

**Fakultät für Physik und Astronomie
Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg**

Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt von

Lisa Franziska Buchauer

geboren in Offenbach am Main

2012

Konstruktion einer kompakten Elektronenstrahl-Ionenfalle mit Permanentmagneten für Fluoreszenzmessungen

Diese Bachelorarbeit wurde von **Lisa Franziska Buchauer** am **Max-Planck-Institut für Kernphysik** unter Aufsicht von **PD Dr. José R. Crespo López-Urrutia** durchgeführt.

Abstract

Wesentliche Teile einer kompakten Elektronenstrahl-Ionenfalle wurden konstruiert, hergestellt und aufgebaut. Die Dimensionen des Designs wurden soweit reduziert, dass die Maschine in jeder Raumrichtung nur circa 30 cm misst. Dabei wurde die Fähigkeit, hochgeladene Ionen wie beispielsweise vollständig ionisiertes Argon zu erzeugen durch erreichbare Elektronenstrahlenergien von 8 keV erhalten. Mit ihrer geringen Größe und dem ebenso geringen Gewicht von etwa 50 kg ist diese *table-top* EBIT nicht ortsgebunden und somit für Experimente an externen Lichtquellen wie Synchrotrons oder Freie-Elektronen-Lasern einsetzbar.

Die Maschine besitzt eine optisch offene Falle und ist daher baulich für Fluoreszenzmessungen optimiert. Eine gute Sicht auf das Fallenzentrum wird durch vier großzügige optische Zugänge gewährleistet, die die gleichzeitige Montage von bis zu drei Spektrometern erlauben.

Da die EBIT *TT* bei Raumtemperatur arbeitet und zur Erzeugung ihres Magnetfelds keine (supraleitenden) Spulen, sondern Permanentmagnete verwendet, ist sie in Bau und Betrieb kostensparend. In der Fallenmitte wird eine Flussdichte von 0,74 T erreicht.

Essential parts for a compact electron beam ion trap (EBIT) were designed, built, and assembled. The dimensions of the design were reduced to only 30 cm in height, length and width while conserving the ability to produce for example completely stripped argon using electron beam energies of up to 8 keV. Its small size and low weight (50 kg) make the *table-top* EBIT easily transportable to external light sources such as synchrotrons or free electron lasers.

With its optically open design of the central trapping electrode the machine is optimised for fluorescence studies. Matching this, the vacuum chamber is equipped with four optical viewports enabling a large solid angle for up to three spectrometers simultaneously.

As it operates at room temperature with permanent magnets instead of (superconducting) coils to produce its magnetic field, the EBIT *TT* has low building and running costs. In the centre of the trapping region a magnetic field strength of 0.74 T is reached.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	9
2. Theoretische und experimentelle Grundlagen	13
2.1. Funktionsweise einer Penning-Falle	13
2.2. Funktionsweise einer EBIT	14
2.2.1. Elektronenkanone	14
2.2.2. Falle	15
2.2.3. Kollektor und Extraktion	16
2.3. Elektronenstoßprozesse	17
2.3.1. Elektronenstoß-Ionisation	17
2.3.2. Elektronenstoß-Anregung	18
2.3.3. Radiative Rekombination	19
2.4. Photoionisation	20
2.4.1. Direkte Photoionisation	20
2.4.2. Resonante Photoionisation	21
3. Die <i>table-top</i> EBIT	23
3.1. Überblick	23
3.2. Vakuumkammer	26
3.2.1. Aufbau der Kammer	26
3.3. Magnetsystem	29
3.3.1. Aufbau	29
3.3.2. Magnetfeldsimulation	30
3.3.3. Magnetfeldvermessung	33
3.4. Driftröhren	34
3.4.1. Elektroden	35
3.4.2. Fixierung und Verdrahtung	36
3.5. Nächste Schritte	38
4. Zusammenfassung und Ausblick	39
A. Bauteile: Vakuumbereich	41

B. Bauteile: Magnetsystem	43
C. Bauteile: Driftröhren	47
D. Magnetfeld-Simulationen	53

1. Einleitung

All das, was dieser geniale Mann für die Chemie und Physik, die Geologie und Technik geleistet hat, wird verdunkelt durch eine Leistung auf dem Gebiet der Astronomie, durch die mit Gustav Kirchhoff entdeckte Spektralanalyse, die mit einem Schlag die Grenzen unserer Erkenntnis um Billionen von Meilen erweiterte und die eine neue Wissenschaft hervorgerufen hat, die Astrophysik!

(Aus einem Nachruf auf Robert Bunsen, 1899 [1])

Die schwarzen Linien, die Joseph von Fraunhofer 1814 im Sonnenspektrum fand, konnte er sich auf Basis des damaligen Wissensstandes der Physik nicht erklären. Neugierig geworden vermaß er mithilfe des von ihm entwickelten Spektroskops (bestehend aus einem Prisma, zwei Linsen und einem Okular in einem Holzkasten; ähnlich dem in Abbildung 1.1) auch andere Sterne und stellte deutliche Unterschiede zur Sonne fest: Einige Linien traten zwar in allen Spektren auf, andere jedoch nur vereinzelt [2]. Die Vermutung einiger Zeitgenossen, es handle sich bei dem Phänomen um Trennlinien zwischen den einzelnen Farbbereichen, konnte er somit schnell widerlegen. Insgesamt vermaß und katalogisierte bereits Fraunhofer mehr als 500 der später nach ihm benannten Linien (siehe auch Abbildung 1.2). Moderne Teleskope, denen weite Bereich des elektromagnetischen Spektrums offenstehen, haben heute über 25 000 schwarze Bereiche registriert [3].

Licht in dieses Dunkel konnte erst nach der Entdeckung der Spektralanalyse gebracht werden, die Gustav Kirchhoff und Robert Bunsen 1856 in Heidelberg gelang. Sie experimentierten mit der Verbrennung verschiedener Stoffe und konnten mithilfe einer spektralen Zerlegung des emittierten Lichts erstmals zeigen, dass jedes Element über ein charakteristisches Emissionsspektrum aus diskreten Linien verfügte. Nach der Vermessung verschiedener Spektren waren sie mit ihrer Methode schließlich sogar in der Lage, in Stoffgemischen enthaltene Elemente zu identifizieren. Schnell fiel auf, dass einige der besonders dominanten Fraunhofer-Linien in der Wellenlänge mit den von Bunsen und Kirchhoff ermittelten Linien des Natriums übereinstimmten. Der Umkehrschluss, dass das Element in diesen Bereichen nicht nur emittiert, sondern auch absorbiert, lag nahe [4]. Erstmals war es daraufhin möglich, mithilfe einer Kombination aus astronomischen Beobachtungen und im Labor gewonnenen Daten die chemische Zusammensetzung von Sternen zu untersuchen. Ein tieferes Verständnis der elektronischen Struktur der

untersuchten Atome, wie es in einfacher Form durch das Bohr'sche Atommodell [5] (entwickelt 1913) gegeben wird, war dafür nicht nötig.

Noch heute ist die Astrophysik als beobachtende Wissenschaft, deren Hauptuntersuchungsgegenstand die aus dem All auf die Erde fallende elektromagnetische Strahlung ist, auf in Laboren gewonnene Vergleichsdaten angewiesen, um Aussagen über die Zusammensetzung von Himmelskörpern, ihre Temperatur, Dichte und vieles mehr treffen zu können. Die Analyse astrophysikalischer Spektren ergibt, dass ein Großteil der Baryonen im Weltall im ionisierten Zustand vorliegt - folglich sind Labordaten zu Ionen in verschiedensten Ladungszuständen zu deren Verständnis unerlässlich. Hierbei ist problematisch, dass mehr als 3 000 positive atomare Ionen zu den 80 stabilen Elementen existieren. Differenziert man zusätzlich nach stabilen Isotopen, erhält man sogar mehr als 13 000 mögliche Untersuchungsobjekte. Jedes davon besitzt eine Vielzahl von Elektronenübergängen, die mit der Absorption oder Emission eines entsprechenden Photons verbunden sind. Allein wegen ihrer hohen Zahl ist es also nahezu unmöglich, jede einzelne, im Universum möglicherweise auftretende Linie im Labor zu vermessen. Umfassende Datensätze können daher praktisch nur mit Hilfe von Berechnungen erstellt werden. Aufgrund der komplexen Elektronenstruktur und zahlreicher Wechselwirkungen ist aber auch deren Durchführung nicht leicht, und experimentell gewonnene Daten sind unerlässlich, um die bestehenden Theorien zu überprüfen und weiter zu verbessern.

Wie aber ist es möglich, hochgeladene Ionen, die im All aufgrund der dort auftretenden hohen Temperaturen omnipräsent sind, auf der Erde in hoher Dichte zu erzeugen? Eine Lösung ist die Verwendung einer Elektronenstrahl-Ionenfalle (engl.: *electron beam ion trap* - EBIT), seit den achtziger Jahren eine gebräuchliche Methode [7]. Diese Maschinen sind in der Lage, hochgeladene Ionen sowohl zu erzeugen als auch zu speichern oder zur Extraktion bereit zu stellen. Mit den in der Falle gespeicherten Ionen lassen sich spektroskopische Untersuchungen verschiedener Art durchführen. So ist es möglich, das Plasma im Fallenninneren direkt auf Strahlung zu

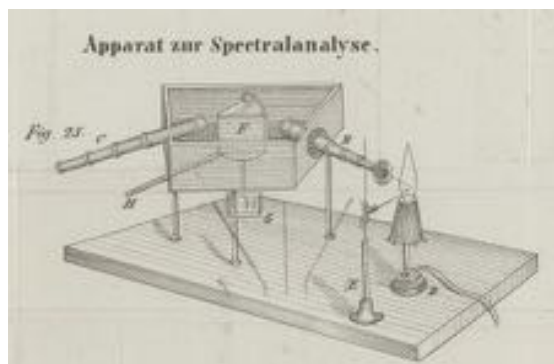


Abbildung 1.1.: 1860 von Kirchhoff und Bunsen verwendeter Spektralapparat (Bildquelle: [6]).

untersuchen, die aufgrund von Wechselwirkungen zwischen Ionen und Elektronenstrahl emittiert wird. Auch eine direkte Anregung der entsprechenden Elektronenübergänge mithilfe eingestrahler Photonen ist lehrreich. Da bei dieser Methode eine sehr genaue Kenntnis der eingestrahnten Photonenenergie vorhanden ist und Elektronenübergänge resonant angeregt werden können, lässt die Photoionisation besonders präzise Untersuchungen zu. Auch in der Laserspektroskopie werden durch resonante Anregung hochgenaue Daten gewonnen [8].

Die hierfür benötigten Photonenströme müssen aus experimentellen Gründen bestimmte Voraussetzungen in Energie und Brillanz erfüllen und entstehen typischerweise an modernen Photonenquellen wie Freie-Elektronen-Lasern oder Synchrotrons. Um die hochgeladenen Ionen und die hochbrillante Strahlung zum Überlapp zu bringen, ist also eine transportable EBIT nötig. Beispiele hierfür sind die in Heidelberg gebauten FLASH- und HYPER-EBITs [9, 10]. Die mehrere Meter langen Maschinen wiegen über eine Tonne, sind jedoch in einem Standard-Container transportierbar. Um Ionenwolke (Durchmesser: einige $100 \mu\text{m}$) und Photonenstrahl aus der Synchrotronstrahlungsquelle zur Deckung zu bringen, müssen diese großen Maschinen aufwendig positioniert werden.

Die Größe und das Gewicht der Maschinen sind den Hochspannungs- und Vakuumanforderungen geschuldet, die von der energieaufwändigen Produktion von Ionen in hohen Ladungszuständen gestellt werden. Für Ionen mit niedrigen und mittleren Ladungszahlen reichen einfachere Gegebenheiten jedoch oft aus - eine EBIT, die für die Produktion dieser Zustände ausgelegt ist, kann also mit höherem Augenmerk auf Praktikabilität in Transport und Betrieb ausgelegt werden. Mit der Konstruktion einer solchen Maschine beschäftigt sich diese Arbeit.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte und gebaute *table-top* EBIT (EBIT *TT*) misst im Kern (ohne Pumpen, Spektrometer...) nur $32 \text{ cm} \times 32 \text{ cm} \times 30 \text{ cm}$ und wiegt circa 50 kg. Zudem verwendet sie Permanentmagnete, die eine magnetische Flussdichte von 0,7 T in der Fallmitte ermöglichen, und wird bei Raumtemperatur betrieben. Die Maschine ist damit nicht nur problemlos transportierbar, sondern nach Transport praktisch sofort einsatzbereit: sie muss nicht erst abgekühlt werden beziehungsweise vor Transport nicht erst aufgewärmt werden, wie es zum Beispiel bei der FLASH-EBIT der Fall ist. Die Bau- und Materialkosten der EBIT *TT* betragen nur etwa ein Zehntel der entsprechenden Kosten einer großen EBIT; zudem fallen während des Betriebs keine hohen Beträge für Spulenstrom oder Flüssiggase zur Kühlung an. Auch das Positionieren relativ zu externen Photonenstrahlen wird mit dieser handlicheren Maschine einfacher sein. Eine optisch offen gestaltete Falle, die freie Sicht auf die Ionenwolke erlaubt, und somit für Fluoreszenzmessungen gut geeignet ist, vervollständigt das Konzept.

Die EBIT *TT* ist nicht die erste kompakte Elektronenstrahl-Ionenfalle, sie unterscheidet sich von den übrigen Modellen mit ähnlichem Ziel jedoch durch wesentliche Charakteristika. So erreichen die kommerziell erhältlichen Dresden EBIT-Modelle maximale Feldstärken zwischen

0,25 T und 0,6 T und leisten Strahlenergien bis zu 25 keV. Allerdings sind sie ausschließlich als Ionenquellen konzipiert - Spektroskopie ist hier nicht direkt, sondern nur mit Hilfe einer zusätzlichen Falle möglich [11]. In den letzten Jahren wurden allerdings insbesondere im asiatischen Raum weitere kleine EBITs entwickelt, die für spektroskopische Zwecke ausgelegt sind: dies sind die in Shanghai gebaute SH-PermEBIT [12] und die CoBIT aus Tokyo [13]. Die Kammer der CoBIT hat sechs Zugänge, die derzeit unter anderem für EUV- und sichtbare Spektroskopie verwendet werden. Sie erreicht allerdings nur eine Feldstärke von 0,2 T und auch ihr Energiebereich ist mit einer Obergrenze von 2 keV relativ begrenzt. Spektroskopische Untersuchungen wurden mit der 2008 gebauten Maschine bisher beispielsweise an Wolfram in den Zuständen W^{23+} bis W^{30+} im sichtbaren Bereich mit gutem Erfolg durchgeführt [14]. Die 2011 gebaute SH-PermEBIT, die im Gegensatz zur CoBIT Permanentmagnete anstatt von Spulen verwendet, erreicht bereits eine Feldstärke von 0,48 T; ihr Energiebereich erstreckt sich zwischen 60 eV und 5 keV. Testmessungen an Argon zeigten die Funktionsfähigkeit der Maschine, deckten jedoch auch Probleme im Niedrigenergiebetrieb auf [15].

Beide Maschinen sind also zur Erzeugung und Beobachtung von Ionen in mittleren Ladungszuständen geeignet - sie bieten allerdings keine Möglichkeit zur Einkopplung eines Photonenstrahls entlang der Elektronenstrahlachse. Die EBIT *TT* macht diesen Experimentiermodus, der die Anzahl der Wechselwirkungen zwischen Photonen und Ionen deutlich erhöht, möglich und erlaubt durch die optisch offene Falle gleichzeitig eine bessere Beobachtung derselben.



Abbildung 1.2.: Sondermarke der Deutschen Post zum 225. Geburtstag von Joseph von Fraunhofer im Jahr 2012 (Bildquelle [16]).

In dem auf diese Einleitung folgenden Kapitel 2 werden die Funktionsweise einer EBIT im Allgemeinen sowie einige in ihr stattfindende Prozesse erläutert. Kapitel 3 beschreibt die einzelnen Bauteile der EBIT *TT* sowie Simulationen und Messergebnisse für das Magnetfeld. Abschließend fasst Kapitel 4 die Ergebnisse zusammen und stellt einige Perspektiven der Maschine vor.

2. Theoretische und experimentelle Grundlagen

Dieses Kapitel stellt sowohl die Funktionsweise der neuen EBIT selbst als auch die Grundlagen einiger Prozesse in ihrem Inneren vor. Es beginnt mit der kurzen Beschreibung einer Penning-Falle, als welche eine EBIT ohne Elektronenstrahl angesehen werden kann, und widmet sich dann den einzelnen Komponenten, die für den Betrieb einer EBIT benötigt werden. Im Anschluss an diese technischen Grundlagen werden Wechselwirkungsprozesse im Fallinneren erläutert - zunächst zwischen Ionen und Elektronenstrahl, dann zwischen Ionen und eingestrahnten Photonen.

2.1. Funktionsweise einer Penning-Falle

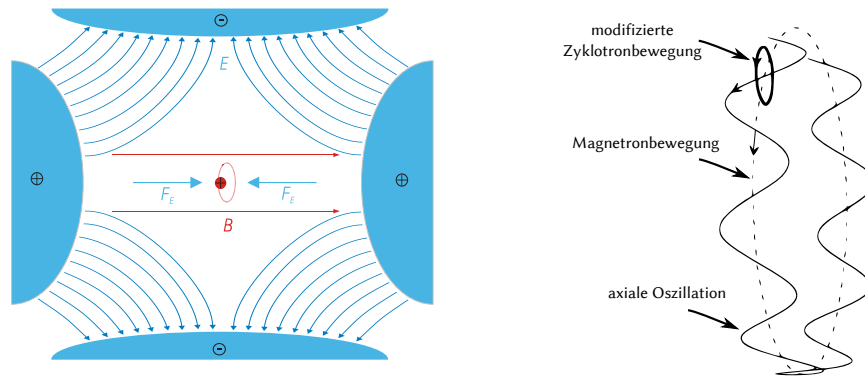
Eine Penning-Falle nutzt ein statisches, homogenes Magnetfeld sowie ein inhomogenes elektrostatisches Feld, um Ionen zu fangen.

Sie besteht aus einer ringförmigen Fallenelektrode und zwei Endkappen. Diese können entweder zylindrisch umgesetzt sein oder eine hyperbolische Oberfläche haben. Um positive Ionen zu fangen, werden die Endkappen auf ein im Vergleich zur Fallenelektrode positives Potential gelegt. So entsteht in der Fallmitte ein Potentialminimum und die Ionen werden in axialer Richtung lokalisiert. Sie oszillieren aber innerhalb dieser Potentialmulde hin und her, in Abbildung 2.1(a) als horizontale Bewegung vorstellbar.

In radialer Richtung werden die Ionen mithilfe des Magnetfeldes gefangen. Die Lorentz-Kraft bewirkt hier eine Oszillation um die magnetischen Feldlinien herum, deren Frequenz ω_c nur vom Verhältnis der Ionenmasse m zur Ionenladung q und dem magnetischen Feld B abhängt:

$$\omega_c = \frac{q}{m} B. \quad (2.1)$$

Die Gesamtbewegung der Ionen in der Penning-Falle entspricht aufgrund der Überlagerung des elektrischen und des magnetischen Feldes nicht ganz der Kreisbewegung, die in einem reinen Magnetfeld auftreten würde, sondern ist eine Kombination aus mehreren Bewegungen: Zusätzlich zur erwähnten Oszillation zwischen den Endkappen kreist das Teilchen sowohl um die Magnetfeldlinien als auch, auf einem größeren Radius, um das Fallzentrum (siehe Abbildung 2.1(b)).



(a) Schema einer Penning-Falle, rot: magnetisches Feld, blau: elektrisches Feld. (Bildquelle [17], modifiziert)

(b) Ionenbewegung innerhalb der Penning-Falle

Abbildung 2.1.: Zum Funktionsprinzip einer Penning-Falle.

Penning-Fallen eignen sich sehr gut zur Speicherung und Vermessung von Ionen oder subatomaren Teilchen. Ein Vorteil gegenüber den Paul-Fallen ist, dass hier zum Fangen der Ionen keine dynamischen Felder verwendet werden und daher Aufheizung durch Mikrobewegung reduziert wird.

2.2. Funktionsweise einer EBIT

Das Prinzip der Elektronenstrahl-Ionenfallen, die der Erzeugung und Speicherung hochgeladener Ionen dient, ähnelt dem der Penning-Falle. Hier wird allerdings zusätzlich ein Elektronenstrahl zur direkten Erzeugung von Ionen in der Fallenregion verwendet. Dieser wird durch das bei Penning-Falle und EBIT gleichermaßen vorhandene Magnetfeld komprimiert und trägt auch selbst zur Funktion der Falle als solche bei. Abbildung 2.2 zeigt die wichtigsten Komponenten einer EBIT: Elektronenkanone, zu einer Falle angeordnete Driftröhren, magnetfelderzeugende Spulen und Kollektor. Diese werden im Folgenden genauer erklärt.

2.2.1. Elektronenkanone

Die Elektronenkanone besteht aus einer Glühkathode, aus der Elektronen mittels thermischer Emission freigesetzt werden können [19]. Oberhalb einer materialabhängigen Temperatur, die typischerweise in der Größenordnung von 1000°C liegt, reicht die thermische Energie der Elektronen in der Kathode aus, um die Austrittsarbeit ($\approx 2\text{ eV}$) zu überwinden. Die Kathode liegt in der Regel auf einem negativen Potential von circa -2 kV , um die ausgetretenen Elektronen abzustößen. Um diese Elektronen gerichtet absaugen zu können, ist vor der Kathode eine ringfö-

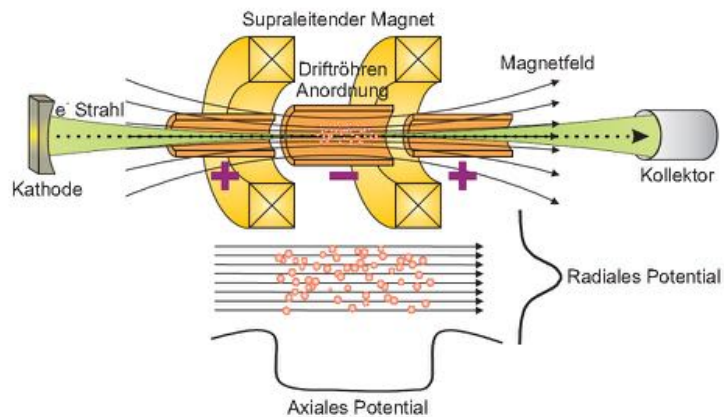


Abbildung 2.2.: Schematischer Aufbau einer EBIT, die zur Erzeugung des Magnetfeldes supraleitende Magnete verwendet, wie beispielsweise die Heidelberg-EBIT (Bildquelle [18]).

mige Anode positioniert, die auf positivem Potential liegt. Die Elektronen werden von dieser positiven Elektrode angezogen und in Richtung der Fallenregion beschleunigt. Eine weitere Elektrode, die Fokuselektrode, liegt zwischen Kathode und Anode und bündelt die Elektronen nach dem Prinzip eines Wehnelt-Zylinders. Die Energie des Elektronenstrahls, die später zur Stoßionisation zur Verfügung steht, hängt vom Kathodenpotential U_{Kath} , dem Potential der Driftröhren (engl.: *drift tubes*) U_{DT} und der Raumladung U_{SC} (engl.: *space charge*) ab und beträgt

$$E_{kin}^e = e(U_{DT} - U_{Kath} - U_{SC}). \quad (2.2)$$

Um einen schmalen und somit dichten Elektronenstrahl zu erzeugen, ist es von Vorteil, die Elektronenkanone in einem Bereich mit geringerer magnetischer Feldstärke zu installieren, da der Strahl dann entlang des zunehmenden Feldes noch stärker komprimiert werden kann [10].

2.2.2. Falle

In der Fallenregion sollte das Magnetfeld möglichst stark ausfallen, um die gegenseitige Abstoßung der Elektronen im Strahl zu kompensieren. Dadurch wird der Elektronenstrahl weiter komprimiert und hohe Stromdichten werden ermöglicht. Dies ist nicht nur wichtig, um den Falleninhalte schnell bis zu hohen Ladungszuständen ionisieren zu können, sondern auch, weil der Elektronenstrahl selbst eine wichtige Rolle für das Fangen der Ionen spielt. Das in Abbildung 2.2 unten rechts gezeigte radiale Potential kommt durch die Raumladungsverteilung des Elektronenstrahls zustande - in seiner Mitte ist die Elektronendichte besonders hoch und das Potential somit negativer als in den Randbereichen. Das Strahlzentrum ist daher ein bevorzug-

ter Aufenthaltsort für die positiven Ionen, die sich in der Falle befinden. Zusätzlich werden die Ionen durch das Magnetfeld radial eingeschlossen, weswegen sie auch bei abgeschaltetem Elektronenstrahl noch gefangen bleiben können. In diesem magnetischen Fallenmodus (engl.: *magnetic trapping mode* [20]) arbeitet die EBIT also nach dem Prinzip einer Penningfalle (siehe Abschnitt 2.1).

Für die axiale Lokalisierung der Ionen in einer EBIT spielt zunächst die Geometrie der Driftröhren eine Rolle. Der Innendurchmesser r_{DT} dieser zylindrischen Elektroden beeinflusst das elektrische Potential Φ in ihrem Inneren, wenn ein Elektronenstrahl mit einer bestimmten Raumladung sie passiert - es gilt am Ort r : $\Phi \propto \ln \frac{r}{r_{DT}}$. Ein geringerer Innendurchmesser bedeutet also ein höheres Raumladungspotential, weswegen der Durchmesser der zentralen Fallenelektrode größer gewählt wird, als der der anschließenden Elektroden: Selbst wenn keine unterschiedlichen Spannungen an den Driftröhren anliegen, ist dann eine Potentialmulde vorhanden, in der die Ionen gefangen sind. Diese verschwindet allerdings, sobald der Elektronenstrahl abgeschaltet wird, ist also insbesondere im *magnetic trapping mode* nicht vorhanden. Die Tiefe der Falle lässt sich daher zusätzlich durch die einstellbaren Potentiale der einzelnen Driftröhren variieren. Wenn die zentrale Elektrode auf leicht positiveres Potential gelegt wird als die äußeren, kann die Falle auch flacher gestaltet werden, als sie allein durch den Elektronenstrahl ausfallen würde. Eine solche flache Falle ist nützlich, um die sogenannte evaporative Kühlung nutzen zu können. Diese beruht darauf, dass aus einem Fallenpotential immer nur die energiereichsten Ionen entweichen können. Bei diesem Prozess entnehmen sie dem gesamten Ionenensemble Energie. Je flacher die Falle gestaltet ist, desto energieärmer und somit langsamer sind die zurückgebliebenen Ionen, was der spektroskopisch erreichbaren Auflösung zuträglich ist. Dieser Verdampfungseffekt kann weiter ausgenutzt werden, indem zusätzlich leichte Elemente in die Falle eingebracht werden. Selbst im vollständig ionisierten Zustand sind sie aufgrund ihrer niedrigen Ladung schwächer an die Falle gebunden und können somit, wiederum unter Energieentnahme, leichter entweichen, als die zu untersuchenden schwereren Ionen [21].

2.2.3. Kollektor und Extraktion

Auf der der Kanone entgegengesetzten Seite der Fallenregion befinden sich der Elektronenkollektor und gegebenenfalls eine oder mehrere Extraktionselektroden. Der Kollektor liegt auf einem im Vergleich zu den Driftröhren negativen Potential, um den mit hoher kinetischer Energie austretenden Elektronenstrahl abbremsen zu können und somit weniger Leistung aufnehmen zu müssen. Da der Kollektor sich bereits außerhalb des starken Magnetfeldes befindet, wird der Elektronenstrahl hier schwächer komprimiert und kann sich aufgrund der Abstoßung zwischen den einzelnen Elektronen aufweiten. Diese treffen dann auf die leitenden Kollektorwände und werden abtransportiert. Eine Vermessung des am Kollektor auftreffenden Stromes erlaubt im Vergleich mit dem Emissionsstrom der Kathode eine Aussage über die korrekte Flugbahn der Elektronen. Eine große Diskrepanz zwischen Emissions- und Kollektorstrom bedeutet hohe

Verluste und somit beispielsweise unerwünschten Beschuss der Driftröhren.

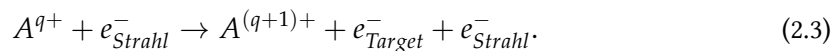
Wird eine Extraktion der in der Falle erzeugten Ionen, also eine Verwendung der EBIT als EBIS (engl.: *Electron Beam Ion Source*), gewünscht, so können an die Fallenelektroden asymmetrische Spannungen angelegt werden, um zur Kollektorseite hin ein flacheres Potential zu erhalten. Die Ionen können die Falle hier verlassen, werden von der insgesamt positiven Fallenregion abgestoßen, und fliegen durch den zu diesem Zweck ringförmig gestalteten Kollektor. Eventuell vorhandene weitere Extraktionselektroden helfen, den Ionenstrahl fokussiert zu transportieren, um ihn weiteren Verwendungszwecken wie Stoßexperimenten oder Ladungszustandsanalysen zuzuführen (siehe dazu beispielsweise [22]).

2.3. Elektronenstoßprozesse

Im Inneren der Falle sitzt im Elektronenstrahl-Betrieb eine Wolke aus hochgeladenen Ionen, deren axiale Ausdehnung durch die Länge der Falle, also in der Regel der zentralen Elektrode, bestimmt ist. In radialer Richtung ordnen sich die Ionen symmetrisch um den Elektronenstrahl an, der Durchmesser der Ionenwolke beträgt typischerweise einige 100 μm [9]. Die Ionen können zu mehreren verschiedenen Ladungszuständen gehören und nehmen an unterschiedlichen Wechselwirkungsprozessen untereinander, mit dem Elektronenstrahl oder auch mit den anliegenden Feldern teil. Hierzu gehören Elektronenstoß-Ionisation (engl.: *electron impact ionisation* - EI), Elektronenstoß-Anregung (engl.: *electron impact excitation* - EE), radiative Rekombination (RR), dielektronische Rekombination (DR), Ion-Ion- oder Ion-Atom-Stöße mit Elektronentransfer (ET) und auch Bremsstrahlung. Die grundlegendsten dieser Prozesse werden im Folgenden kurz erläutert. In den zugehörigen Grafiken stellen rote Kreise stets den Kern da, grün ausgefüllt Kreise stehen für Elektronen und weiß gefüllte Kreise entsprechend für freie Schalenplätze. Blaue Schlangenlinien meinen Photonen.

2.3.1. Elektronenstoß-Ionisation

Wenn die Energie des Elektronenstrahls die Bindungsenergie eines Elektrons an ein Atom, Ion oder Molekül in der Falle übertrifft, so kann diese Bindung aufgehoben werden und das zuvor gebundene Elektron wird gelöst (siehe Abbildung 2.3(a)). Ein Elektron aus dem Strahl überträgt dabei einen Teil seiner kinetischen Energie auf ein gebundenes Elektron und hinterlässt schließlich das Target in einem höheren Ladungszustand:



Dabei verteilt sich die Energie folgendermaßen um:

$$E_{\text{kin}}(e_{\text{Strahl}}^-) = E'_{\text{kin}}(e_{\text{Strahl}}^-) + E_{\text{Bindung}}(e_{\text{Target}}^-) + E_{\text{kin}}(e_{\text{Target}}^-). \quad (2.4)$$

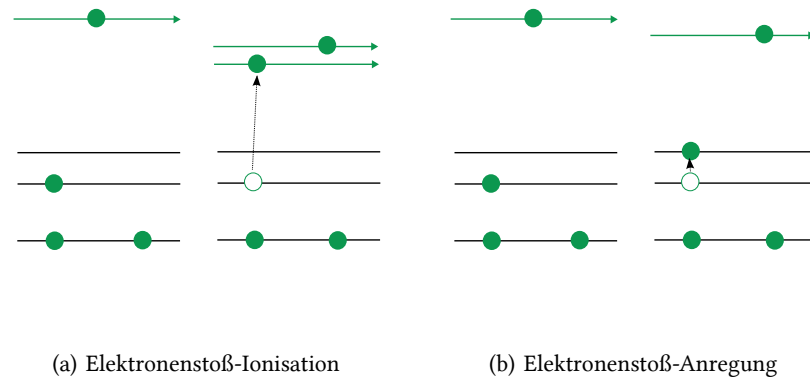


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der wichtigsten Elektronenstoßprozesse.

Eine eventuelle kinetische Energie des Target-Elektrons vor dem Stoß wird dabei gegenüber den anderen beteiligten Energien vernachlässigt. Durch häufige Stöße mit Strahl-Elektronen kann das Target immer weiter ionisiert werden, solange $E_{kin}(e^-_{Strahl}) > E_{Bindung}(e^-_{Target})$ gilt. Auf diesem Wege können hochgeladene Ionen (engl.: *highly charged ions* - HCIs) erzeugt werden.

Die Wahrscheinlichkeit eines EI-Prozesses hängt von der Strahlenergie (E_{kin}), der Bindungsenergie des zu lösenden Elektrons ($E_{Bindung}$) und der betreffenden Hauptschale (j) sowie ihrer Besetzungszahl (q_j) ab. Der entsprechende Wirkungsquerschnitt lässt sich mit einer von Lotz angegebenen semi-empirischen Formel bestimmen [23]:

$$\sigma_{EI} = \sum_{j=1}^n a_j q_j \frac{\ln(E_{kin}/E_{Bindung,j})}{E_{kin} E_{Bindung,j}} [1 - b_j \exp(-c_j(E_{kin}/E_{Bindung,j} - 1))]. \quad (2.5)$$

Die Summe läuft dabei über alle im betreffenden Ion zumindest teilweise besetzten Hauptschalen j ; die Parameter a_j , b_j und c_j müssen für jedes Atom separat aus experimentell gewonnenen Daten bestimmt werden. Für Ionen mit nur wenigen zurückgebliebenen Elektronen steigt der Wirkungsquerschnitt mit zunehmender Strahlenergie zunächst an, erreicht ein Maximum circa bei der dreifachen Bindungsenergie und fällt schließlich langsam wieder ab.

2.3.2. Elektronenstoß-Anregung

Zur EI kann es im Gegensatz zur EI auch dann kommen, wenn die Energie des Elektronenstrahls zwar nicht zur Befreiung eines gebundenen Elektrons ausreicht, wohl aber, um es in eine höhere Schale anzuheben. Das Ion geht also in einen angeregten Zustand über, verändert seinen Ladungszustand jedoch nicht (siehe Abbildung 2.3(b)),



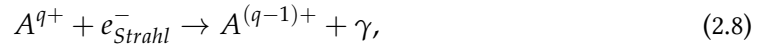
Das angeregte Elektron erhält folglich in der Energiebilanz auch keine kinetische Energie:

$$E_{kin}(e_{Strahl}^-) = E'_{kin}(e_{Strahl}^-) + E_{Anregung}(e_{Target}^-). \quad (2.7)$$

Auch EE-Prozesse spielen eine große Rolle in EBIT-Emissionsspektren, insbesondere, da die entstehenden angeregten Zustände sich durch Emission von Photonen in den Grundzustand abregen können. Ihr Wirkungsquerschnitt ist unterhalb der jeweils notwendigen Anregungsenergie null, genau an der Schwelle maximal und fällt bei steigenden Strahlenergien monoton ab [24].

2.3.3. Radiative Rekombination

Die RR ist ein einfacher Einfangprozess, bei dem ein freies Elektron aus dem Kontinuumszustand auf einen freien Schalenplatz eines Ions eingefangen wird. Daraufhin wird ein Photon emittiert, dessen Energie $\hbar\omega_\gamma$ sowohl die freiwerdende Bindungsenergie entsprechend der Schale des nunmehr gefüllten Lochs als auch die ursprüngliche kinetische Energie des eingefangenen Elektrons beinhaltet (siehe Abbildung 2.4(a)).



$$E_{kin}(e_{Strahl}^-) + E_{Bindung} = \hbar\omega_\gamma. \quad (2.9)$$

Die RR ist damit der direkte Umkehrprozess der Photoionisation, siehe auch Kapitel 2.4.

Bethe und Salpeter geben folgende Formel für den Wirkungsquerschnitt des Elektroneneinfangs in die Schale n bei vollständig ionisierten Atomen an (aus [25]):

$$\sigma_{RR} = 2.1 \times 10^{-21} \frac{Z^4 R_y^2}{n E_{kin} (Z^2 R_y + n^2 E_{kin})}. \quad (2.10)$$

Hierbei ist $R_y = 13,6 \text{ eV}$ die Rydberg-Energie und Z beschreibt die Kernladungszahl. Die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte sind monoton fallend in E_{kin} und ebenfalls fallend in n . Der Einfang in tiefere Schalen ist also wahrscheinlicher. Neben der RR existiert auch noch die sogenannte dielektronische Rekombination (DR), bei der die durch Elektroneneinfang freiwerdende Energie nicht direkt über ein Photon abgegeben wird, sondern zur Anhebung eines anderen bereits gebundenen Elektrons in eine höhere Schale verwendet wird. Da dies nur geschehen kann, wenn die freiwerdende Energie einer solchen Übergangsenergie entspricht, handelt es sich bei der DR um einen resonanten Prozess [26, 27].

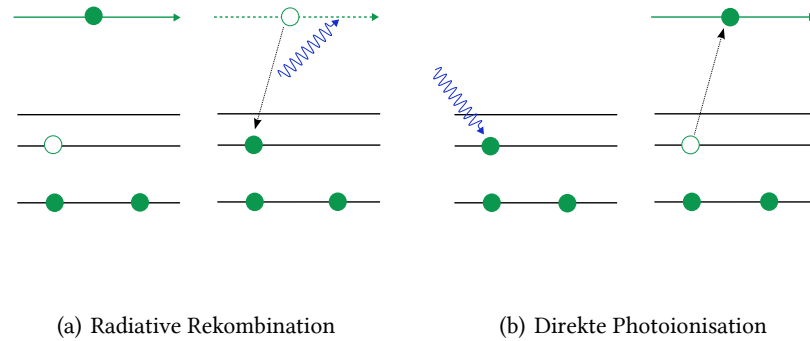


Abbildung 2.4.: Schematische Darstellung der radiativen Rekombination und ihres zeitlichen Umkehrprozesses, der direkten Photoionisation.

2.4. Photoionisation

Photoionisationsprozesse können stattfinden, wenn elektromagnetische Strahlung aus externen Strahlungsquellen wie Synchrotrons oder Freie-Elektronen-Lasern in die Fallenregion eingestrahlt wird. Sie treten sowohl bei neutralen Atomen als auch bei (hochgeladenen) Ionen auf [28]. Man unterscheidet direkte und resonante Photoionisation, beide Prozesse werden im Folgenden kurz erläutert.

2.4.1. Direkte Photoionisation

Trifft ein Photon mit ausreichender Energie auf ein Target-Atom oder -Ion, so kann seine Energie für die Befreiung eines Elektrons aus seiner Bindung an das Target verwendet werden. In Analogie zum Photoeffekt wandelt sich die Differenz zwischen Energie des absorbierten Photons und Bindungsenergie (entspricht der Austrittsarbeit) in kinetische Energie des nun freien Elektrons um. Dieser Prozess ist also die zeitliche Umkehrung der radiativen Rekombination (siehe Abbildung 2.4(b)).

$$A^{q+} + \gamma \rightarrow A^{(q+1)+} + e^{-} \quad (2.11)$$

$$\hbar\omega_{\gamma} = E_{kin}(e^{-}) + E_{Bindung} \quad (2.12)$$

Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses zeigt einen scharfkantigen Anstieg, sobald die Bedingung $\hbar\omega_{\gamma} = E_{Bindung}$ für das äußerste und somit am schwächsten gebundene Elektron des Targets erfüllt ist und fällt dann in etwa mit $1/E_{\gamma}^3$ ab. Weitere Ionisationskanten treten auf, wenn die Photonenenergie weit genug angestiegen ist, um auch in tiefer liegenden Schalen gebundene Elektronen direkt ins Kontinuum zu befördern.

Die Photoionisation an inneren Elektronen hinterlässt das Target in einem angeregten Zustand,

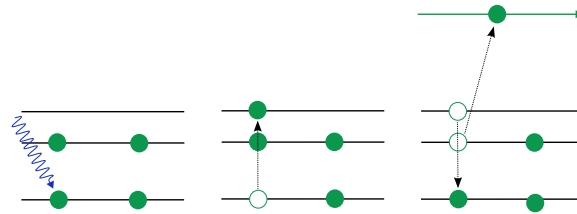


Abbildung 2.5.: Schematische Darstellung der resonanten Photoionisation.

aus dem es sich radiativ abregt. Falls das Loch in eine der tieferen Schalen gerissen wurde, ist es auch möglich, dass ein Elektron aus einer höheren Schale diesen Platz auffüllt und die dabei frei werdende Energie direkt zur Auslösung eines weiteren Elektrons aus dem Ion verwendet wird. Der gesamte Vorgang erscheint dann als Doppelionisation und wird als Auger-Prozess (Autoionisation) bezeichnet. Für eine umfassende Beschreibung von Photoionisationsexperimenten siehe [29].

2.4.2. Resonante Photoionisation

Hierbei reicht die einfallende Photonenenergie nicht aus, um ein gebundenes Elektron ins Kontinuum zu befördern, ist aber genau passend, um einen Übergang auf eine höhere Schale hervorzurufen.

$$A^{q+} + \gamma \rightarrow (A^{q+})^* \quad (2.13)$$

$$\hbar\omega_\gamma = E_{\text{Anregung}} \quad (2.14)$$

Wenn der angeregte Zustand sich radiativ abregt, liegt resonante Streuung vor, da das gestreute Photon dieselbe Energie hat, wie das eingefallene. Es ist jedoch auch ein Übergang in den Grundzustand mit Hilfe von Autoionisation möglich, falls die Anregungsenergie das entsprechende Ionisationspotential übersteigt (siehe Abbildung 2.5). Dann erhält man den gleichen Endzustand wie bei der direkten Photoionisation. Eine Analyse der Resonanzen bietet Informationen über die innere Struktur des Target-Ions, da sie direkt mit dessen Elektronenübergängen zusammenhängen.

Der zeitinverse Prozess der resonanten Photoionisation ist die dielektronische Rekombination.

3. Die *table-top* EBIT

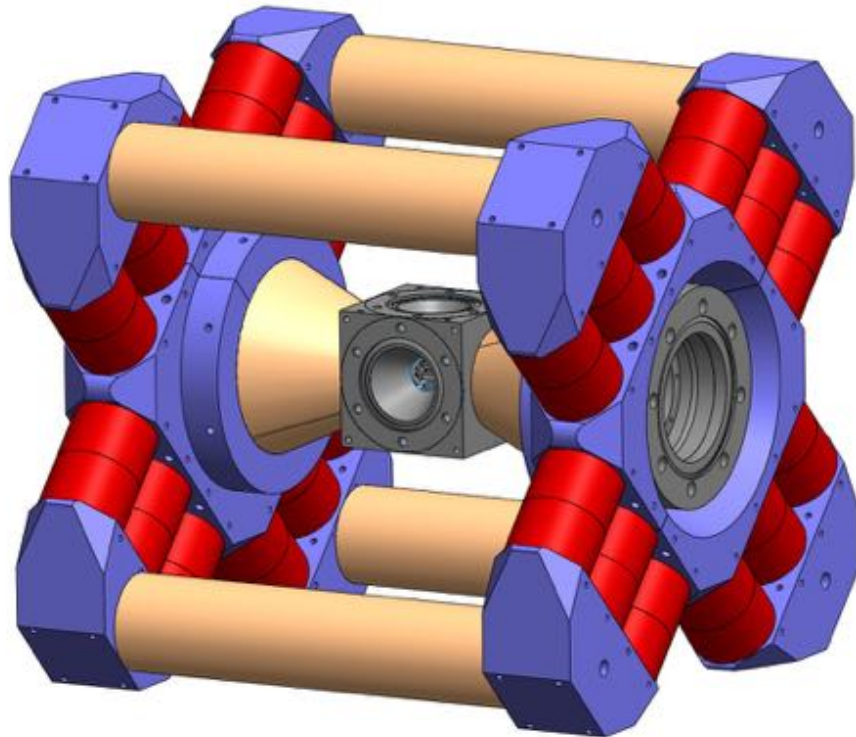
Dieses Kapitel beschreibt die neue kompakte Elektronenstrahl-Ionenfalle, die EBIT *TT*, im Detail. Die Maschine passt in einen Würfel der Seitenlänge 32 cm und wiegt - ohne zusätzliche Anbauten wie Pumpen oder Spektrometer - ungefähr 50 kg. Die Vakuumkammer, das Magnet-system und die Driftröhren, welche im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und gebaut wurden, werden hier separat erläutert. Ebenfalls in diesem Kapitel befindet sich ein Ausblick, der weitere geplante Teile der EBIT *TT* wie eine abseits der Strahlrohrachse installierte Elektronenkanone vorstellt. In den Anhängen A bis C sind sämtliche hier konstruierten Bauteile noch einmal separat abgebildet.

3.1. Überblick

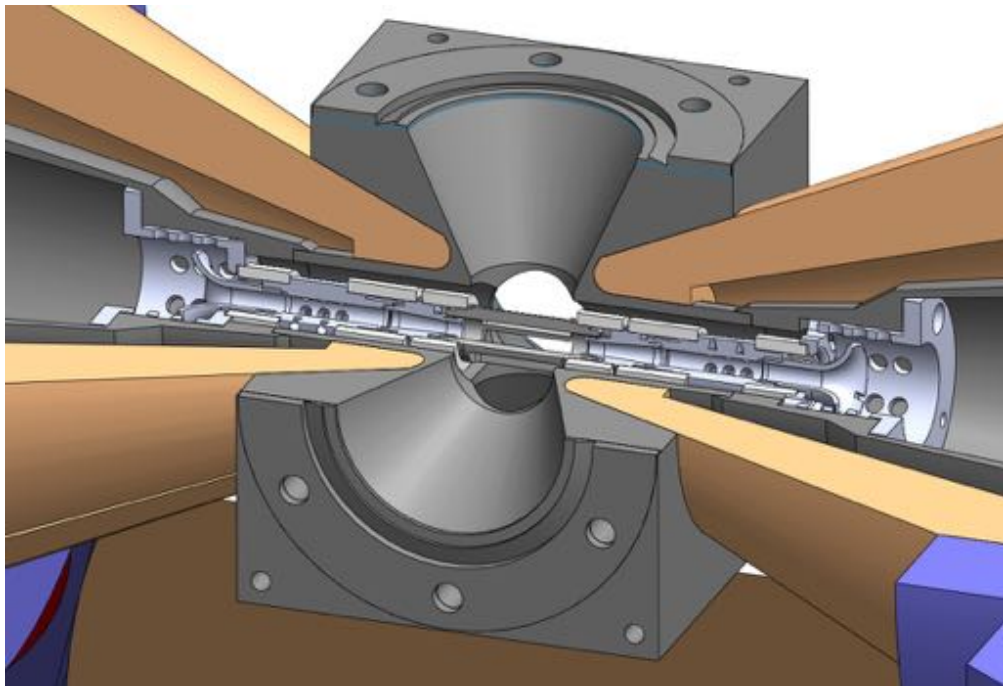
Die Konstruktionszeichnungen in Abbildung 3.1 zeigen die EBIT *TT* im Überblick. Das Herz des Vakuumbereichs ist der hier in grau dargestellte Würfel aus unmagnetischem Edelstahl, an den rechts und links Kegel angeschweißt sind, die Befestigungsmöglichkeiten für die Driftröhren bieten und das Einkoppeln eines Photonenstrahls erlauben. Diese Kegel werden von einem Weicheisenjoch umschlossen, welches das Magnetfeld bis in den Würfel hinein - und somit sehr nah an die eigentlich Fallenregion heran - führt. An den verbleibenden vier Würfelseiten ist die Befestigung von Pumpe, Gasinjektor und Spektrometern vorgesehen. Das Magnetfeld wird von insgesamt 48 Neodym-Eisen-Bor-Magneten erzeugt, die wie in Abbildung 3.1(a) angeordnet sind. Die Weicheisenkegel führen das Feld nach innen, während der magnetische Kreis außen durch vier Weicheisen-Stäbe geschlossen wird. Zwischen diesen Bereichen, die wegen der hohen Feldliniendichte eine besonders hohe magnetische Permeabilität des Materials erfordern, wird das Feld von magnetischem Baustahl transportiert.

Die die Magnetreihen abschließenden Baustahlstücke sind so gefertigt, dass für das Aufstellen der EBIT *TT* keine weiteren Halterungen nötig sind. Der Vakuumbereich aus Würfel und Kegeln (grau in Abbildung 3.1(a)) und die Magnetgruppe aus Weicheisenteilen, Baustahlteilen und Magneten (gelb, blau und rot) sind zudem nicht miteinander verschweißt oder verschraubt sondern werden durch die äußeren Weicheisenstäbe zusammengehalten. Die Kammer wird dabei durch die Weicheisenkegel gehalten, gut sichtbar in Abbildung 3.1(b). Dies bietet die Möglichkeit, bei Bedarf ein anderes Magnetsystem an die gleiche Kammer anzubringen.

Im Inneren des Würfels befindet sich die Ionenfalle, die aus einer zentralen Fallenelektrode

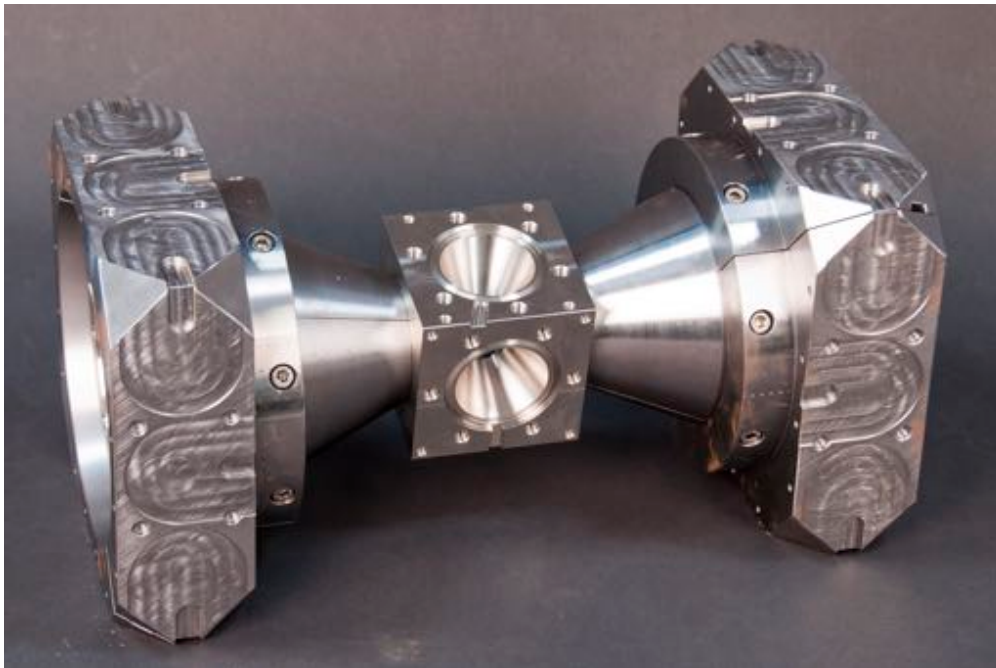


(a) Überblick über die EBIT *TT*. Farbcode: rot = Permanentmagnete, blau = magnetischer Baustahl, gelb = Reineisen, grau = unmagnetischer Edelstahl. Außenmaße des Aufbaus: 32 cm × 30 cm × 30 cm.

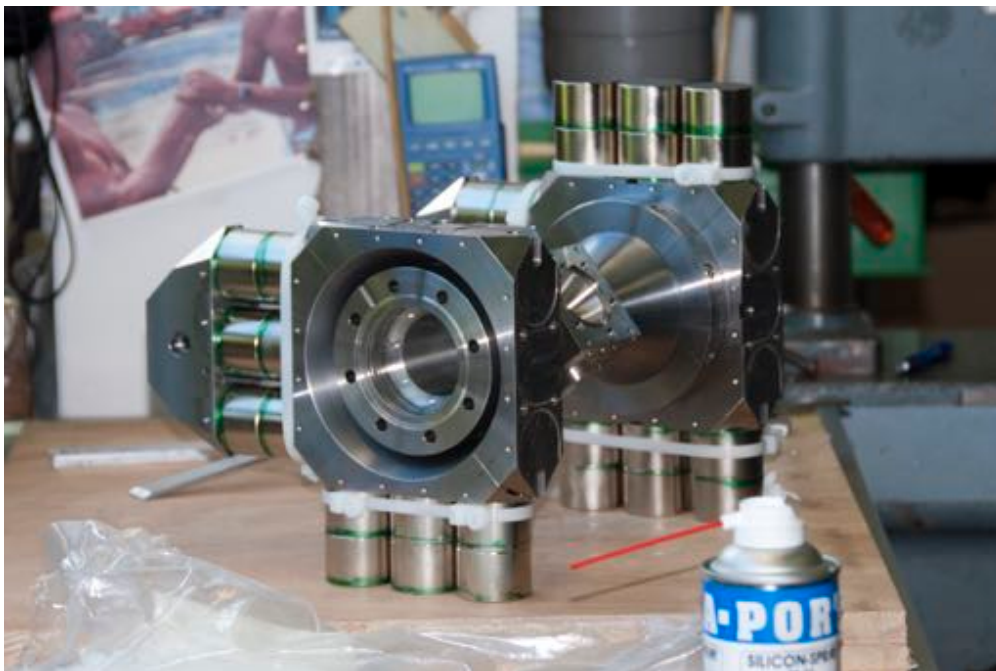


(b) Aufgeschnittene Vakuumkammer mit Driftröhren - Elektroden aus Edelstahl, Isolatoren aus Keramik. Die Seitenlänge des Würfels beträgt 7 cm.

Abbildung 3.1.: CAD-Modell der EBIT *TT*.



(a) Vakuumkammer mit Polstücken ohne Magnete. Gut sichtbar sind die eingefrästen Taschen zur Positionierung der Magnetstapel.



(b) EBIT *TT* während der Magnetmontage.

Abbildung 3.2.: EBIT *TT* im Aufbauprozess (Bildquelle [30]).

und zwei weiteren Elektroden pro Seite besteht. Die jeweils äußerste Elektrode hat einen trompetenförmigen Aufsatz, um den Einschuss des Elektronenstrahls zu erleichtern. Die einzelnen Elektroden werden durch Keramikrohr-Stücke voneinander isoliert und auch auf Abstand gehalten. Die gesamte Driftröhren-Konstruktion ist zusammengesteckt und wird durch in den Kegeln verschraubbare Halterungen (links und rechts in Abbildung 3.1(b)) fixiert.

Die in Abbildung 3.2 zu sehenden Fotos zeigen die fertigen EBIT *TT*-Bauteile während des Aufbaus der Maschine.

3.2. Vakuumkammer

Bei der EBIT *TT* befindet sich das gesamte Magnetsystem außerhalb des Vakuumbereichs. Dies soll eine Verschmutzung desselben reduzieren und ein hohes Vakuum im Bereich von 10^{-9} mbar ermöglichen.

3.2.1. Aufbau der Kammer

Das Zentrum der Vakuumkammer ist der Würfel, der auch die Ionenfalle beherbergt. Er hat eine Seitenlänge von 7 cm.

In die Aushöhlung des Würfels entlang der Strahlachse (in Abbildung 3.3 von links nach rechts verlaufend), welche 16 mm durchmisst, werden die Driftröhren hineingeschoben, so dass die zentrale Fallenelektrode sich direkt in der Mitte des Würfels befindet. Entlang des Strahlrohrs ist der Würfel auf beiden Seiten bis in eine Tiefe von circa 23 mm ausgehöhlt, um die Weicheisen-Polstücke hineinschieben zu können. Dies erfüllt primär den Zweck, das Magnetfeld mit Reineisen möglichst nah an die Fallenregion heran führen zu können um dort eine hohe Feldstärke zu erreichen. Dem dient nicht nur die Tiefe sondern auch das Volumen der Aushöhlung - möglichst viel Weicheisen soll in den Würfel geführt werden, da selbst dieser hochpermeable Werkstoff bei den hier verwendeten Feldstärken in Sättigung zu geraten droht (siehe auch Kapitel 3.3). Außerdem dient, wie einleitend erklärt, das in diese Würfelaussparungen eingeschoben Eisenjoch als mechanische Verbindung von Vakuumkammer und Magnetsystem.

An den restlichen vier Seiten des Würfels befinden sich Öffnungen, die vorrangig für die Detektion der in der Falle emittierten Photonen vorgesehen sind. Um einen großen Bereich der Ionenwolke abbilden zu können, wurde ihr Öffnungswinkel soweit optimiert, wie es die Randbedingungen (gegeben durch die Würfelseitenlänge und die Aushöhlungen für das Weicheisenjoch) zulassen. Er beträgt baulich 48° , betrachtet man jedoch den Öffnungswinkel eines direkt im Fallenzentrum beginnenden und an der Würfeloberfläche endenden Kegels, erhält man sogar 60° . Jede dieser vier Öffnungen ist an der Würfeloberfläche mit CF40-Schneidkanten und Bohrungen versehen, sodass sowohl verschiedene Detektoren als auch eine Pumpe und ein Gasinjektor problemlos befestigt werden können. Durch einen der Zugänge werden zudem die elektrischen Durchführungen zur Beschaltung der Driftröhren gelegt. Dies lässt sich mit dem

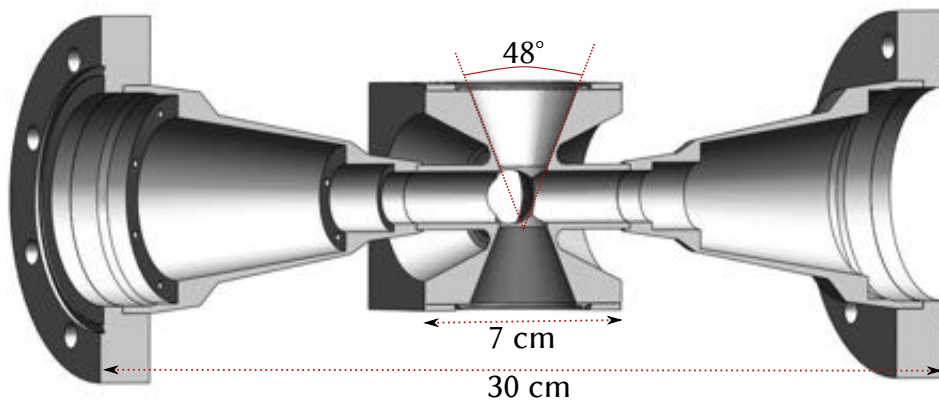


Abbildung 3.3.: Vakuumbereich aus Würfel, Kegeln und Flanschen.

Injektionssystem an einem Zugang kombinieren, indem die Durchführungen kreisförmig um das Nadelventil herum angeordnet werden. In den Ecken der vier hier diskutierten Würfeloberflächen befinden sich M4-Gewindebohrungen. Diese sollen gegebenenfalls die Fixierung zusätzlicher Aufbauten wie beispielsweise magnetischer Abschirmungen erleichtern. Auch die Stabilisierung angeflanschter Detektoren kann mithilfe dieser Bohrungen ermöglicht werden. An das Strahlrohr schließen sich beiderseits des Würfels Kegel an, die in CF63-Flanschen enden (siehe Abbildung 3.3). Im Inneren dieser Kegel befinden sich zwei Abstufungen, die der Positionierung des EBIT-Innenlebens (z.B. Driftröhren, Elektronenkanone, Kollektor...) dienen. Sie sind zum Zweck der Befestigung dieser inneren Bauteile mit vier (innere Stufe) beziehungsweise acht (äußere Stufe) M3-Gewindebohrungen versehen. Die äußere Form der Kegel ahmt diese Stufenstruktur nach, um keinen für die Installation des Reineisenjochs benötigten Raum zu verbrauchen. Alle Teile des Vakuumbereichs sind aus dem hochgradig unmagnetischen ($\mu_r \approx 1$) und vakuumtauglichen Edelstahl 1.4429 gefertigt.

Die abschließenden Flansche ermöglichen die Ankopplung der Maschine an externe Beamlines und im autonomen Betrieb die Befestigung und elektrische Versorgung von Elektronenkanone und Kollektor. Auch eine Extraktion der in der Falle erzeugten Ionen durch diesen Ausgang ist denkbar.

Nach Montage des Magnetsystems wurde die prinzipielle Hochvakuumtauglichkeit der Kammer getestet und bestätigt. Den hierzu verwendeten Aufbau mit einer 70 l-Turbopumpe zeigt Abbildung 3.4. Aufgrund des starken Magnetfeldes in der Nähe des Würfels war es nötig, diese Pumpe auf einem Verlängerungsrohr zu installieren, um die Induktion von Wirbelströmen zu vermeiden.

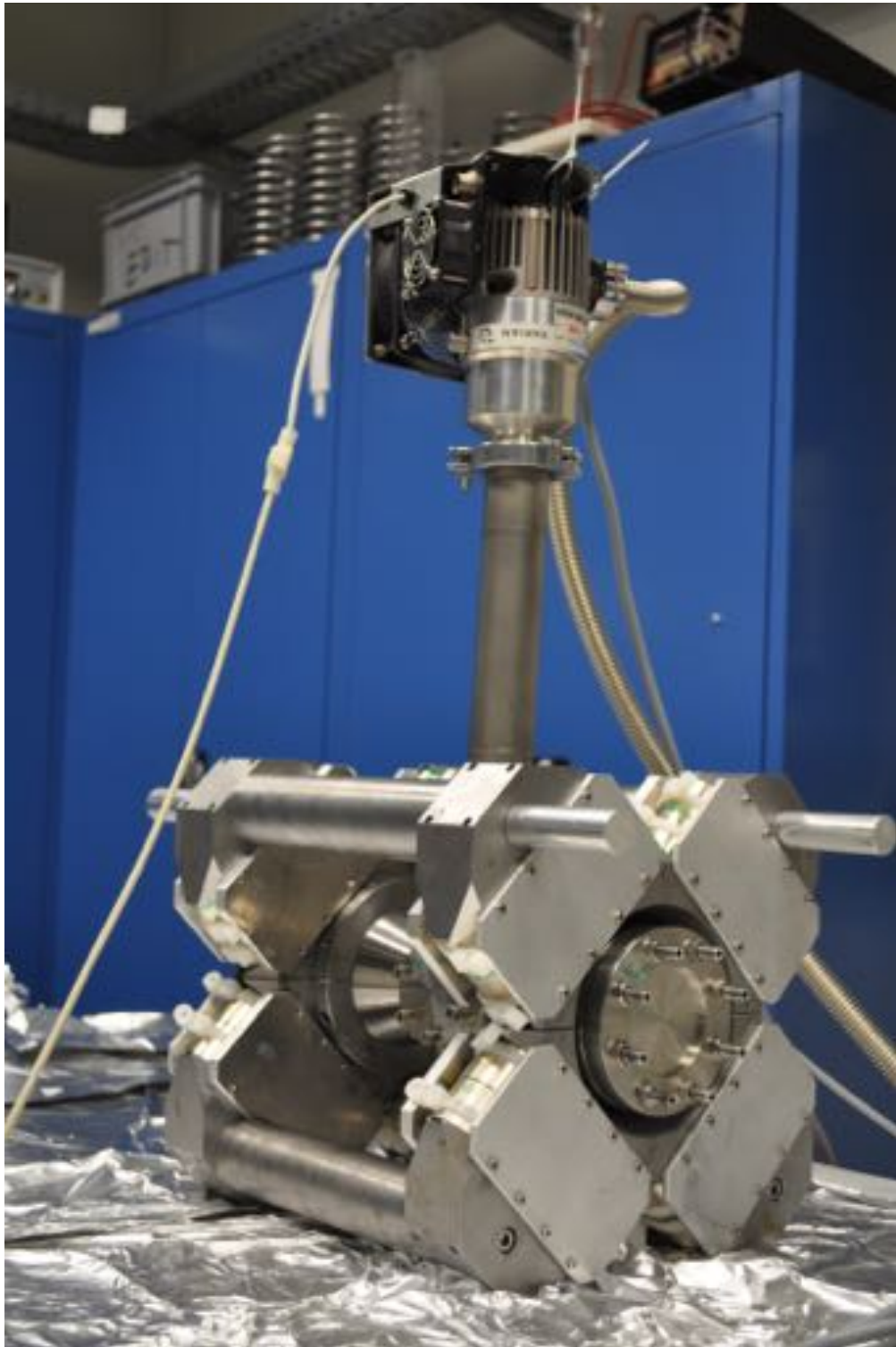


Abbildung 3.4.: EBIT *TT* während des Lecktests. Die Abschlussflansche sowie zwei der Würfelöffnungen sind mit Blindflanschen verschlossen, jeweils eine Würfelöffnung wird zum Pumpen und für die Druckmessung benutzt. Unter Verwendung einer 70 l-Turbopumpe mit KF-Dichtung wurden annähernd 10^{-7} mbar erreicht.

3.3. Magnetsystem

Das Magnetfeld, welches sowohl zur Kompression des Elektronenstrahls als auch für den strahl-freien, magnetischen Fallenmodus benötigt wird (siehe Kapitel 2.1 und 2.2), wird bei der EBIT *TT* durch Permanentmagnete erzeugt. Dies hat den Vorteil, dass keine Flüssiggase zur Kühlung benötigt werden, wie es bei Magnetfeld-Erzeugung mithilfe eines Helmholtz-Spulenpaars der Fall wäre. Diese heizen sich entweder durch die Leistung auf, die aufgrund des spezifischen Widerstands des Leiters über diesem abfällt, oder werden, um dies von vornherein zu vermeiden und höhere Ströme zu ermöglichen, mit flüssigem Helium supraleitend gehalten. Eine Lösung mit Permanentmagneten erreicht zwar nicht dasselbe Feld, das starke Spulen erzeugen können, bietet jedoch Vorteile sowohl in den Betriebskosten (Kühlmittel, Strom) als auch in der Transportabilität. Die Zeiträume, in denen eine cryogene Maschine vor Betrieb abgekühlt (typischerweise 10-20 Stunden) und vor Transport wieder aufgewärmt (typischerweise 20-30 Stunden) werden muss, stehen hier zusätzlich zum Messen zur Verfügung.

3.3.1. Aufbau

Konkret verwendet die EBIT *TT* 48 Neodym-Eisen-Bor-Magnete in der Zusammensetzung $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}\text{B}$, die zu den derzeit stärksten Dauermagneten gehören. Die verwendeten NdFeB-Kristalle zeichnen sich durch eine starke Kristallanisotropie (magnetische Vorzugsrichtung) aus. Die Elektronenspins koppeln via Spin-Bahn-Kopplung an das anisotrope Kristallfeld und können nur unter Energieaufwand aus der energetisch günstigen Richtung herausgedreht werden [31]. Jeder hier eingesetzte Magnet hat bei einer Höhe von 30 mm und einem Durchmesser von 45 mm eine Haftkraft von etwa 64 kg, ist also mit bloßen Händen von einer Eisenplatte kaum trennbar.

Für das Magnetarray der EBIT *TT* werden zunächst je zwei Magnete zu Stapeln zusammengefügt. Hierbei ist es wichtig, die Magnete langsam aufeinander zu setzen, da harte Schläge ihre Magnetisierung reduzieren. Diese Schichtung erfüllt vor allem die Funktion, die magnetische Kurzschlusswirkung zu reduzieren: durch die Verdopplung der permanentmagnetischen Strecke sinkt der Anteil des Feldes, der durch die Umgebungsluft vom einen Pol zum anderen fließt und die Feldstärke im Falleninneren steigt. Jeweils drei dieser Stapel werden auf jeder der vier Seiten des quadratischen Polstücks aus magnetischem Baustahl positioniert (siehe Abbildung 3.1(a)). Dies wird durch dem Magnetdurchmesser entsprechende flache Taschen im Polstück erleichtert, die auch verhindern, dass die Magnetstapel sich gegenseitig aus der gewünschten Position drängen.

Durch die so entstehende Parallelschaltung von zwölf Magnetstapeln pro Seite kann ein stärkeres Magnetfeld im Falleninneren erzeugt werden, als es ein Aufbau mit höherem seriellen Anteil erlauben würde. Dies zeigt sich, wenn man den vorliegenden magnetischen Kreislauf in

Analogie zu elektrischen Schaltungen betrachtet. In diesen gilt das bekannte Ohm'sche Gesetz:

$$U = R \cdot I. \quad (3.1)$$

Hier ist U die elektrische Spannung, R der Widerstand und I der elektrische Strom.

Mit dem Hopkinson'sches Gesetz existiert dazu ein magnetisches Analogon:

$$\mathcal{F} = \mathcal{R} \cdot \Phi. \quad (3.2)$$

Darin ist \mathcal{F} die magnetische Spannung, \mathcal{R} der magnetische Widerstand und Φ der magnetische Fluss. Für letzteren gilt:

$$\Phi = \int d\vec{S} \cdot \vec{B}(\vec{S}), \quad (3.3)$$

worin $d\vec{S}$ das durchflossene Oberflächenelement und \vec{B} die magnetische Flussdichte ist. Um ein hohes Magnetfeld zu erreichen, wird also ein hoher magnetischer Fluss verlangt. Der obige Vergleich zwischen Ohm's und Hopkinson's Gesetzen zeigt, dass dies im elektrischen Schaltkreis einem hohen Strom entspricht. Eine Reihenschaltung von elektrischen Spannungsquellen bewirkt allerdings nur eine Verstärkung der Gesamtspannung - eine Parallelschaltung gleichstarker Spannungsquellen erhöht dagegen die Stromstärke. Ähnlich verhält es sich auch im magnetischen Kreis: der Fluss, der von den Magneten in das Joch übergeben wird, steigt mit der Anzahl der direkt an ihm befestigten Magnete deutlich stärker an als mit der Stapelhöhe. In Richtung der Falle wird das Feld der einzelnen Magnete durch die Polstücke aufgenommen und in das Weicheisenjoch überführt. Dieses besteht aus ARMCO-Reineisen, welches einen Eisenanteil von mindestens 99,8% aufweist und sich durch seine hohe magnetische Permeabilität auszeichnet. Es handelt sich also um einen ferromagnetischen Werkstoff, der von außen anliegende Magnetfelder in seinem Inneren verstärkt. Durch die Aushöhlung des Würfels rund um das Strahlrohr (siehe Kapitel 3.2) kann das Feld im Weicheisen nahe an die Fallenregion heran transportiert werden.

Nach außen werden die jeweils drei Magnetstapel auf einer Seitenfläche des äußeren Jochs von einem weiteren Baustahlteil abgedeckt, welches den Fluss sammelt und in einen Weicheisenstab übergibt. Diese Stäbe überführen das Feld zur anderen Seite - der magnetische Kreislauf ist abgeschlossen und das Streufeld im Bereich rund um die Maschine gering (siehe 3.6).

3.3.2. Magnetfeldsimulation

Die Abbildungen in 3.5 zeigen die Ergebnisse einer Computersimulation zum Magnetfeldverlauf sowohl in axialer (entlang der Strahlrohrachse, ab hier auch z-Achse genannt) als auch in radialer Richtung. Im Zentrum der Falle werden demnach knapp 0,7 T erreicht. In axialer Richtung ist das Feld im gesamten Bereich der zentralen Fallenelektrode (circa 10 mm in beide Richtungen, unten links in Abbildung 3.5(a) sichtbar) größer als 0,5 T, fällt danach jedoch stark

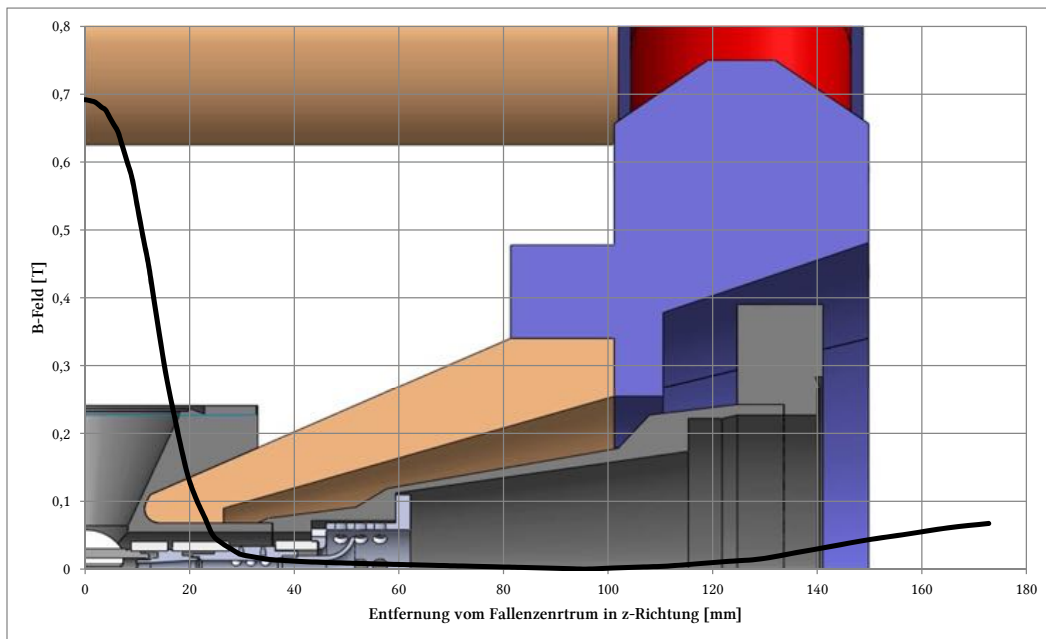
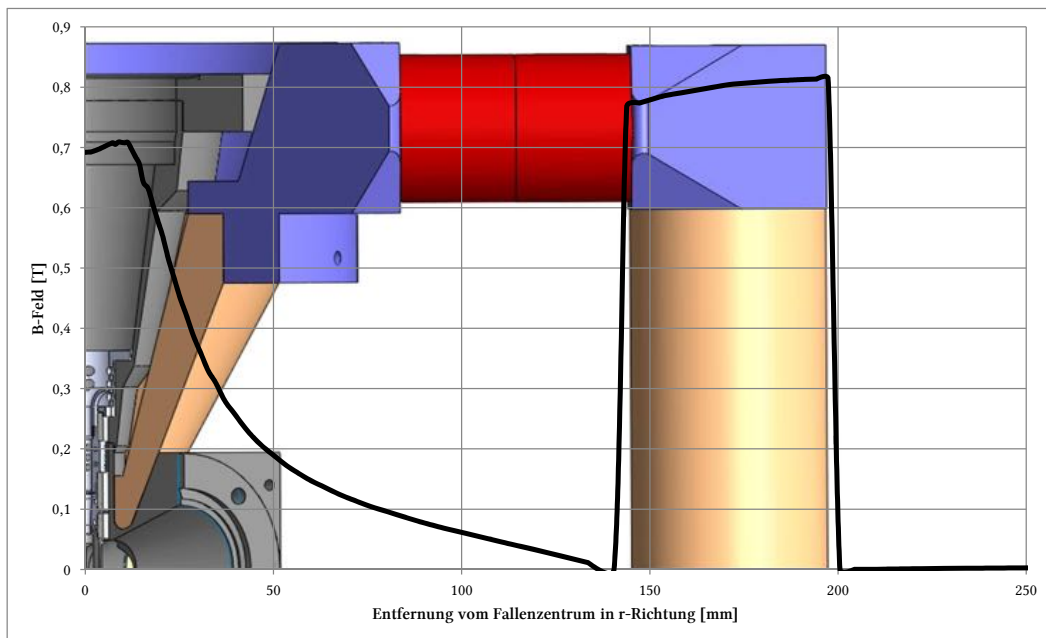
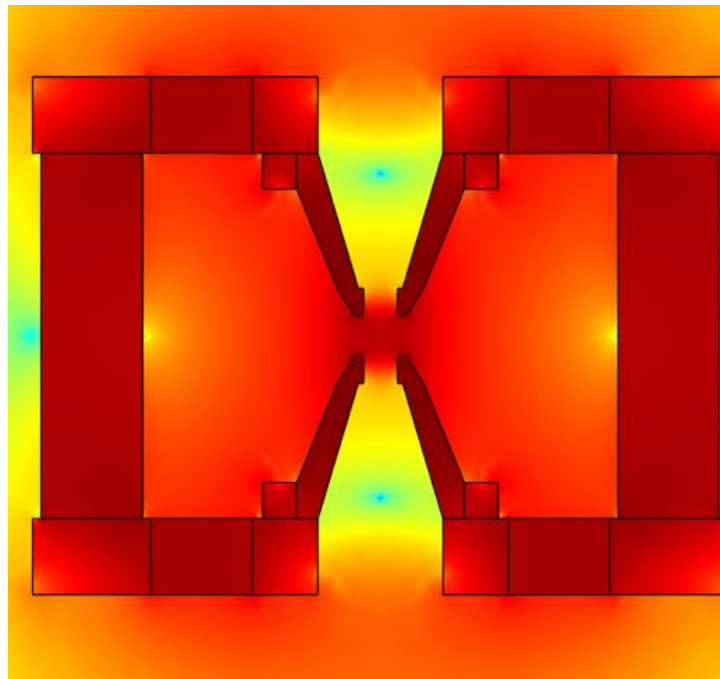
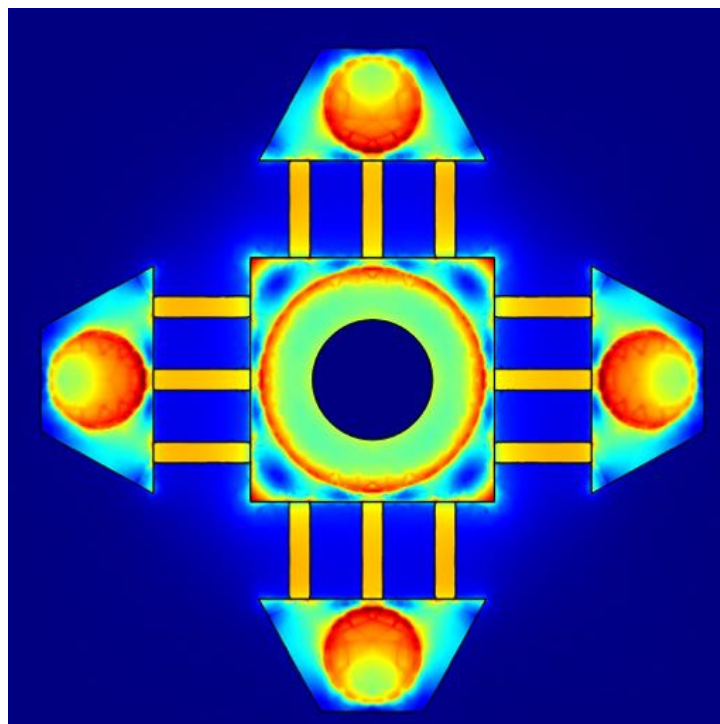
(a) Betrag des Magnetfeldes in z-Richtung bei $r=0$ mm.(b) Betrag des Magnetfeldes in r-Richtung bei $z=0$ mm.

Abbildung 3.5.: Ergebnis einer Simulation des mit dem Permanentmagnet-Array erzeugten Magnetfelds [32].



(a) Axialer Schnitt durch Weicheisenteile und Magnete. Bereiche hoher Feldstärke sind rot; gut sichtbar ist auch das Feldminimum in den Kegeln.



(b) Radialer Schnitt durch das Außenjoch und den Rand der darauf sitzenden Magnetstapel. Bereiche hoher Feldstärke sind wiederum rot gekennzeichnet.

Abbildung 3.6.: 2D-Darstellungen des Magnetfeldes, Farbskalen von (a) und (b) stimmen nicht überein [32].

ab. Bei $z \approx 100$ mm nimmt das Feld ein Minimum an - dieser Bereich ist besonders geeignet für die Installation einer Elektronenkanone, da der Elektronenstrahlradius unerwünschterweise mit steigendem Feld am Ort der Emission zunimmt. Von diesem Punkt aus steigt das Feld in beide Richtungen leicht an, was in Fallenrichtung wichtig ist, um den Elektronenstrahl zum Target zu führen.

Der Feldverlauf in r-Richtung zeigt eine leichte Senke direkt im Fallenzentrum, die der Form des feldführenden Weicheisenjochs geschuldet ist. Dieses umschließt das Strahlrohr, weswegen das Feld in dessen Mitte etwas niedriger ausfällt, als direkt zwischen den beiden gegenüberliegenden Weicheisenkegeln. In Abbildung 3.5(b) ist gut zu erkennen, wie sich das Feldmaximum in r-Richtung mit der Stelle des tiefsten Eiseneinschubs deckt. Auch direkt im Fallenzentrum liegt das Feld jedoch bei annähernd 0,7 T. Einen Überblick über den Feldverlauf in zwei ausgewählten Schnittebenen zeigen die 2D-Bilder in Abbildung 3.6.

3.3.3. Magnetfeldvermessung

Während des Aufbaus der EBIT *TT* wurde zunächst das Streufeld rund um die Maschine einmal vor und einmal nach der Installation der Weicheisenstangen zur Schließung des magnetischen Kreises vermessen. Vor deren Einbau wurden Baustahlstangen mit geringem Querschnitt zur provisorischen Feldrückführung verwendet. Diese Vergleichsmessung ergab entsprechend den Erwartungen, dass der Fluss im fertigen Aufbau durch die Rückführungen gut lokalisiert ist. Außerhalb des durch die Weicheisenstangen aufgespannten Volumens beträgt er nicht mehr als einige Millitesla.

Des Weiteren wurde unter Verwendung einer Hallsonde an einigen exemplarischen Stellen der EBIT *TT* (siehe Abbildung 3.7) die magnetische Flussdichte bestimmt. Die Hallsonde wurde dabei stets normal zur Strahlrohrachse verwendet - die Werte in Tabelle 3.1 geben daher nicht den Betrag des Gesamtfeldes sondern nur des Axialfeldes an, während die Simulationsergebnisse in Abschnitt 3.3.2 das Gesamtfeld beschreiben. Aus praktischen Gründen war es mit der verwendeten Hall-Sonde nicht möglich, an jedem Ort Axial- und Radialfeld aufzunehmen (um daraus das Gesamtfeld berechnen zu können), theoretischen Überlegungen folgend ist es jedoch für unsere Zwecke auch nicht unbedingt notwendig. Dies liegt an der Form der Feldlinien, die insbesondere in der Fallennitte parallel zur z-Achse verlaufen und somit ohnehin kein Radialfeld entstehen lassen. Die Annahme, dass das Gesamtfeld dem Axialfeld entspricht, ist auch für alle weiteren Messwerte entlang der z-Achse bei $r = 0$ mm gut verwendbar, was durch Vergleich mit den Simulationswerten bestätigt wird.

Dieser ergibt dabei nicht nur, dass der tatsächliche Maximalwert der Flussdichte circa 50 mT über dem erwarteten liegt, sondern auch, dass der Abfall der Feldstärke bei Entfernung vom Fallenzentrum entlang der z-Achse nicht so drastisch ist, wie erwartet. So zeigt die Messung, dass die Flussdichte im gesamten durch die Würfelöffnung zugänglichen Bereich größer als 0,7 T ist, während die Simulation einen Rückgang auf unter 0,6 T vorhergesagt hatte. Auch die

Ort	z [mm]	B [T]	Ort	r [mm]	B [T]
1	0	0,740±0,015	A	0	0,740±0,015
2	9	0,720±0,015	B	9	0,721±0,015
3	46	0,023±0,005	C	33	0,290±0,010
4	63	0,010±0,005	D	70	0,172±0,010
5	123	0,020±0,005	E	116	0,096±0,005
6	149	0,045±0,005	F	139	0,018±0,005
			G	189	0,004±0,005

Tabelle 3.1.: Betrag der gemessenen Axialfeldwerte in axialer (links) und radialer Richtung (rechts). Die angegebenen Orte finden sich in Abbildung 3.7. Die Fehler resultieren aus einer Maximalabschätzung über Messgeräts- und Ortsungenauigkeit.

im Kegelinernen aufgenommenen Messwerte (Orte 3-6) liegen leicht oberhalb der Simulationswerte (siehe dazu auch Anhang D). Der generelle Verlauf der Feldstärke entlang der z-Achse entspricht allerdings den Erwartungen.

In r-Richtung sind die Abweichungen vom berechneten Wert etwas deutlicher - insbesondere das Streufeld im von den Weicheisenstäben aufgespannten Luftvolumen (Orte C-F) ist höher als angenommen. Beispielsweise liegt es am Ort E bei circa 100 mT anstatt der erwarteten 40 mT. Dies bedeutet, dass die in diesem Bereich installierten elektrischen Geräte wie Pumpen oder Detektoren voraussichtlich zusätzlich abgeschirmt werden müssen, um einen einwandfreien Betrieb zu ermöglichen.

Ein Grund für die Diskrepanz zwischen Simulation und Messwerten können unterschiedliche Randbedingungen sein. Dies meint zum einen die tatsächliche Ausformung und Beschaffenheit der Bauteile, die von den in der Simulation verwendeten Annahmen abweichen können. Zum anderen wurde in der Simulation allein der als magnetisch aktiv angenommene Teil der EBIT *TT*, also Magnete, Weicheisen- und Baustahlteile, berücksichtigt. Trotz der sehr nahe am Wert Eins liegenden magnetischen Permeabilität des für Kammer und Kegel verwendeten Edelstahl ist dieser jedoch nicht komplett unmagnetisch und kann daher Auswirkungen auf das Feld haben.

Insgesamt übertrifft das vorhandene Feld die Erwartungen leicht und variiert im Bereich der zentralen Fallenelektrode nur um 20 mT. Einzig das erhöhte Streufeld stellt ein Problem da, welches, einmal erkannt, jedoch lösbar ist.

3.4. Driftröhren

Der Driftröhrenaufbau besteht aus einer zentralen Fallenelektrode und pro Seite zwei weiteren Driftröhren. Die aus Edelstahl gefertigten Elektroden werden durch Keramik-Isolatoren

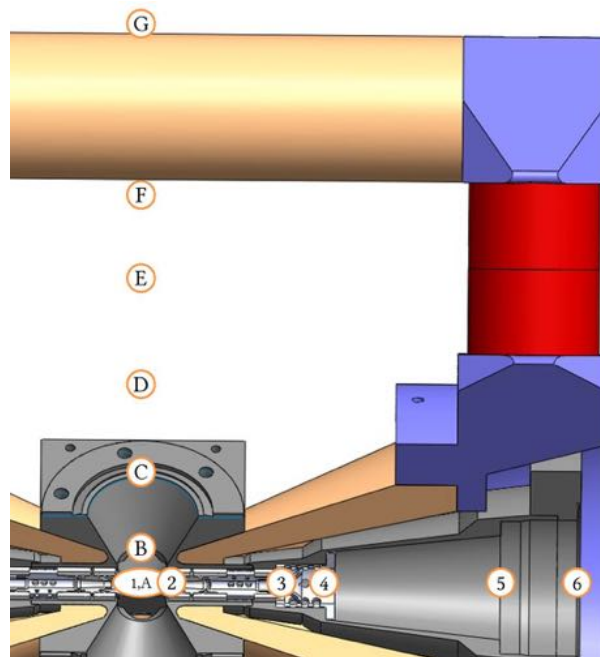


Abbildung 3.7.: Messpunkte der in Tabelle 3.1 angegebenen Flussdichten.

getrennt und zusammengehalten. Der gesamte innere Aufbau ist außerhalb der Maschine zusammensteckbar und kann dann in das Strahlrohr geschoben werden. Fixiert wird er mithilfe der erwähnten bohrlochversehenen Stufen in den Kegeln.

3.4.1. Elektroden

In der Mitte sowohl des Driftröhrenaufbaus als auch des Würfels sitzt die Fallenelektrode. Sie ist 25 mm lang und auf den mittleren 15 mm auf allen vier Seiten der Würfelzugänge auf einem Öffnungswinkel von 70° aufgeschnitten (siehe Abbildung 3.8(a)). Um das elektrische Feld im Falleninneren trotz dieser großen Öffnungen homogen zu halten, wird der offene Bereich mit einem leitfähigen Gitter mit mehr als 90% optischer Transmissivität umwickelt. Der Innendurchmesser der Falle beträgt 5 mm. Um die Isolator-Kriechstrecke zwischen der Falle und der anschließenden inneren Driftröhre zu erhöhen, sind die Auflageflächen für die Keramikringe leicht zurückgesetzt ausgeführt.

Die Fallenelektrode endet auf beiden Seiten in abgerundeten Kanten, die das entsprechende Gegenstück an der inneren Driftröhre mit etwas Abstand umschließen. Ähnlich ist auch der Übergang zwischen innerer und äußerer Driftröhre gestaltet. Diese Bauweise verhindert, dass die Flugbahn des Elektronenstrahls von den neutralen Potentialen der Isolatoren gestört wird. Im Inneren des Würfels ist der Strahl also zu allen Zeiten von Edelstahl umgeben. Die Abrundung der Kanten reduziert zudem die Wahrscheinlichkeit von Entladungen zwischen den gegebenenfalls unterschiedlichen Potentialen der verschiedenen Elektroden.

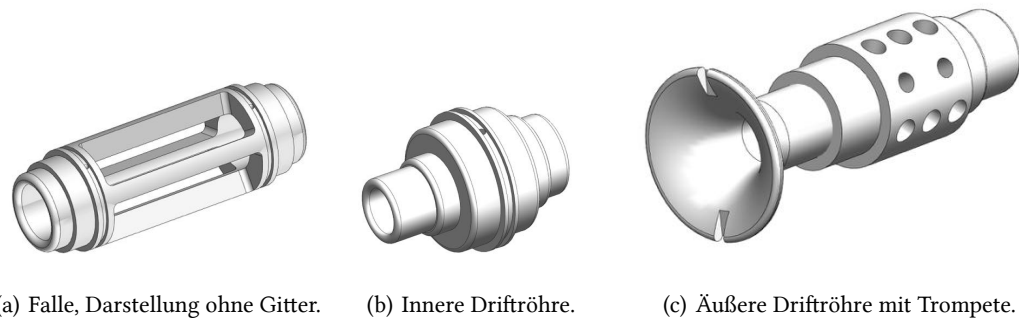


Abbildung 3.8.: Verbaute Elektroden, nicht maßstabsgetreu.

Wie in Abbildung 3.9 sichtbar, folgt auf die Falle beidseitig eine kurze Elektrode, die innere Driftröhre (Abbildung 3.8(b)). Sie ist 12 mm lang und beginnt fallenseitig mit einem Innendurchmesser von 3 mm, weitet sich jedoch bis zu ihrem anderen Ende auf 4 mm auf. Diese Veränderung des Innendurchmessers sorgt zunächst für eine Fokussierung des Elektronenstrahls und, aufgrund des größeren Innendurchmessers der Fallenelektrode, auch für ein natürliches Fallenpotential (ohne weitere Potentialdifferenzen zwischen den Elektroden, siehe auch Kapitel 2.2). Die letzte Elektrode, die äußere Driftröhre (Abbildung 3.8(c)), ist insgesamt 32 mm lang und hat fast auf ihrer gesamten Länge einen Innendurchmesser von 4 mm. Sie endet allerdings auf der Kegelseite in einer Trompete, die sich öffnet, bis sie 13 mm durchmisst. Auch dies dient der besseren Einleitbarkeit des Elektronenstrahls in die Fallenregion. Zwölf Bohrlöcher durchdringen die äußere Driftröhre, um auch den Strahlrohrbereich für Restgas durchlässig zu halten, also optimales Auspumpen - und folglich ein hohes Vakuum - zu erlauben.

3.4.2. Fixierung und Verdrahtung

Der gesamte Aufbau in Abbildung 3.9 wird axial nur mithilfe der in den Kegeln verschraubten Halterstücke aus Aluminium, in der genannten Abbildung blau dargestellt, zusammengedrückt. Um den zwischen Halterungen und Kegeln entstehenden Spalt effizient auspumpen zu können, sind auch diese mit zahlreichen Löchern versehen (siehe auch Anhang C). Durch Aussparungen in der Endstufe der Halterungen bleiben zwei der Bohrlöcher in der Gehäuseschulter des Kegels auch nach Driftröhren-Montage zugänglich und können beispielsweise für Kanone oder Kollektor genutzt werden.

Insgesamt sechs Keramik-Ringe mit Längen der Größenordnung 10 mm geben den Abstand zwischen den Elektroden vor, isolieren sie elektrisch voneinander und halten den Aufbau gleichzeitig radial zusammen. Die Auflageflächen für diese Isolatoren an beiden Enden der einzelnen Elektroden sind daher speziell an die Innenseite des Isolators angepasst, ein Zusammenstecken der fünf Elektroden, zwei Aluminium-Halterungen und sechs Isolatoren gibt bereits eine gewisse Grundstabilität. Um diese Baugruppe im Inneren des Würfels installieren zu können, ist

die äußere Driftröhre zweiteilig gestaltet: der Trompetenteil ist mit einem Außengewinde versehen und kann so in die restliche Elektrode hineingeschraubt werden. Dies geschieht bei der Montage erst ganz am Ende, da der Trompeten-Außendurchmesser den Innendurchmesser der Halterung übersteigt (siehe Abbildung 3.9). Die Elektroden (ohne Trompetenstück), Isolatoren und eine Halterung werden außerhalb des Würfels zusammengefügt und dann mithilfe eines zur Stabilisierung durchgesteckten Dorns komplett in den Würfel geschoben. Von der anderen Seite wird die zweite Halterung hinzugefügt. Beide Halterungen werden mit den Kegelstufen verschraubt und der Aufbau somit fixiert. In diesem Zustand können die einzelnen Elektroden noch immer gedreht werden, was zur Verkabelung und im Fall der zentralen Fallenelektrode zur Positionierung relativ zu den optischen Zugängen des Würfels nützlich ist.

Ihr elektrisches Potential erhalten die Elektroden über einen 0,5 mm dicken Kapton-isolierten Draht. Für dessen Befestigung sind Falle und innere Driftröhren mit einer Nut, deren Breite dem Drahtdurchmesser entspricht, versehen. Innerhalb dieser ist noch ein ebenfalls 0,5 mm durchmessendes Loch gebohrt, in das der Draht zunächst hineingesteckt werden kann, bevor er, geführt durch die Nut, einmal um die ganze Elektrode gewickelt wird. Natürlich ist diese Verkabelung bei der Fallenelektrode nur auf einer Seite notwendig - sie verfügt jedoch trotzdem über eine Nut auf beiden Seiten, da diese auch genutzt werden kann, um das Gitter, welches die Potentialhomogenität im Falleninneren gewährleisten soll, einzuschnüren. Da die äußeren Driftröhren etwas mehr Platz bieten, als die drei zentralen Elektroden, ist es hier möglich, den Draht einfach mithilfe kleiner Schrauben zu befestigen. Abbildung 3.8(c) zeigt die beiden hierfür vorgesehenen M2-Gewindelöcher, die sich zwischen den durchgehenden Bohrungen für die Gasdurchlässigkeit befinden. Um den Draht von den Elektroden aus ohne Kontakt zur Kammer oder anderen leitenden Bauteilen durch einen der Ausgänge zu führen, ist die Verwendung von Keramikröhrchen mit 2 mm Außendurchmesser und einer Wandstärke von 0,5 mm vorgesehen. Das Strahlrohr hat einen Durchmesser von 16 mm - bei einem maximalen Außendurchmesser des Driftröhrenaufbaus von 12 mm (was dem Isolator Durchmesser entspricht) können diese Röhrchen also problemlos zusätzlich hineingeschoben werden.

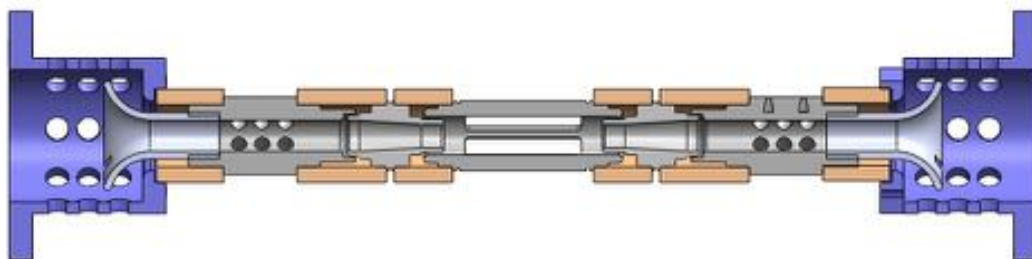


Abbildung 3.9.: Übersicht über den Driftröhrenaufbau; orange = Keramik, grau = Edelstahl, blau = Aluminium.

3.5. Nächste Schritte

Um aus dem bisher vorhandenen Aufbau eine vollwertige EBIT beziehungsweise EBIS zu machen, fehlen noch Elektronenkanone und Kollektor (erklärt in Kapitel 2.2). Insbesondere an die Kanone werden bei der EBIT *TT* besondere Anforderungen gestellt: Da es auch bei eingebauter Kanone noch möglich sein soll, entlang der z-Achse einen externen Photonenstrahl einzuschließen, darf diese nicht zentriert installiert werden. Sie soll stattdessen in einem geringen Winkel zur Strahlrohrachse angebracht werden. Der emittierte Elektronenstrahl wird dann durch das Magnetfeld in die Falle geleitet. Es ist zudem möglich, die Kanone mit einer elektronenoptischen Linse zu versehen, die eine bessere Fokussierung und Steuerung des Elektronenstrahls erlaubt. Aufgrund des geringen Platzes im Kegelinneeren ist es trotz dieser Überlegungen wahrscheinlich nicht möglich, die gesamte Kanone ab der Photonenachse anzubringen, weswegen die Halterung der Kathode, die Anode und die Fokuselektrode mit einem Schlitz beziehungsweise einer Einbuchtung versehen werden sollen. Ein dualer Betrieb mit eingekoppeltem Photonenstrahl bei laufender Kanone soll so gewährleistet werden.

Um den Elektronenstrahl nach Durchlaufen der Fallenregion wieder auffangen zu können, benötigt die EBIT *TT* auch einen Kollektor. Dieser wird ringförmig gestaltet sein und ihm wird mindestens eine, ebenfalls ringförmige, Extraktionselektrode folgen. Ein Einbau dieser zusätzlichen Elektroden ist mithilfe der in den Kegelstufen vorhandenen Bohrungen leicht möglich. An den Abschlussflansch auf der Kollektorseite können zum Zweck der Extraktion und Analyse auch weitere Bauteile wie Ablenker oder ganze Ionenfallen angeschlossen werden.

4. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde innerhalb kürzester Zeit eine nur 30 cm lange EBIT entwickelt und gebaut.

Mithilfe von 48 starken Neodym-Eisen-Bor-Magneten und einer gut durchdachten Führung des magnetischen Feldes ins Fallenzentrum wird dort eine magnetische Flussdichte von 0,74 T erreicht. Hierfür war eine parallele Anordnung von 24 Stapeln aus zwei Magneten notwendig. Zur Schließung des magnetischen Kreises und Führung des Flusses wurde Weicheisen verwendet, da dieses eine hohe magnetische Permeabilität aufweist.

Die Vakuumkammer der EBIT *TT* verfügt über vier optische Zugänge, die den angeschlossenen Spektrometern und Detektoren einen großen offenen Raumwinkel bieten. Die Kammer entlang der Strahlachse fortsetzende Kegel bieten durch zwei mit Bohrlöchern versehene Gehäuseschultern Möglichkeiten zum Fixieren der inneren EBIT-Bauteile. Dabei handelt es sich vor allem um die Driftröhren, die die eigentliche Falle darstellen. Bei der EBIT *TT* wurde die zentrale Fallenelektrode im Hinblick auf geplante Fluoreszenzmessungen optisch offen gebaut, so dass eine gute Sicht auf die Ionenwolke möglich ist. Um das Potential im Inneren dieser auf insgesamt 280° offenen Elektrode trotzdem homogen zu halten, wird sie von einem leitfähigen Gitter mit hoher optischer Transmissivität umschlossen. Beiderseits der Falle schließen sich jeweils zwei weitere Driftröhren an, die mit unterschiedlichen Potentialen belegt werden können. Der Innendurchmesser der Driftröhren nimmt zur Falle hin zunächst ab, um sich in der zentralen Elektrode dann wieder zu öffnen. Dies erzeugt im Elektronenstrahl-Betrieb ein natürliches Fallenpotential auch ohne unterschiedliche Spannungen an den einzelnen Driftröhren.

Der nächste Schritt in der Komplettierung der EBIT *TT* sind Konstruktion und Bau einer eigenen Elektronen-Kanone und eines Kollektors. Die Kanone soll sich abseits der Strahlrohrachse befinden, um eine gleichzeitige Einkopplung eines externen Photonenstrahls bei laufendem Elektronenstrahl zu ermöglichen. Weiterhin ist ein Extraktionssystem geplant.

In ihrer Funktion als Ionenfalle wird die *table-top* EBIT also zu spektroskopischen Untersuchungen mit oder ohne externe Lichtquellen fähig sein. Zusätzlich ist sie eine kompakte und günstige Möglichkeit zur Bereitstellung von Ionen für andere Experimente. In letzterem Betriebsmodus wird sie beispielsweise in einem gemeinsamen Projekt des Max-Planck-Instituts für Kernphysik in Heidelberg (MPIK) und der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig (PTB) verwendet werden. Das im Aufbau befindliche Experiment wird eine mögliche zeitliche Varia-

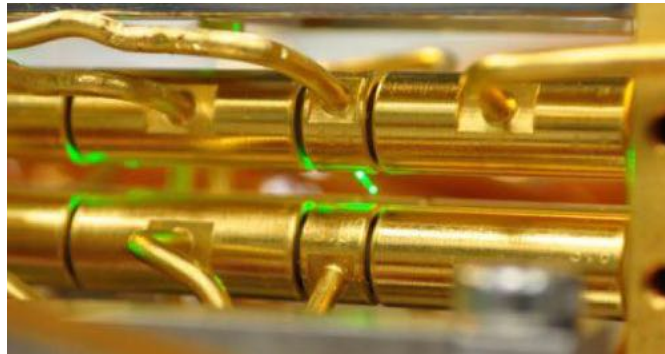


Abbildung 4.1.: Elektroden der linearen Paul-Falle CryPTEx (Bildquelle [35]).

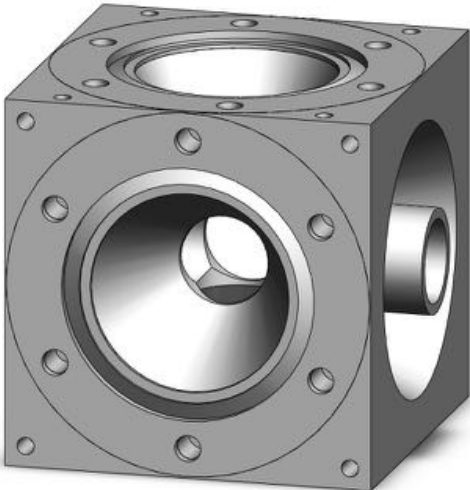
tion der Feinstrukturkonstante α mit verbesserter Genauigkeit untersuchen. Die Zeitvariation von α ist unter anderem Bestandteil der String-Theorie und wäre daher ein Anzeichen für Physik jenseits des Standardmodells.

Aktuelle Beobachtungen von atomaren Übergängen in Absorptionsspektren von Quasaren lassen eine räumliche Variation von α vermuten [33]. Durch die Bewegung der Erde durch den Raum ergibt sich daraus eine zeitliche Variation auf der Erde, die in der Größenordnung von 10^{-19} pro Jahr liegt. Die derzeit genauesten Laboruntersuchungen beruhen auf dem Vergleich von Hg^+ - und Al^+ -Atomuhren und erlauben die Angabe einer Obergrenze von $\Delta\alpha/\alpha = (-1,6 \pm 2,3) \times 10^{-17}$ pro Jahr [34].

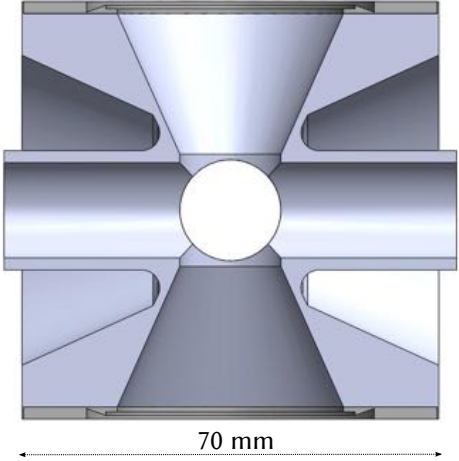
Eine Möglichkeit, die tatsächlich benötigte Genauigkeit zu erreichen, ist die Verwendung von hoch- anstatt einfachgeladenen Ionen. Aufgrund verstärkter relativistischer Effekte in der Elektronenhülle können HCIs eine deutlich höhere Sensitivität auf die Variation der Feinstrukturkonstante aufweisen. Konkret soll Ir^{17+} untersucht werden, da hier der optische Übergang mit der höchsten Sensitivität aller atomaren stabilen Systeme vorhergesagt wird. Ir^{17+} wird in einer EBIT produziert, um dann in eine am MPIK gebaute cryogene Paulfalle [35] extrahiert zu werden (siehe Abbildung 4.1). Dort können die Ionen in den mK-Bereich heruntergekühlt werden, was spektroskopische Auflösungen in der Größenordnung der natürlichen Linienbreite erlaubt. Die für die Produktion von Ir^{17+} nötige Energie von etwa 410 eV kann planmäßig von der EBIT *TT* bereitgestellt werden. Dadurch wird die Abhängigkeit von stationären EBITs aufgehoben und das Gesamtexperiment gewinnt an Flexibilität.

Auf ähnliche Weise können auch andere Anwendungen, die einer Ionenquelle bedürfen, von der EBIT *TT* profitieren. Dazu soll der im Rahmen dieser Arbeit entworfene Prototyp mithilfe von in Aufbau und Betrieb gewonnenen Informationen weiter optimiert werden und gegebenenfalls in Kleinserie gehen.

A. Bauteile: Vakuumbereich

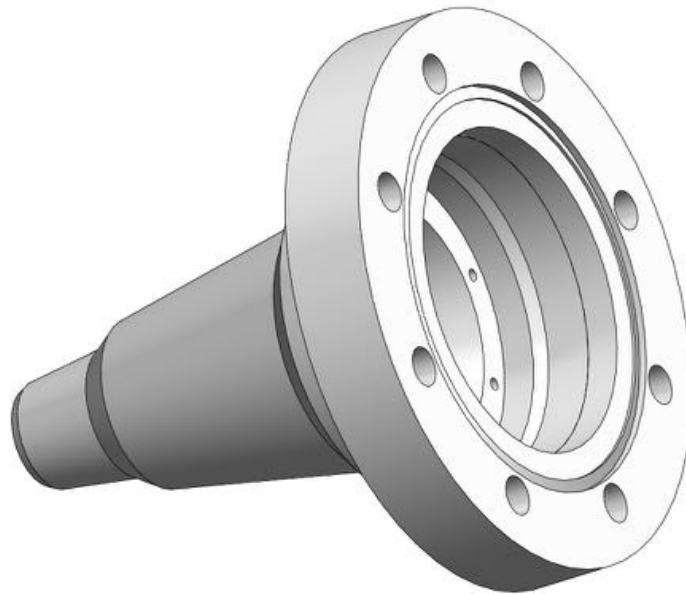


(a) Würfel.

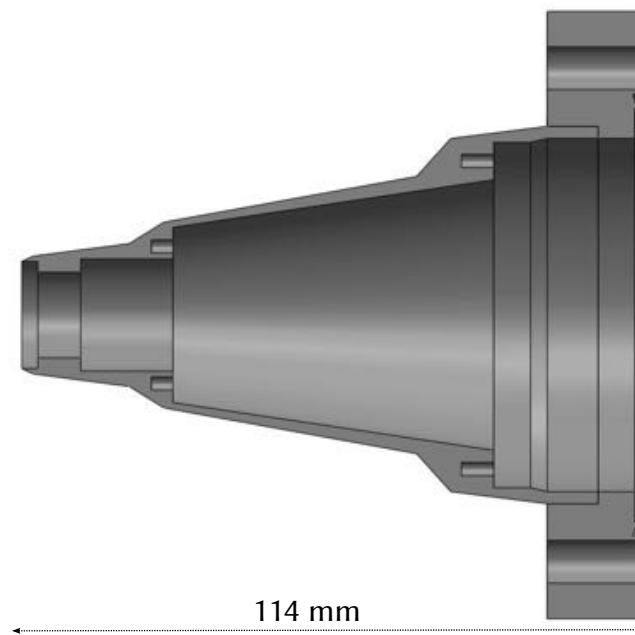


(b) Schnitt durch den Würfel.

Abbildung A.1.: Würfel mit Strahlrohr und vier Zugängen, die einen Sichtwinkel von 48° auf die Falle bieten.



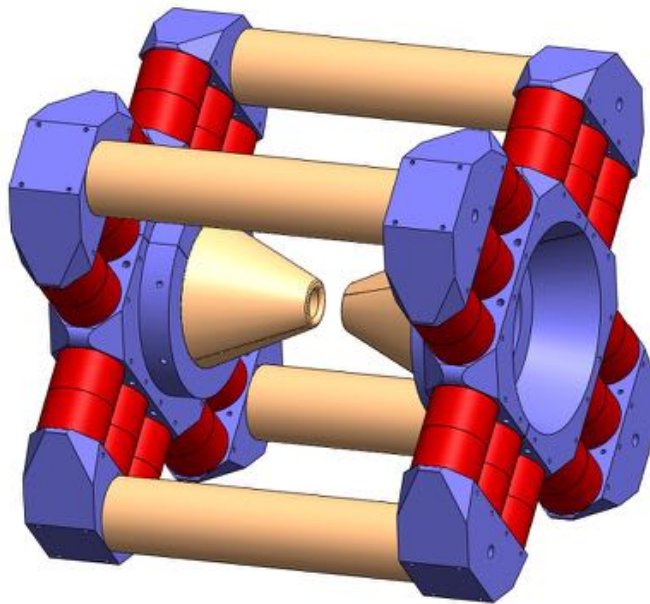
(a) Kegel und Abschlussflansch.



(b) Schnitt durch Kegel und Abschlussflansch.

Abbildung A.2.: Kegel mit Gehäuseschultern zu Befestigungszwecken und CF63-Abschlussflanschen.

B. Bauteile: Magnetsystem

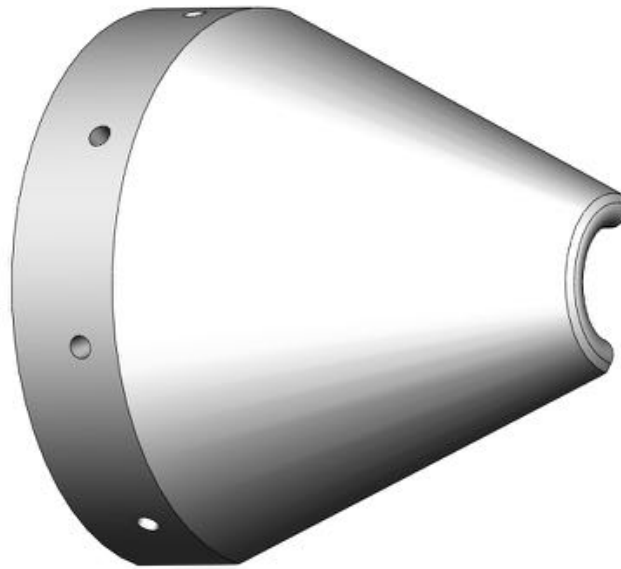


(a) Überblick über das Magnetsystem.

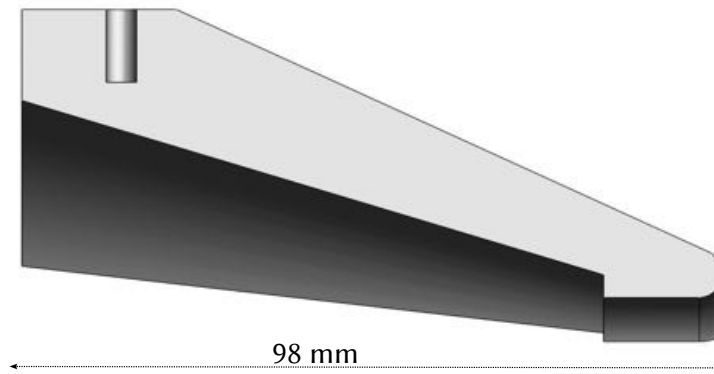


(b) Magnet mit 1€-Münze zum Größenvergleich (Bildquelle: [36]).

Abbildung B.1.: Magnetsystem der EBIT *TT* und verwendeter Magnet.

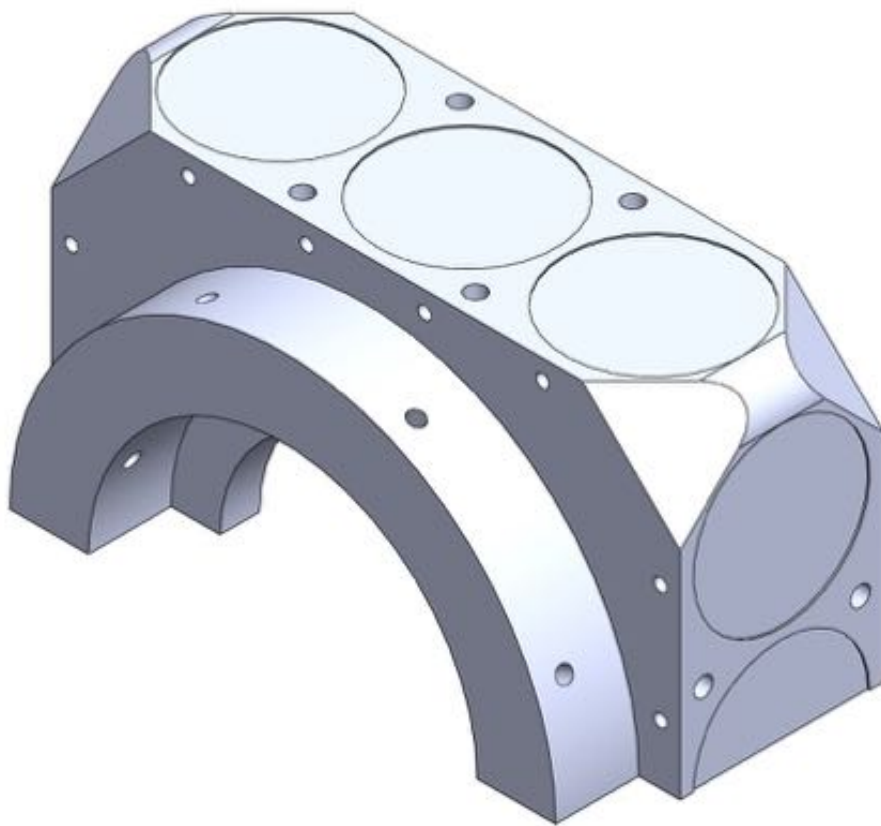


(a) Weicheisenjoch.

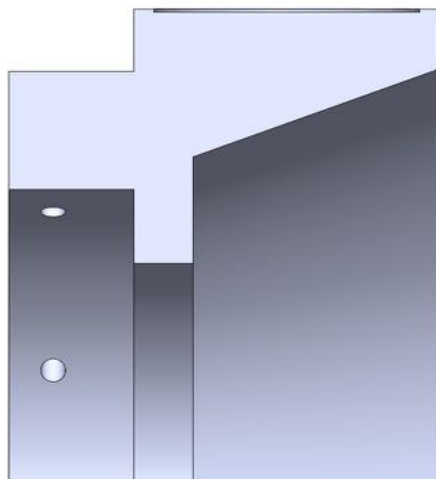


(b) Schnitt durch das Joch.

Abbildung B.2.: Weicheisenjoch, das den Fluss ins Würfelinere führt.

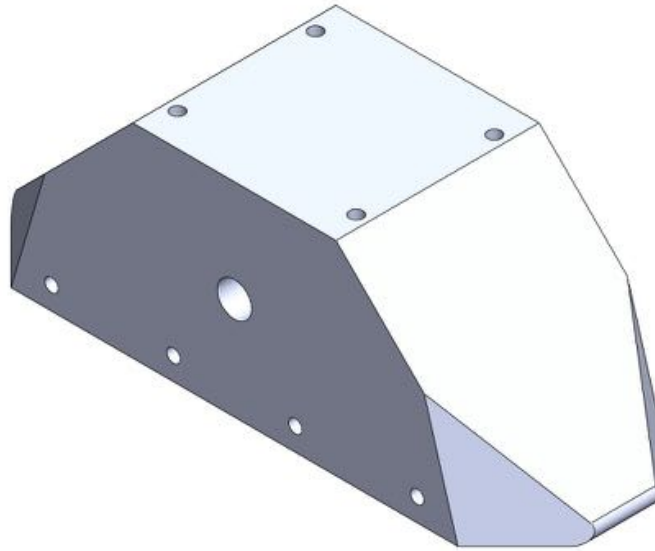


(a) Außenjoch.

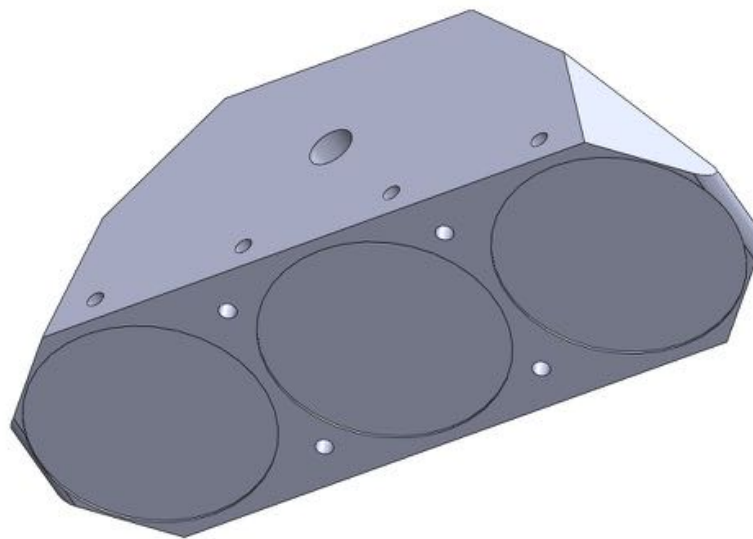


(b) Schnitt durch das Außenjoch.

Abbildung B.3.: Außenjoch, auf dem insgesamt 24 Magnete in zwölf Stapeln à zwei Stück angebracht werden.



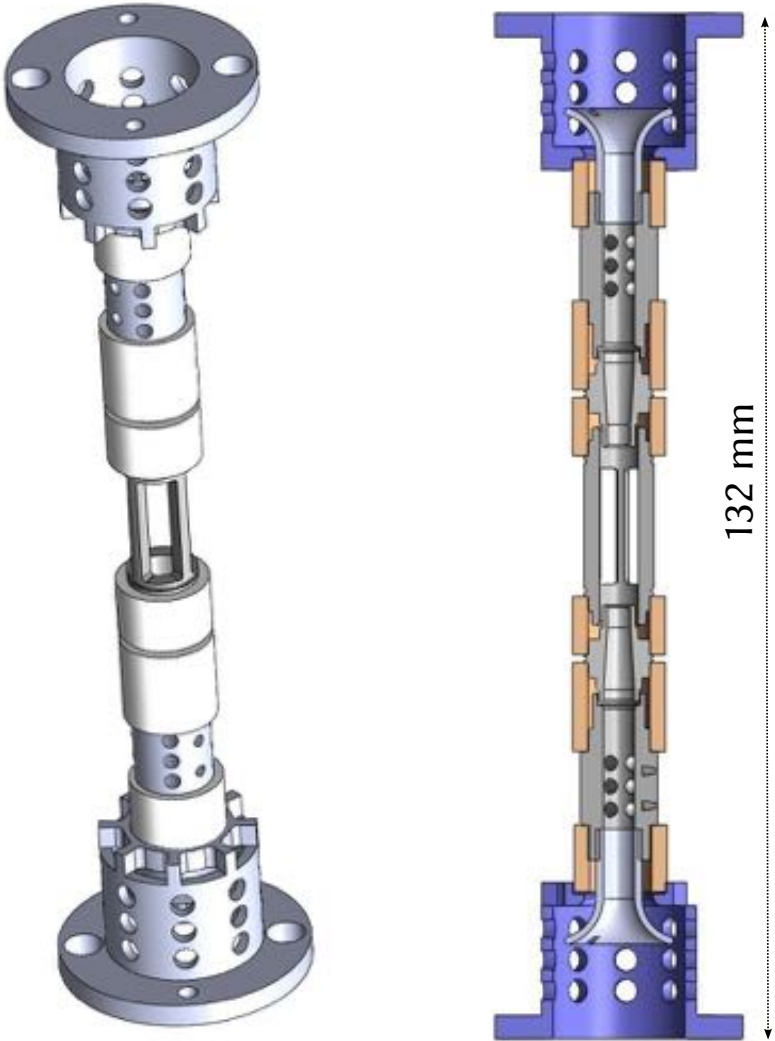
(a) Oberes Abschlussstück.



(b) Unterseite des Abschlussstücks

Abbildung B.4.: Abschlussstück, das den Fluss von jeweils sechs Magneten sammelt und den Fluss zur Überführung zur anderen Seite in einen Weicheisen-Stab leitet.

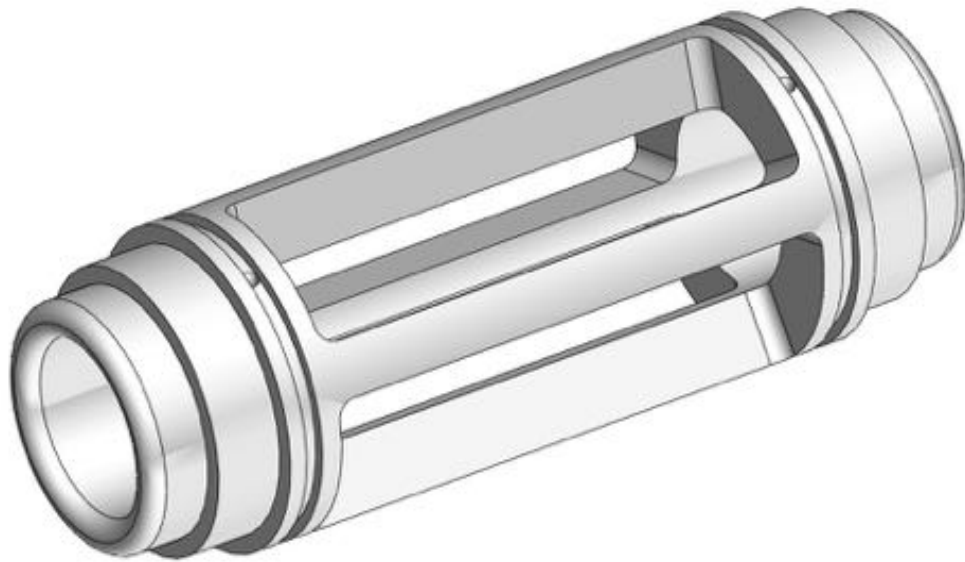
C. Bauteile: Driftröhren



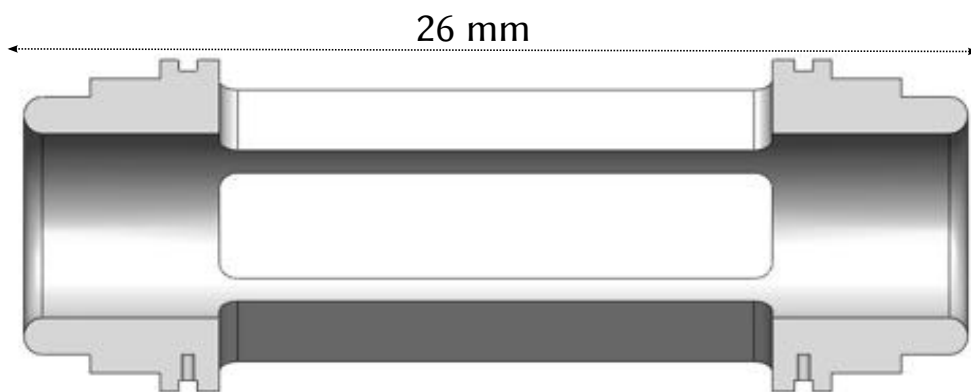
(a) Driftröhren-Aufbau.

(b) Schnitt durch den Driftröhren-Aufbau.

Abbildung C.1.: Driftröhren-Aufbau aus Elektroden, Isolatoren und Halterungen.

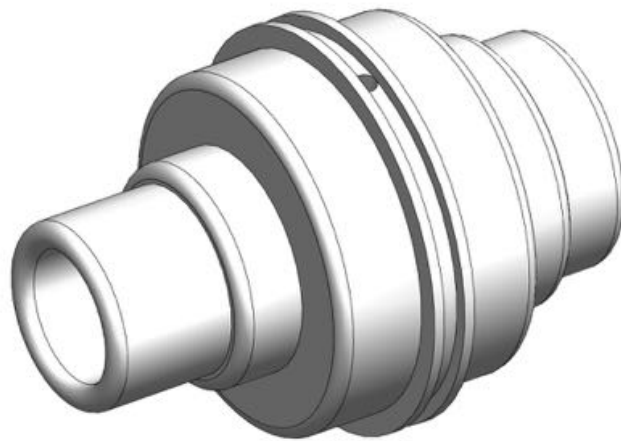


(a) Falle.

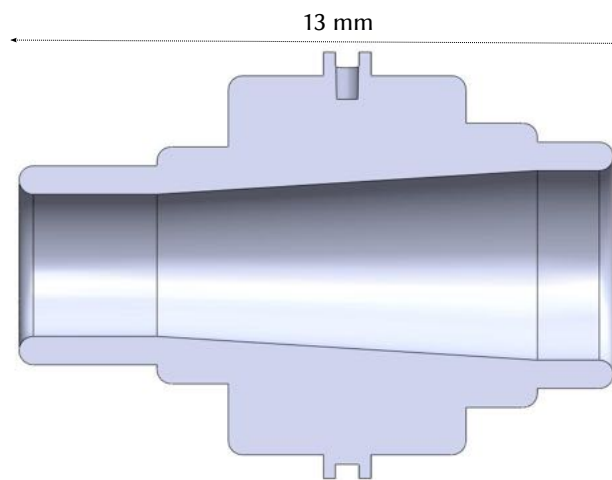


(b) Schnitt durch die Falle.

Abbildung C.2.: Zentrale Driftröhre, die Falle, mit hohem offenen Anteil.

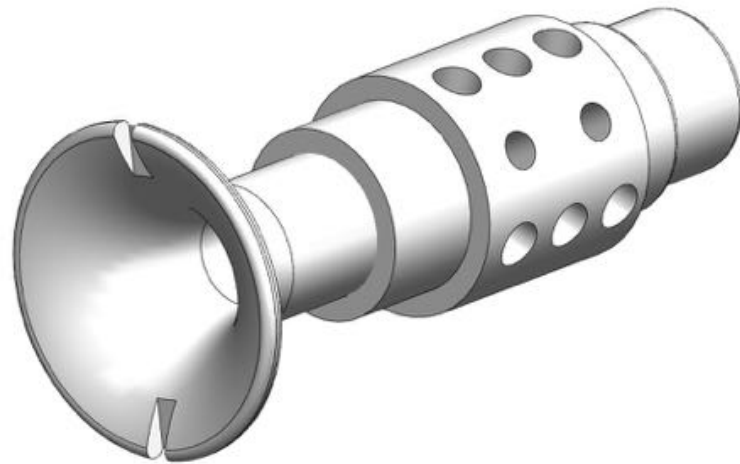


(a) Innere Driftröhre.

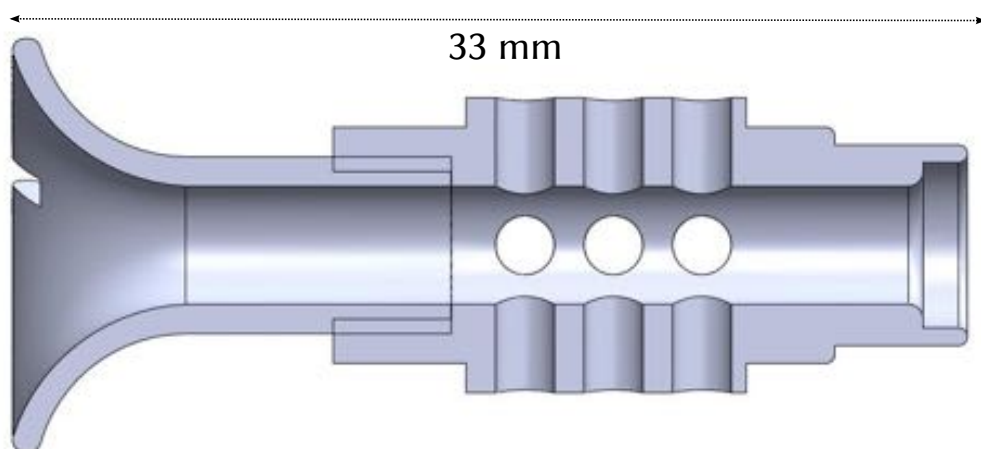


(b) Schnitt durch die innere Driftröhre.

Abbildung C.3.: Innere Driftröhre, im Aufbau rechts und links von der Falle positioniert.

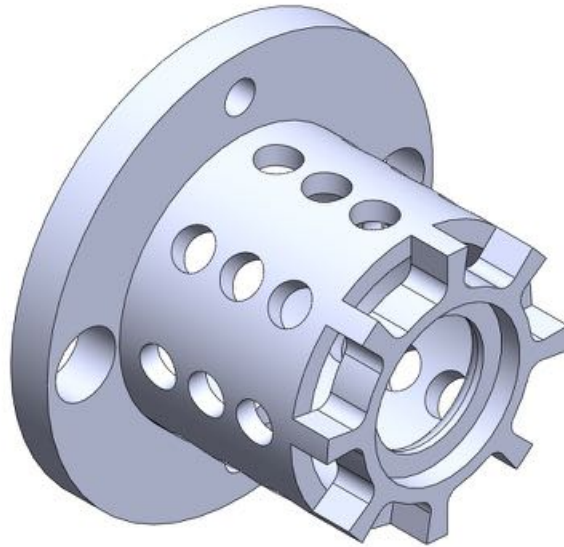


(a) Äußere Driftröhre.

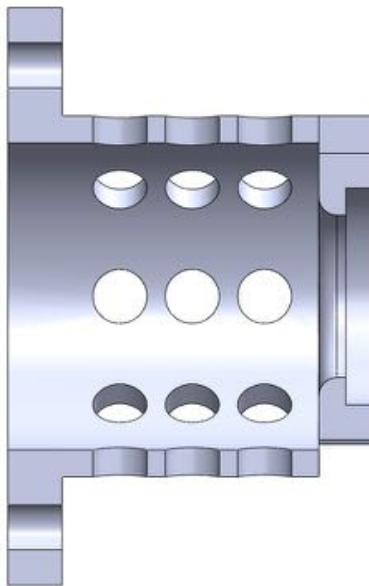


(b) Schnitt durch die äußere Driftröhre.

Abbildung C.4.: Äußere Driftröhre mit Trompetenaufsatz, folgt im Aufbau auf die innere Driftröhre.



(a) Halterung.



(b) Schnitt durch die Halterung.

Abbildung C.5.: Aluminium-Halterung, im Kegel verschraubbar. Löcher gewährleisten Gasdurchlässigkeit.

D. Magnetfeld-Simulationen

z [mm] bei r = 0	B-Feld [T]	r [mm] bei z = 0	B-Feld [T]
0,0	0,692	0	0,692
0,6	0,691	0,4	0,692
1,2	0,690	0,7	0,692
1,8	0,689	1,1	0,692
2,5	0,685	1,4	0,692
3,2	0,681	1,8	0,693
3,9	0,677	2,3	0,694
4,7	0,666	2,7	0,695
5,5	0,655	3,2	0,696
6,3	0,645	3,7	0,697
7,2	0,622	4,2	0,699
8,1	0,599	4,8	0,700
9,0	0,575	5,3	0,702
10,0	0,532	6,0	0,704
11,1	0,490	6,7	0,706
12,1	0,449	7,3	0,708
13,3	0,390	8,0	0,705
14,5	0,332	8,8	0,709
15,7	0,277	9,7	0,708
17,0	0,227	10,5	0,708
18,4	0,178	11,3	0,708
19,8	0,135	12,3	0,696
21,3	0,102	13,4	0,684
22,9	0,076	14,4	0,672
24,4	0,050	15,4	0,642
26,2	0,038	16,7	0,632
28,0	0,030	18,0	0,605
29,7	0,022	19,2	0,579
31,8	0,019	20,5	0,554
33,8	0,016	22,1	0,515

z [mm] bei r = 0	B-Feld [T]	r [mm] bei z = 0	B-Feld [T]
35,8	0,014	23,7	0,482
38,1	0,013	25,3	0,449
40,5	0,012	26,8	0,423
42,8	0,011	28,8	0,387
45,4	0,010	30,7	0,358
48,1	0,009	32,7	0,329
50,7	0,009	34,6	0,310
53,8	0,008	37,1	0,280
56,8	0,007	39,5	0,260
59,9	0,007	41,9	0,239
63,3	0,006	44,3	0,221
66,8	0,005	47,3	0,203
70,3	0,005	50,3	0,188
74,2	0,004	53,3	0,173
78,2	0,003	56,3	0,161
82,2	0,003	60,0	0,147
86,7	0,002	63,7	0,136
91,2	0,001	67,4	0,125
95,8	0,000	71,1	0,115
101,0	0,001	75,7	0,105
106,2	0,003	80,3	0,096
111,4	0,004	84,9	0,087
117,3	0,008	89,5	0,078
123,2	0,011	95,2	0,069
129,2	0,015	100,9	0,060
135,9	0,024	106,6	0,052
142,7	0,033	112,3	0,043
149,5	0,043	119,3	0,033
157,3	0,052	126,4	0,022
165,0	0,061	133,4	0,012
172,8	0,067	140,5	0,001
181,7	0,066	143,9	0,767
190,5	0,064	147,2	0,774
199,4	0,062	150,6	0,780

Tabelle D.1.: Ergebnisse der Magnetfeldsimulation in axialer Richtung (links) und radialer Richtung (rechts) [32]. Plots zu diesen Werten finden sich in Abbildung 3.5.

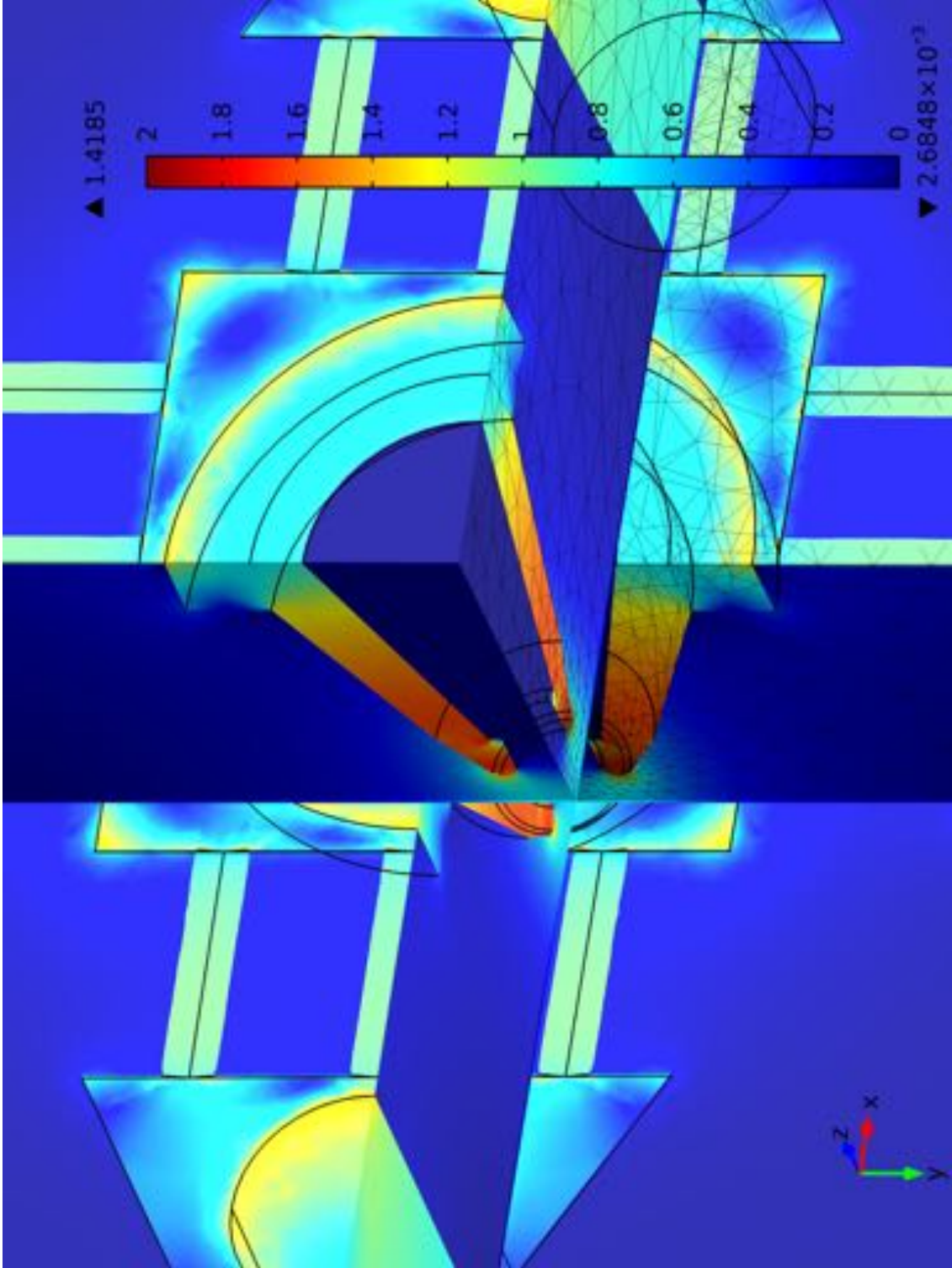


Abbildung D.1.: Ergebnis der 3D-Simulation in Comsol [32]. Farbskala in Tesla.

Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] Anonym. Robert Wilhelm Bunsen und die Naturwissenschaften. *Polytechnisches Journal* 313, 159 (1899).
- [2] J. Utzschneider. Kurzer Umriß der Lebens-Geschichte des Herrn Dr. Joseph von Fraunhofer. *Polytechnisches Journal* 21, 161 (1826).
- [3] O. Struve, B. Lynds, H. Pillans, H. Klauder. *Astronomie: Einführung in ihre Grundlagen* (De Gruyter, 1967).
- [4] G. Kirchhoff. Kirchhoff, über die Fraunhofer'schen Linien. *Polytechnisches Journal* 156, 32 (1860).
- [5] N. Bohr. On the Constitution of Atoms and Molecules. *Philosophical Magazine* 26 (1913).
- [6] Anonym. Spectralapparat von Kirchhoff und Bunsen (29.06.2012). [Http://dingler.culture.hu-berlin.de/pj158/image_markup/tab158503.html](http://dingler.culture.hu-berlin.de/pj158/image_markup/tab158503.html).
- [7] M. A. Levine, R. E. Marrs, J. R. Henderson, D. A. Knapp, M. B. Schneider. The Electron Beam Ion Trap: A New Instrument for Atomic Physics Measurements. *Physica Scripta* 1988, 157+ (1988).
- [8] S. Epp, *et al.*. Soft X-Ray Laser Spectroscopy and Trapped Highly Charged Ions at FLASH. *Physical Review Letters* 98, 183001 (2007).
- [9] S. W. Epp. Röntgen-Laserspektroskopie hochgeladener Ionen in einer EBIT am Freie-Elektronen-Laser FLASH. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2007).
- [10] T. Baumann. Spektroskopische Untersuchungen resonanter Rekombinationsprozesse an hochgeladenem Silizium in einer EBIT. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2012).
- [11] V. Ovsyannikov, *et al.*. A novel room temperature electron beam ion trap for atomic physics and materials research. *Nuclear Instruments and Methods B* 161-163, 1123 (2000).
- [12] J. Xiao, *et al.*. Progress of the permanent magnetic electron beam ion trap in Shanghai. *Physica Scripta* T144, 014061 (2011).

- [13] N. Nakamura, H. Kikuchi, H. A. Sakaue, T. Watanabe. Compact electron beam ion trap for spectroscopy of moderate charge state ions. *Review of Scientific Instruments* 79, 063104 (2008).
- [14] H. Sakaue, *et al.*. Spectroscopy of Highly Charged Tungsten Ions with Electron Beam Ion Traps. *The 17th International Conference on Atomic Processes in Plasmas, Belfast, Northern Ireland, UK* (2011).
- [15] J. Xiao, *et al.*. Progress of the permanent magnetic electron beam ion trap in Shanghai. *Review of Scientific Instruments* 83, 013303 (2012).
- [16] D. Haufe, D. Fiedler. Sonderbriefmarke Joseph von Fraunhofer (02.07.2012). [Http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/be/DPAG_F2012_Fraunhofer.jpg](http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/b/be/DPAG_F2012_Fraunhofer.jpg).
- [17] A. Kriesch. Penning Trap (10.06.2012). [Http://de.wikipedia.org/wiki/Penning-Falle](http://de.wikipedia.org/wiki/Penning-Falle).
- [18] H. Bruhns. High precision x-ray spectroscopy on highly charged argon ions. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2005).
- [19] J. L. Cronin. Modern dispenser cathodes. *IEE Proceedings* 128, 19 (1981).
- [20] P. Beiersdorfer, L. Schweikhard, J. Crespo López Urrutia, K. Widmann. The magnetic trapping mode of an electron beam ion trap: New opportunities for highly charged ion research. *Review of Scientific Instruments* 67, 3818 (1996).
- [21] V. Mäckel. Laserspektroskopie hochgeladener Ionen an der Heidelberger Elektronenstrahl-Ionenfalle. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2010).
- [22] R. Ginzel. Wechselwirkung niederenergetischer hochgeladener Ionen mit Materie. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2010).
- [23] W. Lotz. Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium. *Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei* 216, 241 (1968).
- [24] H. F. Beyer, V. P. Shevelko. *Introduction to the Physics of Highly Charged Ions (Series in Atomic Molecular Physics) (Vol. 3)* (Taylor & Francis, 2003).
- [25] L. H. Andersen, J. Bolko. Radiative recombination measurements with H- and Li-like ions. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 23, 3167 (1990).
- [26] D. A. Knapp, *et al.*. Dielectronic recombination of heliumlike ions. *Physical Review A* 47, 2039 (1993).

- [27] L. H. Andersen, P. Hvelplund, H. Knudsen, P. Kvistgaard. State-selective dielectronic-recombination measurements for He-like oxygen ions in an electron cooler. *Physical Review Letters* **62**, 2656 (1989).
- [28] M. C. Simon, *et al.*. Resonant and Near-Threshold Photoionization Cross Sections of Fe¹⁴⁺. *Physical Review Letters* **105**, 183001+ (2010).
- [29] M. C. Simon. Photoionisation hochgeladener Ionen durch weiche Röntgenstrahlung in einer Elektronenstrahl-Ionenfalle. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2010).
- [30] R. Heldner. Fotos der EBIT TT (2012).
- [31] H. Ibach, H. Lüth. *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen*. Springer-Lehrbuch (Springer, 2008).
- [32] J. Harries. Magnetfeldsimulationen zur EBIT TT (2012).
- [33] J. K. Webb, *et al.*. Indications of a Spatial Variation of the Fine Structure Constant. *Phys. Rev. Lett.* **107**, 191101 (2011).
- [34] T. Rosenband, *et al.*. Frequency Ratio of Al⁺ and Hg⁺ Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place. *Science* **319**, 1808 (2008).
- [35] M. Schwarz. Lasermanipulation von rotationsgekühlten Molekülionen in einer neuen kryogenen Paul-Falle. Ph.D. thesis. Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2012).
- [36] Magnet S-45-30-N (29.06.2012). [Http://www.supermagnete.de/S-45-30-N](http://www.supermagnete.de/S-45-30-N).

Erklärung

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

Heidelberg, den 16.07.2012

Lisa Franziska Buchauer