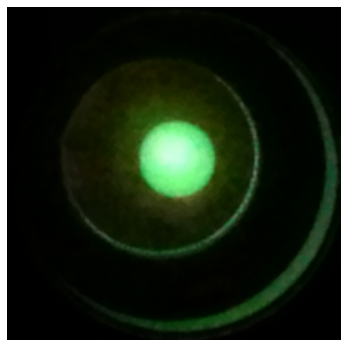


Abbildung 5.1: Erste Aufnahme des auf den fluoreszierenden Schirm treffenden Elektronenstrahls.

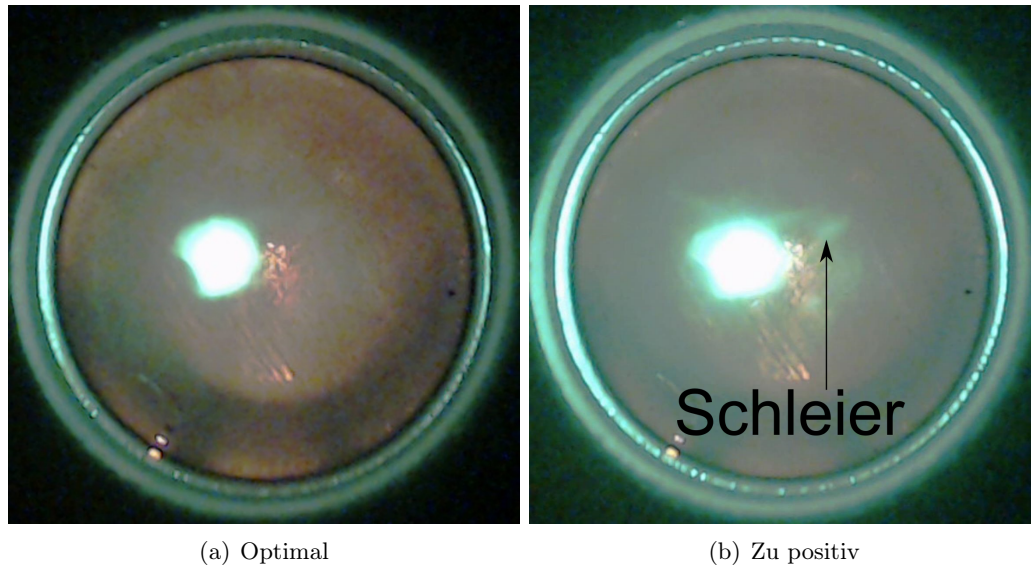


Abbildung 5.2: Der Elektronenstrahl bei optimalen und zu positiven Spannungen an den Fokuselektroden. Bei einer zu positiven Spannung bildet sich um den Elektronenstrahl ein Schleier.

anzulegenden Spannungen hat sich aus der Simulation ergeben, dass diese immer leicht positiver als das negative Potential der Kathode sein sollten, um eine optimale Fokussierung zu erhalten. Im Experiment konnte dieses Ergebnis bestätigt werden. Bei Spannungen, die wesentlich positiver als die Kathodenspannung waren, wurde der Strahl nicht fokussiert und es entstand ein Schleier um den Hauptstrahl (Abb. 5.2). Bei einer Spannung die wesentlich negativer als die Kathodenspannung war, konnten die Elektronen nicht aus der Kanone gelenkt werden.

5.1.2 Ablenkung durch die Fokuselektroden

Da beim Einsatz in der ttEBIT die Kanone in einem starken Magnetfeld betrieben werden soll, muss die Lorentzkraft, die auf die Elektronen wirkt, kompensiert werden. Um den Einfluss der seitlichen Ablenkung zu untersuchen, wurden Messungen mit asymmetrischen Spannungen an den beiden Anoden durchgeführt. Bei einer Kathodenspannung von -1000 V wurden an den beiden Fokuselektroden ein Potential von -800 V angelegt. Die Anoden wurden so eingestellt, dass sich ein gut fokussierter Strahl auf dem Schirm bildete. Während alle anderen Werte nun konstant gehalten wurden, wurde an einer der beiden Fokuselektroden die Spannung in Schritten von 5 V bis 10 V auf -900 V gesenkt. Bei jedem Zwischenschritt wurde ein Bild mit der Kamera aufgenommen. Die Auswertung der Bilder erfolgte mit dem Bildanalyseprogramm ImageJ [Hea14]. Hierfür wurde als Referenzgeometrie der Durchmesser der Bohrung in der Aluminiumplatte der Schirmhalterung genommen, da dieser bekannt ist (Abb. 5.3). Der Durchmesser auf den Bildaufnahmen

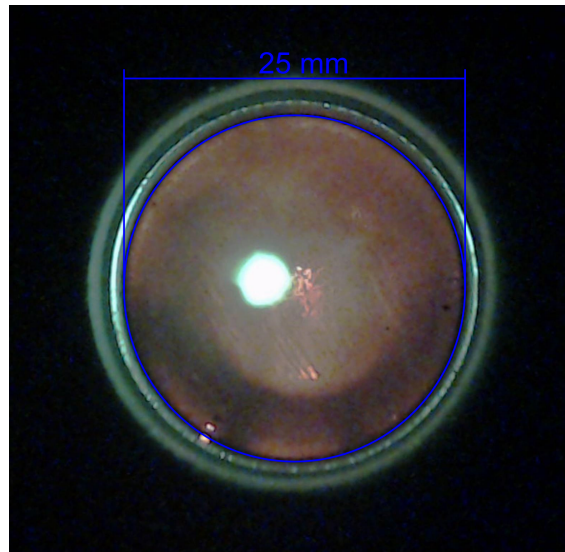


Abbildung 5.3: Die Bohrung in der Schirmhalterung wird als Referenz für die Kalibrierung genommen.

beträgt $960(2)$ Pixel, wodurch die Relation

$$960(2) \text{ Pixel} \hat{=} 25,0(1) \text{ mm} \quad (5.1)$$

zwischen den Einheiten Pixel und Millimeter entsteht.

Da der Schirm nicht gleichmäßig mit dem Leuchtpulver beschichtet war, war es nicht möglich die Bewegung des Strahls durch die Bewegung des Helligkeitsmaximums zu beobachten. Stattdessen wurde der ungefähre Mittelpunkt des Elektronstrahls verfolgt.

Durch einen linearen Fit, illustriert in Abbildung 5.4, ergibt sich aus der Steigung

$$a = 0,0416(6) \text{ mm V}^{-1} \quad (5.2)$$

die Ablenkung des Strahls in Abhängigkeit von der Spannungsdifferenz bei einem Abstand von $45(2)$ mm zwischen der oberen Kanonenträgerplatte und dem Leuchtschirm. Der Fehler der Messdaten besteht größtenteils aus dem Fehler der Bestimmung des Strahlmittelpunktes und wurde auf ± 2 Pixel geschätzt. Die Ablenkung wurde in Kapitel 4.2 bei einer Spannungsdifferenz von 25 V simuliert und beträgt $1,2$ mm. Der experimentell bestimmte Wert liegt bei $1,0(2)$ mm. Die Differenz kann teilweise auch durch leicht verschiedene Abstände zwischen Kanone und Leuchtschirm verursacht worden sein. Während der Messung stellte sich heraus, dass die Anoden keinen Einfluss auf die Stärke der Ablenkung durch die Fokuselektroden haben. Dies ist dadurch zu begründen, dass die Anoden erst die Elektronen beeinflussen, nachdem sie den Bereich der Fokuselektroden verlassen haben. Das

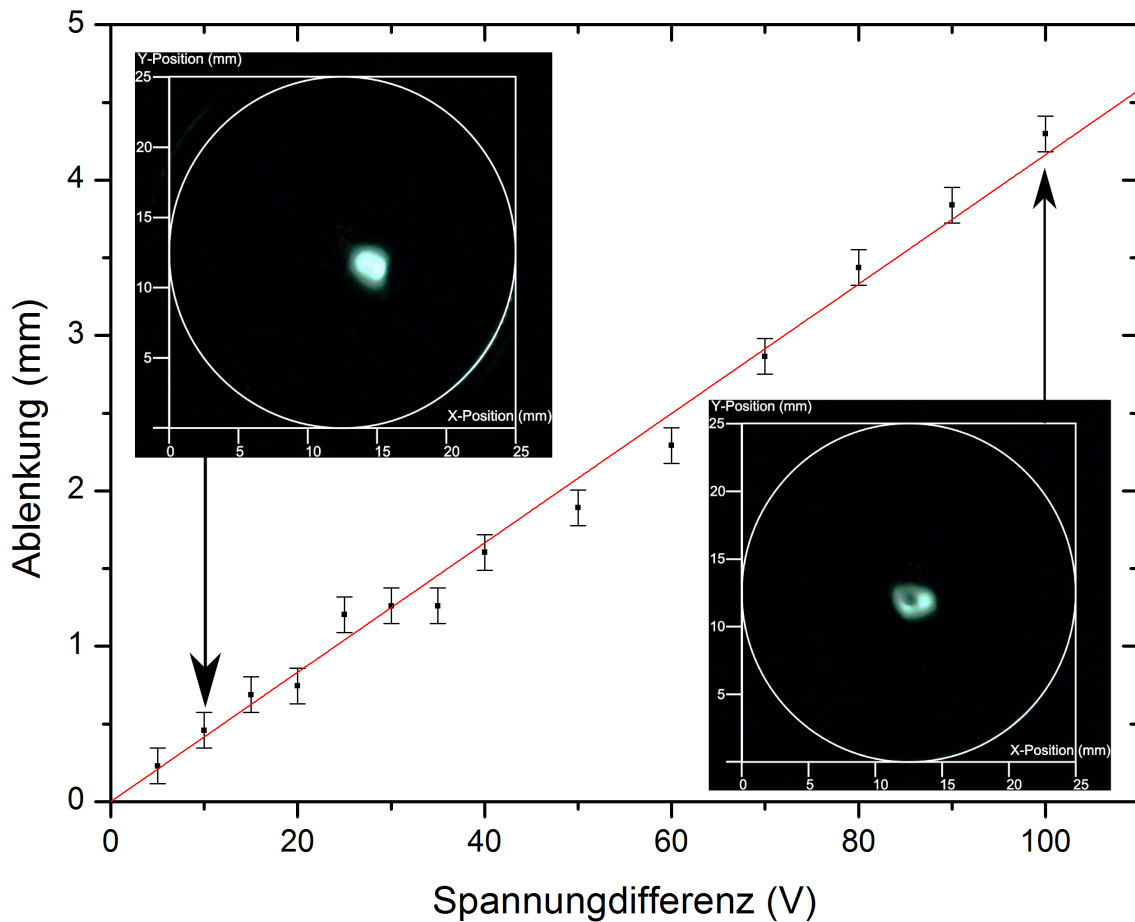


Abbildung 5.4: Ablenkung des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Spannungsdifferenz zwischen den Fokuselektroden. In dem Diagramm ist jeweils eine Aufnahme des Strahls für eine geringe und für eine hohe Spannungsdifferenz eingezeichnet.

bedeutet, dass die Ablenkung durch die Fokuselektroden unabhängig vom Potential der Anoden ist.

Es wurden ebenfalls Untersuchungen zum Spannungsunterschied zwischen den beiden Fokuselektroden bei gleichem Auftreffpunkt des Elektronenstrahls und verschiedenen Fokuselektrodenanspannungen gemacht. Dazu wurde zuerst an einer der beiden Elektroden keine Spannung angelegt, während die restlichen Spannungen am Aufbau so eingestellt wurden, dass der Strahl gut sichtbar auf den Leuchtschirm traf. Dann wurde das Potential der Elektrode, an der zuerst keine Spannung anlag schrittweise auf 700 V erhöht. Die Spannungen an der anderen Elektrode wurde nachgeregelt, sodass sich der Strahl immer auf der gleichen Position befand. Der lineare Fit der Messwerte in Abb. 5.5 ergab eine Steigung von

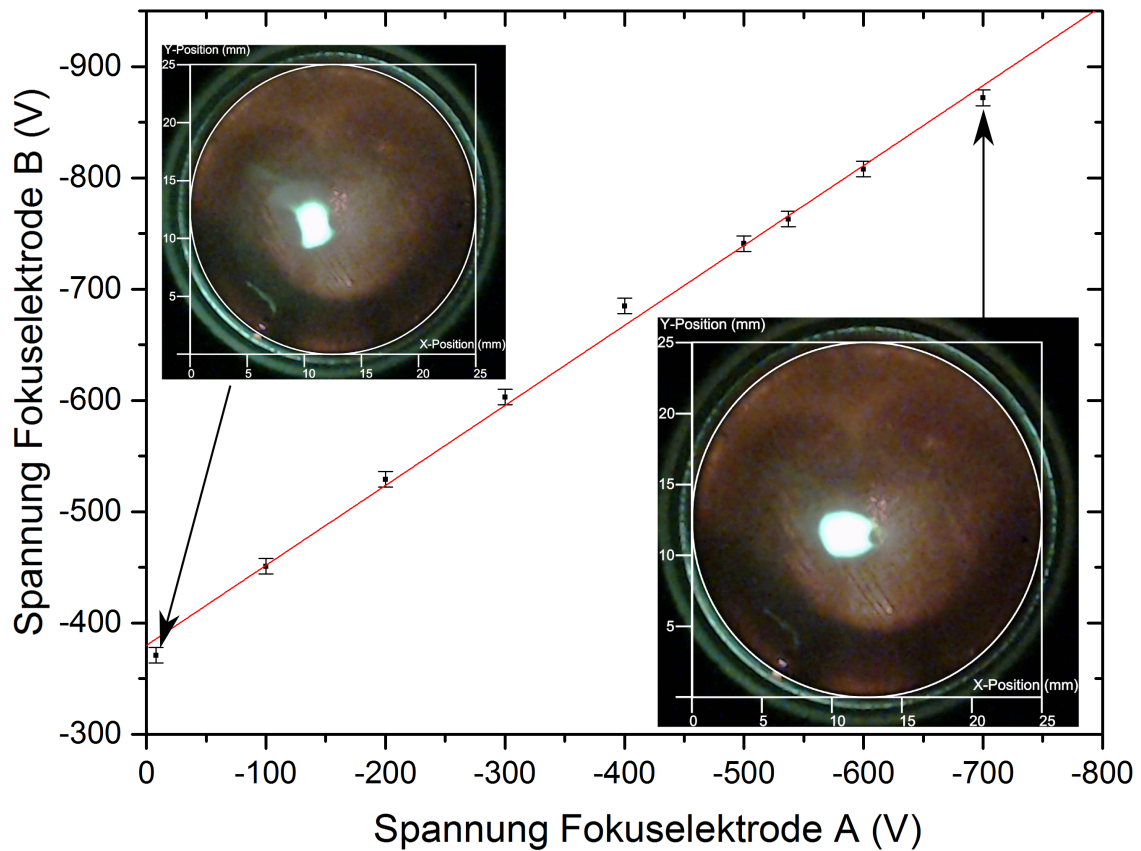


Abbildung 5.5: Abhängigkeit zwischen den Fokuselektroden Spannungen bei gleichbleibenden Auftreffpunkt des Elektronstrahls.

$$a = 0,719(2). \quad (5.3)$$

Die Abhängigkeit der Spannungen beider Elektroden bei gleichem Auftreffpunkt des Strahls ist also linear, jedoch ist die Potentialdifferenz zwischen ihnen nicht konstant, sondern ändert sich in Abhängigkeit von der angelegten Spannung.

5.2 Einfluss der Anoden

Um die von der Kathode emittierten Elektronen um 22° auf die Fallenachse zu lenken benötigt es, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, einer Teilung der beiden Anoden. In dem folgenden Abschnitt wird der Einfluss der Spannung an den beiden Anoden auf den Elektronenstrahl analysiert.

Aus den Simulationen ergab sich, dass sich die obere der beiden Anoden stets auf einem negativeren Potential als die untere befinden muss, da sonst die Elektronen auf eine der beiden Anoden treffen. Diese Beobachtung konnte im Testaufbau ebenfalls gemacht wer-

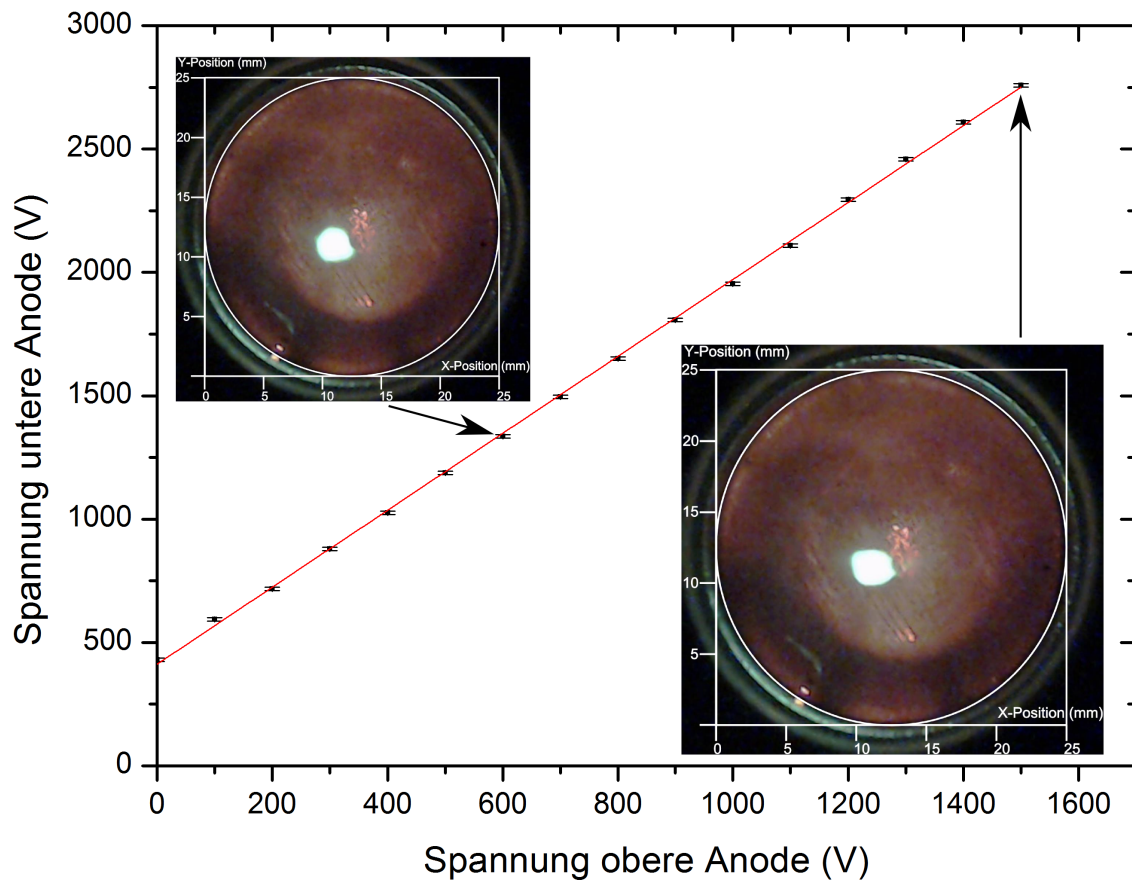


Abbildung 5.6: Abhängigkeit zwischen den Anoden bei gleichbleibendem Auftreffpunkt des Elektronenstrahls bei einer Kathodenspannung von -500 V.

den. Zur Analyse der Abhängigkeit zwischen den Spannungen an den beiden Anoden bei gleichem Auftreffpunkt des Elektronenstrahls wurde analog zu den Messungen mit den Fokuselektroden an der oberen Anode zuerst keine Spannung angelegt. Die Spannungen an den übrigen Elektroden wurden so eingestellt, dass ein gut sichtbarer Strahl auf den Schirm traf. Nun wurde die Spannung der oberen Anode schrittweise auf 1500 V erhöht und die Spannungen an den anderen Elektroden wurden nachjustiert, sodass der Strahl an der gleichen Stelle auftraf. Diese Messung wurde für Kathodenspannungen von -500 V (Abb. 5.6) und -1000 V (Abb. 5.7) durchgeführt.

Bei einer Kathodenspannung von -500 V (Abb. 5.6) lautet die Gleichung des Fits:

$$y = 1,559(8) \cdot x + 411(7). \quad (5.4)$$

Bei einer Kathodenspannung von -1000 V (Abb. 5.7) lautet die Gleichung des Fits:

$$y = 1,715(3) \cdot x + 861(3). \quad (5.5)$$

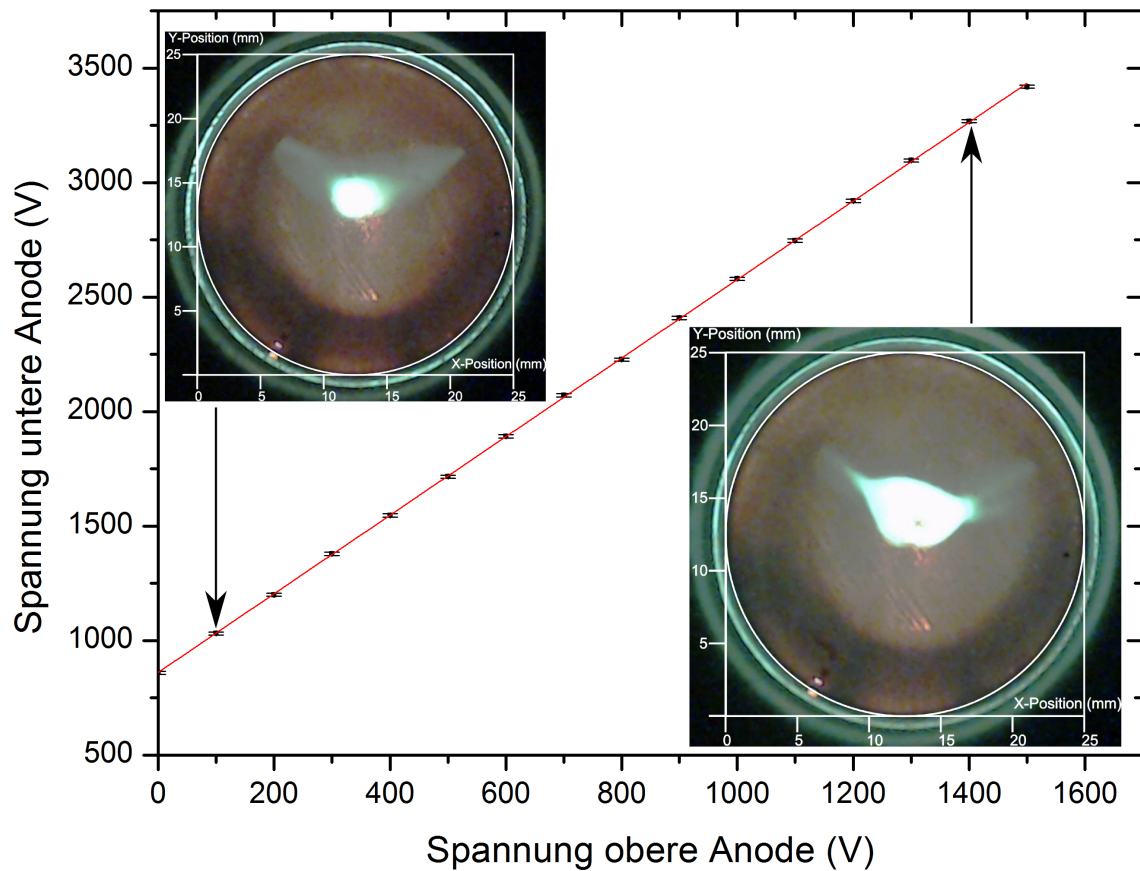


Abbildung 5.7: Abhängigkeit zwischen den Anodenspannung bei gleichbleibendem Auftreffpunkt des Elektronenstrahls bei einer Kathodenspannung von -1000 V. Bei dieser Messung wurden die Fokuselektroden nicht nachgeregelt. Man kann deutlich erkennen, dass die Höhe des Elektronenstrahls gleich bleibt, der Strahl jedoch unfokussierter wird und sich ein Schleier bildet.

Aus diesen beiden Gleichungen kann man ebenfalls für den späteren Betrieb in der EBIT die anzulegenden Spannungen abschätzen. Die Differenz der beiden Steigungen wie auch die unterschiedlichen Ordinatenabschnitte sind durch die verschiedenen Kathodenspannungen zu erklären. Die ausgetretenen Elektronen haben bei einer höheren Kathodenspannung eine höhere kinetische Energie. Um die schnelleren Elektronen noch vor einem Auftreffen auf einer Anode auf die Fallachse zu lenken, benötigt man eine größere Spannungsdifferenz zwischen den beiden Anoden. Eine aussagekräftige Analyse der Abhängigkeit zwischen der Steigung und der zugrundeliegenden Kathodenspannung ist mit den zwei Messwerten nicht möglich. Während den Messungen zur Analyse der Anoden stellte sich heraus, dass die Anodenspannungsdifferenz nicht unabhängig von den Spannungen an den Fokuselektroden ist. Je höher die negative Spannung der Fokuselektroden ist, desto größer muss die Spannungsdifferenz der Anoden sein. Dies ist dadurch zu begründen, dass die Elektronen durch die höheren Spannungen an den Fokuselektroden mehr kinetische Energie haben und

deshalb stärker abgelenkt werden müssen.

5.3 Radiale Ausdehnung des Elektronenstrahls

Mit mehreren Aufnahmen eines runden Elektronenstrahls bei verschiedenen Kathodenspannungen wurde der Durchmesser des Strahls mittels Gleichung 5.1 bestimmt (Tabelle 5.1). Es ist auffällig, dass dieser bis zu einer Kathodenspannung von -1000 V zunimmt, dann jedoch gleich bleibt. Der Elektronenstrahldurchmesser der Simulation beträgt

$$d_{\text{Simulation}} = 4,6\text{ mm}. \quad (5.6)$$

Es fällt auf, dass die Messwerte größer sind. Grund hierfür ist, dass die Simulation von einer perfekt leitenden Schirmplatte ausgeht. In Wirklichkeit weist die Beschichtung des Schirmes jedoch Lücken auf, wodurch das Potential des Schirmes nicht gleichmäßig verteilt ist. Der Elektronenstrahl wird also unter anderem von den Aluminiumplatten, die den Leuchtschirm befestigen und umgeben, defokussiert und der Strahldurchmesser wird größer. Des Weiteren wird der Elektronenstrahl aufgrund des nicht vorhandenen Magnetfelds nicht komprimiert sondern die Elektronen im Strahl stoßen sich gegenseitig ab. Die Simulation berücksichtigt diese Abstoßung nicht. Geht man von einem unendlich langen gleichförmig geladenen Elektronenstrahlzylinder aus und benutzt Formel 2.16 und 2.23 so kann man das E-Feld, welches durch den Strahl hervorgerufen wird, abschätzen. Für die Abschätzung des Durchmessers des Elektronenstrahls kann man den Durchmesser der Kanonenöffnung von 4 mm benutzen. Aus den Messungen geht hervor, dass die Stromstärke des Strahls wenige μA beträgt. Für die Geschwindigkeit der einzelnen Elektronen kann man durch Energieerhaltung die kinetische Energie der angelegten Spannung abschätzen. Für das E-Feld am Rand des Elektronenstrahls folgt dann

$$\vec{E}(R) \sim 10^{-1}\text{ V m}^{-1}. \quad (5.7)$$

Entfernt sich das Elektron durch die Abstoßung vom Strahl, so fällt die Feldstärke mit $\sim \frac{1}{r}$ ab. Um zu vergleichen, wie groß die E-Felder sind, denen die Elektronen in der Kanone ausgesetzt werden, kann man die Fokuselektroden betrachten. Die beiden Fokuselektroden haben einen Abstand von 1 mm und hatten bei den Messungen eine Spannungsdifferenz von typischerweise 100 V . Hieraus folgt also ein elektrisches Feld von

$$\vec{E}(R) \sim 10^5\text{ V m}^{-1}. \quad (5.8)$$

Es liegen also zwischen den Feldstärken der beiden elektrischen Felder sechs Größenordnungen. Da eine Potentialdifferenz zwischen den Fokuselektroden von 100 V den Strahl auf dem Schirm etwa 4 mm ablenkt, ist die Ablenkung durch das E-Feld des Elektronenstrahls

Tabelle 5.1: Elektronenstrahldurchmesser bei verschiedenen Kathodenspannungen.

Kathodenspannung [V]	Strahldurchmesser [mm]
-300	4,9(2)
-600	5,3(2)
-1000	7,3(2)
-1500	7,3(2)

vernachlässigbar. Somit kann davon ausgegangen werden, dass die Simulationsergebnisse trotz fehlender Berücksichtigung der gegenseitigen Abstoßung der Elektronen mit dem Experiment vergleichbar bleiben.

5.4 Helligkeitsmessung

Zur Bestimmung des Emissionsverhaltens der Kathode in Abhängigkeit von der angelegten Spannung wurde eine Helligkeitsmessung durchgeführt. Dazu wurde die Spannung der Kathode schrittweise von -500 V auf -1500 V gesenkt. Die restlichen Elektroden wurden alle nachjustiert, sodass der Strahl immer in der Mitte des Leuchtschirmes auftraf. Zum Zeitpunkt der Messung wurde die Leuchtpulverbeschichtung der Glasplatte durch den Elektronenstrahl beschädigt. Dies bedeutet, dass die Leuchtfläche vor allem mittig nur noch schwach und inhomogen leuchtete. Aus diesem Grund konnten aus den Messwerten keine Rückschlüsse auf die Abhängigkeit zwischen der Helligkeit des Strahls und der Kathodenspannung gezogen werden (Abb. 5.9). Es ist ein Anstieg der Intensität bei steigender Kathodenspannung zu erkennen, jedoch ging die Kamera ab -1000 V in Sättigung. Beim Ausbau des Schirms wurde beobachtet, dass das Leuchtpulver in der Mitte teilweise „verbrannt“ war (Abbildung 5.8).

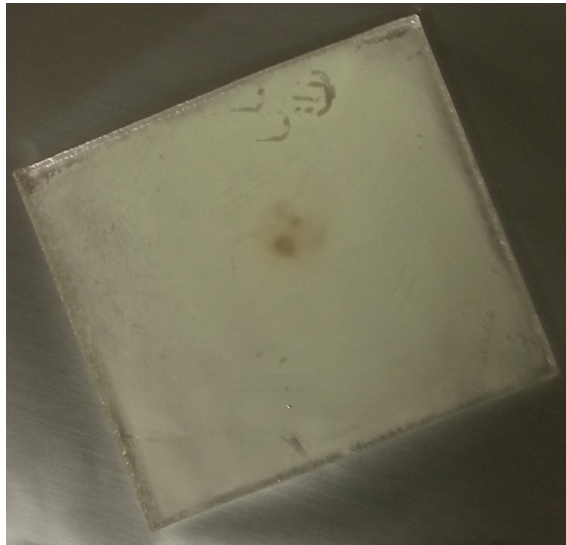


Abbildung 5.8: „Verbrannter“ Leuchtschirm nach den Messungen.

Für eine weitere Helligkeitsmessung wurde der bestehende Schirm mit einem YAG-Schirm (Yttrium-Aluminium-Granat) ausgetauscht. Der Vorteil des YAG-Schirmes ist, dass dieser eine homogene Oberflächenstruktur aufweist und daher gleichmäßig leuchtet. Ein Nachteil ist allerdings, dass sich der Schirm elektrostatisch aufladen und damit Messwerte verfälschen kann bzw. den Elektronenstrahl daran hindert, auf den Schirm zu treffen. Bei der Intensitätsmessung mit dem neuen Schirm stellte sich heraus, dass auch dieser nicht für diese Art Messung geeignet ist. Da der YAG-Schirm lichtdurchlässig ist, wurde die Messung durch Licht von der heißen Kathode verfälscht. Des Weiteren war es schwer, einen gut sichtbaren Elektronenstrahl auf den Schirm zu fokussieren. Besonders auffällig war, dass viele Elektronen auf den äußersten Ring des Schirms trafen (Abb. 5.10). Dies könnte ein Zeichen für eine elektrostatische Aufladung sein. Für eine genaue Messung des Elektronenstroms könnte man anstatt eines Leuchtschirms eine Aluminiumplatte gegenüber der Kanone befestigen. Mit einem Multimeter, das zwischen die Aluminiumplatte und Erdpotential geschaltet werden würde, könnte man dann den Strom messen. In diesem Fall hätte man jedoch keinen optischen Zugang mehr zum Elektronenstrahl.

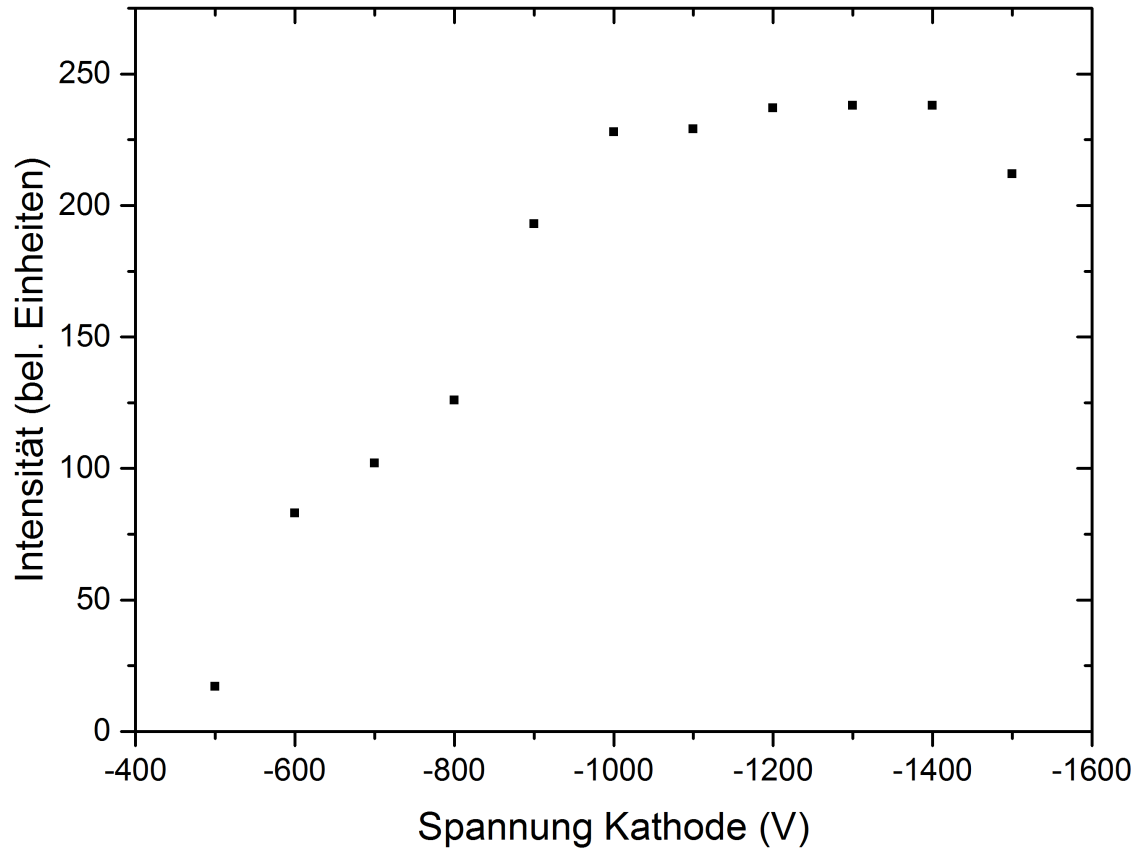


Abbildung 5.9: Die Helligkeit des Elektronenstrahls in Abhängigkeit von der Kathodenspannung.



Abbildung 5.10: Aufnahme eines Elektronenstrahls auf dem YAG-Schirm (grüner Punkt). Deutlich zu erkennen ist der grüne Ring, der sich am Rand des Schirmes gebildet hat.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Für diese Arbeit wurde eine neuartige Off-Axis Elektronenkanone in Betrieb genommen und weiterentwickelt, mit deren Hilfe ein ungehinderter, durchgehender optischer Zugang zur Fallachse beidseitig gewährleistet wird. Verschiedene Teile für eine neue Halterung der Kanone wurden konstruiert, die es unter anderem ermöglicht, die Kanone in einer separaten Vakuumkammer zu schützen, falls die Fallachse der ttEBIT belüftet oder transportiert wird. Des Weiteren ist es mit der neuen Halterung möglich, die Position der Kanone fein zu justieren und damit die Emission wie auch Transmission zu steigern. Die einzelnen Komponenten des Aufbaus befinden sich derzeit in der Fertigung.

Im Zuge dieser Arbeit wurde ein Testaufbau für die Off-Axis Kanone entwickelt. Es wurden Analysen zur Auswirkung der einzelnen Elektroden auf den Elektronenstrahl durchgeführt. Die Ergebnisse bestätigten, dass im Betrieb der Kanone ein optimaler Strahl gewährleistet wird, wenn die Spannungen zwischen jeweils den beiden Fokuselektroden und Anoden linear miteinander skaliert werden. Es wurde die Beobachtung gemacht, dass der Einfluss der Fokuselektroden unabhängig von den an den Anoden angelegten Spannungen ist. Umgekehrt gilt diese Aussage nicht. Da die Elektronen erst durch die Fokuselektrode beeinflusst werden, hängt die anzulegende Spannung an den Anoden von den Spannungen an den Fokuselektroden ab. Die Ablenkungsstärke durch die Fokuselektroden konnte quantifiziert werden. Eine Helligkeitsmessung ergab einen qualitativen, linearen Zusammenhang zwischen der Helligkeit und der Kathodenspannung. Die erfolgreich getestete Off-Axis-Kanone, mit der externe Strahlen entlang der Elektronenstrahlachse einer EBIT geführt werden können, bietet die Möglichkeit, Experimente der Ionisation und Anregung von Ionen mittels hochbrillianten Photonenstrahlen durchzuführen.

Die Erfahrungen, die mit dem Testaufbau gemacht wurden, können bei den ersten Tests der Off-Axis-Kanone in der ttEBIT benutzt werden, um die optimalen Einstellungen zu

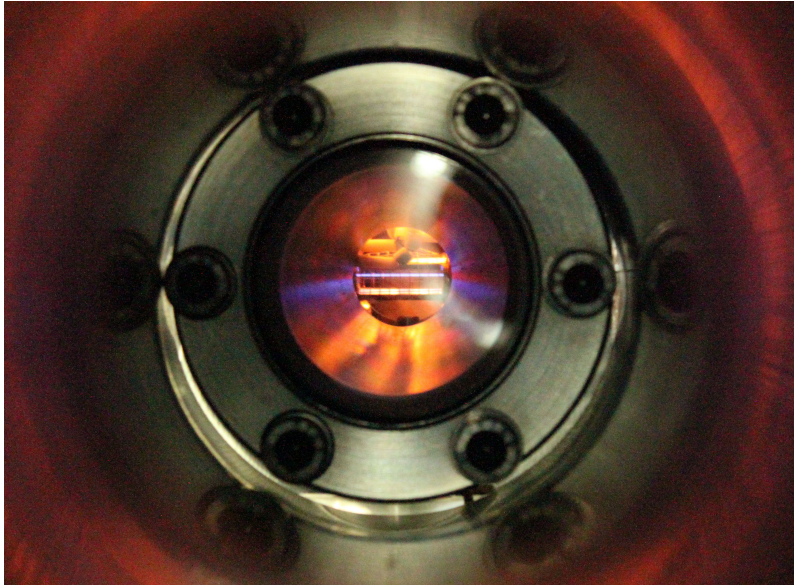


Abbildung 6.1: Erstmalsiger Nachweis von Ionen in der ttEBIT. Deutlich zu sehen ist die blau leuchtende Argon-Ionenwolke.

finden. Kurz vor Fertigstellung der vorliegenden Arbeit wurde in der ttEBIT mit einer gewöhnlichen Elektronenkanone zum ersten Mal eine Ionenwolke aus Argon nachgewiesen (Abb. 6.1). Die nächsten Schritte sind, die Off-Axis Kanone einzubauen und mit dieser ebenfalls Ionen zu erzeugen, sowie weitere Optimierungen der Betriebsparameter und der Geometrie dabei vornehmen.

Literaturverzeichnis

- [Bar60] BARTH., J.A.: *Annalen der Physik und Chemie*. 1860 (Bd. 110). <http://books.google.de/books?id=kAMAAAAAMAAJ>
- [Bau12] BAUMANN, Thomas: *Spektroskopische Untersuchungen resonanter Rekombinationsprozesse an hochgeladenem Silizium in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle*, Max-Planck-Institut für Kernphysik Heidelberg, Diss., 2012
- [Ber09] BERNITT, Sven: *Optimierung der Ladungszustandsverteilung in einer EBIT durch resonante Photorekombination*. 2009
- [Ber13] BERNITT, Sven: *Resonante Anregung astrophysikalischer Roentgen-Uebergaenge in hochgeladenen Eisenionen mit dem Freie-Elektronen-Laser LCLS*. 2013
- [BR14] BR, Bayrischer R.: *Geheimnisvolle Linien im Sonnenlicht*. <http://www.br.de/themen/wissen/fraunhofer-spektrallinien102.html>. Version: Juli 2014
- [Buc12] BUCHAUER, Lisa: *Konstruktion einer kompakten Elektronenstrahl-Ionenfalle mit Permanentmagneten für Fluoreszenzmessungen*. 2012
- [Bue12] BUECKING, Thore M.: *An Off-Axis Electron Gun for a Compact Electron Beam Ion Trap*. 2012
- [CLU05] CRESPO LOPEZ-URRUTIA, Jose Ramon et a.: Hochgeladene Ionen bei 100 Millionen Grad im Kühlschrank. In: *Tätigkeitsbericht* (2005)
- [Cur03] CURRELL, F. J.: *The physics of Multiply and Highly Charged Ions*. 2003
- [DES14] DESY, Deutsche Elektronen-Synchrotron: *Freier Elektronen Laser FLASH*. http://www.desy.de/research/facilities__projects/flash/index_eng.html. Version: Juli 2014
- [Epp07] EPP, S. W.: *Röntgen-Laserspektroskopie hochgeladener Ionen in einer EBIT am Freie-Elektronen-Laser FLASH*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2007

- [Hea14] HEALTH, National-Institutes of: *ImageJ, Image Processing and Analysis in Java*. <http://imagej.nih.gov/ij/docs/intro.html>. Version: Juli 2014
- [Her58] HERRMANN, G.: Optical Theory of Thermal Velocity Effects in Cylindrical Electron Beams. In: *Journal of Applied Physics* 29 (1958), Februar, S. 127–136. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1723053>. – DOI 10.1063/1.1723053
- [HL99] HEATWAVE LABS, Inc.: *TB-128 Notes on Dispenser and Oxide Cathodes*. <http://www.cathode.com/pdf/TB-128.pdf>. Version: August 1999
- [HZB14] HELMHOLTZ-ZENTRUM-BERLIN: *Elektronenspeicherring BESSY*. http://www.helmholtz-berlin.de/quellen/bessy/index_de.html. Version: Juli 2014
- [JW57] JENKINS, F.A. ; WHITE, H.E.: *Fundamentals of Optics*. Tata McGraw-Hill Education, 1957 <http://books.google.de/books?id=4SPCJ0wtFSUC>. – ISBN 9781259002298
- [Mar05] MARTINEZ, A.J.G.: *Quantum interference in the dielectronic recombination of heavy highlycharged ions*, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, Diss., 2005
- [Mer09] MERTENS, Dr. S.: *Theoretische Physik II - Elektrodynamik*. http://www-e.uni-magdeburg.de/mertens/teaching/ed/ss09/blatt_03_lsg.pdf. Version: 04 2009
- [Mic] MICKE, Peter: *Nomen nominandum*
- [Mor08] MORFILL, Hubertus M. Gregor E.; Thomas T. Gregor E.; Thomas: *Der Plasmazustand der weichen Materie*. <http://www.mpg.de/306979/forschungsSchwerpunkt2?c=166522>. Version: 2008
- [Sim10] SIMON, Martin: *PhD thesis on photoionization of highly charged ions in an EBIT*. 2010
- [SIS14] SCIENTIFIC INSTRUMENT SERVICES, Inc.: *SIMION 8.1 Supplemental Documentation*. <http://simion.com/info/simion.html>. Version: Juli 2014
- [Utz26] UTZSCHNEIDER, J. von: *Kurzer Umriss der Lebens-Geschichte des Herrn Dr. Joseph von Fraunhofer*. Rösl, 1826 <http://books.google.de/books?id=XaFBAAAAcAAJ>
- [VA14] VAKUUM-ANLAGENBAU, VAb: *Prä zisions UHV-Manipulator KPM 12*. http://vab-vakuum.de/pdf/prae_manipulatoren.pdf. Version: Juli 2014

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Heidelberg, den 31.07.2014

Steffen Kühn

