

# Aufbau, Untersuchung und Inbetriebnahme einer Elektronenquelle für den Laborbeschleuniger LAB

Thilo Falk vom Hövel

Bachelorarbeit in Physik  
angefertigt am Physikalischen Institut

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität  
Bonn

August 2015

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

Bonn, .....  
Datum

.....  
Unterschrift

1. Prüfer: Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert
2. Prüfer: Prof. Dr. Jochen Dingfelder

---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Der Laborbeschleuniger LAB</b>	<b>3</b>
2.1	Übersicht und Anforderungen . . . . .	3
2.2	Aufbau des Beschleunigers . . . . .	3
2.3	Magnettypen . . . . .	5
2.3.1	Quadrupolmagnete . . . . .	5
2.3.2	Korrektormagnete . . . . .	6
2.3.3	Solenoid . . . . .	6
2.4	Ansteuerung und Strahldiagnose . . . . .	7
<b>3</b>	<b>Die Elektronenquelle</b>	<b>11</b>
3.1	Aufbau . . . . .	11
3.2	Strahlerzeugung . . . . .	11
3.3	Raumladungsbegrenzung und Pierce-Design . . . . .	15
<b>4</b>	<b>Simulationen der Elektronenquelle</b>	<b>17</b>
4.1	Verteilung des elektrischen Feldes . . . . .	17
4.1.1	Vorüberlegungen . . . . .	17
4.1.2	Simulation . . . . .	19
4.2	Temperaturverteilung innerhalb der Kathode . . . . .	20
4.3	Strahlprofil . . . . .	21
<b>5</b>	<b>Untersuchungen mit angelegter Hochspannung</b>	<b>25</b>
<b>6</b>	<b>Ansteuerung der Elektronenquelle</b>	<b>29</b>
6.1	Raspberry Pi . . . . .	29
6.2	Erläuterung der Schaltung . . . . .	31
6.2.1	Steuerteil . . . . .	31
6.2.2	Heizteil . . . . .	33
6.3	Ausblick . . . . .	34
<b>7</b>	<b>Inbetriebnahme der Elektronenquelle</b>	<b>35</b>
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>37</b>
<b>A</b>	<b>Abbildungen</b>	<b>39</b>
<b>B</b>	<b>Für die Ansteuerung der Elektronenquelle verwendete Bauteile</b>	<b>43</b>
	Literaturverzeichnis	45
	Abbildungsverzeichnis	47
	Danksagung	49



---

# 1 Einleitung und Motivation

---

Die Physik von Teilchenbeschleunigern hat für die Forschung an der Universität Bonn einen hohen Stellenwert; dieser wird insbesondere durch den Betrieb der hausinternen Beschleunigeranlage ELSA<sup>1</sup> unterstrichen. Seit 1967 existiert ein 2,5 GeV-Synchrotron; seit 1987 wird die Beschleunigeranlage ELSA in ihrer derzeitigen Ausbaustufe betrieben [1]:

- LINACs<sup>2</sup>: Zwei Linearbeschleuniger stehen zur Vorbeschleunigung der Elektronen auf eine Energie von maximal 20 MeV bzw. 26 MeV zur Verfügung.
- Booster-Synchrotron: Im Synchrotron können die Elektronen auf eine Gesamtenergie von 0,5 GeV bis 1,6 GeV beschleunigt werden.
- Stretcherring: Im Stretcherring werden die Elektronen auf ihre maximale Energie von 3,5 GeV beschleunigt.

Als Teilchenquellen stehen zwei Quellen unpolarisierter und eine Quelle polarisierter Elektronen zur Verfügung.

Um interessierte Studenten an das Gebiet der Beschleunigerphysik heranzuführen, wurde im Rahmen dieser Arbeit der Laborbeschleuniger LAB<sup>3</sup> entwickelt, in welchem ein Elektronenstrahl auf eine kinetische Energie von bis zu 50 keV beschleunigt, durch Magnete fokussiert und korrigiert und mithilfe von Diagnoseschirmen untersucht werden kann. Es ist vorgesehen, dass LAB den Kern eines neuen Versuchs im Masterpraktikum im Studiengang Physik an der Universität Bonn bilden wird. Damit soll die Lehre an der Universität Bonn auf diesem Gebiet um eine praktische Komponente ergänzt werden.

Während der Arbeit am Laborbeschleuniger LAB werden die Studenten ein Grundverständnis für die Physik von Teilchenbeschleunigern gewinnen können. Der Laborbeschleuniger LAB ist daher darauf ausgelegt, eine Einführung in die wichtigsten Größen eines Teilchenbeschleunigers wie Emittanz, Dispersion und TWISS-Parameter zu geben. Die verwendeten Quadrupol- und Korrektormagnete sind typische Elemente eines Beschleunigers und bieten somit den bestmöglichen Bezug.

Die vorliegende Arbeit beinhaltet mit der Beschreibung des Aufbaus, der Untersuchung und der Inbetriebnahme der verwendeten Elektronenquelle einen von drei Teilbereichen des Aufbaus des Laborbeschleunigers LAB. In Kapitel 2 wird ein Überblick über die Anforderungen, den Aufbau und die Komponenten LABs gegeben, in Kapitel 3 wird die verwendete Elektronenquelle detailliert beschrieben. Um zu gewährleisten, dass das entwickelte Konzept der Elektronenquelle auch praktisch umsetzbar ist, wurden verschiedene Simulationen durchgeführt, welche in Kapitel 4 präsentiert werden. Das erstmalige Anlegen von Hochspannung an die Komponenten der Elektronenquelle ist Inhalt von Kapitel 5; in Kapitel 6 werden die Anforderungen und Charakteristika einer zur Ansteuerung der Elektronenquelle entwickelten Schaltung vorgestellt. Schließlich beschreibt Kapitel 7 die erstmalige Inbetriebnahme der Elektronenquelle.

Im Rahmen zweier weiterer Bachelorarbeiten [2, 3] wurden einerseits die zur Beeinflussung der Strahldynamik verwendeten Magnete und andererseits die Elemente zur Strahldiagnose und die Ansteuerung LABs konzipiert bzw. aufgebaut.

---

<sup>1</sup>Elektronen-Stretcher-Anlage

<sup>2</sup>Linear Accelerator

<sup>3</sup>Lab Course Accelerator Bonn



---

## 2 Der Laborbeschleuniger LAB

---

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die Anforderungen und den Aufbau des Laborbeschleunigers LAB und seiner Komponenten gegeben. Insbesondere wird auf die zur Beeinflussung der Strahldynamik verwendeten Magnete, die Diagnoseelemente am Beschleuniger und ihre Ansteuerung eingegangen. Die Elektronenquelle, deren Aufbau, Untersuchung und Inbetriebnahme die Hauptbestandteile dieser Arbeit sind, wird in Kapitel 3 beschrieben.

### 2.1 Übersicht und Anforderungen

Bei LAB handelt es sich um einen Elektronenbeschleuniger, in welchem die Elektronen in der Quelle durch ein elektrostatisches Feld beschleunigt werden<sup>1</sup>. Bei der anschließenden Bewegung durch die Vakuumkammer (Strahlrohr) können sie durch verschiedene Magnete abgelenkt und das resultierende Strahlprofil mithilfe geeigneter Diagnoseelemente untersucht werden.

Als Bestandteil eines zukünftigen Praktikumsversuchs gibt es verschiedene Anforderungen an LAB. Zum einen sollte der Strahl möglichst resistent gegen störende äußere Einflüsse wie beispielsweise das Erdmagnetfeld sein. Zum anderen ist es aber wünschenswert, auf aufwändige Strahlenschutzmaßnahmen aus Gründen der Praktikabilität verzichten zu können. Daher wurde für den Laborbeschleuniger eine Beschleunigungsspannung von 50 kV gewählt. In diesem Bereich sollte der Elektronenstrahl eine ausreichende Steifigkeit aufweisen, gleichzeitig aber komplizierte Vorkehrungen zum Strahlenschutz unnötig machen, sodass die Wahl der Beschleunigungsspannung einen Kompromiss zwischen den genannten Anforderungen darstellt. Hinsichtlich der Nutzerfreundlichkeit sollte die Möglichkeit gegeben sein, den Beschleuniger auch ohne lange Einarbeitungszeit bedienen zu können. Des Weiteren ist ein flexibler und möglichst ortsungebundener Einsatz des Laborbeschleunigers LAB im Hinblick auf seine Nutzung als Praktikumsversuch wünschenswert.

### 2.2 Aufbau des Beschleunigers

Den schematischen Aufbau des Beschleunigers zeigt Abbildung 2.1, Abbildung 2.2 zeigt LAB als 3D-Modell.

Der Beschleuniger LAB besteht aus insgesamt drei Modulen. Das erste Modul, im Folgenden als „Quellmodul“ bezeichnet, ist ca. 80 cm lang. Auf diesem sind die Elektronenquelle, ein Solenoid (s. Kapitel 2.3.3) und ca. 25 cm hinter der Quelle für die horizontale und vertikale Ebene jeweils ein Korrektormagnet montiert (s. Kapitel 2.3.2). Zwischen der Elektronenquelle und den Korrektormagneten befindet sich ein Ventil, durch welches die Elektronenquelle vakuumdicht vom Rest des Beschleunigers abgeschlossen werden kann. Dies ist zweckmäßig, um ein Belüften des Strahlrohrs zu ermöglichen, ohne das Vakuum in der Elektronenquelle zu beeinflussen. Das Strahlrohr (Innendurchmesser: 40 mm) aus Edelstahl beginnt unmittelbar hinter diesem Ventil. Unterhalb der Elektronenquelle ist eine IGP<sup>2</sup>, jenseits der Korrektormagnete eine TMP<sup>3</sup> zur Erzeugung eines Vakuums montiert. Bei der TMP wird die Saugwirkung durch Impulsübertrag von den Schaufeln

---

<sup>1</sup>Daher wäre eine Bezeichnung LABs als „Linearbeschleuniger“ im engeren Wortsinn falsch, da moderne Linearbeschleuniger auf der Beschleunigung durch elektrische Wechselfelder in Hohlraumresonatoren (Cavities) beruhen.

<sup>2</sup>Ionen-Getter-Pumpe

<sup>3</sup>Turbo-Molekular-Pumpe

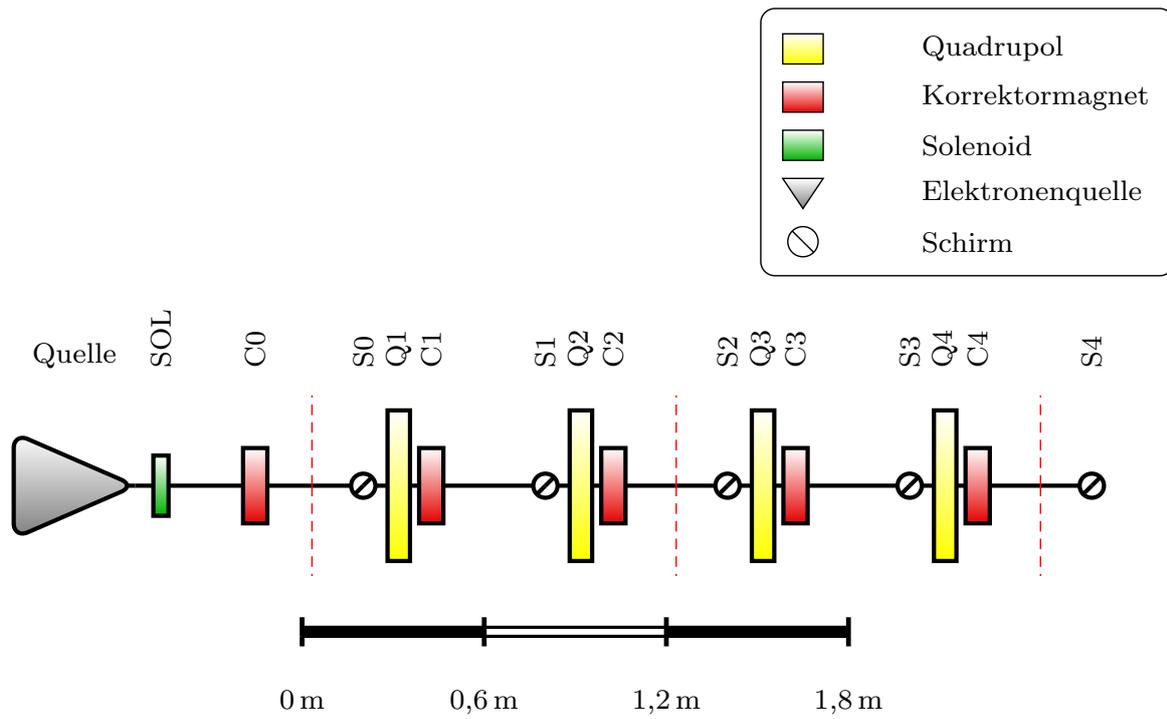


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des Aufbaus des Beschleunigers LAB [2]. Der letzte Schirm (S4) ist der vorderste Schirm eines möglichen zusätzlichen vierten Moduls, der in dieser Ausbaustufe am Ende des dritten Moduls montiert wurde.

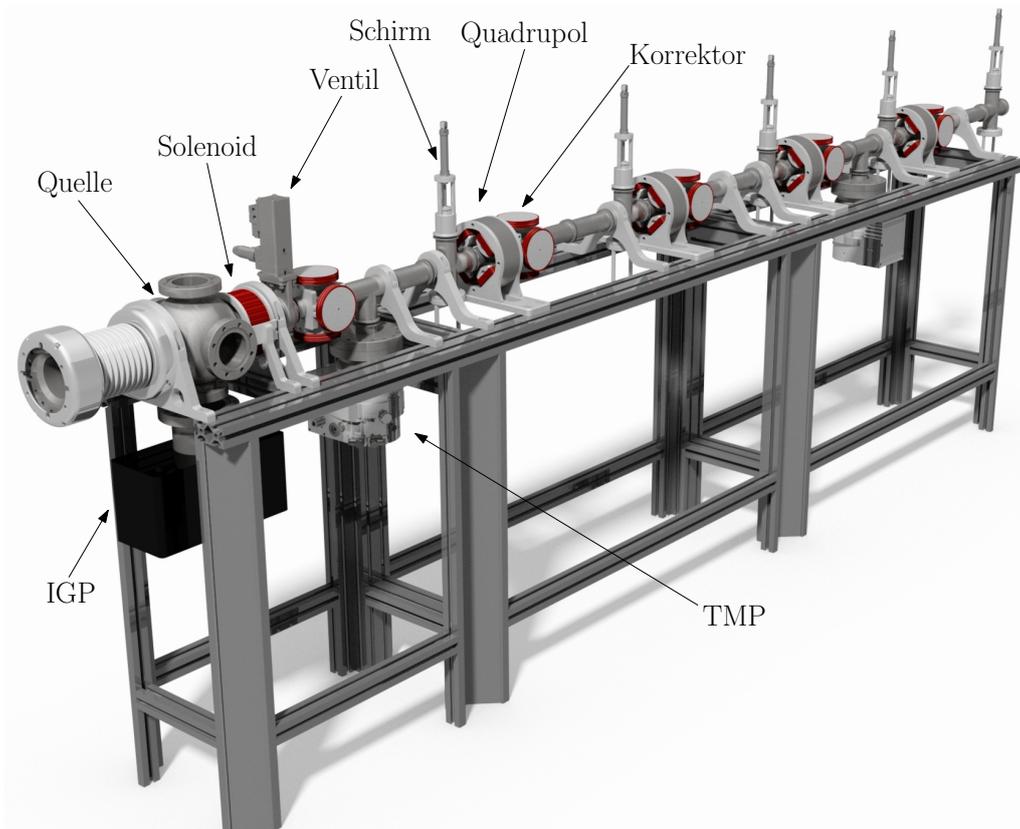


Abbildung 2.2: 3D-Modell des Laborbeschleunigers LAB [4]; gut zu erkennen ist der modulare Aufbau. Auf dem vorderen Modul befindet sich die Elektronenquelle, die beiden hinteren Module sind bis auf die zusätzliche TMP identisch. Die verschiedenen Magnettypen sind rot eingezeichnet.

eines Rotors auf die zu evakuierenden Atome und Moleküle realisiert [5]. Im Gegensatz zur TMP handelt es sich bei der IGP um eine statische Pumpe. Das zu evakuierende Restgas wird von freien Elektronen durch Stöße ionisiert; die dabei erzeugten Ionen werden von einem elektrischen Feld abgesaugt und an den Oberflächen des sog. Gettermaterials (meist Titan) gebunden. Ein zusätzliches Magnetfeld führt zu einer Spiralbewegung der Ionen, wodurch diese einen längeren Weg zurücklegen und somit noch weitere Atome und Moleküle ionisieren können [6]. Weder TMP noch IGP können gegen Atmosphärendruck evakuieren, daher sind geeignete Vorpumpen notwendig (in Abbildung 2.2 nicht gezeigt).

Die beiden anderen Module sind jeweils 120 cm lang und verfügen je über zwei Diagnoseschirme (s. Kapitel 2.4), zwei Quadrupolmagnete und für horizontale und vertikale Ebene je zwei Korrektormagnete (s. Kapitel 2.3). Der Abstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Schirmen, Quadrupol- und Korrektormagneten beträgt je ca. 60 cm, der zwischen Schirm und Quadrupolmagnet je ca. 6 cm und der zwischen Quadrupol- und Korrektormagnet je ca. 3 cm. Durch diese Anordnung kann unmittelbar vor jedem Quadrupolmagneten das Strahlprofil beobachtet und – wenn nötig – durch die Einstellungen der Magnete beeinflusst werden. Hinter dem Quadrupolmagneten kann am nächsten Schirm die Wirkung des eingestellten Quadrupolmagnets überprüft werden. Durch die Korrektormagnete können Fehler im Strahlverlauf korrigiert werden (s. Kapitel 2.3.2).

Der einzige Unterschied zwischen diesen beiden Modulen ist die am hinteren (d. h. weiter von der Elektronenquelle entfernten) Modul montierte zusätzliche TMP. Zusammen mit der ersten TMP auf dem Quellmodul kann damit das Strahlrohr annähernd symmetrisch evakuiert werden; unabhängig von der Elektronenquelle (bei geschlossenem Ventil).

## 2.3 Magnettypen

Wie in Kapitel 2.1 bereits beschrieben, weist LAB verschiedene Magnettypen auf, welche in diesem Kapitel in einer Übersicht vorgestellt werden. Alle verwendeten Magnettypen werden über sog. COPS<sup>4</sup>-Netzgeräte angesteuert, welche über einen VME<sup>5</sup>-Rechner und eine Ethernet-Verbindung vom Kontrollsystem aus gesteuert werden können (s. Kapitel 2.4). Für eine detailliertere Beschreibung der Quadrupol- und Korrektormagnete sei auf [2] verwiesen.

### 2.3.1 Quadrupolmagnete

Durch Quadrupolmagnete kann der Elektronenstrahl fokussiert oder defokussiert werden. Wenn beispielsweise an einem Diagnoseschirm unmittelbar vor einem Quadrupolmagneten eine zu große Aufweitung des Strahls festgestellt wird, kann durch den Quadrupolmagneten eine Fokussierung des Strahls erzielt und dessen Querschnitt verringert werden. Allerdings kann durch einen Quadrupolmagneten immer nur in einer Ebene (horizontal oder vertikal) eine Fokussierung erreicht werden, in der anderen Ebene wird der Strahl defokussiert. Daher verfügt LAB über insgesamt vier 7,1 cm lange Quadrupolmagnete – in einer Ebene jeweils zwei fokussierende und zwei defokussierende. Charakteristisch für Quadrupolmagnete ist die Form ihrer Polschuhe, dabei handelt es sich um sog. hyperbolische Flächen [7] (s. Abbildung 2.3). Durch diese wird ein nach außen hin linear ansteigendes Feld erzeugt, welches zu einer Fokussierung bzw. Defokussierung bei einer transversalen Ablage des Strahls führt. Die Bewegung eines Teilchens, welches sich exakt entlang der Symmetrieachse des Quadrupolmagneten bewegt, wird nicht beeinflusst.

---

<sup>4</sup>Computer Operated Power Supply

<sup>5</sup>Versa Module Eurocard

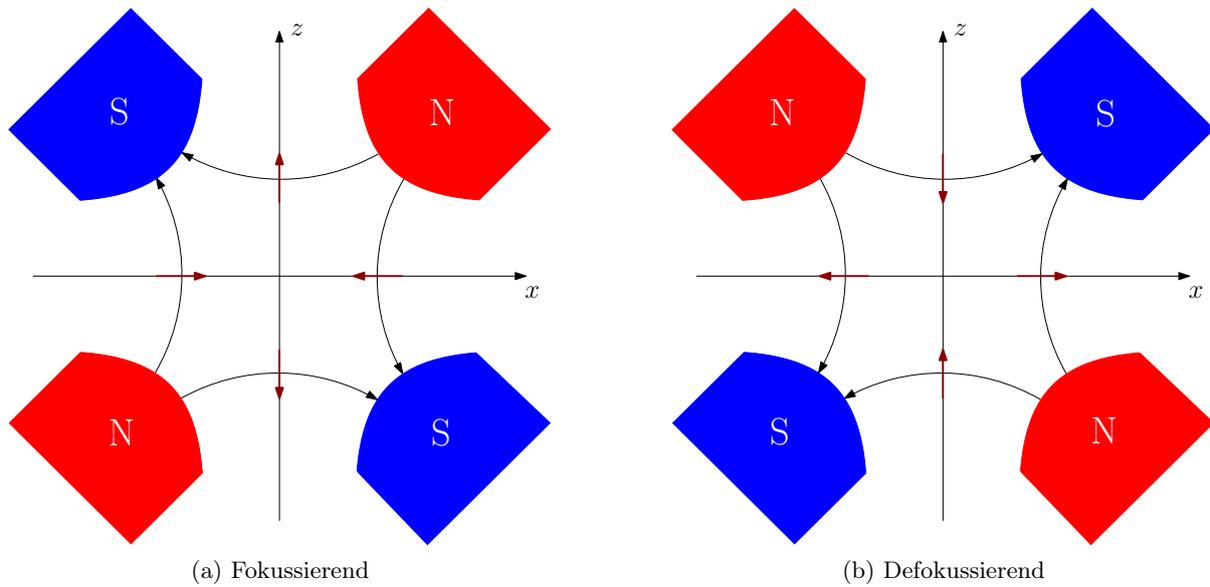


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der magnetischen Feldlinien für einen horizontal fokussierenden (a) und einen horizontal defokussierenden Quadrupolmagneten (b) [2]. Die schwarzen Pfeile kennzeichnen jeweils den Verlauf der magnetischen Feldlinien, die roten Pfeile zeigen die Richtung der LORENTZ-Kraft auf ein sich aus der Zeichenebene hinaus bewegendes Elektron an.

### 2.3.2 Korrektormagnete

Die Korrektormagnete dienen der Korrektur von Abweichungen des Strahls von einem perfekt axialen Verlauf. Diese können zum einen dadurch entstehen, dass die Module untereinander nicht ideal entlang einer Achse miteinander verbunden sind und damit der Strahl schräg ins Strahlrohr eintritt. Zum anderen ist zu erwarten, dass auch das Erdmagnetfeld einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf den Strahl hat [2].

Zur Korrektur dieser Effekte gibt es entlang der Strahlführung insgesamt acht Korrektormagnete mit einer Länge von 8 cm, jeweils vier in horizontaler und vier in vertikaler Ebene. Diese bestehen jeweils aus zwei sich gegenüberliegenden kreisförmigen Spulen, welche von einem Strom durchflossen werden und somit ein als homogen angenommenes Magnetfeld im Strahlrohr erzeugen. Nach der LORENTZ-Kraft  $\vec{F}_L = e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$  führen die links und rechts des Strahlrohrs montierten Magnete zu einer Ablenkung des Strahls nach oben und unten, die oberhalb und unterhalb des Strahlrohrs montierten Magnete zu einer Ablenkung nach links und rechts (s. Abbildung 2.4a). Die Korrektormagnete wurden so konzipiert, dass der Elektronenstrahl auf der Strecke von 60 cm zwischen zwei Korrektormagneten vom unteren zum oberen bzw. vom rechten zum linken Rand des Strahlrohrs (und entsprechend umgekehrt) abgelenkt werden kann. Ein 3D-Modell eines Paares aus Korrektormagneten für horizontale und vertikale Ablenkung ist in Abbildung 2.4b gezeigt.

### 2.3.3 Solenoid

Bei dem Solenoid handelt es sich um eine ca. 5 cm lange Zylinderspule, welche auf Höhe der Anode die Elektronenquelle umschließt. Der Verlauf der magnetischen Feldlinien innerhalb der Spule (s. Abbildung 2.5) führt zu einer fokussierenden Kraft auf ein Teilchen, welches eine transversale Ablage in Bezug auf die Mittelachse des Solenoids aufweist. Somit wird in der Elektronenquelle auf Höhe der Anode eine zusätzliche

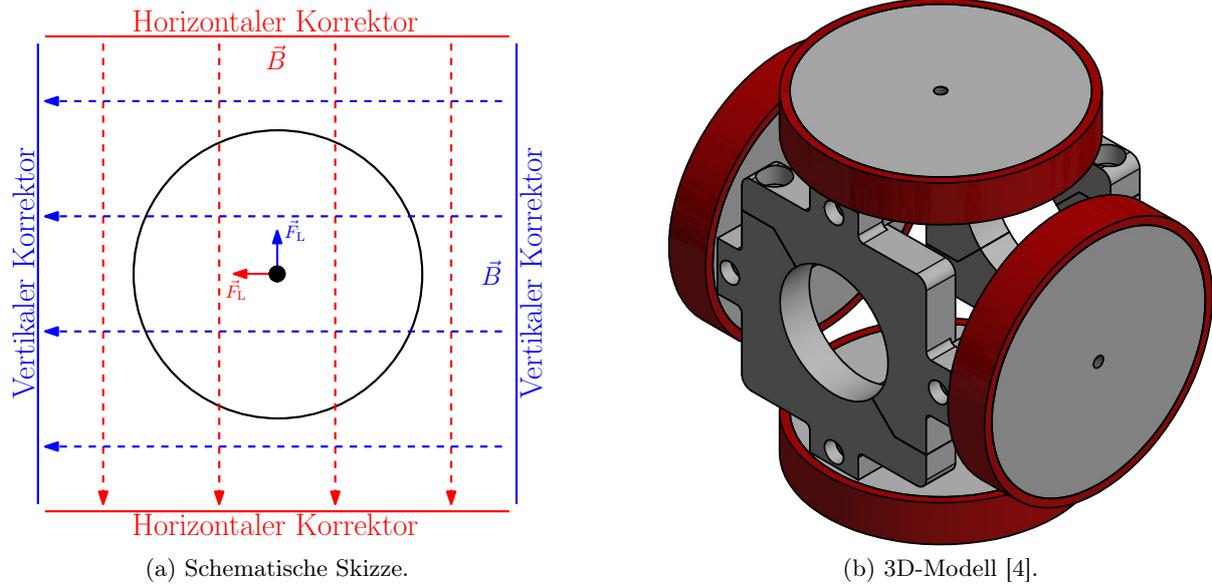


Abbildung 2.4: Bei LAB verwendete Korrektormagnete. In der schematischen Skizze (a) wird deutlich, in welche Richtung die durch das Magnetfeld  $\vec{B}$  hervorgerufene LORENTZ-Kraft  $\vec{F}_L$  zeigt, die auf ein sich aus der Zeichenebene hinaus bewegendes Elektron (schwarzer Punkt) wirkt.

Fokussierung erzielt, sodass der Elektronenstrahl mit kleinerem Querschnitt aus der Quelle in das Strahlrohr eintritt<sup>6</sup>.

## 2.4 Ansteuerung und Strahldiagnose

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die Elemente zur Strahldiagnose am Laborbeschleuniger LAB und ihre Ansteuerung gegeben. Für eine genauere Beschreibung sei auf [3] verwiesen.

Wie in allen Beschleunigern ist eine Möglichkeit zur Untersuchung des Strahlprofils und der Wirkung von Quadrupol- und Korrektormagneten auf dieses zur Einstellung der richtigen Betriebsparameter notwendig. Dafür werden bei LAB Fluoreszenzschirme aus Aluminiumoxid ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ) verwendet. Auf diese auftreffende Elektronen rufen ein Fluoreszenzleuchten hervor, welches im optischen Wellenlängenbereich von Kameras detektiert werden kann. Aus diesem Grund ist das Strahlrohr in Abständen von jeweils 60 cm durch Kreuzstücke erweitert, unterhalb derer jeweils eine Kamera im rechten Winkel montiert (und damit vertikal nach oben orientiert) ist. Am oberen Ende jedes Kreuzstücks befindet sich ein Kolben, welcher durch Druckluft in der Vertikalen bewegt werden kann. An dessen Spitze ist unter einem Winkel von  $45^\circ$  relativ zur Bewegungsrichtung des Kolbens ein Schirm aus Aluminiumoxid montiert (s. Abbildung 2.6). Sobald dieser Schirm in das Strahlrohr gefahren wird, kann mit der darunter befestigten Kamera ein Abbild des Strahls gewonnen werden<sup>7</sup>, welches von einer entsprechenden Software analysiert und zur weiteren Verarbeitung an das Kontrollsystem übergeben werden kann. Für eine genauere Beschreibung der Diagnoseelemente wird auf [3] verwiesen.

Für die komfortable und unkomplizierte Bedienung des Laborbeschleunigers LAB ist die Entwicklung eines Kontrollsystems geplant. Dafür wird das an der Beschleunigeranlage ELSA genutzte Kontrollsystem ver-

<sup>6</sup>Die fokussierende Wirkung ist allerdings deutlich schwächer als bei einem Quadrupolmagneten, sodass i. A. eine ausreichende Fokussierung des Strahls nicht nur durch die Verwendung von Solenoiden erreichbar ist.

<sup>7</sup>Dabei wird der Strahl vom Schirm unterbrochen; es handelt sich also um ein nicht zerstörungsfreies Verfahren.

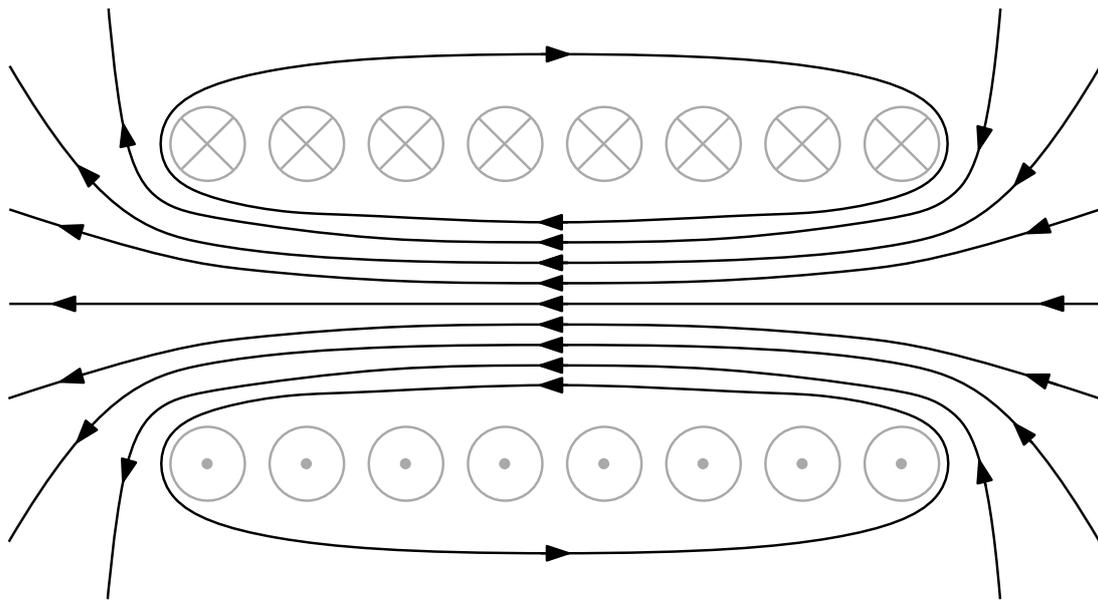


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der magnetischen Feldlinien in einem Solenoid. Die Spulenwicklungen sind grau dargestellt. Durch den Verlauf der Feldlinien ergibt sich eine fokussierende Wirkung auf Teilchen mit transversaler Ablage.

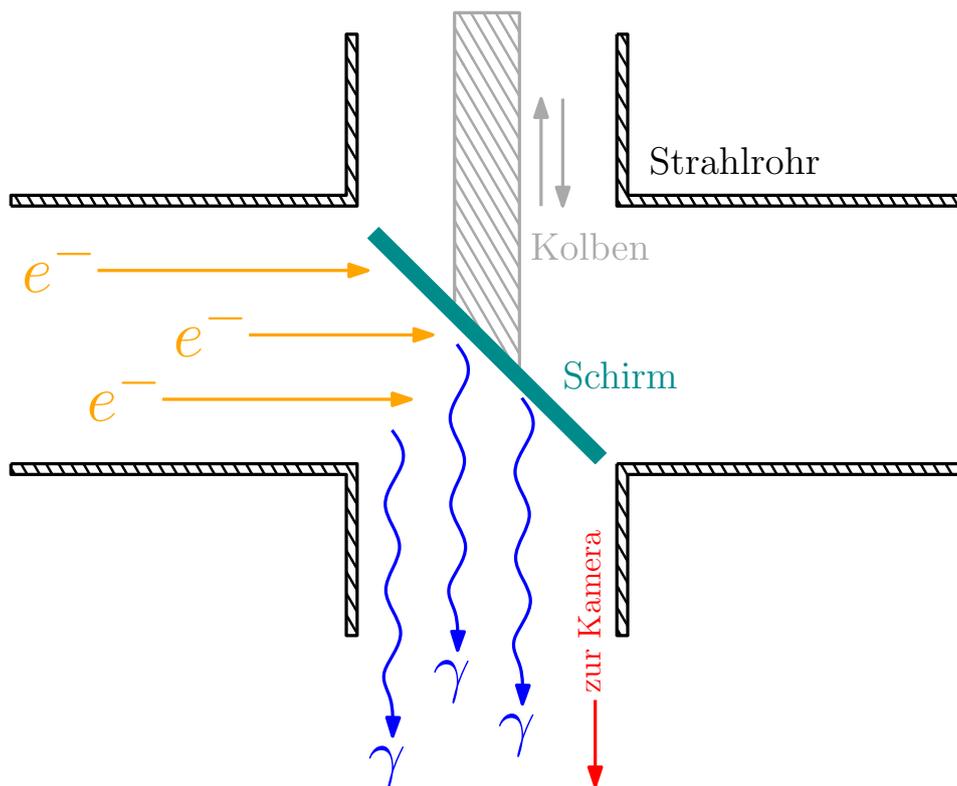


Abbildung 2.6: Schematische Skizze des Verbunds aus Strahlrohr (Kreuzstück), Kolben und Diagnoseschirm aus  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Auf diesen treffende Elektronen erzeugen ein Fluoreszenzleuchten, welches mit einer unterhalb des Kreuzstücks montierten Kamera beobachtet werden kann. Der Kolben kann in der Vertikalen verfahren werden.

wendet werden, welches in [8] und [9] näher beschrieben wird<sup>8</sup>. Damit können nahezu alle Funktionen und Parameter von LAB über das Kontrollsystem gesteuert bzw. eingestellt und ausgelesen werden; an dieser Stelle seien nur die wichtigsten genannt:

- **Diagnoseschirme und -kamas:** Die bereits vorgestellten Schirme zur Strahldiagnose können aus- und eingefahren und gleichzeitig die jeweiligen Kameras ein- und ausgeschaltet werden.
- **Magnete:** Der die Quadrupolmagnete, die Korrektormagnete und den Solenoid durchfließende Strom kann gesteuert oder alternativ die gewünschte Ablenkung bzw. Fokussierung vorgegeben werden.
- **Elektronenquelle:** Die Parameter der Elektronenquelle (s. Kapitel 3) können eingestellt werden.
- **Pumpen:** Statusmeldungen (Druck, Drehzahl, etc.) der zur Evakuierung der Elektronenquelle und des Strahlrohrs verwendeten Pumpen können ausgelesen werden.

---

<sup>8</sup>Es ist vorgesehen, nur die notwendigen Funktionen zu installieren, die Steuerung der Wasserpumpen ist für LAB beispielsweise nicht relevant.



---

## 3 Die Elektronenquelle

---

Dieser Abschnitt beinhaltet eine detaillierte Beschreibung der Elektronenquelle, insbesondere ihres Aufbaus, ihrer Komponenten und der Strahlerzeugungseinheit.

Die für LAB verwendete Elektronenquelle ist in ihrer Form eng angelehnt an die Elektronenquelle am Linearbeschleuniger LINAC 1 der Beschleunigeranlage ELSA [10]. An dieser werden die Elektronen auf eine kinetische Energie von 90 keV gebracht; in der Elektronenquelle von LAB hingegen auf 50 keV.

### 3.1 Aufbau

Ein Bild der aufgebauten Elektronenquelle ist in Abbildung 3.1 gezeigt; eine technische Zeichnung ist Abbildung 3.2 zu entnehmen. In einen Kugelraum (im Folgenden seiner Form wegen auch „Glocke“ genannt) mit sechs orthogonalen Flanschen ragen durch gegenüberliegende Flansche die Anode (leitend verbunden, auf Erdpotential) und durch einen Isolator getrennt die Kathode (auf Hochspannungspotential) hinein; diese Anordnung wird auch als „invertierte Gun“ bezeichnet. Kathode und Anode bestehen aus einer Aluminium-Legierung<sup>1</sup>, die Kathode verfügt zur Evakuierung ihres Innenraums zusätzlich über zwei seitliche Lochkränze. Der Isolator schafft einen ausreichenden Überschlagsschutz zwischen der auf Hochspannungspotential liegenden Kathode und der Glocke; die wellenförmige Oberfläche des Isolators erhöht zusätzlich den Weg für Kriechströme.

### 3.2 Strahlerzeugung

Innerhalb der Kathode befindet sich die eigentliche Strahlerzeugungseinheit (vergrößerte Darstellung der technischen Zeichnung in Abbildung 3.3, Foto in Abbildung 3.4), welche im Folgenden näher beschrieben wird.

Durch Glühemission treten Elektronen aus einem dünnen Draht<sup>2</sup> aus, dem Filament. Dabei müssen die zunächst im Metall gebundenen Elektronen genügend kinetische Energie erhalten, um die Bindungsenergie zu kompensieren. Diese Energie wird als Austrittsarbeit  $W_A$  bezeichnet. Die benötigte kinetische Energie der Elektronen wird als thermische Energie durch Erhitzen des Filaments zugeführt. Quantitativ wird die Rate der aus einem Metallstück austretenden Elektronen über die Stromdichte  $j$  beschrieben (RICHARDSON-Gleichung [11]):

$$j(T) = AT^2 \cdot \exp\left(-\frac{W_A}{k_B T}\right). \quad (3.1)$$

Dabei ist  $T$  die absolute Temperatur des Metalls,  $A = 1,20 \times 10^6 \frac{\text{A}}{\text{m}^2 \text{K}^2}$  die RICHARDSON-Konstante [12] und  $k_B$  die BOLTZMANN-Konstante.

---

<sup>1</sup>Die genaue Bezeichnung der Legierung lautet AlZnMgCu.

<sup>2</sup>Durchmesser des Drahts: ca. 0,2 mm, Länge des Drahts: ca. 12 mm von Aufhängung zu Aufhängung.

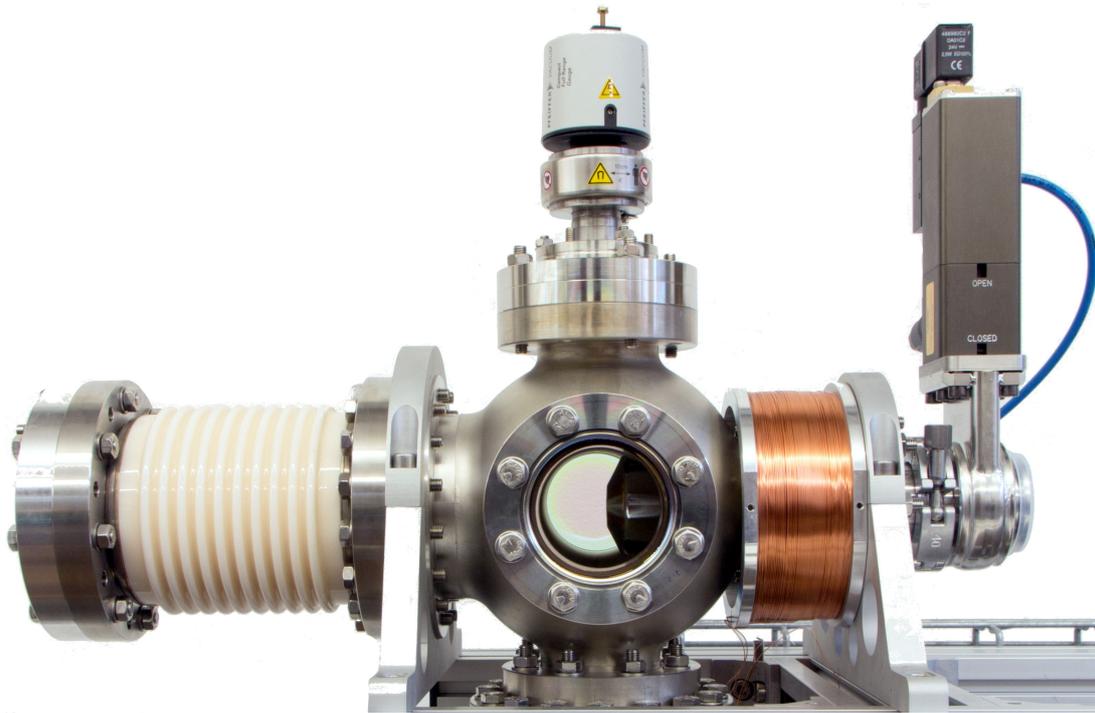


Abbildung 3.1: Seitenansicht der Elektronenquelle. In der linken Bildhälfte ist der Isolator zu sehen, in der Mitte die Glocke mit darin befindlicher Anode, in der rechten Bildhälfte der Solenoid und das Ventil. Oberhalb der Glocke ist eine Messeinheit zur Bestimmung des Drucks in der Elektronenquelle angebracht, welche im Praktikumsversuch nicht verwendet werden wird.

Das für die Elektronenquelle verwendete Filament stammt aus der Axialbeam-Ionenquelle des QMA<sup>3</sup> 125 von PFEIFFER VACUUM [13]. Es besteht aus yttriertem Iridium ( $YO_xIr$ ) mit einer Austrittsarbeit von ca. 2,6 eV [14]. Alternativ ist die Verwendung eines Rhenium-Filaments vorgesehen, welches eine im Vergleich zu yttriertem Iridium höhere Austrittsarbeit von ca. 4,95 eV [15] aufweist.

Bei einer angenommenen Betriebstemperatur des Filaments von 1300 °C [16] ergibt sich nach Gleichung (3.1) eine emittierte Stromdichte von  $j = 13,41 \frac{mA}{mm^2}$ . Wird zunächst nur der vorderste Teil des heißen Filaments betrachtet, welcher in Abbildung 3.3 von oben nach unten und damit senkrecht zur Symmetrieachse verläuft, ist die Emission als radialsymmetrisch anzunehmen, d. h. in alle Richtungen wird im Mittel die gleiche Anzahl Elektronen pro Zeit emittiert. Das tatsächliche Filament ist jedoch U-förmig gebogen, wodurch die Symmetrie nicht mehr gegeben ist<sup>4</sup>. Es ist allerdings zu erwarten, dass die Temperaturen an den seitlichen Flanken aufgrund ihrer Verbindung zur Filamenthalterung deutlich niedriger sind als an der Spitze, sodass die Emission dieser Flächen nach Gleichung (3.1) deutlich geringer ausfallen und damit vernachlässigbar sein sollte. Der Großteil der emittierten Elektronen wird von innen an die Vorderseite der Kathode treffen und sollte daher in einer Bestimmung des Strahlstroms (s. Kapitel 6) nicht berücksichtigt werden. Der Teil der Elektronen, welcher tatsächlich den Strahlstrom  $I$  (im Folgenden auch Emissionsstrom genannt) ausmacht, muss das kleine Austrittsloch an der Spitze der Kathode passieren. Mit einem Durchmesser von 0,5 mm hat dieses eine Fläche von ca.  $A = 0,2 mm^2$ . Multipliziert mit der nach Gleichung (3.1) berechneten Stromdichte  $j$  ergibt sich ein Wert von:

$$I = j \cdot A = 2,68 \text{ mA} . \quad (3.2)$$

<sup>3</sup>Quadrupol-Massen-Analysator

<sup>4</sup>Das Rhenium-Filament ist an der Spitze nicht U-, sondern S-förmig gebogen; für die nachfolgenden Überlegungen spielt dieser Umstand jedoch keine Rolle.

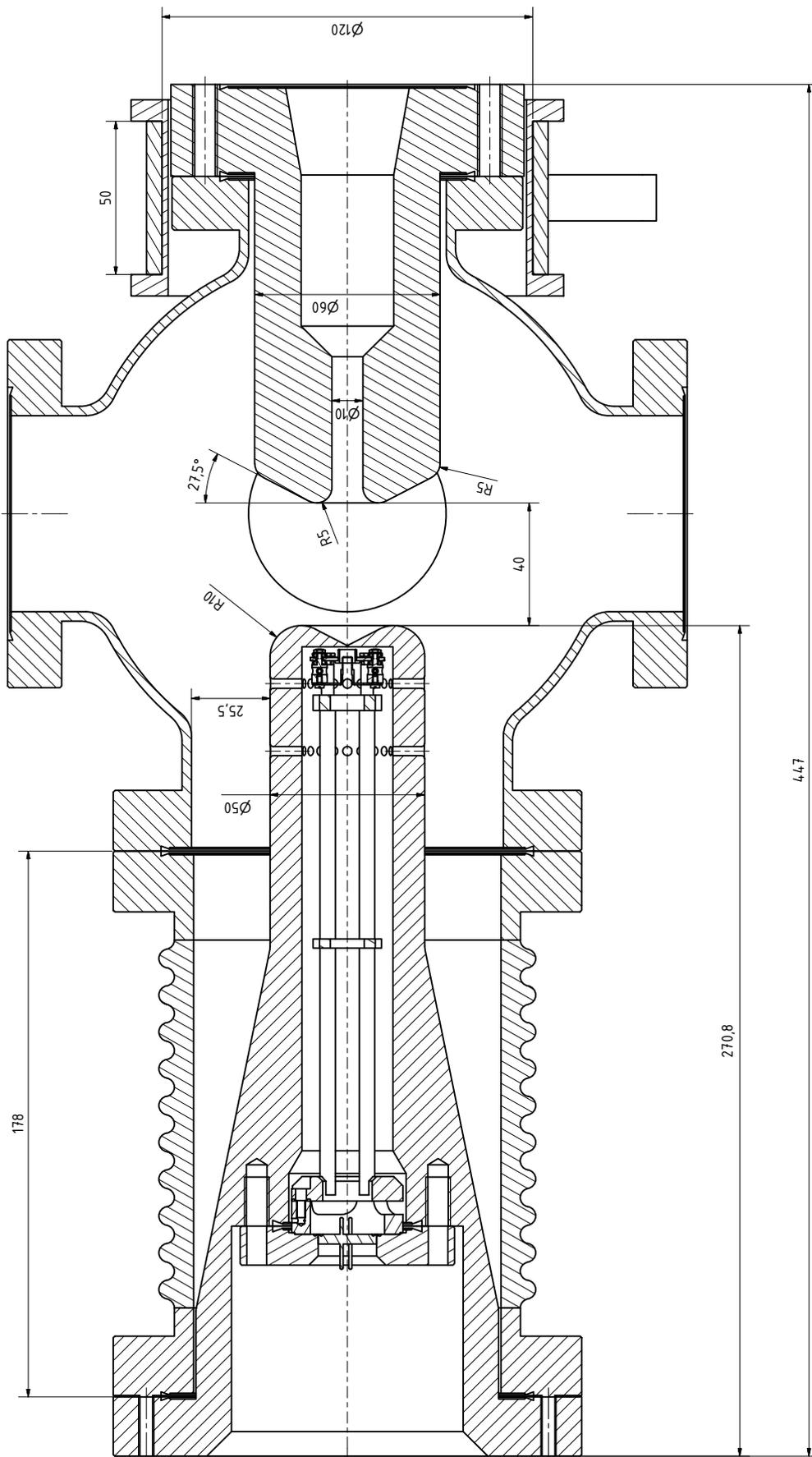


Abbildung 3.2: Technische Zeichnung der Elektronenquelle [4]. Von links ragt die Kathode, von rechts die Anode in den Kugelraum hinein, von deren sechs Flanschen aufgrund der Schnittansicht nur vier zu sehen sind. Der Solenoid auf Höhe der Anode ist ebenfalls zu erkennen. Alle Längenbezeichnungen sind in der Einheit Millimeter (mm) angegeben.

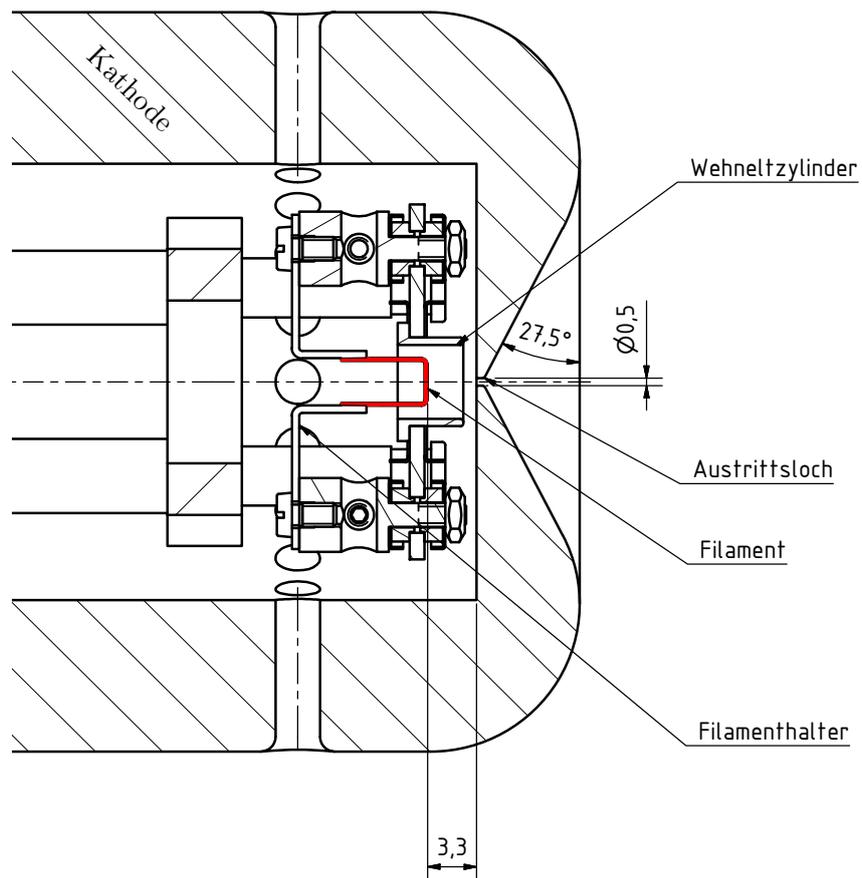


Abbildung 3.3: Vergrößerter Ausschnitt der Strahlerzeugungseinheit in der Elektronenquelle [4]. Alle Längenbemaßungen sind in der Einheit Millimeter (mm) angegeben.



Abbildung 3.4: Foto der Strahlerzeugungseinheit. Zu erkennen sind der WEHNELT-Zylinder, das Rhenium-Filament und eine der zwei seitlichen Zuführungen des Heizstroms.

An dieser Stelle ist zu betonen, dass es sich bei dem bestimmten Strahlstrom lediglich um eine Abschätzung handelt, die von der vereinfachenden Annahme einer radialsymmetrischen Emission des Filaments ausgeht und die genaue Bewegung der Elektronen vom Filament zum Austrittsloch in der Kathode nicht berücksichtigt. Der Hersteller des Filaments, PFEIFFER VACUUM, gibt in [13] einen maximalen Emissionsstrom von 1 mA an, der in Gleichung (3.2) bestimmte Wert liegt zwar etwas höher als dieser Referenzwert, aber dennoch in einer plausiblen Größenordnung. Es ist jedoch einerseits zu erwarten, dass die Emission des Filaments durch mikroskopische Verunreinigungen auf dessen Oberfläche geringer als durch Gleichung (3.1) beschrieben ausfällt, andererseits aber die Stromdichte am Austrittsloch der Kathode durch die zusätzliche Fokussierung durch eine sog. WEHNELT-Spannung  $U_{\text{Wehnelt}}$  und eine Ziehspannung  $U_{\text{Zieh}}$  höher als unmittelbar an der Oberfläche des Filaments ausfällt.

Damit ein möglichst großer Anteil der aus dem Filament ausgetretenen Elektronen auch aus der Kathode heraus gelangt und den Strahl bildet, wird innerhalb der Kathode eine Ziehspannung  $U_{\text{Zieh}}$  der Größenordnung 100 V angelegt. Diese legt das Filament auf negatives Potential in Bezug zur Kathode, sodass es ein elektrisches Feld zwischen Filament und Innenwand der Kathode gibt, welches die Elektronen zur Vorderseite der Kathode und damit zum Austrittsloch hin beschleunigt (eine Bewegung der Elektronen zur seitlichen zylindrischen Innenwand der Kathode wird durch den WEHNELT-Zylinder unterbunden, s. u.). Alternativ kann die Spannung auch entgegengesetzt gepolt werden, dies führt zu einer Gegenspannung, welche verhindert, dass die aus dem Filament ausgetretenen Elektronen das Austrittsloch und damit das Beschleunigungsfeld zwischen Kathode und Anode erreichen. Damit ist eine einfache Möglichkeit gegeben, den Strahl „auszuschalten“. Die technische Umsetzung der Erzeugung dieser Zieh- bzw. Gegenspannung wird in Kapitel 6 erläutert. Ein weiterer Bestandteil der Strahlerzeugungseinheit ist der sog. WEHNELT-Zylinder<sup>5</sup>, welcher das Filament umgibt und auf negativem Potential  $U_{\text{Wehnelt}}$  (Größenordnung 180 V) gegenüber der Kathode und dem Filament liegt. Dadurch erfahren die aus dem Filament ausgetretenen Elektronen durch die auf sie wirkende COULOMB-Kraft eine radiale Fokussierung. Somit wird eine Bewegung der Elektronen zur zylindrischen Innenwand der Kathode verhindert und der Anteil der Elektronen, die sich zum Loch an der Vorderseite der Kathode bewegen, vergrößert. Die Erzeugung dieser Spannung wird ebenfalls in Kapitel 6 beschrieben.

Wenn die Elektronen aus dem Loch an der Spitze der Kathode aus- und in das durch die Hochspannung von 50 kV zwischen Kathode und Anode hervorgerufene elektrische Feld eingetreten sind, werden sie zur Anode hin beschleunigt. Nach dem Erreichen der Anode haben sie damit eine kinetische Energie von 50 keV erreicht, wobei sie sich mit 41 % der Lichtgeschwindigkeit bewegen. Durch ein Loch in der Anode mit 10 mm Durchmesser treten die Elektronen aus der Elektronenquelle aus und in das sich daran anschließende Strahlrohr ein (s. Kapitel 2.2).

### 3.3 Raumladungsbegrenzung und Pierce-Design

Der von einer Quelle maximal emittierte Strom wird von Raumladungseffekten begrenzt, d. h. Effekte durch die Ladung der Elektronen im Strahl selbst. Diese führen dazu, dass das elektrische Feld zwischen Kathode und Anode teilweise abgeschirmt und kompensiert wird. Daher hat der Abstand  $d$  zwischen Kathode und Anode maßgeblichen Einfluss auf das Emissionsverhalten; für die aus einer zylindersymmetrischen Quelle maximal emittierte Stromdichte  $j_{\text{max}}$  gilt das CHILD-LANGMUIR-Gesetz [17]:

$$j_{\text{max}} = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \cdot \frac{U_0^{3/2}}{d^2} . \quad (3.3)$$

Dabei ist  $U_0$  die Beschleunigungsspannung,  $\varepsilon_0$  die Dielektrizitätskonstante,  $e$  die Elementarladung und  $m_e$  die Elektronenmasse. Der durch Gleichung (3.3) beschriebene Zusammenhang wird als Raumladungsbegrenzung

<sup>5</sup>Genau genommen handelt es sich nicht um einen Zylinder, sondern um einen Zylindermantel, s. Abbildung 3.4.

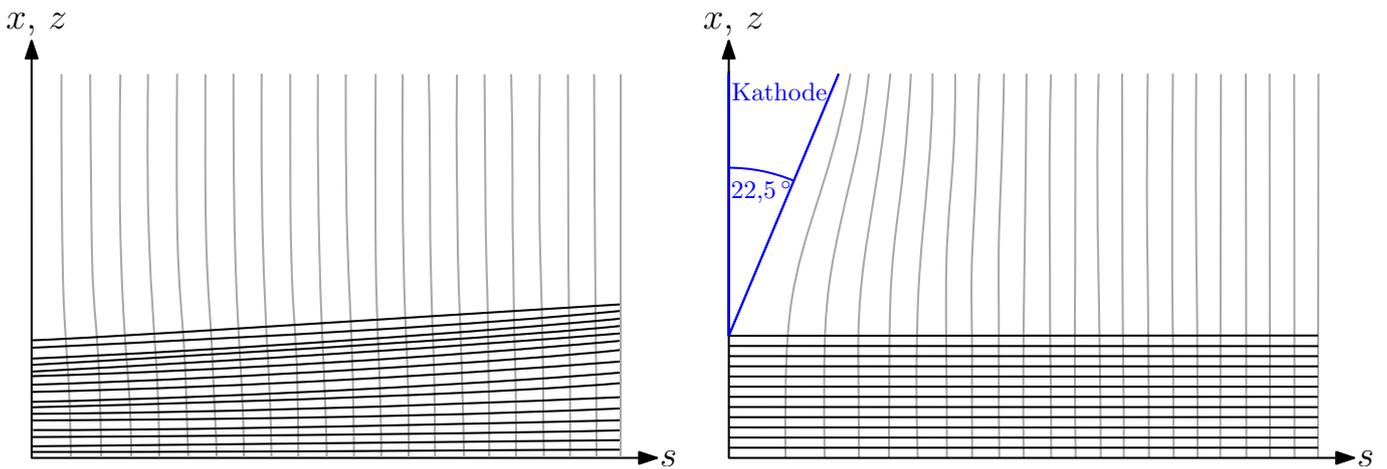


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Profils (schwarz) eines von links nach rechts propagierenden Strahls und der Äquipotentialflächen (grau) bei ebener (links) und unter dem PIERCE-Winkel geformter Kathodenoberfläche (rechts) [10]. Der Verlauf der Äquipotentialflächen bzw. der dazu senkrecht orientierten elektrischen Feldlinien bei der PIERCE-Konfiguration führt (theoretisch) zu einem parallelen Strahlverlauf.

bezeichnet. Bei LAB gilt  $U_0 = 50 \text{ kV}$  und  $d = 40 \text{ mm}$ , damit ergibt sich eine maximale Stromdichte von  $j_{\text{max}} = 16,3 \frac{\text{mA}}{\text{mm}^2}$ . Dieser Wert liegt über dem in Kapitel 3.2 bestimmten Wert von  $j = 13,41 \frac{\text{mA}}{\text{mm}^2}$ , was bedeutet, dass bei LAB nicht mit einer Begrenzung durch Raumladungseffekte zu rechnen ist.

Im Allgemeinen führt die Raumladung zu einer Aufweitung des Strahls im Verlauf der Propagation, da die Elektronen sich untereinander abstoßen. Daher werden Kathoden in Elektronenquellen gemeinhin an der Spitze unter einem Winkel von  $22,5^\circ$  geformt, dem sog. PIERCE-Winkel [18]. Ein Elektronenstrahl, der aus einer derartig geformten Kathode emittiert wird, erfährt eine Fokussierung, die in der Theorie dazu führt, dass der Strahl weder fokussiert noch defokussiert wird, sich also ein rundes, paralleles Strahlprofil ergibt. Dies ist dadurch begründet, dass die durch Raumladung hervorgerufene und den Strahl aufweitende Kraft gerade von der den Strahl zusammendrückenden Kraft durch die spezielle Verteilung des elektrischen Felds kompensiert wird (s. Abbildung 3.5).

In der Praxis kann ein paralleler Strahlverlauf allerdings niemals vollständig erzielt werden; denn durch das Loch in der Anode verlaufen die Äquipotentialflächen vor der Anode nicht parallel zu dieser, sondern werden in das Anodenloch hinein gekrümmt [19, 20]. Dadurch gibt es an dieser Stelle eine transversale Komponente des elektrischen Felds, die jedoch entgegengesetzt zu jener unmittelbar hinter der Kathode orientiert ist. Somit erfährt der Strahl eine Defokussierung, was in der ursprünglichen Rechnung von PIERCE nicht berücksichtigt wurde. Daher kann der Strahlverlauf nicht analytisch berechnet werden, sondern muss durch geeignete numerische Simulationen bestimmt werden (s. Kapitel 4.3). Dennoch werden viele Elektronenquellen unter Verwendung des PIERCE-Winkels von  $22,5^\circ$  konzipiert und gebaut. Da in der für LAB verwendeten Elektronenquelle jedoch ohnehin nicht mit einer Begrenzung durch Raumladungseffekte zu rechnen ist, lag der Fokus bei der Wahl der Kathodengeometrie eher auf mechanischen Aspekten als auf einer Berücksichtigung des PIERCE-Winkels. Die Vorderseite der Kathode wurde daher unter einem Winkel von  $27,5^\circ$  geformt. Durch die damit verbundene größere Steilheit am Austrittsloch ist dort mehr stützendes Material vorhanden, was insgesamt zu einer größeren mechanischen Stabilität führt. Der gewählte Winkel liegt nahe am PIERCE-Winkel, sodass immer noch eine Fokussierung des Strahls zu erwarten ist. Die in Kapitel 4.3 vorgestellten Simulationen des Strahlprofils in der Elektronenquelle zeigen in der Tat, dass der Strahl zwischen Kathode und Anode fokussiert wird. Zudem wird auf Höhe der Anode ein Solenoid (s. Kapitel 2.3.3) angebracht, welcher eine zusätzliche Möglichkeit zur Fokussierung des Strahls bietet.

---

## 4 Simulationen der Elektronenquelle

---

Nachdem im vorherigen Kapitel der Aufbau und die Funktionsweise der Elektronenquelle beschrieben wurden, werden in diesem Kapitel die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen hinsichtlich Feld- und Temperaturverteilung und Strahlprofil vorgestellt, welche sicherstellen sollen, dass das bisher präsentierte Konzept der Elektronenquelle auch praktisch umsetzbar ist.

### 4.1 Verteilung des elektrischen Feldes

#### 4.1.1 Vorüberlegungen

Aufgrund der hohen Beschleunigungsspannung von 50 kV zwischen Kathode und Anode und der kompakten Bauweise<sup>1</sup> der Elektronenquelle ist in dieser mit erheblichen elektrischen Feldstärken zu rechnen. Wenn die Feldstärke an den unter Hochspannung liegenden Bauteilen zu groß wird, können an diesen Orten Elektronen und Ionen aus den Oberflächen gelöst werden. Das elektrische Feld muss dabei ausreichend stark sein, um an der Oberfläche eine Kraft auf die Teilchen hervorzurufen, welche ihre Bindung im Material kompensiert und sie so aus dem Verband löst. Diese liegen dann als freie Ladungsträger vor, werden vom hohen elektrischen Feld beschleunigt und führen damit zu einem Stromfluss zwischen den eigentlich voneinander elektrisch isolierten Oberflächen. Dieser Effekt wird als Feldemission bezeichnet, die hervorgerufenen Ströme als Dunkelströme. Die von einem elektrischen Feld des Betrags  $E$  durch Feldemission hervorgerufene Stromdichte  $j_{FE}$  ist durch die FOWLER-NORDHEIM-Gleichung gegeben [21, 22]:

$$j_{FE}(E) = a \cdot E^2 \cdot \exp\left(-\frac{b}{E}\right). \quad (4.1)$$

Die Konstanten  $a$  und  $b$  sind Funktionen der Austrittsarbeit und damit materialabhängig. Es kann zu Überschlügen kommen, also zum plötzlichen Potentialausgleich zwischen den Oberflächen. Diese können das Material nachhaltig beschädigen und sind daher zu vermeiden. Wie durch Gleichung (4.1) beschrieben, steigt die durch Feldemission hervorgerufene Stromdichte stark mit der Feldstärke an und ist bei kleinen Spannungen zunächst vernachlässigbar gegenüber anderen Einflüssen wie z. B. Verlusten durch nicht verschwindende OHMSche Widerstände von Kabeln (s. Abbildung 4.1).

Als Richtwert für die Durchschlagsfestigkeit (auch Durchschlagsspannung) von Luft wird gemeinhin ein Wert von 3 kV/mm angenommen [23]. Unterhalb dieser Feldstärke sollte an Luft kein Durchschlag auftreten. Das beste Mittel zur Verringerung der Feldstärke bei gegebener Spannung ist das Vermeiden kleiner Abstände und Radien<sup>2</sup>. Allerdings können die Abmessungen der für LAB verwendeten Elektronenquelle aus praktischen Gründen nicht beliebig groß gewählt werden. Daher war eine Abschätzung der zu erwartenden Feldstärken innerhalb der Elektronenquelle vor deren Fertigung erforderlich.

---

<sup>1</sup>Beispielsweise beträgt der Abstand zwischen Kathodenoberfläche und Innenseite des Isolators bzw. des Flansches an der Glocke maximal 25,5 mm; der zwischen Kathode und Anode 40 mm (s. Abbildung 3.2).

<sup>2</sup>Die elektrische Feldstärke zwischen zwei parallelen, im Abstand  $d$  voneinander befindlichen Oberflächen ist proportional zu  $d^{-1}$ , an Rundungen mit Radius  $r$  proportional zu  $r^{-2}$  und daher an Spitzen und scharfen Kanten ( $r \rightarrow 0$ ) besonders hoch.

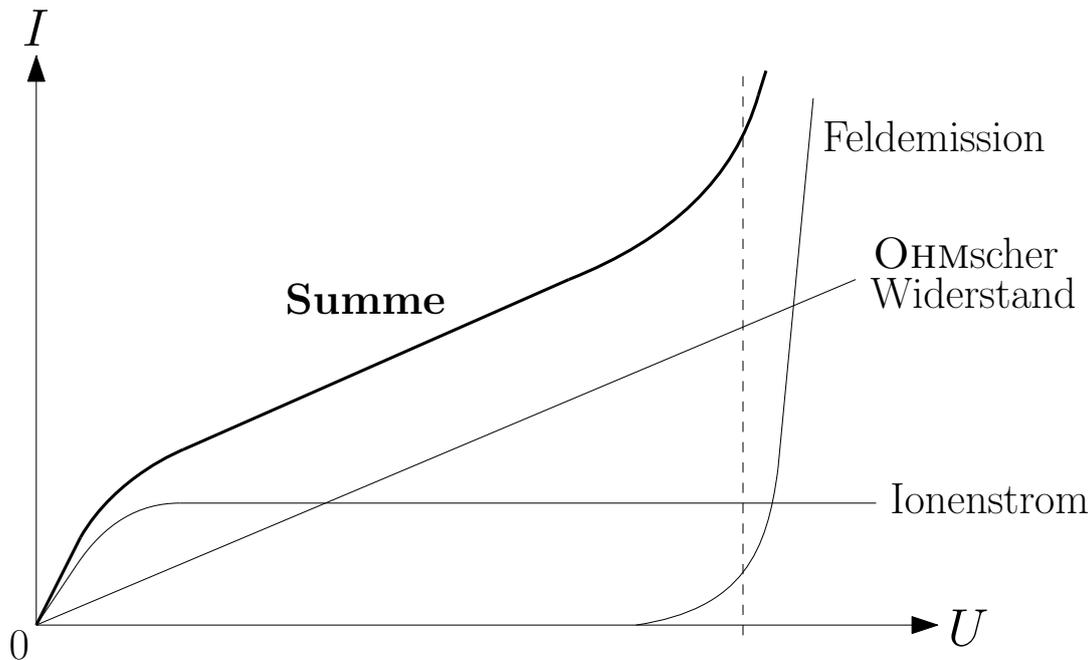


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des von einem Hochspannungsnetzgerät an der Elektronenquelle nachzuliefernden Stroms, aufgeteilt in die verschiedenen Komponenten Feldemission, Verluste durch OHMsche Widerstände und Ionenstrom [7]. Letzterer beinhaltet sowohl den Beitrag der in der Vakuumkammer immer vorhandenen Ionen als auch den eigentlichen Strahlstrom.

Eine analytische Berechnung der Feldstärke ist nur dort möglich, wo die Oberfläche der Kathode parallel zur Innenwand des Isolators bzw. des Flansches an der Glocke ist. Diese Berechnung kann analog zur Berechnung der Kapazität und der Feldstärke eines Zylinderkondensators durchgeführt werden. Die Ladung  $Q$  eines Kondensators der Kapazität  $C$  bei angelegter Spannung  $U$  ist  $Q = C \cdot U$ . Für den Betrag des elektrischen Felds  $|\vec{E}|$  in einem Zylinderkondensator der Länge  $l$  folgt aus dem GAUSSschen Gesetz [24]:

$$|\vec{E}|(\vec{r}) = \frac{Q}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{|\vec{r}| \cdot l}. \quad (4.2)$$

Dabei ist  $\frac{b}{2} < |\vec{r}| < \frac{B}{2}$ , wobei  $b$  den Durchmesser des inneren Zylinders und  $B$  den Innendurchmesser des äußeren Zylindermantels angibt;  $\epsilon_0$  ist die Dielektrizitätskonstante. Die zugehörige Kapazität ist gegeben durch [25]:

$$C(b) = 2\pi\epsilon_0 \cdot \frac{l}{\ln\left(\frac{B}{b}\right)}. \quad (4.3)$$

Aus der Kombination von Gleichung (4.2) und (4.3) folgt für das elektrische Feld an der Oberfläche der Kathode:

$$|\vec{E}|(b) = \frac{2U}{b} \cdot \frac{1}{\ln\left(\frac{B}{b}\right)}. \quad (4.4)$$

Der Innendurchmesser von Isolator und Flansch an der Glocke beträgt  $B = 10,1$  cm, der Durchmesser der Kathode im vorderen Teil  $b = 5,0$  cm. Mit diesen Werten ergibt sich eine elektrische Feldstärke an der seitlichen Flanke der Kathode von:

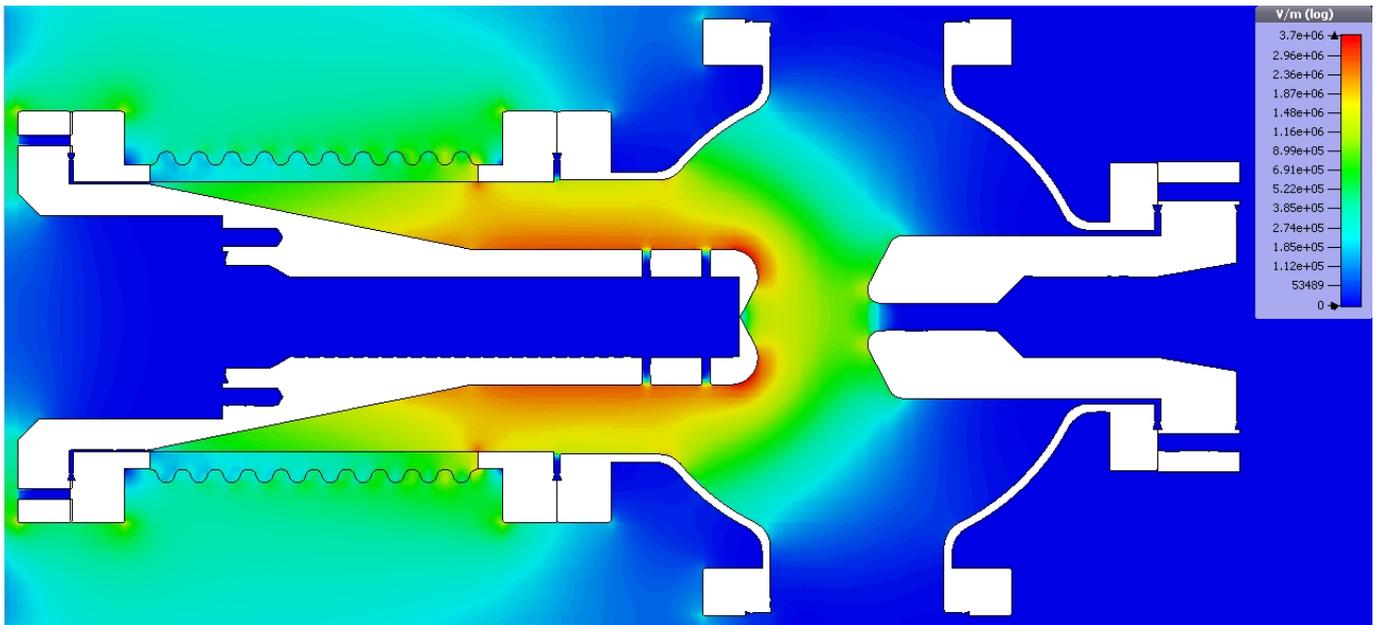


Abbildung 4.2: Mit CST EM STUDIO durchgeführte Simulation des elektrischen Feldes innerhalb der Elektronenquelle. Die höchsten Feldstärken treten an Orten mit kleinen Radien oder kleinen Abständen zu Oberflächen auf anderem Potential auf, z. B. an der Spitze der Kathode.

$$|\vec{E}| = 2,8 \frac{\text{kV}}{\text{mm}} . \quad (4.5)$$

Dieser Wert liegt unterhalb der oben genannten Durchschlagsspannung von Luft, daher ist an der zylindrischen Flanke der Kathode nicht mit Überschlügen zu rechnen. Jedoch sind an der Spitze der Kathode aufgrund der dort vorhandenen kleineren Radien (s. Abbildung 3.2) noch höhere Feldstärken zu erwarten. Die Geometrie an dieser Stelle ist allerdings komplizierter als an der zylindrischen Flanke der Kathode, sodass die Berechnung der elektrischen Feldstärke nicht mehr analytisch durchzuführen ist. Stattdessen ist eine numerische Simulation der zu erwartenden Feldstärken notwendig, welche im folgenden Kapitel vorgestellt wird.

#### 4.1.2 Simulation

Für die Simulation wurde das Programm CST EM STUDIO [26] verwendet, welches die MAXWELL-Gleichungen numerisch auf einem Gitter löst. Die Geometrie der Elektronenquelle wurde als 3D-Modell in das Programm importiert und auf allen Komponenten bzw. deren Oberflächen ein entsprechendes Potential definiert ( $-50 \text{ kV}$  oder  $0 \text{ kV}$ ). Die gesamte Strahlerzeugungseinheit innerhalb der Kathode wurde von der Simulation ausgenommen, um die Rechenzeit bei gleicher Genauigkeit zu verkürzen. Da die Strahlerzeugungseinheit aber auf dem gleichen Potential wie die Kathode liegt<sup>3</sup>, sind in diesem Bereich ohnehin keine Überschlüge zu erwarten.

Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 4.2 gezeigt. In Übereinstimmung mit den bisherigen Ausführungen ist die elektrische Feldstärke an Orten mit kleinen Radien oder kleinen Abständen zu Flächen auf anderem Potential besonders hoch. Beispielsweise ist der höchste Wert (ca.  $3,7 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$ ) an der vorderen Spitze der Kathode festzustellen. Auch an der Flanke der Kathode ist eine hohe Feldstärke (ca.  $2,8 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$ ) zu erkennen, welche jedoch mit der Abschätzung aus Gleichung (4.5) übereinstimmt. Der von der Simulation

<sup>3</sup>Abgesehen von der im Vergleich dazu geringen WEHNELT- und Zieh- bzw. Gegenspannung.

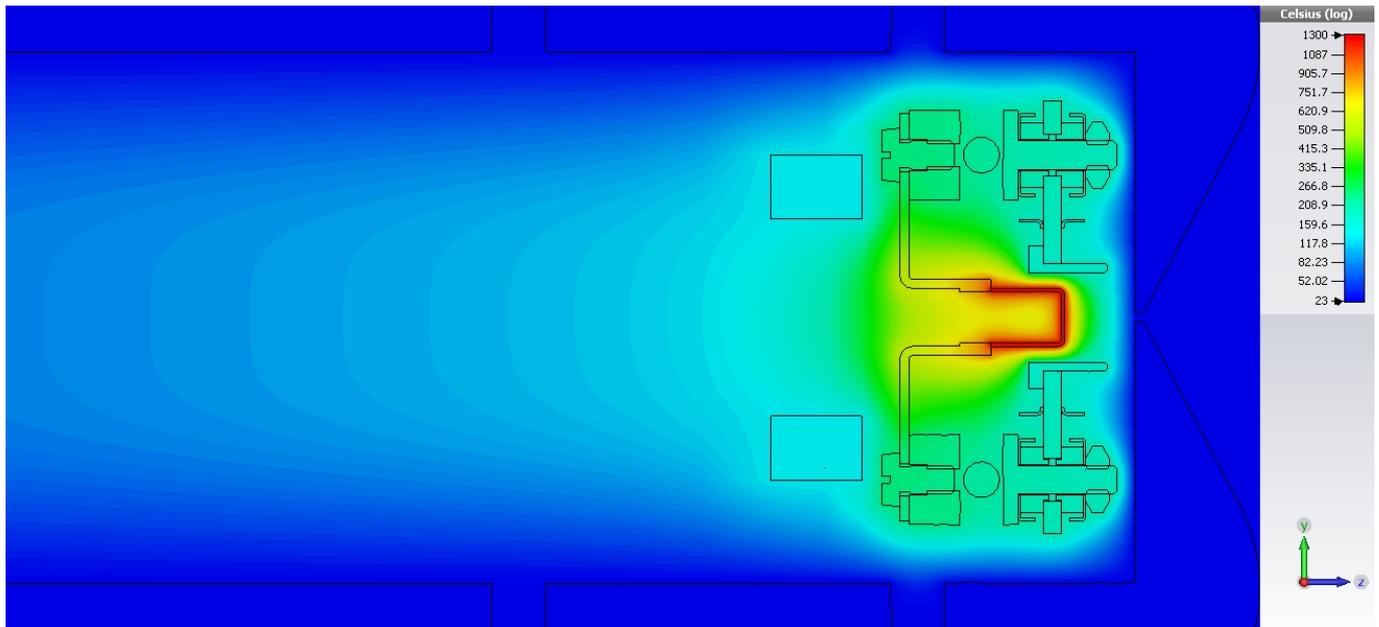


Abbildung 4.3: Mit CST THERMAL STUDIO durchgeführte Simulation der Temperaturverteilung innerhalb der Kathode. Die Simulation zeigt, dass die thermische Belastung der Strahlerzeugungseinheit und insbesondere der Kathode aus Aluminium unkritisch ist (vgl. Abbildung 3.3 für eine Zuordnung der Komponenten).

ausgegebene Maximalwert der elektrischen Feldstärke von ca.  $3,7 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$  liegt zwar leicht über dem im Hinblick auf Durchschläge in Luft unkritischen Bereich. Allerdings ist vorgesehen, die Hochspannung an die Bauteile nur anzulegen, nachdem der gesamte Innenraum der Elektronenquelle auf Hochvakuum oder besser evakuiert worden ist. Dadurch wird die Durchschlagsspannung deutlich erhöht, da die Dichte an freien Ladungsträgern, welche einen durch Feldemission ausgelösten Strom mittragen können, geringer ist, sodass bei dieser Geometrie nicht mit Überschlägen zu rechnen ist. Jedoch ist davon auszugehen, dass die Oberflächen nach der Fertigung nicht perfekt rein sind, sondern geringe Uneben- bzw. Unreinheiten aufweisen werden. Insbesondere feine Spitzen können aufgrund ihres kleinen bzw. nahezu verschwindenden Radius lokal die Feldstärke erheblich erhöhen. Aus diesem Grund empfiehlt sich eine gewisse Vorgehensweise beim erstmaligen Anlegen von Hochspannung an die Bauteile (s. Kapitel 5).

## 4.2 Temperaturverteilung innerhalb der Kathode

Die Betriebstemperatur des Filaments liegt bei ca.  $1300^\circ\text{C}$  [16]. Aufgrund dieser hohen Temperatur und der kleinen Abmessungen der Strahlerzeugungseinheit innerhalb der Kathode ist eine hohe thermische Belastung der Komponenten zu erwarten. Die gesamte Strahlerzeugungseinheit ist aus Edelstahl bzw. den zur elektrischen Isolation des Filaments und des WEHNELT-Zylinders gegen die restlichen Komponenten benötigten Isolationsmaterialien aus Keramik aufgebaut. Die Schmelztemperatur von Edelstahl beträgt ca.  $1390^\circ\text{C}$  bis  $1410^\circ\text{C}$  [27], hängt aber auch von der genauen Legierung ab. Kritischer hinsichtlich Temperaturbeständigkeit ist jedoch die für die Kathode verwendete Aluminiumlegierung, welche einen Erstarrungsbereich von  $480^\circ\text{C}$  bis  $640^\circ\text{C}$  aufweist [28]. Um konzeptionelle Fehler oder im Betrieb eine Beschädigung des Materials zu vermeiden, wurde die Temperaturverteilung im vorderen Teil der Kathode (in der Umgebung des Filaments) mit dem Simulationsprogramm CST THERMAL STUDIO [26] simuliert.

Dazu wurde das 3D-Modell der Elektronenquelle in das Simulationsprogramm importiert. Allen in der Simulation berücksichtigten Komponenten wurden im Programm die entsprechenden thermischen Eigenschaften

von Edelstahl [29] oder der Aluminiumlegierung [28] zugewiesen. Das Filament wurde als Temperaturquelle mit einer Oberflächentemperatur von  $1300\text{ }^{\circ}\text{C}$  definiert.

Das Ergebnis der Simulation ist in Abbildung 4.3 gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Temperatur ab dem Übergang vom Filament zur Filamentaufhängung hin abnimmt. In CST THERMAL STUDIO kann eine Temperaturquelle nur auf einem perfekten thermischen Leiter definiert werden; dies erklärt, warum laut Simulation die Temperatur am oberen Ende des Filaments noch bei  $1300\text{ }^{\circ}\text{C}$  liegt. Im Betrieb ist jedoch zu erwarten, dass nicht das ganze Filament gleichmäßig heiß wird, sondern dass an der Spitze die maximale Temperatur erreicht wird und die Temperatur des Filaments zur Aufhängung hin abnimmt. Insofern handelt es sich bei dieser Simulation um eine *Worst Case*-Abschätzung, da sie von einem an allen Stellen gleichmäßig heißen Filament ausgeht. Die Simulation zeigt, dass die Temperatur ab dem Übergang vom Filament zur Aufhängung abnimmt und schnell auf unter  $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$  fällt, was für die Aufhängung aus Edelstahl unkritisch ist. Kritischer ist die Temperatur an der Innenfläche der aus Aluminium gefertigten Kathode. Die Simulation zeigt aber, dass die Temperatur hier bei maximal  $150\text{ }^{\circ}\text{C}$  liegt, was deutlich unter der oben genannten Schmelztemperatur der verwendeten Aluminiumlegierung liegt und damit als nicht kritisch anzusehen ist. Der starke Temperaturgradient in der Umgebung der Strahlerzeugungseinheit rührt von der hohen Wärmeleitfähigkeit des Edelstahls her. Dadurch wird die bei der Erhitzung des Filaments entstehende Wärme über die vier Halterungsstangen (aufgrund der Schnittansicht in Abbildung 4.3 nicht sichtbar, vgl. Abbildung 3.2) in den rückwärtigen Teil der Kathode abgeführt.

Hinsichtlich der Temperaturbelastung sind im Betrieb daher keine Probleme zu erwarten.

## 4.3 Strahlprofil

Es war wichtig zu prüfen, ob der Elektronenstrahl das Austrittsloch in der Anode (Durchmesser: 10 mm) ohne Probleme passieren kann oder ob an dieser Stelle mit Strahlverlust zu rechnen ist. Zur Klärung dieser Frage wurde eine Simulation des Strahlprofils innerhalb der Elektronenquelle mit dem Programm CST PARTICLE STUDIO [26] durchgeführt, welches wie auch CST EM STUDIO das Simulationsvolumen in Quader diskretisiert, auf diesem Gitter numerisch die MAXWELL-Gleichungen zur Berechnung der elektrischen Felder löst und anschließend in jedem Quader auf Basis der COULOMB-Kraft die Teilchenbahn bestimmt.

Im importierten 3D-Modell der Elektronenquelle müssen wie bei der Simulation des elektrischen Felds in Kapitel 4.1.2 die entsprechenden Potentiale definiert werden ( $-50\text{ kV}$  oder  $0\text{ kV}$ ). Die Simulation des Strahlprofils wurde zur Reduktion der Rechenzeit dahingehend vereinfacht, dass nur der jeweils vordere Teil von Kathode und Anode berücksichtigt wurde, Isolator und Glocke von der Simulation ausgenommen und stattdessen durch einen Zylindermantel um Kathode und Anode ersetzt wurden<sup>4</sup>.

Für die Simulation wurde eine Quelldefinition gewählt, welche ein Emissionsverhalten gemäß der RICHARDSON-Gleichung (3.1) in Abhängigkeit von vorgegebener Temperatur ( $1300\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) und Austrittsarbeit ( $2,6\text{ eV}$ ) aufweist. Diese wurde auf dem kleinen Loch an der Spitze der Kathode platziert. Das Filament liegt zwar ca.  $3,3\text{ mm}$  hinter diesem Loch innerhalb der Kathode, allerdings müssen alle Elektronen, die den Strahl bilden, das kleine Loch passieren. Da das Strahlprofil von der Geometrie von Kathode und Anode bestimmt wird und nicht von der Geometrie der Strahlerzeugungseinheit *innerhalb* der Kathode, sollte diese Näherung das Simulationsergebnis nicht maßgeblich beeinflussen.

Das Strahlprofil als Ergebnis dieser Simulation ist in Abbildung 4.4 gezeigt. Es ist deutlich erkennbar, wie der Strahl zunächst stark fokussiert wird und schließlich wieder auseinander läuft. Dieses Verhalten ist zum einen mit der Wirkung der Fokussierung selbst zu erklären: Wie Photonen in einem Lichtstrahl bewegen

<sup>4</sup>Der Zylindermantel hat den gleichen Innendurchmesser wie der Isolator und die Flansche der Glocke. Die Geometrie am Rand der Glocke (zu den vier nicht belegten Flanschen hin) sollte das Strahlprofil nicht beeinflussen.

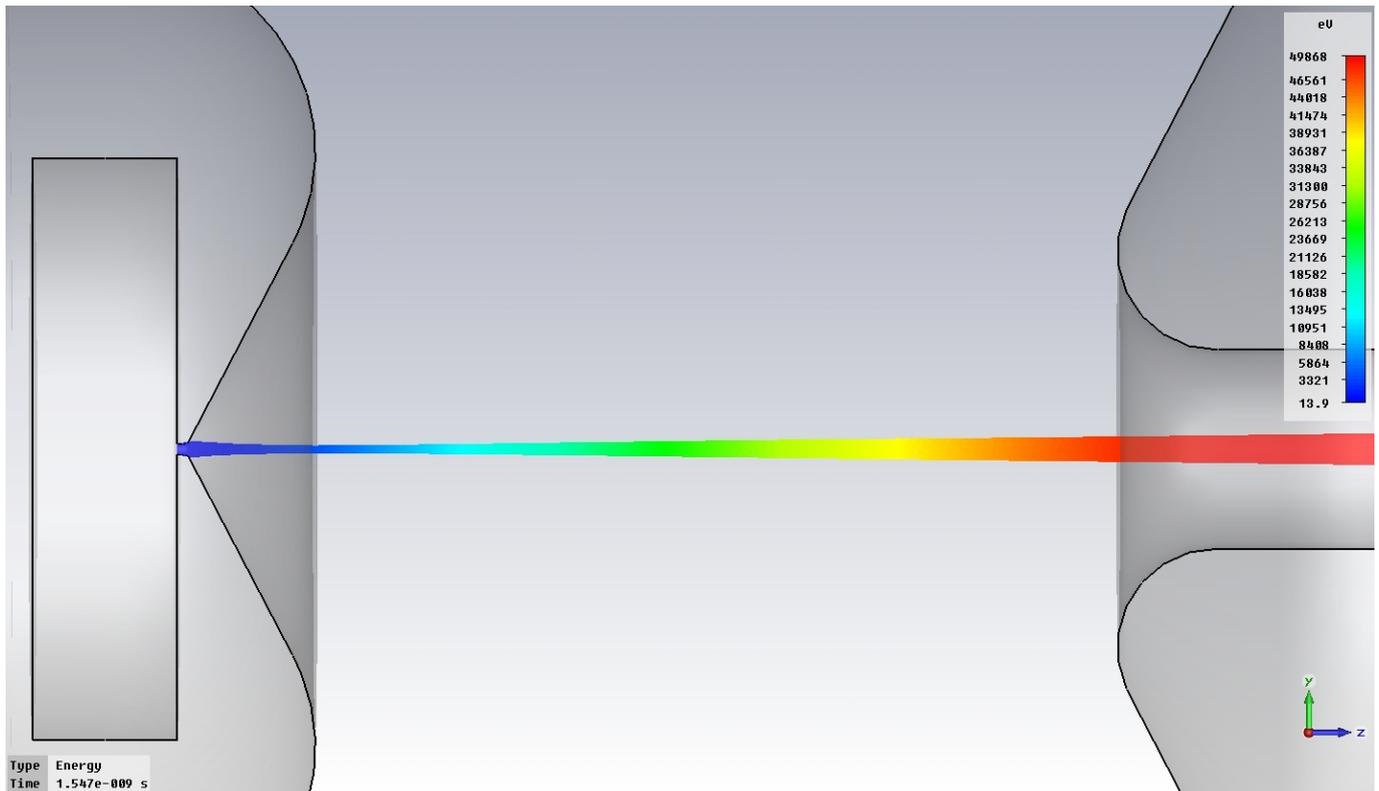


Abbildung 4.4: Mit CST PARTICLE STUDIO simuliertes Strahlprofil. Gut zu erkennen ist die Fokussierung des Strahls auf Höhe der vorderen Kante der Kathode. Diese wird durch die unter dem Winkel von  $27,5^\circ$  geformte Schräge an der Vorderseite der Kathode hervorgerufen. Der in der Simulation als Ersatz für Isolator und Glocke eingefügte Zylindermantel ist aufgrund der gewählten Vergrößerung nicht dargestellt.

sich die Elektronen im Strahl entlang der Propagationsrichtung unter einem kleinen Winkel zunächst so lange aufeinander zu, bis die Strahltaile minimal ist. Jenseits des Fokuspunkts (mit dem Brennpunkt als optischem Analogon) weitet der Strahl aber aufgrund der nicht parallelen Bewegung der Elektronen wieder auf. Andererseits spielt auch die Form der Kathode eine Rolle; durch die angewinkelte Oberfläche ( $27,5^\circ$ ) erfährt der Strahl unmittelbar hinter der Kathode eine fokussierende transversale Kraft, welche der Abstoßung der einzelnen Elektronen voneinander entgegenwirkt und diese sogar überkompensiert. Jedoch nimmt dieser Effekt mit zunehmendem Abstand von der Kathode ab, bis ein Bereich erreicht wird, innerhalb dessen die durch die Kathodengeometrie hervorgerufene fokussierende Kraft von der durch die Abstoßung der Elektronen hervorgerufene defokussierende Kraft ausgeglichen wird. Mit noch größerem Abstand von der Kathode wird dann der Einfluss der Kathodengeometrie noch geringer, sodass der defokussierende Effekt durch die Abstoßung der Elektronen untereinander überwiegt und der Strahl wieder aufweitet. Dieses Verhalten wird auch im simulierten Verlauf der elektrischen Feldlinien und Äquipotentialflächen (s. Abbildungen A.1 und A.2) wiedergespiegelt. Dort ist zu erkennen, dass sich die Äquipotentialflächen sowohl zum Kathoden- als auch zum Anodenloch hin krümmen, was an der Kathode zu einer Fokussierung und an der Anode zu einer Defokussierung führt (vgl. Kapitel 3.3). Jedoch ist die Aufweitung des Strahls im Hinblick auf ein Passieren des Austrittslochs in der Anode unkritisch, der Strahl hat innerhalb der Anode einen Durchmesser von ca. 1,3 mm und kann daher das Anodenloch (Durchmesser: 10 mm) ohne Probleme durchlaufen und in das sich anschließende Strahlrohr eintreten. Der leichten Divergenz des Strahls innerhalb der Anode kann durch den Solenoid entgegengewirkt werden, welcher an dieser Stelle (s. Abbildung 3.1) installiert wurde, um einen Elektronenstrahl geringeren Querschnitts aus der Elektronenquelle extrahieren zu können.

Neben einer grafischen Darstellung des Strahlprofils bietet das Programm CST PARTICLE STUDIO auch die

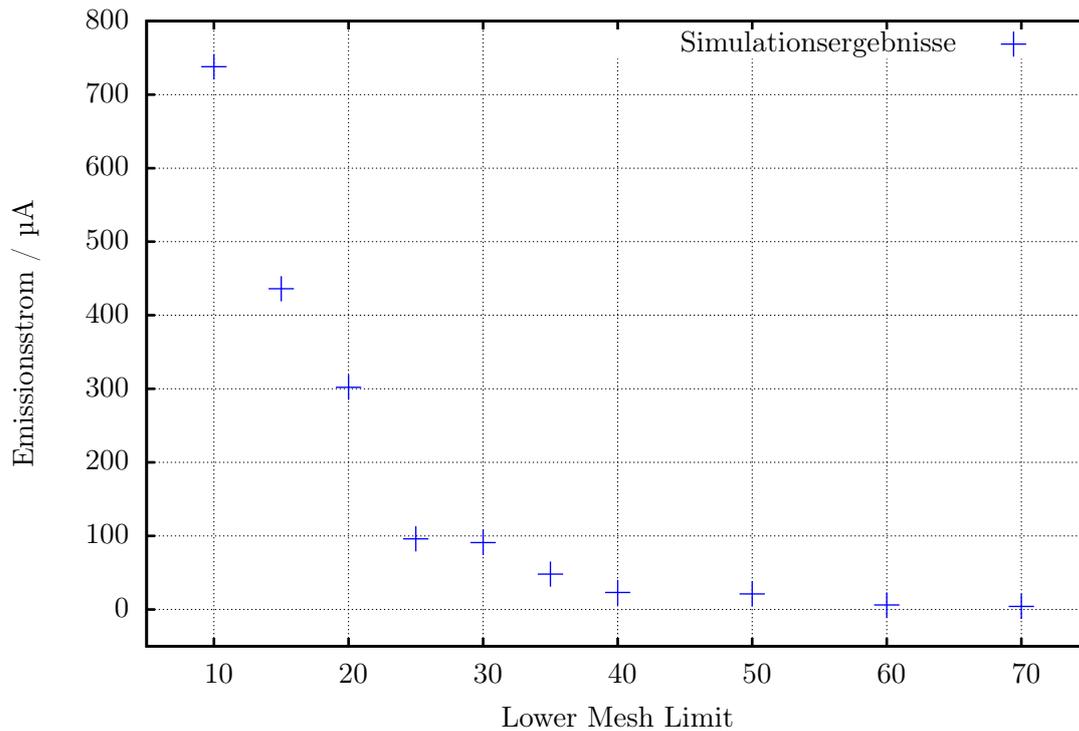


Abbildung 4.5: Grafische Darstellung des Emissionsstroms gegen den Parameter „Lower Mesh Limit“ (LML), welcher die Feinheit der Diskretisierung beeinflusst. Zu erkennen ist die bislang ungeklärte Abnahme des Emissionsstroms mit steigendem LML.

Möglichkeit, die Höhe des Emissionsstroms als Simulationsergebnis auszugeben, was im Zusammenhang mit der Nutzung LABs in einem Praktikumsversuch insbesondere im Hinblick auf den Strahlenschutz relevant ist. Jedoch trat im vorliegenden Fall eine bislang ungeklärte Abhängigkeit des vom Programm bestimmten Emissionsstroms von der Feinheit der Diskretisierung des Simulationsvolumens auf. Konkret wird der Emissionsstrom mit zunehmender Anzahl von Gitterzellen (d. h. feinerer Diskretisierung) geringer. Die Anzahl der Gitterzellen lässt sich im Programm über den Parameter „Lower Mesh Limit“ (LML) einstellen, die maximale Schrittweite des Gitters ist proportional zum Kehrwert dieser Zahl. Ein höherer Wert dieses Parameters führt also zu einer höheren Anzahl von Gitterzellen. Die beschriebene Abhängigkeit wurde quantitativ untersucht, indem für verschiedene LML der Emissionsstrom bestimmt wurde. Eine grafische Darstellung zeigt Abbildung 4.5. Hier ist gut die starke Abnahme des Emissionsstroms bei Erhöhung des Parameters „Lower Mesh Limit“ zu erkennen; für hohe Werte des Parameters zeigt sich ein Konvergenzverhalten. Dieses Verhalten konnte jedoch nicht detaillierter untersucht werden, da bei einem LML von 70 das Simulationsvolumen in ca. 80 Millionen Quader geteilt wurde und die Simulation auf dem zur Verfügung stehenden Rechner bereits deutlich länger als 24 Stunden gedauert hat. Bei noch höherem LML brach die Simulation aus Gründen mangelnder Speicherkapazität stets ab. Bei Betrachtung von Abbildung 4.5 fällt auf, dass die von der Simulation ausgegebenen Emissionsströme deutlich unter dem in Kapitel 3.2 berechneten (2,68 mA) bzw. dem vom Hersteller PFEIFFER VACUUM angegebenen Emissionsstrom (1 mA) des Filaments liegen. Diese Diskrepanz ist möglicherweise mit der Definition des Quellpunkts in CST PARTICLE STUDIO im Austrittsloch der Kathode zu erklären, welche die tatsächlichen Verhältnisse nur bedingt widerspiegelt. Klärung könnte hier eine Simulation der Elektronenbewegung vom Filament zum Austrittsloch (d. h. innerhalb der Kathode) schaffen, welche im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt wurde, da das Hauptziel der Simulation erreicht wurde – zu klären, ob der Elektronenstrahl das Austrittsloch in der Anode passieren kann.

Aufgrund der Relevanz für das Konzept der Elektronenquelle wurde zur Kontrolle der mit CST PARTICLE

STUDIO erhaltenen Ergebnisse eine Simulation des Strahlprofils mit EGUN<sup>5</sup> [30] durchgeführt, welches die POISSON-Gleichung auf einem durch DIRICHLET- und NEUMANN-Randbedingungen definierten Volumen löst. Im Gegensatz zu den bisher verwendeten Simulationsprogrammen von CST bietet EGUN nicht die Möglichkeit, die Geometrie der Elektronenquelle als 3D-Modell zu importieren. Stattdessen wird die Form von Kathode und Anode als Abfolge von Koordinaten in einer Textdatei an das Programm übergeben. Die Modellierung der Kathode erfolgte dabei detailliert unter Berücksichtigung der tatsächlichen Radien; die Anode hingegen wurde nur grob durch einen Polygonzug mit wenigen Stützstellen modelliert, da vor allem die Form der Kathode Einfluss auf das Strahlprofil hat.

Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abbildung 4.6 gezeigt. Es ist auffallend, dass der Strahl unmittelbar hinter dem Austrittsloch der Kathode auf den ersten 15 mm stark fokussiert wird, anschließend mit schmaler Taille propagiert und dann wieder auseinander läuft. Dieses Verhalten bestätigt qualitativ das mit CST PARTICLE STUDIO erhaltene Ergebnis, auch wenn sich die Positionen der minimalen Strahltaillen unterscheiden, was möglicherweise auf die unterschiedlichen Algorithmen zurückzuführen ist. Beide Simulationen zeigen übereinstimmend, dass der Strahl ohne Probleme die Anode passieren kann und somit nicht mit Strahlverlust zu rechnen ist. An dieser Stelle ist zu erwähnen, dass die Simulation mit EGUN unter Verwendung einer kreisförmigen Quelle mit einem Durchmesser von 2,0 mm durchgeführt wurde. Die tatsächliche Kathode besitzt hingegen ein Austrittsloch mit 0,5 mm Durchmesser, auf welcher in CST PARTICLE STUDIO die Teilchenquelle definiert wurde. Dieser Umstand ist damit begründet, dass EGUN für Emissionsflächen kleiner als 2,0 mm keine Ergebnisse ausgibt, was ggf. auf die in der Entwicklung des Programms verwendeten Abbruchkriterien zurückzuführen ist. Ein quantitativer Vergleich zwischen den Simulationen mit CST PARTICLE STUDIO und EGUN ist daher nur bedingt möglich. Beide Simulationen zeigen aber deutlich die durch die Geometrie der Kathode hervorgerufene Fokussierung und dass der Strahl das Austrittsloch in der Anode passieren kann.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die für LAB vorgesehene Elektronenquelle zur Strahlerzeugung geeignet ist; ungeachtet der aufgetretenen Unklarheiten bezüglich der Höhe des Emissionsstroms. Aufgrund dessen ist es nötig, diesen im Betrieb auf geeignete Weise (s. Kapitel 6) zu bestimmen.

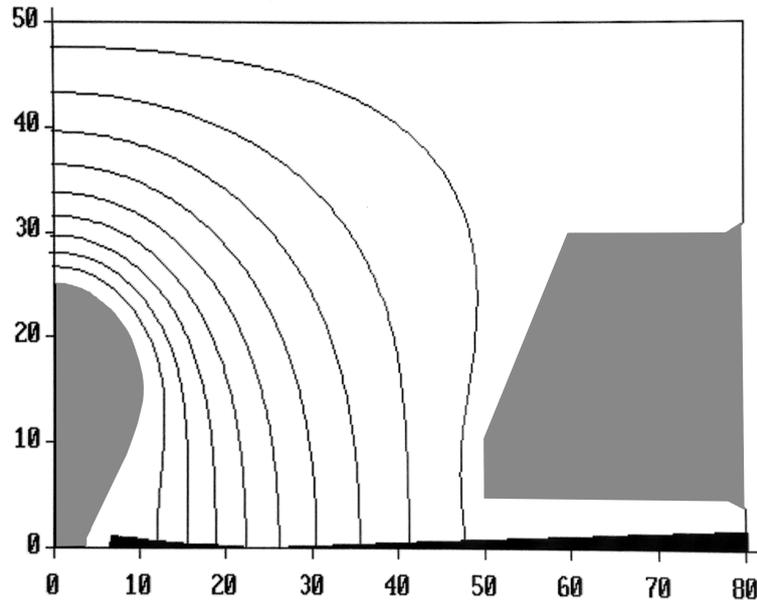


Abbildung 4.6: Strahlverlauf als Ergebnis der Simulation mit EGUN. Die grauen Flächen stellen in der zylindersymmetrischen Ansicht jeweils eine Hälfte von Kathode und Anode dar, die gekrümmten Linien kennzeichnen Äquipotentialflächen. Gut zu erkennen ist auch hier die anfängliche Fokussierung des Strahls. Die Werte auf beiden Achsen geben Längen in Millimetern (mm) an.

<sup>5</sup>Genauer wurde das Programm EGN2W genutzt, die Adaption von EGUN auf Microsoft Windows<sup>®</sup>-Betriebssysteme.

---

## 5 Untersuchungen mit angelegter Hochspannung

---

Nachdem in den vorherigen Kapiteln die Elektronenquelle beschrieben und mithilfe verschiedener Simulationen die Umsetzbarkeit ihres Konzepts untersucht wurde, beschreibt dieser Abschnitt das Vorgehen beim erstmaligen Anlegen von Hochspannung an die Komponenten der Elektronenquelle. Dabei sind, wie in Kapitel 4.1.2 bereits angesprochen, einige Aspekte zu berücksichtigen.

Wie in Kapitel 4.1.1 bereits erläutert, ist aufgrund der hohen Beschleunigungsspannung innerhalb der Elektronenquelle mit erheblichen Feldstärken zu rechnen, welche zu Überschlägen und damit einer Schädigung des Materials führen können. Zudem verschlechtern durch Feldemission aus den Oberflächen gelöste Ionen das Vakuum innerhalb der Elektronenquelle. Zwar haben die in Kapitel 4.1.2 vorgestellten Simulationen gezeigt, dass die maximalen elektrischen Feldstärken in einem für Vakuum hinsichtlich Überschlägen unkritischen Bereich liegen, allerdings basierten die Simulationen auf dem 3D-Modell der Elektronenquelle, in welcher die Oberflächen der Bauteile als perfekt rein und ohne Unebenheiten angenommen werden. Trotz größter Sorgfalt bei der Fertigung und Montage kann aber nicht davon ausgegangen werden, dass die Oberflächen der Bauteile, an denen die Hochspannung anliegen wird, ideal sauber und fein sind. Lokale Staubansammlungen, Fehlstellen im Material oder auch Fingerabdrücke können zu Überschlägen führen. Zwar können zu starke Überschläge die Bauteile beschädigen, jedoch werden durch Überschläge die sie auslösenden Fehlstellen an den entsprechenden Stellen größtenteils ausgeglichen bzw. nivelliert, sodass es bei erneutem Anlegen der gleichen Hochspannung an den gleichen Stellen nicht mehr zu Überschlägen kommen sollte. Daher ist es ratsam, die Hochspannung an später betrieblich unter Hochspannung liegenden Bauteilen beim ersten Mal (bzw. immer nach einer potentiell die kritischen Oberflächen beeinflussenden Maßnahme) schrittweise zu erhöhen, um zu starke und somit schädigende Überschläge zu vermeiden, aber eine Korrektur der Fehlstellen durch „kontrollierte Überschläge“ zu ermöglichen, sodass ein stabiler Betrieb unter Hochspannung möglich wird.

Ein solches Vorgehen wird als Konditionierung bezeichnet [31] und wurde im Rahmen dieser Arbeit realisiert. Dazu wurden nur die Hauptbestandteile der Elektronenquelle (Kathode, Anode, Isolator und Glocke) zusammengesetzt. Die Strahlerzeugungseinheit war während der Konditionierung nicht in die Kathode eingesetzt. Da diese aber ebenfalls auf dem Kathodenpotential liegt, ist an dieser Stelle nicht mit Überschlägen zu rechnen. Die Bauteile, welche hinterher nicht noch einmal vom Aufbau entfernt werden müssen, wurden untereinander mit Dichtungen aus weichgeglühtem Kupfer verbunden, mit welchen theoretisch ein Vakuum der Größenordnung  $10^{-12}$  mbar erreicht werden kann. Andere Bauteile, wie der Flansch an der Rückseite der Kathode, wurden zunächst mit einer Gummidichtung angebracht, da diese bis zum fertigen Aufbau des Beschleunigers noch einmal gelöst werden mussten. Mit der unterhalb der Elektronenquelle montierten TMP konnte ein für die Konditionierung ausreichender Druck von ca.  $2,45 \times 10^{-8}$  mbar erreicht werden.

Zur Generierung der Hochspannung wurde ein 60 kV-Netzgerät genutzt<sup>1</sup>. Die Hochspannung  $U$  kann über ein Drehpotentiometer stufenlos eingestellt und an einer Digitalanzeige auf  $\Delta U = 0,1$  kV genau abgelesen werden. Der vom Netzgerät nachgelieferte Strom führt über einem internen Messwiderstand zu einem Spannungsabfall, welcher durch ein Messgerät der Firma KEITHLEY<sup>2</sup> gemessen werden kann. Der vom Netzgerät maximal nachgelieferte Strom beträgt  $I = 1,2$  mA, was einer durch den Messwiderstand festgelegten Messspannung von  $U_{\text{Mess}} = 10$  V entspricht [31]. Die bei der Konditionierung zu messenden Ströme (bedingt durch

---

<sup>1</sup>Bislang wurde dieses zur Konditionierung der an der polarisierten Quelle von ELSA verwendeten Komponenten genutzt, ist aber zukünftig ausschließlich für den Betrieb von LAB vorgesehen.

<sup>2</sup>Dieses Messgerät kann in einem Spannungsbereich von 0 mV bis 100 mV mit einer Genauigkeit von 0,1  $\mu$ V messen [32].

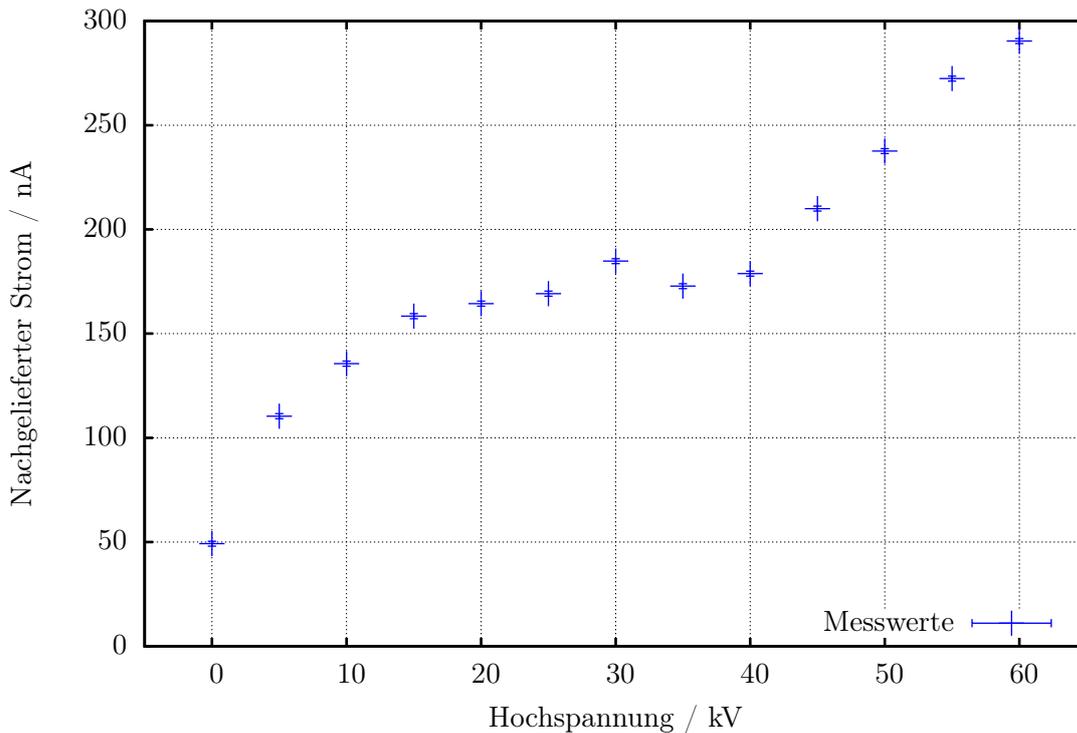


Abbildung 5.1: Grafische Darstellung der bei der Konditionierung aufgenommenen Messwerte. Das Ausbleiben eines Anstiegs des nachgelieferten Stroms beim Übergang von 30 kV zu 35 kV ist entweder auf den Beginn eines neuen Spannungsbereichs im Netzgerät oder auf den Beginn eines neuen Messbereichs im Messgerät zurückzuführen.

Feldemission, OHMSche Verluste und Ionenstrom, s. Abbildung 4.1) liegen in der Größenordnung einiger zehn bis hundert nA, daher müssen am Messgerät Spannungen der Größenordnung  $\mu\text{V}$  abgelesen werden.

Um bei der Konditionierung eine zu hohe Belastung der Komponenten zu vermeiden, ist es zweckmäßig, die Hochspannung zwischen der Kathode und den restlichen – auf Erdpotential liegenden – Bauteilen der Elektronenquelle langsam zu erhöhen. Daher wurde die Spannung von 0 kV auf 60 kV<sup>3</sup> in Schritten von 5 kV alle 12 Minuten erhöht und am Ende jedes dieser Zeitintervalle der vom Netzgerät nachgelieferte Strom als Spannung am Messgerät abgelesen.

Eine grafische Darstellung der beim erstmaligen Anlegen von Hochspannung an die Komponenten der Elektronenquelle aufgenommenen Messwerte findet sich in Abbildung 5.1. Dort ist gut zu erkennen, dass der vom Netzgerät nachgelieferte Strom annähernd linear mit der Hochspannung ansteigt, was u. a. durch den OHMSchen Anteil des Stroms (s. Abbildung 4.1) verursacht wird; zu Verlusten führt beispielsweise der Widerstand des Hochspannungskabels, welches das Netzgerät mit der Kathode der Elektronenquelle verbindet. Es fällt allerdings auf, dass die Abhängigkeit des Stroms von der Hochspannung nicht über den gesamten Spannungsbereich linear ist; bei dem Übergang von  $U = 30\text{ kV}$  zu  $U = 35\text{ kV}$  bleibt ein Ansteigen des Stroms aus. Dies kann zum einen auf den Beginn eines neuen Spannungsbereichs des Netzgeräts, zum anderen auf den Beginn eines neuen Messbereichs des Messgeräts zurückzuführen sein. Ein solches Verhalten wird auch in [31] beschrieben. Ein durch Feldemission hervorgerufener Dunkelstrom wies jedoch – wie durch Gleichung (4.1) beschrieben – einen exponentiellen Anstieg mit der Spannung auf. Dadurch, dass der vom Netzgerät nachgelieferte Strom bzw. die dazu proportionale Spannung am Messgerät erst jeweils 12 Minuten nach Einstellen der Hochspannung abgelesen wurde, kann ein eventuell anfangs fließender und mit der Zeit

<sup>3</sup>Für den Betrieb von LAB ist eine Beschleunigungsspannung von 50 kV vorgesehen, sodass eine „Reserve“ von 10 kV besteht.

---

nachlassender Dunkelstrom natürlich nicht registriert werden. Allerdings wurde diese Messperiode bewusst gewählt, gerade weil der am Messgerät angezeigte Strom unmittelbar nach jeder Erhöhung der Hochspannung stark angestiegen ist und zudem deutlich geschwankt hat. Dieser anfängliche starke Anstieg könnte einerseits tatsächlich auf den nach einer Erhöhung der Hochspannung durch Feldemission hervorgerufenen Dunkelstrom zurückzuführen sein, andererseits aber auch auf die vom Netzgerät zur Erhöhung der Spannung um 5 kV ausgegebene Ladung. Im Verlauf der 12 Minuten fiel die am Messgerät angezeigte Spannung auf einen konstanten Wert ab, was im Falle tatsächlich auftretender Dunkelströme auf deren Abnahme durch Ausgleich anfänglicher Oberflächenunreinheiten hindeutet, sodass bei gleicher Spannung keine Feldemission mehr auftreten konnte. Zur Klärung der Ursache der starken Stromspitzen nach jeder Erhöhung der Hochspannung wurde eine Untersuchung ohne angeschlossenes Hochspannungskabel durchgeführt. Auch während dieser traten unmittelbar nach jeder Erhöhung der Hochspannung hohe Spitzen des vom Netzgerät nachgelieferten Stroms auf, welche die gleiche Größenordnung wie jene beim Anlegen der Hochspannung an die Elektronenquelle aufwiesen. Dies deutet darauf hin, dass die während der Untersuchung der Elektronenquelle aufgetretenen anfänglichen Stromspitzen ebenfalls durch die Ausgabe der zur Erhöhung der Spannung um 5 kV notwendigen Ladung und nicht durch Dunkelströme verursacht wurden.

Die durchgeführte Konditionierung ist daher als erfolgreich anzusehen. Es ist anzunehmen, dass während der schrittweisen Erhöhung der Hochspannung kleinere, nicht zu merklichen Dunkelströmen führende Überschlüsse aufgetreten sind und Oberflächenunreinheiten dadurch ausgeglichen wurden. Zusätzlich zur bereits in Kapitel 4.1.2 vorgestellten Simulation des elektrischen Feldes hat damit auch diese Untersuchung gezeigt, dass ein Betrieb der Elektronenquelle am Beschleuniger LAB mit einer Beschleunigungsspannung von 50 kV oder sogar 60 kV möglich ist.



---

## 6 Ansteuerung der Elektronenquelle

---

Zur Ansteuerung der Elektronenquelle wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Steuer- und Regelelektronik auf Basis eines RASPBERRY PI (s. Kapitel 6.1) entwickelt, welche in diesem Kapitel beschrieben wird. Im Hinblick auf eine einfache Bedienung der Elektronenquelle ist es wünschenswert, die Parameter der Elektronenquelle (Zieh- bzw. Gegenspannung und WEHNELT-Spannung) über das Kontrollsystem zentral steuern zu können (s. Kapitel 2.4). Des Weiteren beziehen sich die genannten Spannungen auf das Kathodenpotential von  $-50\text{ kV}$ , sodass auch ihre Erzeugung auf diesem Potential stattfinden muss und sie daher nicht bzw. nur mit erheblichem Aufwand händisch gesteuert werden können. Überdies ist für den Betrieb eine Emissionsstromregelung (u. a. im Hinblick auf eine konstante Intensität auf den Diagnoseschirmen) wünschenswert und in der Nutzung als Praktikumsversuch essentiell, da für eine korrekte Versuchsdurchführung und -auswertung ein konstanter Strahlstrom nötig ist. Größere Schwankungen im Strahlstrom könnten beispielsweise die Ergebnisse des als Versuchsaufgabe geplanten Quadrupolscans [2] beeinflussen bzw. stören. Die Höhe des Strahlstroms wird im Wesentlichen durch die Höhe des Heizstroms bestimmt; bei einem höheren Heizstrom wird das Filament heißer und gemäß Gleichung (3.1) der emittierte Strom größer. Daher kann über eine Regelung des Heizstroms der Strahlstrom geregelt werden.

### 6.1 Raspberry Pi

Der RASPBERRY PI ist ein Einplatinen-Computer mit einer Größe von ca.  $9\text{ cm} \times 6\text{ cm}$  (s. Abbildung 6.1). Da er die zentrale Einheit der Ansteuerung der Elektronenquelle bei LAB ist, soll er in diesem Abschnitt kurz vorgestellt werden. Er zeichnet sich durch einen niedrigen Preis, Möglichkeit zur Netzwerkanbindung über Ethernet und verhältnismäßig starke Hardware aus (900 MHz-Quad-Core-CPU und 1 GB Arbeitsspeicher [33]). In der hier beschriebenen Verwendung als Einheit zur Ansteuerung der Elektronenquelle sind insbesondere die 40 GPIO<sup>1</sup>-Pins hervorzuheben. Dies sind frei programmierbare Schnittstellen, welche variabel als digitaler Eingang oder Ausgang genutzt werden können. Zwei dieser Pins, intern mit Pull-Up-Widerständen von  $1,8\text{ k}\Omega$  auf  $3,3\text{ V}$  gezogen, stehen auch als Takt- und Datenleitung des I<sup>2</sup>C-Busses<sup>2</sup> zur Verfügung, welcher hier zur Kommunikation mit einem ADC<sup>3</sup> und einem DAC<sup>4</sup> eingesetzt wird. Diese sind notwendig, da der RASPBERRY PI keine analogen Eingänge und Ausgänge besitzt. Des Weiteren wird über einen Pin eine Unterstützung für Pulsweitenmodulation (PWM) bereitgestellt. Dabei handelt es sich um eine einfache Möglichkeit der kontinuierlichen digitalen Übermittlung eines Signals, bspw. einer Spannung [34]. Die Grundlage bildet häufig ein Rechtecksignal konstanter Frequenz (s. Abbildung 6.2). Das Verhältnis  $p$  von Einschaltzeit  $t_{\text{high}}$  und Periodendauer  $T = t_{\text{high}} + t_{\text{low}}$  gibt das Verhältnis der (mittleren) Signalamplitude  $U_0$  am Ausgang zu einem vorgegebenen Maximalwert  $U_{\text{max}}$  an. Dieses Verhältnis wird auch als Tastverhältnis bezeichnet:

$$p = \frac{t_{\text{high}}}{T} = \frac{t_{\text{high}}}{t_{\text{high}} + t_{\text{low}}} = \frac{U_0}{U_{\text{max}}}. \quad (6.1)$$

Das Ausgangssignal ist nach der Demodulation gleich dem zeitlichen Mittelwert des modulierten Signals.

---

<sup>1</sup>General-purpose input/output

<sup>2</sup>Inter Integrated Circuit

<sup>3</sup>Analog-Digital-Converter

<sup>4</sup>Digital-Analog-Converter

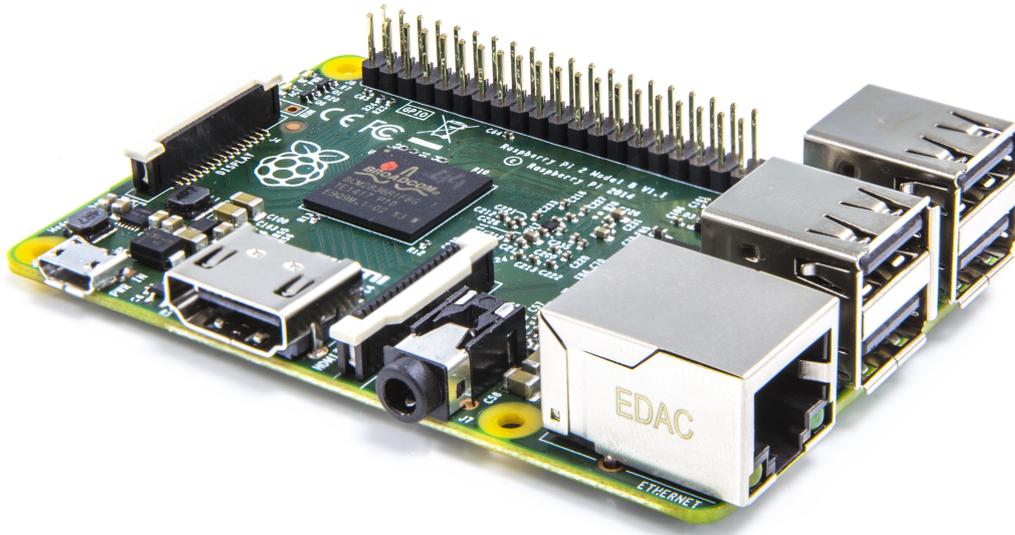


Abbildung 6.1: Foto des RASPBERRY PI [35]. An der hinteren Kante sind die 40 GPIO-Pins, an der Vorderseite der Ethernet-Anschluss zu erkennen.

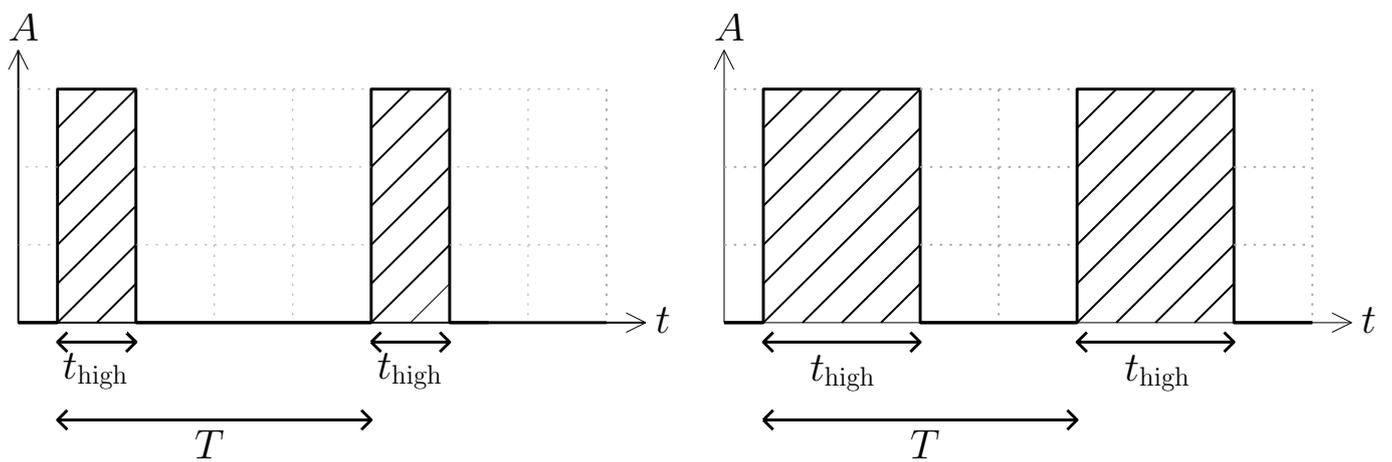


Abbildung 6.2: Schematische Darstellung des Tastverhältnisses  $p$ . Links für ein Tastverhältnis von  $p = 25\%$ , rechts eins von  $p = 50\%$ .

## 6.2 Erläuterung der Schaltung

Ein Blockdiagramm zur Schaltung ist in Abbildung 6.3, der komplette Schaltplan in den Abbildungen A.3 und A.4 gezeigt. Die Schaltung lässt sich funktional in einen Steuer- und einen Heizteil trennen, welche in den beiden folgenden Kapiteln erläutert werden. Eine Liste aller verwendeter Bauteile findet sich in Tabelle B.1.

### 6.2.1 Steuerteil

Der Steuerteil (blau dargestellt in Abbildung 6.3) liegt auf einem Potential von  $-50\text{ kV}$  gegenüber Erdpotential<sup>5</sup>. Über einen Trenntrafo wird eine Wechselspannung von  $230\text{ V}$  bereitgestellt, jedoch in Bezug auf das Potential von  $-50\text{ kV}$ . Dazu liegen an der Primärseite des Trenntrafos  $230\text{ V}$  Wechselspannung in Bezug auf Erdpotential an und an einem Kontakt der Sekundärseite die gleiche  $-50\text{ kV}$ -Versorgung wie an der Kathode der Elektronenquelle. Der Steuerteil benötigt zwei verschiedene Versorgungsspannungen,  $12\text{ V}$  und  $-12\text{ V}$ ; diese werden von einem Schaltnetzteil bereitgestellt.

Die Hauptelemente des Steuerteils sind drei DC/DC-Wandler, ein Einplatinen-Computer RASPBERRY PI (s. Kapitel 6.1), ein Mehrkanal-ADC und ein Mehrkanal-DAC (jeweils 16 bit Auflösung).

Einer der DC/DC-Wandler stellt die WEHNELT-Spannung  $U_{\text{Wehnelt}}$  steuerbar im Bereich von  $-180\text{ V}$  bis  $0\text{ V}$  bereit, durch diese wird der WEHNELT-Zylinder auf negatives Potential gegenüber der Kathode und dem Filament gelegt (s. Kapitel 3.2). Um den optimalen Wert der WEHNELT-Spannung einstellen zu können, ist der Wandler über eine Einstell-Spannung  $U_{\text{adj}}$  von  $0\text{ V}$  bis  $4\text{ V}$  linear steuerbar.

Die beiden anderen DC/DC-Wandler erzeugen die ebenfalls in Kapitel 3.2 eingeführte Zieh- ( $U_{\text{Zieh}}$ ) bzw. Gegenspannung ( $U_{\text{Gegen}}$ ). Für  $U_{\text{Zieh}}$  wird ein identischer DC/DC-Wandler wie für  $U_{\text{Wehnelt}}$  verwendet, sodass  $U_{\text{Zieh}}$  im Bereich von  $-180\text{ V}$  bis  $0\text{ V}$  eingestellt werden kann. Allerdings ist in diesem Fall hinter diesem DC/DC-Wandler noch ein weiterer Wandler geschaltet, wobei das Ausgangspotential des ersten Wandlers als Massepotential an der Ausgangsseite des zweiten Wandlers dient. Dieser generiert einen konstanten, über ein Potentiometer einstellbaren Spannungsoffset  $U_{\text{Gegen}}$  im Bereich von  $55\text{ V}$  bis  $135\text{ V}$ . Im Folgenden wird die Summe beider Spannungen  $U_{\text{Fil}} = U_{\text{Zieh}} + U_{\text{Gegen}}$  als das Potential des Filaments<sup>6</sup> aufgefasst, sodass dieses auf ein Potential im Bereich von  $-125\text{ V}$  bis  $135\text{ V}$  gegenüber der Kathode gelegt werden kann.

Der RASPBERRY PI (s. Kapitel 6.1) dient der Verarbeitung, Berechnung und Ausgabe von Parametern; auf ihm wird das Programm zur Emissionsstromregelung ausgeführt. Spannungen werden als analoge Größen über einen Mehrkanal-ADC in Digitalwerte konvertiert, welche vom RASPBERRY PI verarbeitet werden können. Zur Steuerung der DC/DC-Wandler werden Steuerspannungen  $U_{\text{adj}}$  benötigt, diese werden über einen Mehrkanal-DAC vom RASPBERRY PI erzeugt. Da sich alle vom RASPBERRY PI auszuwertenden Spannungen auf das Referenzpotential von  $-50\text{ kV}$  beziehen, ist es erforderlich, das Massepotential des RASPBERRY PI ebenfalls auf dieses Potential zu legen. Es ist daher vorgesehen, dass die Kommunikation zwischen Kontrollrechner und RASPBERRY PI über Ethernet in einer Glasfaser erfolgt, sodass eine galvanische Trennung zwischen RASPBERRY PI und Kontrollrechner besteht.

Mit dem ADC werden zum einen  $U_{\text{Wehnelt}}$  und  $U_{\text{Fil}}$  ausgelesen, um eine Überprüfung der über den DAC eingestellten Werte zu ermöglichen. Zum anderen werden die zum Heizstrom proportionale Spannung  $U_{\text{Heiz}}^{\text{Ist}}$  (s. Kapitel 6.2.2) und die zum Strahlstrom proportionale Spannung  $U_{\text{Strahl}}^{\text{Ist}}$  (die eigentlich zu regelnde Größe)

<sup>5</sup>Das Potential entspricht nicht exakt  $-50\text{ kV}$ , sondern ist um eine Spannung der Größenordnung  $2\text{ V}$  verschoben. Da dieser Wert gegenüber dem Hochspannungspotential jedoch zu vernachlässigen ist, wird im Folgenden vereinfachend von einem Potential von  $-50\text{ kV}$  gesprochen.

<sup>6</sup>Auch hier gibt es einen Spannungsabfall der Größenordnung  $2\text{ V}$  über Widerständen im Heizteil (s. Kapitel 6.2.2), welcher aber im Vergleich zu  $U_{\text{Fil}}$  gering ist, sodass vereinfachend von  $U_{\text{Fil}}$  als Bezugspotential des Filaments gesprochen wird.

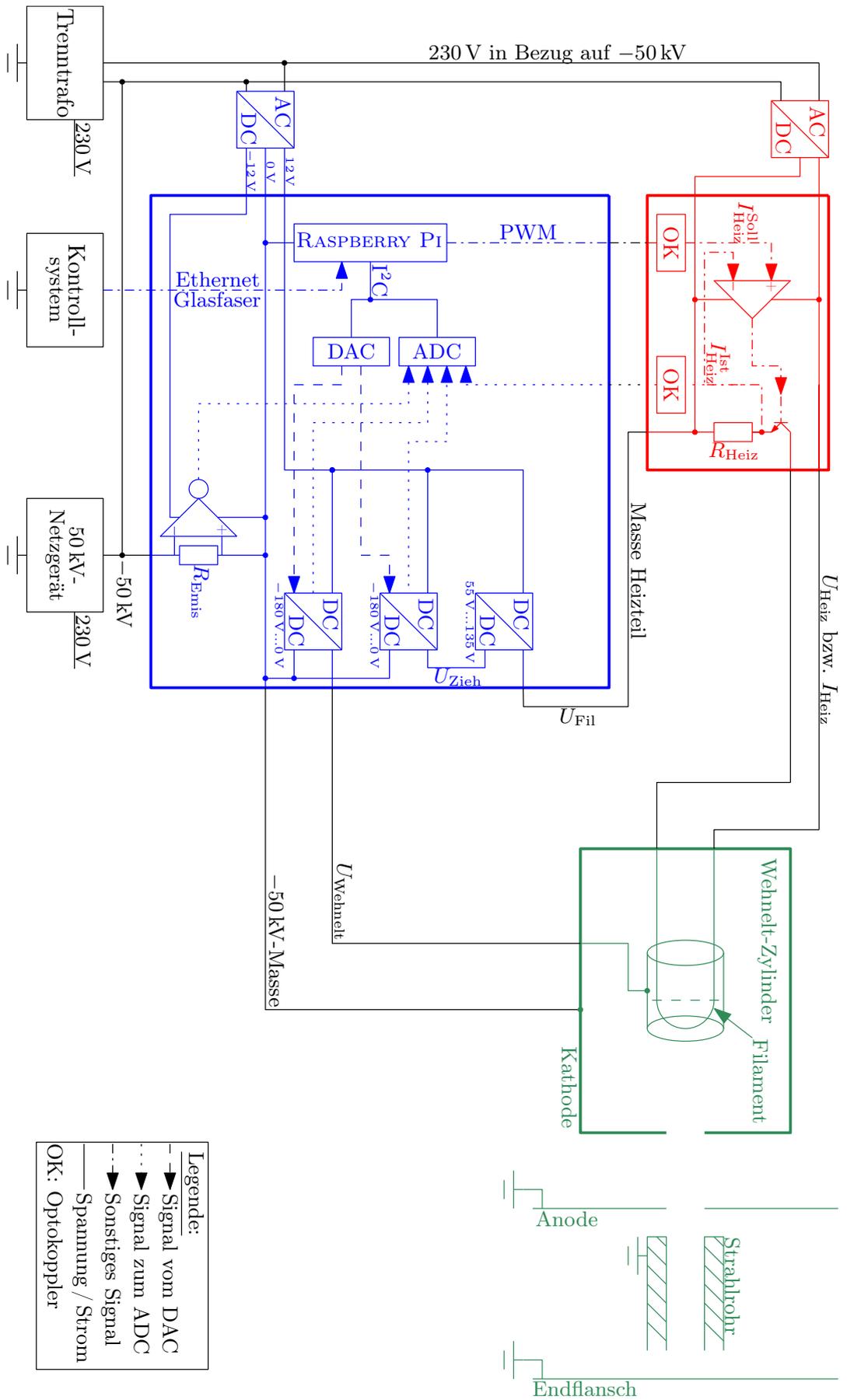


Abbildung 6.3: Blockdiagramm der Schaltung zur Ansteuerung der Elektronenquelle. Der Steuerteil ist blau, der Heizteil rot und Komponenten des Beschleunigers grün dargestellt. Zentrale Steuerungseinheit ist ein RASPBerry Pi, welcher über DAC und PWM Steuerspannungen (Soll-Werte) ausgibt und über einen ADC Ist-Werte rückliest. Die Messung des Emissionsstroms findet durch die Bestimmung des Spannungsabfalls über dem Widerstand  $R_{Emis}$  unmittelbar hinter der Einspeisung der Hochspannung im Steuerteil statt.

ausgelesen. Die Bestimmung des Strahlstroms erfolgt über die Bestimmung der Spannung  $U_{\text{Strahl}}^{\text{Ist}}$  am Messwiderstand  $R_{\text{Emis}}$  (R3 in Abbildung A.3) unmittelbar hinter der Einspeisung des  $-50\text{ kV}$  Potentials in den Steuerteil. Das Filament kann laut [13] einen Strom von maximal  $I = 1\text{ mA}$  emittieren<sup>7</sup>, bei dem verwendeten Messwiderstand  $R_{\text{Emis}} = 2\text{ k}\Omega$  führt dieser Strom zu einem maximalen Spannungsabfall von  $2\text{ V}$ , welcher von einem Operationsverstärker invertiert wird. Dies ist notwendig, da die über dem Messwiderstand  $R_{\text{Emis}}$  abfallende Spannung in Bezug auf das Massepotential der Schaltung *negativ* ist, der ADC jedoch nur positive Spannungen verarbeiten kann.

### 6.2.2 Heizteil

Der Heizteil (rot dargestellt in Abbildung 6.3) dient der Steuerung des Emissionsstroms. Er wird über ein  $12\text{ V}$ -Schaltnetzteil versorgt, welches einen Strom von bis zu  $12,5\text{ A}$  bereitstellen kann und wie das Schaltnetzteil des Steuerteils an die Sekundärseite des Trenntrafos angeschlossen ist<sup>8</sup>. Der gesamte Heizteil liegt auf einem anderen Potential als der Steuerteil; sein Massepotential ist gleich dem Potential  $U_{\text{Fil}}$ , welches vom Steuerteil (s. Kapitel 6.2.1) bereitgestellt wird. Dadurch liegt das Filament auf wahlweise negativem oder positivem Potential gegenüber der Kathode, wodurch sich die Zieh- bzw. Gegenspannung realisieren lassen (s. Kapitel 3.2). Die galvanische Trennung zwischen Steuer- und Heizteil erfolgt über sog. Optokoppler. Diese Bauteile bestehen aus einer Leuchtdiode und einem Phototransistor [36]. Ein die Leuchtdiode durchfließender Strom bringt selbige zum Leuchten; die Intensität des dabei entstehenden Lichts ist proportional zur Höhe des Stroms. Dieses Licht steuert den Basisstrom im Phototransistor und damit seine Aussteuerung.

Die Steuerung des Heizstroms erfolgt über eine Soll-Spannung  $U_{\text{Heiz}}^{\text{Soll}}$ , welche vom Steuerteil durch Pulsweitenmodulation übertragen wird. Im vorliegenden Fall wird das PWM-Signal vom RASPBERRY PI ausgegeben, an einem Tiefpass demoduliert und durch einen Operationsverstärker in Komparatorschaltung mit der Ist-Spannung  $U_{\text{Heiz}}^{\text{Ist}}$  verglichen. Diese ist über den Widerstand  $R_{\text{Heiz}}$  (R1 in Abbildung A.4) proportional zu dem das Filament durchfließenden Heizstrom  $I_{\text{Heiz}}$ . Liefert der Vergleich am Operationsverstärker das Ergebnis, dass der Ist-Wert des Heizstroms unter dem Soll-Wert liegt, steuert der Operationsverstärker zwei Transistoren stärker aus. Dadurch fließt durch diese und die jeweiligen Vorwiderstände  $R_{\text{Heiz}}^{\text{Vor}}$  (R2 und R4 in Abbildung A.4) ein höherer Strom und damit auch ein höherer Heizstrom durch das Filament. Bei im Vergleich zum Soll-Wert zu hohem Ist-Wert des Heizstroms verläuft die Regelung entsprechend umgekehrt. Der Widerstand  $R_{\text{Heiz}}$  ist so dimensioniert, dass an ihm bei einem angenommenen Heizstrom von ca.  $6\text{ A}$  ein Spannungsabfall von ca.  $1,2\text{ V}$  auftritt.

Außerdem wird auch die Spannung  $U_{\text{Heiz}}^{\text{Ist}}$  über den ADC digitalisiert und zum RASPBERRY PI übertragen. Da das Massepotential des ADC gleich dem Massepotential des Steuerteils ist, muss auch diese Übertragung über die Trennung durch Optokoppler realisiert werden. Genauer werden für die Übertragung der Spannung  $U_{\text{Heiz}}^{\text{Ist}}$  zwei identische Optokoppler verwendet. Prinzipiell wäre die Signalübertragung auch mit nur einem Optokoppler möglich, um aber auf eine Überprüfung der Linearität des Optokopplers verzichten zu können, wurde eine Kombination aus zwei Optokopplern und zwei Operationsverstärkern gewählt. Da durch die Dioden der Optokoppler jeweils der gleiche Strom fließt und die Widerstände (R14 und R16 in Abb. A.4) gleich groß sind, ergibt sich eine Gegenkopplung und damit eine stabilisierte Übertragung der Spannung  $U_{\text{Heiz}}^{\text{Ist}}$  vom Massepotential des Heizteils auf das Massepotential des Steuerteils, welche nicht vom Übertragungsverhalten der Optokoppler abhängig ist.

<sup>7</sup>Dieser Wert wurde zur Dimensionierung des Widerstands  $R_{\text{Emis}}$  herangezogen, bei einem stark nach oben oder unten abweichenden Emissionsstrom muss der Widerstand nachträglich entsprechend angepasst werden.

<sup>8</sup>Aus der Dokumentation zum Filament [13] geht nicht hervor, wie hoch der Heizstrom typischerweise ist. Das verwendete Netzgerät sollte mit einem Maximalstrom von  $12,5\text{ A}$  jedoch über ausreichend Reserve verfügen.

## 6.3 Ausblick

Eine Prüfung der Umsetzbarkeit des in diesem Kapitel präsentierten Konzepts einer Ansteuerung für die Elektronenquelle ist über diese Arbeit hinaus notwendig. Insbesondere ist zu klären, ob die durch den Heizstrom hervorgerufene thermische Belastung für die beiden Transistoren im Heizteil nicht zu hoch ist. Zur Reduktion der Belastung könnte ein zu den bisherigen zwei Zweigen identischer dritter Zweig (bestehend aus Transistor und Vorwiderstand  $R_{\text{Heiz}}^{\text{Vor}}$ ) eingebaut werden. Wenn Heiz- und Steuerteil erfolgreich in Betrieb genommen wurden, ist die Ansteuerung der Elektronenquelle in Bezug auf die Hardware fertig zur Inbetriebnahme. Darüber hinaus ist in dem Programm, das auf dem RASPBERRY PI ausgeführt wird, die Implementierung einer Funktion notwendig, welche die Regelung des Emissionsstroms übernimmt. Insbesondere ist dabei in geeigneter Weise zu berücksichtigen, dass der Heizstrom bei kaltem Filament (bspw. nach dem Einschalten des Beschleunigers) langsam erhöht werden muss, da das Filament während der Erhöhung des Heizstroms zunächst nicht merklich emittiert, die Emission anschließend in einem relativ kleinen Bereich des Heizstroms stark ansteigt und bei einem zu hohen Heizstrom das Filament Schaden nehmen kann.

Schließlich muss die Verbindung zwischen dem auf dem RASPBERRY PI ausgeführten Programm und dem Kontrollsystem hergestellt werden, sodass eine Ansteuerung der Elektronenquelle vom Kontrollrechner aus möglich ist.

---

## 7 Inbetriebnahme der Elektronenquelle

---

In diesem Kapitel wird die erstmalige Bestromung des Filaments beschrieben. Da die in Kapitel 6.2 vorgestellte Schaltung zur Ansteuerung der Elektronenquelle im Rahmen dieser Arbeit nicht fertig gestellt worden ist, wurde zur erstmaligen Bestromung des Filaments ein Netzgerät genutzt, welches normalerweise für den Betrieb einer PAUL-Falle verwendet wird. Der von diesem Netzgerät ausgegebene Heizstrom kann über einen Drehknopf eingestellt und an einer Skala abgelesen werden. Der Emissionsstrom kann über ein in der Heizmasche in Reihe geschaltetes Strommessgerät abgelesen werden.

Im Vergleich zur Vorgehensweise beim erstmaligen Anlegen von Hochspannung an die Elektronenquelle (Konditionierung, s. Kapitel 5) wurde die Evakuierung von Elektronenquelle und Strahlrohr hier unter Verwendung der IGP und beider TMPs vorgenommen, welche wie in Abbildung 2.2 gezeigt am Beschleuniger montiert waren. Vor Beginn der Bestromung des Filaments betrug der Druck ca.  $2,4 \times 10^{-8}$  mbar, was recht genau dem Druck während der Durchführung der Konditionierung entspricht. Jedoch ist an dieser Stelle zu erwähnen, dass die IGP vor ihrer Inbetriebnahme nicht ausgeheizt wurde, was gewöhnlich getan wird, um die Adsorptionsfähigkeit des Gettermaterials zu verbessern. Darauf wurde an dieser Stelle aber bewusst verzichtet, da das erreichte Vakuum für eine Bestromung des Filaments ausreichend war. Des Weiteren war in diesem Fall das zu evakuierende Volumen deutlich größer; zusätzlich zur Elektronenquelle musste von den Pumpen auch das Strahlrohr evakuiert werden. Außerdem war die Zeit zwischen dem Einschalten der Pumpen und dem Beginn der Untersuchung hier deutlich kürzer als bei der Konditionierung.

Der Heizstrom wurde mithilfe des Drehknopfs langsam erhöht (ca. 0,2 A pro 10 Sekunden), um eine Beschädigung des Filaments zu vermeiden. Ab einem Heizstrom von ca. 2,5 A begann eine bemerkbare Emission von Elektronen aus dem Filament, was an einem plötzlichen Ansteigen des Emissionsstroms, einer Verschlechterung des Vakuums auf einige  $10^{-6}$  mbar und dem Glühen des Filaments (s. Abbildung 7.1) zu erkennen war. Da die Skala des Messgeräts für den Heizstrom nur bis 3 A reicht, kann das Verhalten bei höheren Heizströmen nur bedingt quantitativ erfasst werden. Bei einem Heizstrom von geschätzt 4 A betrug der Emissionsstrom laut Anzeige ca. 200  $\mu$ A. Es ist anzunehmen, dass das Filament auch mit einem höheren Heizstrom betrieben werden kann und der Emissionsstrom damit in die Größenordnung des in Gleichung (3.2) bestimmten (2,68 mA) bzw. in [13] angegebenen Wertes (1 mA) kommt. Zudem wird der tatsächliche Strahlstrom durch die Wirkung von Zieh- und WEHNELT-Spannung noch größer ausfallen.

Aufgrund der bei der Verwendung dieses Netzgeräts notwendigen händischen Steuerung des Heizstroms konnte die Kathode nicht auf das Hochspannungspotential von  $-50$  kV gegenüber der Anode gelegt werden. Damit konnte zwar der Austritt von Elektronen aus dem Filament nachgewiesen, jedoch kein Elektronenstrahl zwischen Kathode und Anode geformt werden, da ohne die fokussierende Wirkung von Zieh- und WEHNELT-Spannung nur wenige Elektronen das Austrittsloch an der Spitze der Kathode passieren und ohnehin keine ausreichende magnetische Steifigkeit gegen das Erdmagnetfeld aufweisen, um einen Elektronenstrahl zu bilden. Daher ist in dieser Konfiguration die Erzeugung eines Elektronenstrahls, wie er im Praktikumsbetrieb verwendet werden wird, nicht möglich. Hierfür sind Prüfung und Inbetriebnahme der in Kapitel 6.2 vorgestellten Schaltung notwendig, welche auf dem Potential von  $-50$  kV liegt und damit eine Ansteuerung der Elektronenquelle unter Anlegen der Hochspannung zwischen Kathode und Anode ermöglicht.

Jedoch hat diese Untersuchung gezeigt, dass eine Verwendung des Filaments in der Elektronenquelle möglich ist und dass der Emissionsstrom in einer aus theoretischen Überlegungen folgenden bzw. vom Hersteller des Filaments genannten Größenordnung liegt.

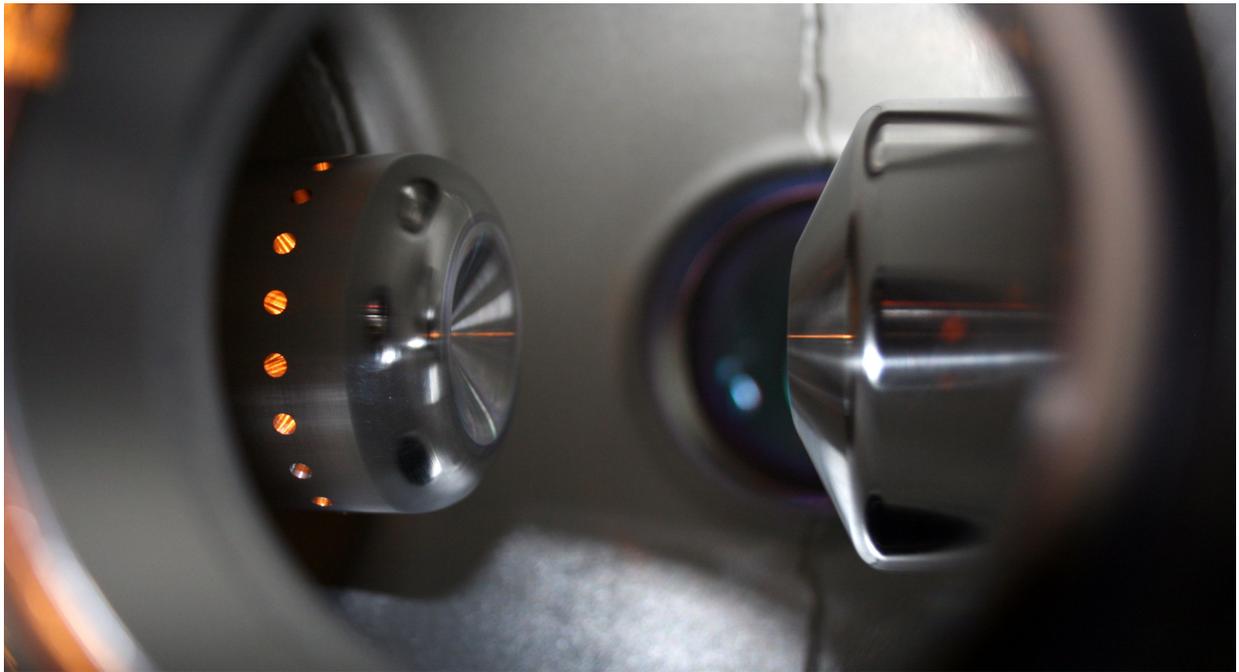


Abbildung 7.1: Foto von Kathode und Anode durch das seitliche Fenster an der Glocke bei der erstmaligen Bestromung des Filaments. Das glühende Filament selbst ist nicht zu erkennen, jedoch ist durch den seitlichen Lochkranz an der Kathode das durch das Glühen hervorgerufene Leuchten zu erkennen.

---

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

---

Im Rahmen dieser Arbeit konnte eine Elektronenquelle für den 50 keV-Laborbeschleuniger LAB erfolgreich durch Simulationen untersucht, aufgebaut und in Betrieb genommen werden:

- Simulationen von elektrischem Feld und Temperaturverteilung in der Elektronenquelle haben gezeigt, dass trotz der Beschleunigungsspannung von 50 kV zwischen Kathode und Anode bzw. der Filamenttemperatur von ca. 1300 °C keine Überschläge bzw. zu hohe thermische Belastungen zu erwarten sind.
- Zwei voneinander unabhängige Simulationen des Strahlprofils innerhalb der Elektronenquelle haben ergeben, dass der Elektronenstrahl ohne Probleme die Elektronenquelle durch die Anode verlassen und in das Strahlrohr eintreten kann.
- Die Konditionierung der Elektronenquelle wurde erfolgreich durchgeführt. Es ist anzunehmen, dass anfängliche Unreinheiten der Oberflächen der Komponenten durch kurzzeitige Überschläge beseitigt worden sind. Bei einem erneuten Anlegen der gleichen Hochspannung sollten daher keine Überschläge mehr auftreten, sodass ein stabiler Betrieb der Elektronenquelle bei einer Beschleunigungsspannung von 50 kV möglich ist.
- Eine Ansteuerung der Elektronenquelle einschließlich einer Emissionsstromregelung wurde auf Basis eines RASPBERRY PI als zentrale Steuerungseinheit konzipiert. Sie ist dazu ausgelegt, die Parameter der Elektronenquelle einzustellen und den Emissionsstrom konstant zu halten.
- Die erstmalige Bestromung des Filaments verlief erfolgreich; es wurde ein Emissionsstrom erzielt, der in der gleichen Größenordnung wie der aus theoretischen Überlegungen folgende liegt.

Über diese Arbeit hinaus ist der Aufbau und die Inbetriebnahme der Schaltung zur Ansteuerung der Elektronenquelle erforderlich. Des Weiteren ist es notwendig, ein Programm zu entwickeln, welches den Emissionsstrom regelt und eine Funktion zur schrittweisen Erhöhung des Heizstroms zu Beginn des Heizvorgangs enthält. Damit wird es möglich sein, die Elektronenquelle anzusteuern, während die Kathode auf dem Potential von  $-50$  kV liegt.

Im Zusammenhang mit der Ansteuerung des gesamten Beschleunigers ist es notwendig, das zur Steuerung vorgesehene Kontrollsystem und seine Anbindung an die verschiedenen zu steuernden Komponenten, einschließlich der Elektronenquelle, fertigzustellen. Im Hinblick auf die Magnetoptik von LAB ist eine Vermessung des von den Korrektormagneten erzeugten Feldes wünschenswert.

Bei der Auslegung des Laborbeschleunigers LAB wurde darauf geachtet, einen möglichst unkomplizierten Betrieb im Hinblick auf die Nutzung in einem Praktikumsversuch zu ermöglichen. Damit wird LAB das Lehrangebot an der Universität Bonn erweitern und interessierten Studenten einen Einstieg in das Gebiet der Beschleunigerphysik bieten.

Nach der erfolgreichen Inbetriebnahme LABs als Praktikumsbeschleuniger ist vorgesehen, in einer weiteren Ausbaustufe an die bisherige Strahlführung anknüpfend einen den Strahl horizontal um  $90^\circ$  ablenkenden Dipolmagneten zu setzen. Dadurch kann mit der Dispersion (energieabhängige Ablenkung im Dipolmagnet) eine zusätzliche Charakteristik eines (Kreis)beschleunigers kennengelernt werden. An das Ende der Erweiterung könnte mit einem FARADAY-Cup ein weiteres Bauteil zur Bestimmung des Strahlstroms gesetzt werden.



---

# A Abbildungen

---

## A.1 CST-Simulationen

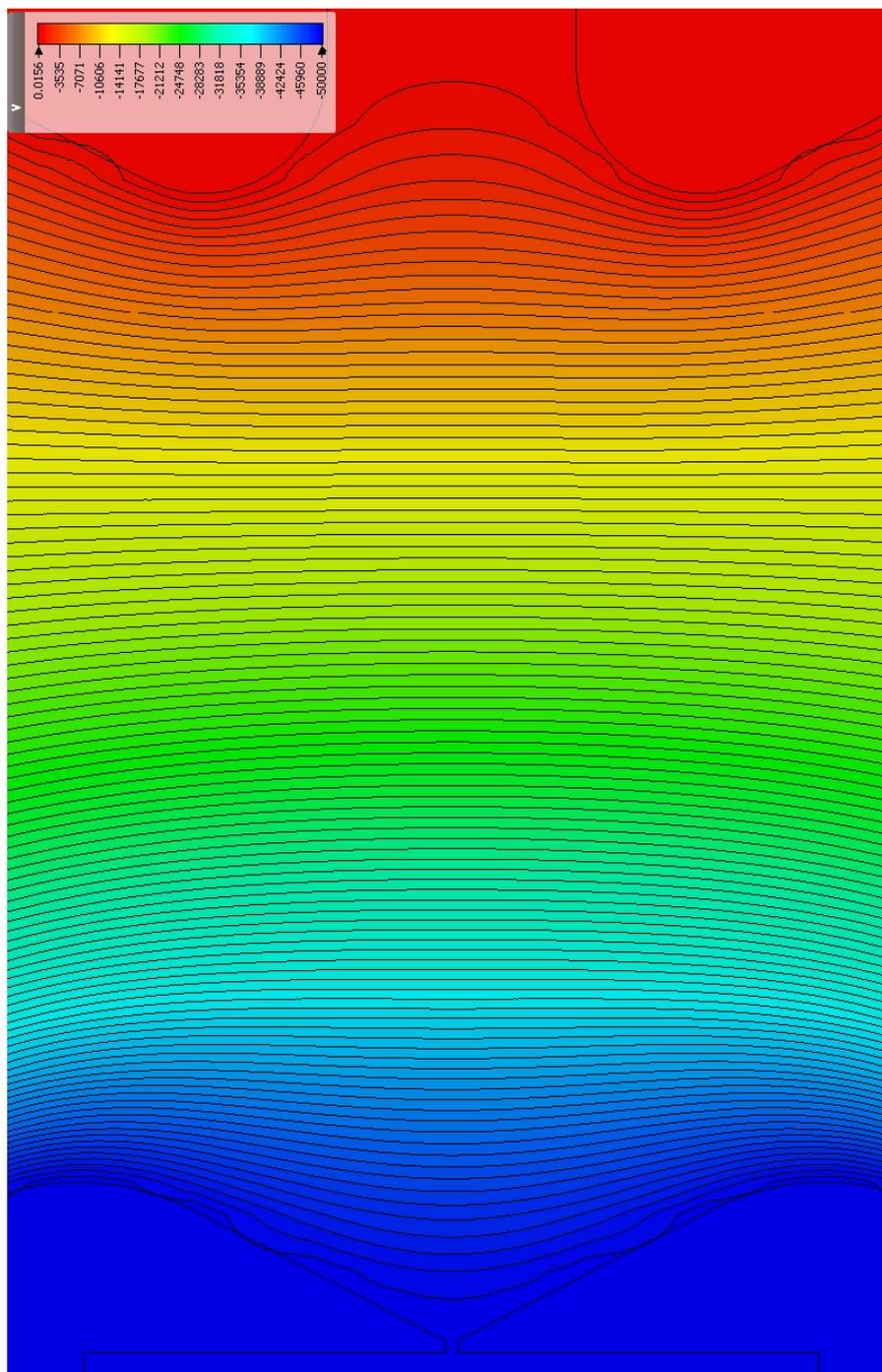


Abbildung A.1: Darstellung der Äquipotentialflächen in der Elektronenquelle. Es fällt auf, dass der Verlauf der Äquipotentialflächen rechts der Kathode jenem in Abbildung 3.5 stark ähnelt, Abweichungen sind mit dem hier verwendeten Winkel von  $27,5^\circ$  statt  $22,5^\circ$  zu erklären. Ebenfalls ist erkennbar, dass sich die Äquipotentiallinien in das Anodenloch hinein krümmen, was zu einer Defokussierung des Strahls an dieser Stelle führt (vgl. Kapitel 3.3).

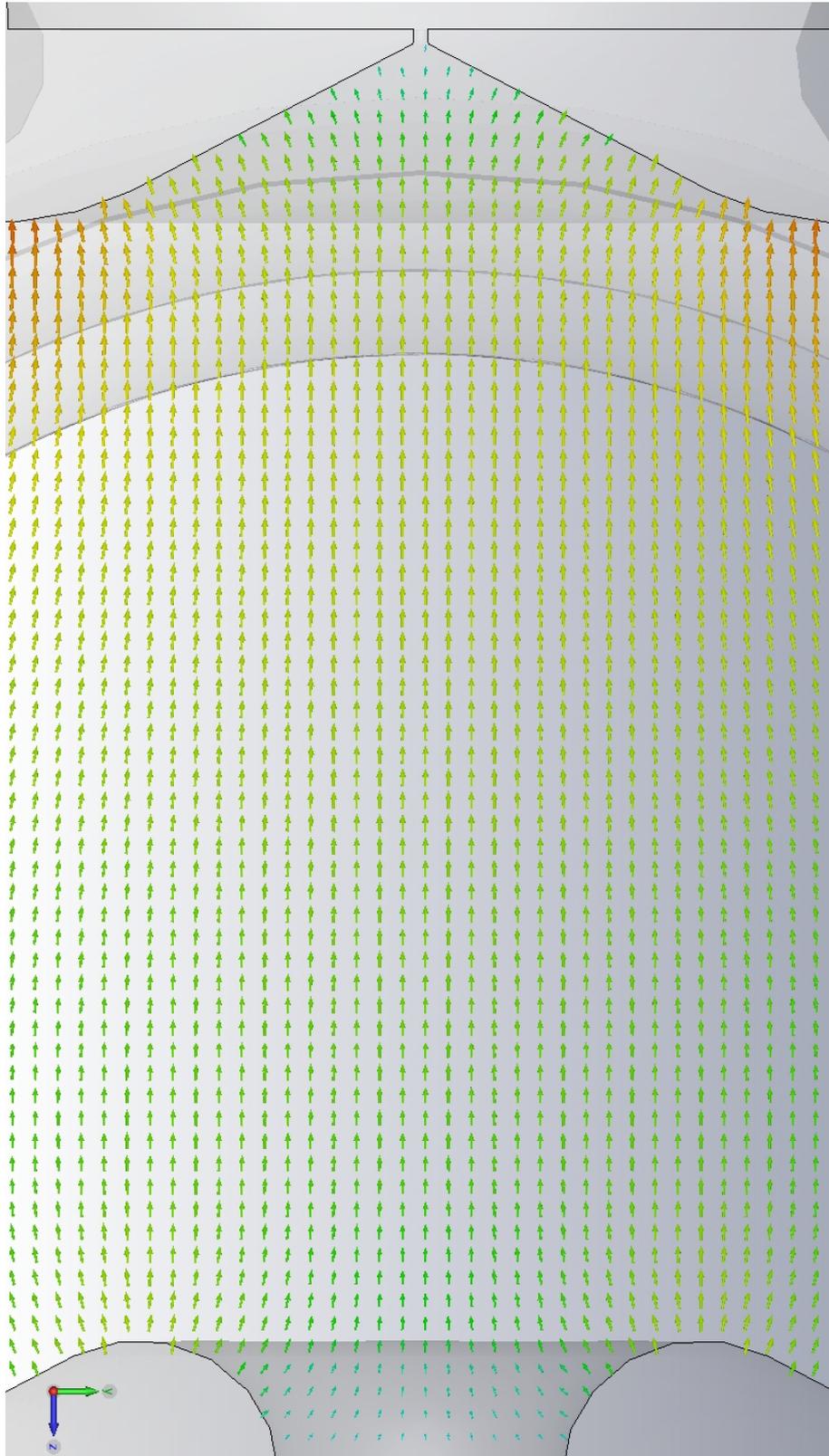


Abbildung A.2: Darstellung der elektrischen Feldvektoren in der Elektronenquelle. Durch die Krümmung der Feldlinien in der Nähe der Kathode wird der Strahl fokussiert, in der Nähe der Anode wird er defokussiert (vgl. Kapitel 3.3).

## A.2 Schaltplan der Ansteuerung der Elektronenquelle

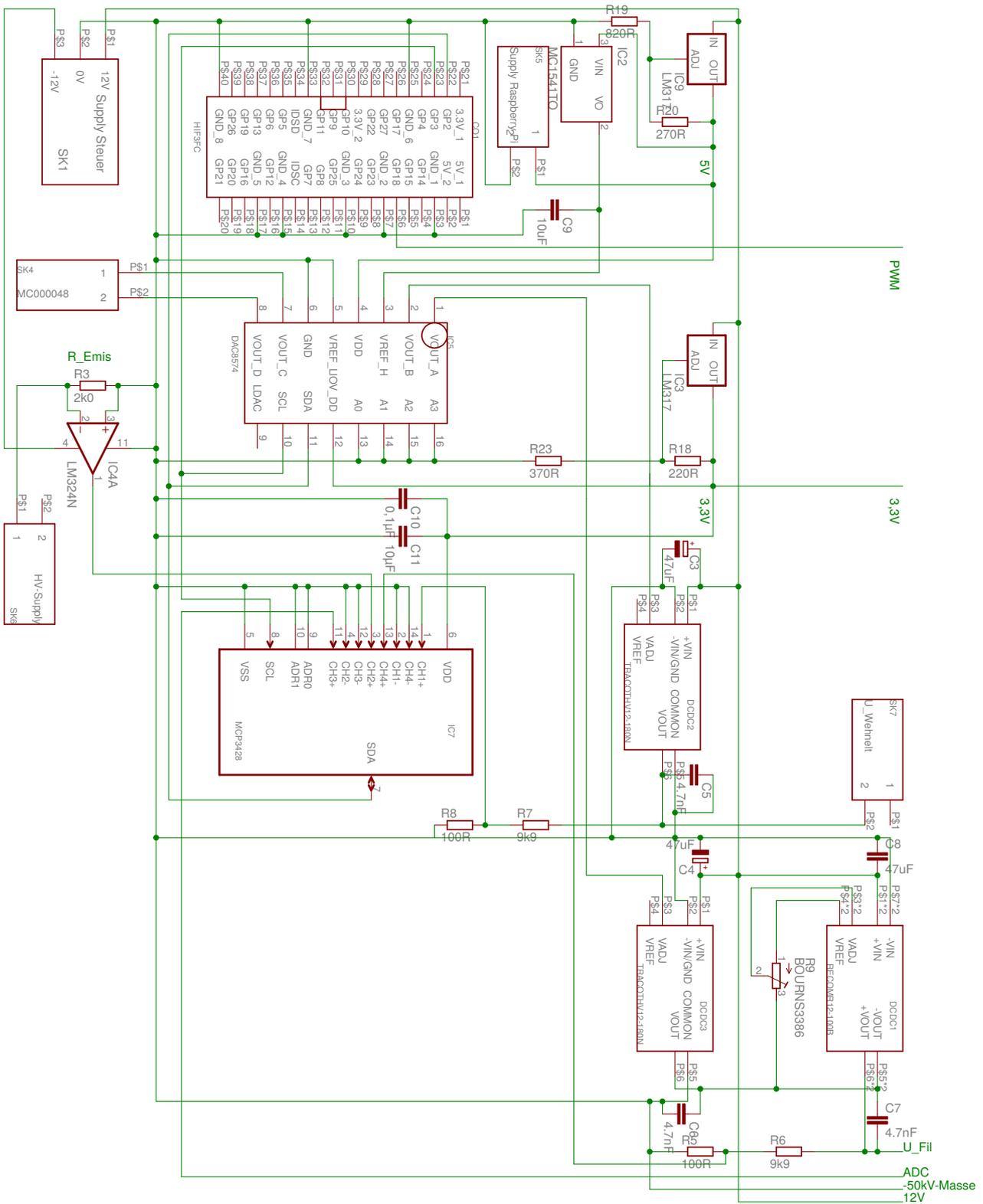


Abbildung A.3: Schaltplan des Steuerteils der Schaltung zur Ansteuerung der Elektronenquelle. Die als „GND“ bezeichneten Anschlüsse liegen auf der  $-50\text{ kV}$ -Masse des Steuerteils. Abkürzungen an den Bauteilen: C–Kondensator, DCDC–DC/DC-Wandler, IC–Integrated Circuit, R–Widerstand, SK–Steckklemme.

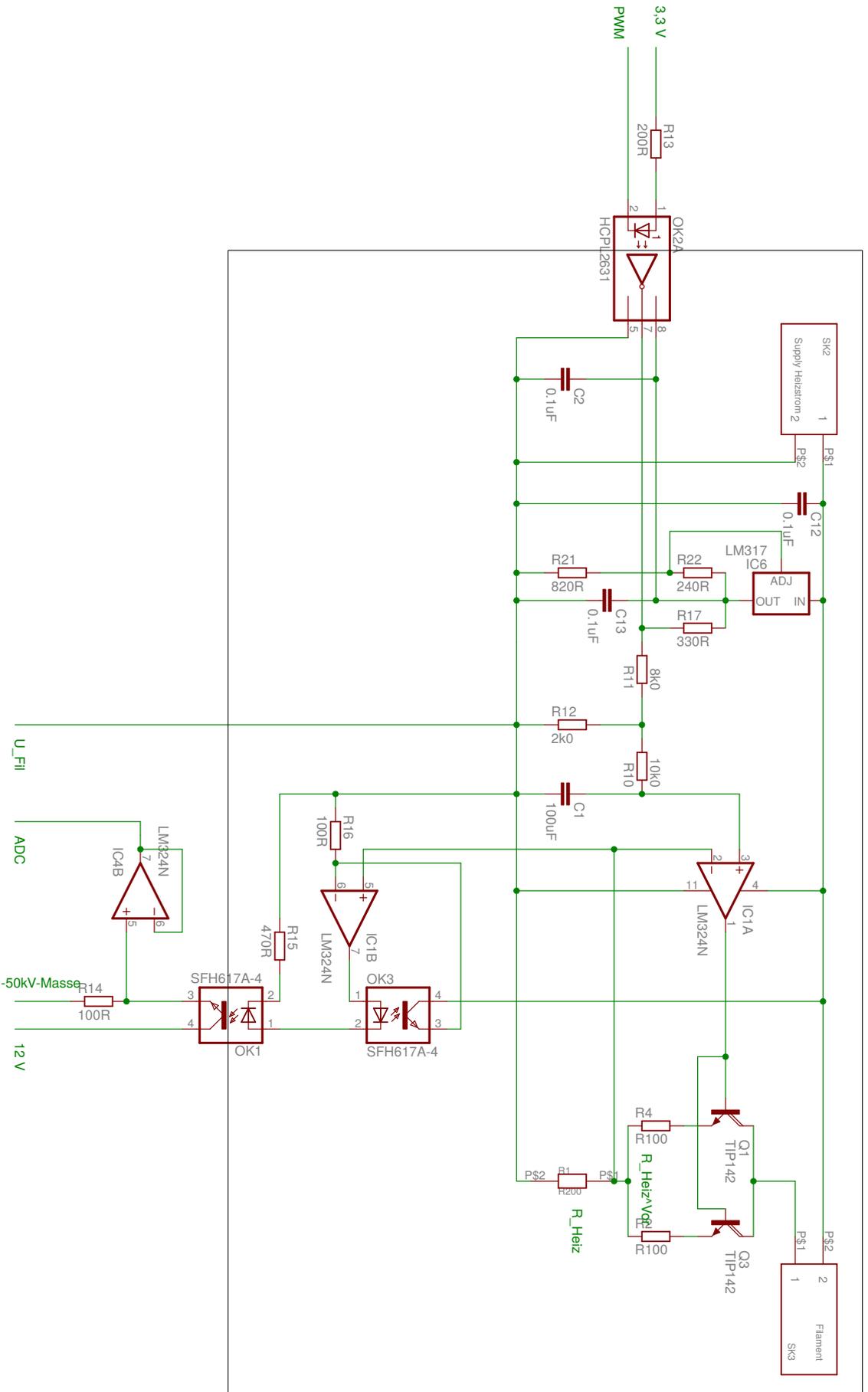


Abbildung A.4: Schaltplan des Heizteils der Schaltung zur Ansteuerung der Elektronenquelle. Der schwarze Kasten gibt den Bereich der Schaltung an, der auf dem Potential  $U_{Ffil}$  gegenüber der  $-50\text{ kV}$ -Masse des Steuerteils liegt. Bedeutung der Abkürzungen an den Bauteilen: OK—Optokoppler, Q—Transistor.

---

## B Für die Ansteuerung der Elektronenquelle verwendete Bauteile

---

Bauteil	Modell
Analog-Digital-Converter	Microchip MCP3428
Digital-Analog-Converter	Texas Instruments DAC8574
DC/DC-Wandler WEHNELT-Spannung	Traco THV 12-180N
DC/DC-Wandler Ziehspannung	Traco THV 12-180N
DC/DC-Wandler Gegenspannung	Recom R12-100B
Schaltnetzteil Steuerteil	Traco TXL 035-1212D
Schaltnetzteil Heizteil	Traco TXL 150-12S
Spannungsreferenz 4 V für DAC	Microchip MCP1541-I/TO
Spannungsregler	STMicroelectronics LM317T
Operationsverstärker	Texas Instruments LM324N
Transistor	STMicroelectronics TIP142
Optokoppler $U_{\text{Heiz}}^{\text{Ist}}$	Vishay SFH617A-4
Optokoppler $U_{\text{Heiz}}^{\text{Soll}}$	Fairchild HCPL2631
Widerstand $R_{\text{Emis}}$ (R3)	TE Connectivity YR1B2K0CC
Widerstand $R_{\text{Heiz}}$ (R1)	Vishay LTO030FR2000FTE3
Widerstand $R_{\text{Heiz}}^{\text{Vor}}$ (R4, R2)	Vishay MCKNP05SJ010KAA9
Potentiometer	Bourns Trimpot 3386
Stiftleiste Flachbandkabel RASPBERRY PI	Hirose HIF3FC

Tabelle B.1: Liste der in der Schaltung zur Ansteuerung der Elektronenquelle verwendeten Bauteile. Die bei den Widerständen in Klammern angegebenen Bezeichnungen geben die Bezeichnungen in den Schaltplänen (Abbildungen A.3 und A.4) an.



---

# Literaturverzeichnis

---

- [1] *Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. URL: <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/index.html> (besucht am 20.07.2015).
- [2] Yannick Manuel Dieter. *Magnetooptik des Laborbeschleunigers LAB*. Bachelorarbeit. Universität Bonn, Juli 2015.
- [3] Philip Hauer. *Ansteuerung und Strahldiagnose des Laborbeschleunigers LAB*. Bachelorarbeit. Universität Bonn, Juli 2015.
- [4] Philipp Hänisch. *ELSA*, Universität Bonn, 2015.
- [5] Pfeiffer Vacuum GmbH. *Funktionsprinzip Turbomolekularpumpe*. URL: <https://www.pfeiffer-vacuum.com/de/know-how/vakuumerzeugung/turbomolekularpumpen/aufbau-funktionsprinzip/funktionsprinzip-turbomolekularpumpe/> (besucht am 24.07.2015).
- [6] VACOM GmbH. *Ionengerter- und Titansublimationspumpen*. URL: <http://www.vacom.de/downloads/vacom-produktkatalog> (besucht am 24.07.2015).
- [7] Klaus Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. 2. Aufl. B. G. Teubner, 1996.
- [8] Thomas Götz. *Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsbetrieb bis 3.5 GeV*. Promotionsschrift. Universität Bonn, Jan. 1995.
- [9] Michael Picard. *Entwurf, Entwicklung und Inbetriebnahme eines verteilten Rechnerkontrollsystems zur Steuerung der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA, unter besonderer Berücksichtigung der Extraktion im Nachbeschleunigungsbetrieb bis 3.5 GeV*. Promotionsschrift. Universität Bonn, Jan. 1995.
- [10] Fabian Klarner. *Konzeption, Aufbau und Inbetriebnahme eines neuen Vorbeschleunigersystems an ELSA*. Promotionsschrift. Universität Bonn, Nov. 2011.
- [11] Owen W. Richardson. *Thermionic phenomena and the laws which govern them*. Nobelpreisrede. 12. Dez. 1929. URL: [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1928/richardson-lecture.pdf](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1928/richardson-lecture.pdf) (besucht am 11.08.2015).
- [12] C.R. Crowell. *The Richardson constant for thermionic emission in Schottky barrier diodes*. In: *Solid-State Electronics* 8 (Apr. 1965). Hrsg. von Pergamon Press, S. 395–399.
- [13] Pfeiffer Vacuum. *Quadrupol-Analysator. QMA 125*. Apr. 2004.
- [14] Kimball Physics Inc. *Yttria-Coated Iridium Cathodes*. URL: [http://www.kimballphysics.com/PDFs/cathode\\_specs\\_Y203.pdf](http://www.kimballphysics.com/PDFs/cathode_specs_Y203.pdf) (besucht am 11.08.2015).
- [15] James Speight. *Lange's Handbook of Chemistry, 70th Anniversary Edition*. McGraw-Hill Standard Handbooks. McGraw-Hill Companies, Incorporated, 2004, S. 1.132. ISBN: 9780071432207.
- [16] Jörg Budelmann. *Informationen zum Iridium-Filament*. Elektronische Mitteilung. 11. Mai 2015.
- [17] C. D. Child. *Discharge From Hot CaO*. In: *Phys. Rev. (Series I)* 32 (5 Mai 1911), S. 492–511. DOI: 10.1103/PhysRevSeriesI.32.492. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevSeriesI.32.492>.
- [18] J. R. Pierce. *Theory and design of electron beams*. New York: D. Van Nostrand Company, 1954.

- [19] George R. Brewer. *Focusing of Charged Particles. High-Intensity Electron Guns*. Bd. 2. Hrsg. von Albert Septier. Academic Press, 1967.
- [20] Martin Reiser. *Theory and Design of Charged Particle Beams*. 2. Aufl. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008.
- [21] R. H. Fowler und L. Nordheim. *Electron Emission in Intense Electric Fields*. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 119.781 (1928), S. 173–181. ISSN: 0950-1207. DOI: 10.1098/rspa.1928.0091. URL: <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/119/781/173> (besucht am 11.08.2015).
- [22] M. Lenzlinger und E. H. Snow. *Fowler-Nordheim Tunneling into Thermally Grown SiO<sub>2</sub>*. In: *Journal of Applied Physics* 40.1 (1969), S. 278–283. DOI: <http://dx.doi.org/10.1063/1.1657043>. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/40/1/10.1063/1.1657043> (besucht am 13.08.2015).
- [23] Open Stax College. *College Physics*. Juni 2012, S. 684. ISBN: 978-1-938168-00-0. URL: <https://openstaxcollege.org/textbooks/college-physics> (besucht am 25.07.2015).
- [24] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2*. 3. Aufl. Springer Berlin Heidelberg New York, 2004.
- [25] David M. Pozar. *Microwave Engineering*. 4. Aufl. John Wiley & Sons Inc., 2010, S. 54. ISBN: 9780471448785.
- [26] CST – Computer Simulation Technology. URL: <https://www.cst.com/> (besucht am 20.07.2015).
- [27] Ferd. Wagner GmbH. *Werkstoffdatenblatt Edelstahl 1.4404*. URL: <http://www.zapp.com/fileadmin/downloads/01-Produkte/Datenblaetter-Praezisionsprofile-Ferd-Wagner/Werkstoffdatenblaetter-deutsch/Edelstahl-1.4404.pdf> (besucht am 22.07.2015).
- [28] WST - Werkzeug Stahl Center. *Werkstoffblatt 3.4365 AlZnMgCu 1,5 hochfest*. URL: [http://www.wst-center.de/fileadmin/user\\_upload/PDF-Dateien/Werkstoffe/34365.pdf](http://www.wst-center.de/fileadmin/user_upload/PDF-Dateien/Werkstoffe/34365.pdf) (besucht am 11.08.2015).
- [29] Informationsstelle Edelstahl Rostfrei. *Merkblatt 821: Edelstahl Rostfrei – Eigenschaften*. URL: [http://www.edelstahl-rostfrei.de/downloads/iser/MB\\_821.pdf](http://www.edelstahl-rostfrei.de/downloads/iser/MB_821.pdf) (besucht am 22.07.2015).
- [30] *Space Charge Particle Optics*. URL: <http://www.egun-igun.com/> (besucht am 21.07.2015).
- [31] Dominik Heiliger. *Die Erzeugung eines spinpolarisierten Elektronenstrahls für die Beschleunigeranlage ELSA*. Diplomarbeit. Universität Bonn, Feb. 2009.
- [32] Keithley Instruments Inc. *Technical Data. Integra Series*. 2003. URL: <https://www.keithley.de/products/switch/dmmswitch/?path=2701E/Documents#4> (besucht am 11.08.2015).
- [33] Raspberry Pi Foundation. *Offizielle Website der Raspberry Pi Foundation*. URL: <https://www.raspberrypi.org/> (besucht am 21.07.2015).
- [34] Michael Barr. *Pulse Width Modulation*. In: *Embedded Systems Programming* 14 (Sep. 2001), S. 103–104. URL: <http://www.embedded.com/electronics-blogs/beginner-s-corner/4023833/Introduction-to-Pulse-Width-Modulation> (besucht am 11.08.2015).
- [35] Jan Karres. *Raspberry Pi 2 Model B*. URL: <http://jankarres.de/2015/02/raspberry-pi-2-model-b-quad-core-cpu-1-gb-ram-und-windows-10/> (besucht am 26.07.2015).
- [36] Ulrich Tietze und Christoph Schenk. *Halbleiter-Schaltungstechnik*. 13. Aufl. Springer, 2010.

---

# Abbildungsverzeichnis

---

2.1	Schematische Darstellung des Aufbaus des Laborbeschleunigers LAB. . . . .	4
2.2	3D-Modell des Laborbeschleunigers LAB. . . . .	4
2.3	Schematische Zeichnung der magnetischen Feldlinien im Quadrupol. . . . .	6
2.4	Bei LAB verwendete Korrektormagnete. . . . .	7
2.5	Schematische Darstellung der magnetischen Feldlinien in einem Solenoid. . . . .	8
2.6	Schematische Skizze eines Kreuzstücks. . . . .	8
3.1	Seitenansicht der Elektronenquelle. . . . .	12
3.2	Technische Zeichnung der Elektronenquelle. . . . .	13
3.3	Vergrößerter Ausschnitt der Strahlerzeugungseinheit. . . . .	14
3.4	Foto der Strahlerzeugungseinheit. . . . .	14
3.5	Strahlprofil mit und ohne PIERCE-Geometrie. . . . .	16
4.1	Darstellung des vom Hochspannungsnetzgerät nachzuliefernden Stroms. . . . .	18
4.2	Simulation des elektrischen Feldes innerhalb der Elektronenquelle. . . . .	19
4.3	Simulation der Temperaturverteilung innerhalb der Kathode. . . . .	20
4.4	Mit CST PARTICLE STUDIO simuliertes Strahlprofil. . . . .	22
4.5	Grafische Darstellung des Emissionsstroms gegen den Parameter LML. . . . .	23
4.6	Strahlverlauf als Ergebnis der Simulation mit EGUN. . . . .	24
5.1	Grafische Darstellung der bei der Konditionierung aufgenommenen Messwerte. . . . .	26
6.1	Foto des RASPBERRY PI. . . . .	30
6.2	Schematische Darstellung des Tastverhältnisses. . . . .	30
6.3	Blockdiagramm der Schaltung. . . . .	32
7.1	Foto der Elektronenquelle während der erstmaligen Bestromung des Filaments. . . . .	36
A.1	Darstellung der Äquipotentialflächen in der Elektronenquelle. . . . .	39
A.2	Darstellung der elektrischen Feldlinien in der Elektronenquelle. . . . .	40
A.3	Schaltplan des Steuerteils. . . . .	41
A.4	Schaltplan des Heizteils. . . . .	42



---

# Danksagung

---

Ich möchte mich ganz herzlich bei allen Personen bedanken, die das Entstehen dieser Arbeit in ihrer vorliegenden Form überhaupt erst möglich gemacht haben. Besonders hervorheben möchte ich:

- Herrn Priv.-Doz. Dr. Wolfgang Hillert, der mir die Möglichkeit gegeben hat, meine Bachelorarbeit über dieses interessante und abwechslungsreiche Thema zu verfassen. Des Weiteren hat er mich als vollwertiges Mitglied in die ELSA-Arbeitsgruppe aufgenommen und mir bei Fragen und Problemen stets mit Rat und Tat zur Seite gestanden.
- Herrn Prof. Dr. Jochen Dingfelder danke ich für die bereitwillige Übernahme der Zweitkorrektur.
- Philipp Hänisch danke ich für die großartige Hilfe beim Aufbau der Elektronenquelle und aller anderer mechanischer Komponenten und für die unzähligen Male, in denen er mich unterstützt und mir geholfen hat.
- Jan Schmidt gilt ein großes Dankeschön meinerseits, er hat mich während der gesamten Bachelorarbeit toll unterstützt und hatte bei aller Art von Problemen und Fragen immer ein offenes Ohr. Ohne seine Unterstützung wäre diese Arbeit nicht so erfolgreich verlaufen, wie sie ist.
- Yannick Dieter und Philip Hauer danke ich für tolle vier Monate bei der Arbeit am gemeinsamen Projekt. Der Aufbau von LAB hat mir sehr viel Spaß gemacht!
- Nikolas Heurich und Thomas Perlitius danke ich dafür, dass sie mich in Büro 2.030 aufgenommen haben, stets für eine angenehme Atmosphäre gesorgt haben und auch für den ein oder anderen Spaß zu haben waren. In mancher fachlicher Diskussion habe ich Dinge gelernt, für die ich sonst wohl einige Bücher hätte wälzen müssen.
- Ich danke Thomas Perlitius und Jens-Peter Thiry für die großartige Mithilfe bei der Entwicklung der Schaltung und die geduldigen Erläuterungen bei allen Fragen rund um Elektronik.
- Für das fleißige Korrekturlesen meiner Arbeit danke ich Nikolas Heurich, Dennis Proft, Thomas Perlitius und natürlich Jan Schmidt. Ihr habt so manchen Fehler gefunden, der sonst vielleicht unentdeckt geblieben wäre.
- Dr. Andreas Dieckmann danke ich für die Mithilfe bei der Inbetriebnahme des Trenntrafos; während der gemeinsamen Arbeit konnte ich einige hoch spannende Dinge lernen.
- Ich danke Christoph Nega, weil er stets zur Stelle war und immer für Ablenkung und Belustigung gesorgt hat und für das Korrekturlesen meiner Arbeit.
- Christian Bespín danke ich für das Bereitstellen seines L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X-Templates und für die vielen hilfreichen Tipps in Python.
- Meinen Eltern Rüdiger und Sigrid vom Hövel danke ich für die tolle Unterstützung; nicht nur während der Bachelorarbeit und des Studiums, sondern während meines ganzen Lebens. Ohne sie wären mein Studium und erst recht diese Arbeit nicht möglich gewesen.
- Meiner Freundin Karo Swiderski danke ich für die moralische Unterstützung, die sie mir während der Bachelorarbeit und des Studiums gegeben hat. Die letzten viereinhalb Jahre waren die schönsten meines Lebens!

Für die immer angenehme Arbeitsatmosphäre danke ich natürlich auch allen anderen Mitgliedern der ELSA-Arbeitsgruppe, auch wenn sie hier nicht namentlich genannt wurden. Auch an alle anderen, die irgendwie zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen haben, richte ich ein herzliches

**Dankeschön!**