

# **Untersuchung der Rückgewinnungseffizienz eines Kühlerelektronenstrahls in longitudinale Magnetfeld**

**Dissertation  
zur Erlangung des Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik  
der Johannes Gutenberg-Universität  
in Mainz**

Dipl.-Phys. Max-Wilhelm Bruker  
geb. am 28. Dezember 1985 in Lemgo

Mainz, den 01.06.2016





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>17</b>
2.1	Grundschialtung für Energierückgewinnung . . . . .	17
2.2	Sekundärelektronenemission . . . . .	18
2.3	Funktionsweise der Kühlerkomponenten . . . . .	21
2.3.1	Strahltransport in longitudinalem Magnetfeld . . . . .	21
2.3.2	Elektronenquelle . . . . .	22
2.3.3	Kollektor . . . . .	23
2.3.4	Wien-Filter . . . . .	24
2.4	Simulation von Feldern und Teilchenbahnen mit CST . . . . .	25
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>27</b>
3.1	Komponenten . . . . .	27
3.1.1	Solenoiden . . . . .	27
3.1.2	Elektronenquelle . . . . .	32
3.1.3	Wien-Filter . . . . .	35
3.1.4	Kollektor . . . . .	43
3.1.5	Abbremsungsoptik . . . . .	46
3.1.6	Strahlpositionsmonitor (BPM) . . . . .	51
3.1.7	Leuchtschirmmodul . . . . .	55
3.1.8	Vakuumerzeugung und -messung . . . . .	57
3.2	Realisierung des Gesamtaufbaus . . . . .	59
3.2.1	Anordnung der Komponenten . . . . .	59
3.2.2	Wahl der elektrischen Potentiale . . . . .	59
3.2.3	Messung der Sekundärströme . . . . .	62
3.3	Struktur des Kühlerbetriebsraums . . . . .	64
3.3.1	Wasser- und Ölkreisläufe . . . . .	66
3.3.2	Sicherheitskette . . . . .	66
3.4	Netzwerkstruktur und Steuersystem . . . . .	67
<b>4</b>	<b>Simulationen und Messungen</b>	<b>71</b>
4.1	Justage der Solenoiden . . . . .	71
4.2	Funktionstest des BPM . . . . .	75
4.3	Eigenschaften der Elektronenquelle . . . . .	77
4.3.1	Perveanz und Einschaltverhalten . . . . .	77
4.3.2	Gasentladung bei hohen $E$ - und $B$ -Feldern . . . . .	79

*Inhaltsverzeichnis*

4.3.3	Halo . . . . .	88
4.4	Sekundärelektronenströme . . . . .	89
4.4.1	Nachweis des Kollektor-Sekundärstrahls im Wien-Filter . . .	89
4.4.2	Energieverteilung der Sekundärelektronen aus dem Kollektor	91
4.4.3	Ströme durch Sekundärteilchen höherer Ordnung . . . . .	96
4.4.4	Strahlstromabhängigkeit . . . . .	104
4.4.5	Unterdrückung der Sekundärelektronen mit Ablenkmagnetfeld	106
4.5	Optischer Untergrund . . . . .	110
<b>5</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>115</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>117</b>

# Abkürzungen und Formelzeichen

---

## Allgemeines

---

CAD	Rechnergestützte Konstruktion (computer aided design)
CST	Computer Simulation Technology® [18]
BIF	Strahlinduzierte Fluoreszenz (beam induced fluorescence) [58]
TLS	Thomson Laser Scanner [58]
HV	Hochspannung (high voltage)
RF	Hochfrequenz (radio frequency)
DC	Gleichstrom/-spannung (direct current)
AC	Wechselstrom/-spannung (alternating current)
ADC	Analog-Digital-Wandler
DAC	Digital-Analog-Wandler
SPI	Serial Peripheral Interface
LWL	(Kunststoff-)Lichtwellenleiter
IOC	Input/Output Controller

---

## Elektroden, -potentiale und -ströme

---

$I_{\text{pri}}$	Primärelektronenstrom
$I_{\text{sek}}$	Sekundärelektronenstrom
Gnd	Masse / Strahlrohr (ground)
Kath	Kathode
Kol	Kollektor
Mod	Modulator
PE	Pierce-Elektrode
SE	Suppressor-Elektrode
AE	Abbremsungs-Elektrode
WF	Wien-Filter

---

## Sonstige Komponenten

---

BPM	Strahlpositionsmonitor (beam position monitor)
PMT	Lichtempfindlicher Sekundärelektronenvervielfacher (photomultiplier tube)
IGP	Ionengetterpumpe
NEG	Nicht verdampfbares Gettermaterial (non-evaporable getter)

---

## Physikalische Konstanten [40]

---

$c$	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $299\,792\,452\text{ m s}^{-1}$
$e$	Elementarladung: $1,602\,176\,46 \cdot 10^{-19}\text{ A s}$
$m_e$	Ruhemasse des Elektrons: $0,510\,998\,90\text{ MeV c}^{-2}$



# Zusammenfassung

Ein grundlegendes Problem von Hadronenspeicherringen ist die Erzeugung und Aufrechterhaltung eines Strahls mit niedrigem Phasenraumvolumen. Da dieses als Folge des Liouville'schen Theorems in einem geschlossenen Teilchenensemble nicht nachträglich durch konservative Kräfte verkleinert werden kann, kommen Strahlkühlungsverfahren zur Anwendung, die die o.g. Bedingungen umgehen. Der Begriff Kühlung ist hier als thermodynamisches Analogon zu verstehen, da die unerwünschte Geschwindigkeitsverteilung im Ruhesystem des Sollteilchens gleichbedeutend mit einer Temperatur ist. Ein etabliertes Verfahren ist die Elektronenkühlung, bei der dem Hadronenstrahl ein Elektronenplasma überlagert wird, das sich im Ruhesystem des Sollteilchens in Ruhe befindet und eine im Vergleich niedrige Temperatur hat. Durch Mehrfachstreuung findet ein Temperatúraustausch statt, wobei das Elektronenplasma kontinuierlich erneuert wird und daher kalt bleibt.

Im Laborsystem ist das Elektronenplasma ein DC-Strahl, dessen kinetische Energie sich zu der des Hadronenstrahls verhält wie die Massen der Teilchen. Gleichzeitig wächst die Kühlkraft mit der Elektronendichte, sodass Strahlströme im Bereich von 1 A gewünscht sind. Bei Elektronenenergien von einigen MeV, wie sie in zukünftigen Anwendungen—z.B. im HESR—benötigt werden, ist der Betrieb nur mit Energierückgewinnung möglich, d.h. Quelle und Kollektor sind ungefähr auf demselben Potential und der Elektronenstrom fließt nicht durch die Hochspannungsquelle. Die elektrostatische Symmetrie eines solchen Aufbaus bewirkt, dass Sekundärelektronen, die an der Oberfläche des Kollektors erzeugt werden, sich in der entgegengesetzten Richtung durch das Strahlrohr bewegen und in dem als Entschleunigungsstrecke gedachten Abschnitt beschleunigt werden. Die Eigenschaften dieses unerwünschten Strahls sind schlecht definiert, weshalb er teilweise mit Begrenzungsflächen kollidiert. Die dadurch entstehende Strombelastung der Hochspannungsquelle, die entstehende Röntgenstrahlung und die Verschlechterung der Vakuumbedingungen sind unerwünscht, weshalb ein Interesse daran besteht, die Sekundärelektronen möglichst stark zu unterdrücken.

Diese Arbeit beschreibt den Aufbau eines Experiments, das die detaillierte Untersuchung des Verhaltens des Sekundärelektronenstrahls erlaubt. Der erreichte Primärstrahlstrom beträgt 550 mA bei einer Kathodenspannung von  $-17$  kV. Auf den Einsatz einer weiteren Beschleunigungsstrecke für hohe Energien wurde bewusst verzichtet, weil sich die entscheidenden Erkenntnisse über den Sekundärelektronenstrahl auch ohne diese zusätzliche Komplikation erhalten lassen. Dadurch steht ein kompaktes Gerät zur Verfügung, dessen Verhalten sich mit wenig Aufwand in Computersimulationen vorhersagen und erklären lässt. Durch Einsatz eines Wien-Filters analog zum COSY-Kühler wird eine vollständige Unterdrückung der Sekundärelek-

## *Inhaltsverzeichnis*

tronen erreicht. Es zeigt sich aber, dass das Ableiten dieser Teilchen wiederum Sekundärelektronen mit neuer Energie- und Winkelverteilung erzeugt, die von den elektrischen und magnetischen Feldern beeinflusst werden. Dieser Prozess setzt sich überall, wo die Elektronen auftreffen, fort, was eine vollständige Unterdrückung eines Teilchenrückflusses erschwert. Eine Untersuchung der Verlustströme bei der vorhandenen Geometrie in Verbindung mit detaillierten Tracking-Simulationen erlaubt die Abschätzung der nach dem Wien-Filter verbleibenden Verluste in der Größenordnung von  $10^{-9}$  relativ zum Gesamtstrom, was im Vergleich mit anderen Störeinflüssen wie Restgasionisation vernachlässigbar ist.

# Abstract

Hadron storage rings face the challenge of injecting and maintaining a low-emittance beam, i.e. one that occupies a small volume in phase space. As a consequence of Liouville's theorem, this volume cannot be compressed by conservative forces given a fixed ensemble of particles, which leads to the application of beam cooling methods that circumvent these conditions. The term cooling is a reference to thermodynamics in that the undesired velocity distribution in the rest frame of the nominal particle corresponds to a temperature. One of the established beam cooling methods is that of electron cooling, which uses an electron plasma superimposed on the hadron beam. In the rest frame of the nominal hadron, this plasma is at rest and at a comparatively low temperature. Multiple scattering gives rise to a temperature exchange wherein the electron plasma remains cold as it is continuously renewed.

In the laboratory frame, the electron plasma is a d.c. beam, the kinetic energy of which is related to that of the hadron beam in the same ratio as the masses of the particles. At the same time, beam currents of the order of 1 A are desired as the cooling force increases with electron density. At an electron energy of several MeV as required in future applications, e.g. in the HESR, this kind of beam can only be supplied using energy recovery, i.e. source and collector are at about the same potential and the beam current does not load the high voltage source. As a result of the electrostatic symmetry of such a system, secondary electrons emitted from the collector surface can move through the beam pipe in the opposite direction, which results in them being accelerated in the deceleration section. This undesired beam has ill-defined properties and partially collides with limiting apertures. As the resulting loading of the high voltage source, emission of x-rays, and deterioration of vacuum conditions interfere with the operational stability of the device, it is desirable to suppress the secondary electrons as strongly as possible.

This document presents a set-up that permits a detailed analysis of the behaviour of the secondary electron beam under conditions similar to those in a real electron cooler. A primary beam current of 550 mA was attained at a cathode voltage of  $-17$  kV. In contrast to a real cooler, an acceleration section between the cathode and the beam pipe was intentionally omitted because investigation of the secondary beam is possible without this additional complication. This results in a compact device, the behaviour of which can be predicted and explained by computer simulations without much effort. Using a Wien filter similar to that employed in the COSY cooler, the secondary electron beam from the collector is completely suppressed. However, collecting these particles in turn creates new secondaries with a new distribution of energy and angle, which then interact with the electric and

## *Inhaltsverzeichnis*

magnetic fields. This process takes place at all points where electrons are collected, complicating a complete suppression of backflow. With the given geometry, analysis of the measured loss currents and detailed tracking simulations permit to estimate the real remaining losses after the Wien filter to be of the order of  $10^{-9}$  relative to the total current, rendering them negligible in comparison to other undesired effects such as residual gas ionisation.

# 1 Einleitung

Ein grundlegendes Problem von Hadronenspeicherringen ist die Erzeugung und Aufrechterhaltung eines Strahls mit niedrigem Phasenraumvolumen. Je nach Art der Teilchen kann es schwierig sein, einen Strahl mit enger Impuls- und Ortsverteilung bereitzustellen, z.B. im Fall von Antiprotonen [42]. Dadurch wird nicht nur die Präzision der Experimente eingeschränkt, sondern es kann im Extremfall sogar die Akkumulation des gewünschten Strahlstroms unmöglich sein [47]. Selbst bei Teilchen, die von einer Quelle mit niedriger Emittanz bereitgestellt werden können, besteht in Anwesenheit eines internen Targets das Problem, dass das Phasenraumvolumen durch Stöße kontinuierlich vergrößert wird, wodurch die vom Experiment gestellten Anforderungen an die Strahlqualität nicht dauerhaft eingehalten werden können [42]. Um diese Schwierigkeiten zu beseitigen, müssen Verfahren angewendet werden, mit denen sich die Emittanz des Strahls bei jedem Umlauf schrittweise verkleinern lässt. In Anlehnung an die Thermodynamik von Gasen lässt sich dem Teilchenensemble eine Temperatur zuweisen, die der unerwünschten Geschwindigkeitsverteilung bezogen auf ein Sollteilchen entspricht. Daher werden solche Verfahren zur Emittanzverkleinerung allgemein als Strahlkühlung bezeichnet [47].

Das seit mehreren Jahrzehnten etablierte Verfahren der Elektronenkühlung [13] verwendet dazu einen kalten DC-Elektronenstrahl, der sich in einem Abschnitt des Speicherrings auf der Sollbahn des Hadronenstrahls in dieselbe Richtung wie dieser bewegt. Die Geschwindigkeit wird dabei so gewählt, dass das Elektronenplasma im Ruhesystem des Sollteilchens ruhend erscheint, d.h.

$$\frac{E_{e^-}}{E_{\text{Hadron}}} = \frac{m_{e^-}}{m_{\text{Hadron}}}. \quad (1.1)$$

Die Überlagerung der Strahlen ist schematisch in Abb. 1.1 dargestellt. Teilchen, die sich im Ruhesystem des Elektronenstrahls bewegen, führen an diesem Rutherford-Streuung aus mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt [47]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4}{(4\pi\epsilon_0)^2 4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}. \quad (1.2)$$

Hierbei ist  $Z$  die Ladungszahl des Projektils,  $E$  seine Energie im Ruhesystem des Elektronenstrahls und  $\theta$  der Streuwinkel. Da dieser Mechanismus kleine Streuwinkel bevorzugt, ergibt sich für jedes Teilchen langfristig eine Serie solcher Streueignisse mit jeweils kleinen Winkeländerungen und Energieüberträgen, wodurch sich die beiden Ensembles dem thermischen Gleichgewicht annähern. Da aber der Elektronenstrahl kontinuierlich neu erzeugt wird, anstatt wie der Hadronenstrahl rezirkuliert

## 1 Einleitung

zu werden, ist seine Temperatur konstant; in Abwesenheit von Heizmechanismen ist hierdurch auch die Gleichgewichtstemperatur gegeben.

Der Energieverlust der Projektilen im Ruhesystem des Elektronenstrahls („Kühlkraft“) ist

$$F = -\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4 n_e}{(4\pi\epsilon_0)^2 m_e v^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} \quad (1.3)$$

mit der Elektronendichte  $n_e$ , der relativen Geschwindigkeit  $v$  und dem Stoßparameter  $b$  [47]. Der Stoßparameter ist nach oben begrenzt durch die Abschirmlänge des Plasmas und nach unten durch den maximalen Impulsübertrag. Die hier eingehende Größe

$$L_C := \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (1.4)$$

wird als Coulomb-Logarithmus bezeichnet [47]. In der Praxis wird dem Strahl ein longitudinales Magnetfeld überlagert, das die Aufgabe hat, die transversale Bewegung der Elektronen zu unterdrücken, indem eine transversale Impulskomponente  $p_{\perp}$  in eine Zyklotronbewegung mit dem Radius

$$r_Z = \frac{p_{\perp}}{eB_{\parallel}} \quad (1.5)$$

umgewandelt wird [35]. Durch ein unendlich hohes, perfekt geradliniges Feld ließe sich so die transversale Temperatur der Elektronen auf Null reduzieren. Das Magnetfeld beeinflusst die Abschirmeigenschaften des Plasmas und damit den Wert von  $L_C$ ; außerdem wird in der Praxis die Kühlkraft von der Geradlinigkeit des Feldes abhängig, da eine Krümmung der Feldlinien auch eine Krümmung der Elektronenbahnen und damit einen effektiven Geschwindigkeitsunterschied zwischen Elektronen und Hadronen zur Folge hat. Als Konsequenz daraus hat sich als die gängige Beschreibung der realen Kühlkraft die semiempirische Parkhomchuk-Formel [43] etabliert:

$$F \propto Z^2 n_e \frac{v}{(v^2 + v_{\text{eff}}^2)^{\frac{3}{2}}} \ln \left( \frac{b_{\max} + b_{\min} + r_Z}{b_{\min} + r_Z} \right). \quad (1.6)$$

Dabei ist

$$v_{\text{eff}} = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2} \quad (1.7)$$

eine effektive Elektronengeschwindigkeit im Ruhesystem des Sollstrahls, die in der transversalen Komponente Einflüsse transversaler elektrischer und magnetischer Felder berücksichtigt, also unter anderem Raumladungskraft und Ausrichtungsfehler des Solenoids. Es ist zu erkennen, dass der Bruch für  $v_{\text{eff}} = 0$  in  $v^{-2}$  übergeht analog zu Gleichung 1.3; für  $v_{\text{eff}} > 0$  ist die resultierende Kühlkraft kleiner, weshalb eine hohe Geradlinigkeit des Magnetfelds angestrebt wird. Der modifizierte Coulomb-Logarithmus geht für große  $r_Z$  gegen Null, was zeigt, dass das Magnetfeld möglichst hoch sein sollte (siehe Gleichung 1.5). Gleichzeitig sollte wegen der

$n_e$ -Abhängigkeit der Elektronenstrom möglichst hoch gewählt werden, solange die sich dadurch ergebende Raumladungskraft den Gewinn an Kühlkraft nicht kompensiert. Die für den geplanten HESR-Kühler angestrebten Werte liegen in der Größenordnung von  $I = 1 \text{ A}$  und  $B_{\parallel} = 200 \text{ mT}$  [55].

Die Elektronen, die die Kühlstrecke verlassen, treffen auf die Oberfläche eines Kollektors auf, der ihre Ladung ableitet. Da das Produkt aus erforderlichem Elektronenstrom (z.B. 1 A) und Beschleunigungsspannung (z.B. 2 MV) in der Größenordnung von MW liegt, ist ein Betrieb nur mit Energierückgewinnung möglich [47], d.h. der Strahl durchläuft vor dem Kollektor eine Potentialdifferenz derselben Größenordnung wie bei seiner Beschleunigung, sodass nur ein Bruchteil der Strahlleistung kontinuierlich von der Spannungsquelle geliefert werden muss. Die Elektronen haben dann im Kollektor eine Energie von wenigen keV und erzeugen daher auch nur eine thermische Last von wenigen kW an der Oberfläche.

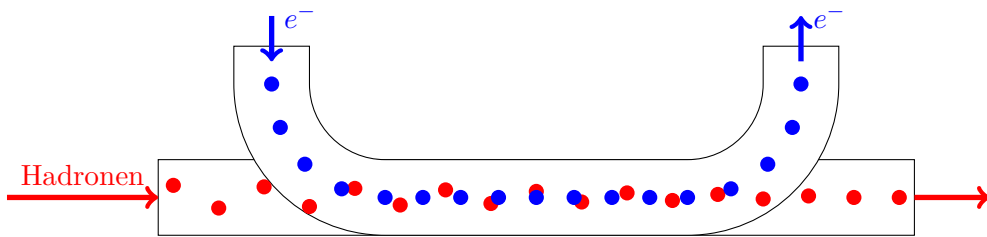


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Teilchenbahnen in einem Elektronenkühler (wie in [21]). Entgegen dieser Darstellung erfolgt die Kühlung in Wirklichkeit über viele Umläufe des Hadronenstrahls.

Die technische Realisierung des beschriebenen Konzepts hängt von den Gegebenheiten des Speicherrings und insbesondere von der nötigen Elektronenenergie ab. Die folgenden Erklärungen beziehen sich beispielhaft auf den geplanten HESR-Elektronenkühler [55], der in Abb. 1.2 grafisch dargestellt ist; die zugrundeliegenden Probleme sind überall ähnlich, sodass die Überlegungen sich auf andere Fälle übertragen lassen. Da sich die Kühlstrecke, in der sich der Hadronen- und der Elektronenstrahl überlagern, ohne aufwendige Hochspannungsisolation in den Speicherring einfügen soll, muss dieser Abschnitt auf erdnahem Potential liegen; da Quelle und Kollektor beide demgegenüber etwa dasselbe negative Potential haben, sind sie räumlich dicht benachbart, sodass für die Be- und Entschleunigungsstrecke eine gemeinsame Kaskade von gegeneinander isolierten Plattformen genutzt werden kann, die abschnittsweise die Spannung bereitstellen und die Solenoide tragen. Diese Plattformen befinden sich im Inneren eines gasdichten Gefäßes, das mit einem durchschlagsfesten Gas wie  $\text{SF}_6$  gefüllt ist. Auf diese Weise lässt sich eine Spannungsfestigkeit von vielen MV zwischen Kathode und erdnahem Strahlrohr erreichen. Durch Ablenkung mit Toroidmagneten lässt sich der Strahl aus der Beschleunigungsstrecke in die Kühlstrecke transportieren. Nach der Kühlstrecke findet eine  $180^\circ$ -Ablenkung in die dazu parallele Rückführstrecke statt, von wo der Strahl

## 1 Einleitung

wiederum mit Toroidmagneten in die Entschleunigungsstrecke des Hochspannungstanks gelangt. Eine andere übliche Bauweise nutzt zwei räumlich getrennte Hochspannungsstrecken, die das Potential über eine elektrische Querverbindung geeigneter Spannungsfestigkeit übertragen (z.B. bei CELSIUS [51]). Dadurch wird zwar die lange Rückführstrecke eingespart, aber die elektrische Verbindung zwischen den beiden Seiten wird mit steigender Spannung zunehmend aufwendiger.

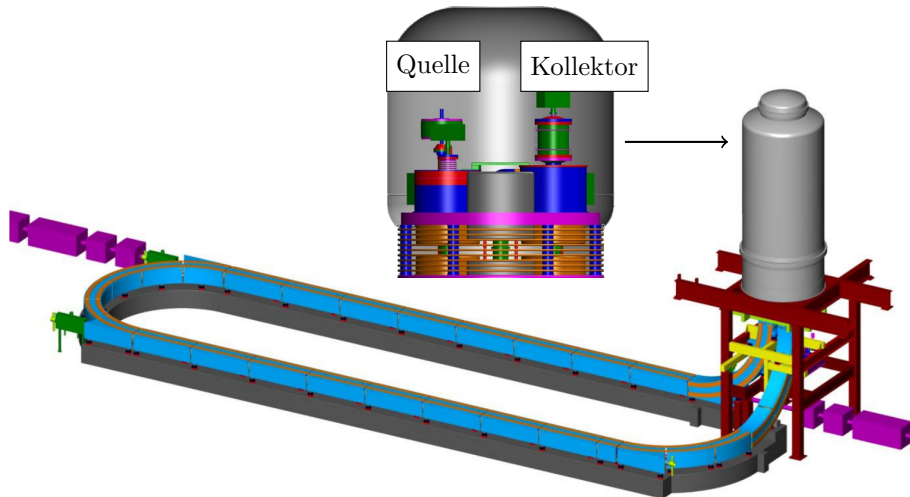


Abbildung 1.2: CAD-Modell des geplanten HESR-Elektronenkühlers (aus [55]). Lila: Gerader Abschnitt des Hadronenspeicherrings. Blau: Elektronenstrahlführung. Grau: Hochspannungstank mit Be- und Entschleunigungsstrecke, Quelle und Kollektor.

Beim Streben nach höheren Energien unter grundsätzlicher Beibehaltung der Funktionsweise ergeben sich verschiedene technische und physikalische Herausforderungen, die teilweise miteinander verknüpft sind:

Zum Erreichen der geforderten Spannungsfestigkeit sowohl im Vakuumrohr als auch auf der  $\text{SF}_6$ -Seite muss der Solenoidkanal einen ausreichenden Abstand zu Strahlrohrabschnitten anderen Potentials aufweisen. Das lässt sich erreichen, indem die Solenoide auf dasselbe Potential gelegt werden wie die Vakuumrohrabschnitte, die sich auf derselben Höhe befinden; dann muss aber auf diesem Potential die elektrische Leistung für die Bestromung der Solenoide bereitgestellt werden. Im COSY-Kühler, wo dieses Konzept bei einer maximalen Spannung von 2 MV verwirklicht wurde [21], findet die Bereitstellung der Spulenströme und gleichzeitig der Hochspannung über einen Kaskadentransformator statt. Es ist allerdings abzusehen, dass die Skalierbarkeit eines solchen Systems zu ungünstig ist, um für wesentlich höhere Spannungen geeignet zu sein, weshalb das Helmholtz-Institut Mainz sich zur Zeit in der Entwicklung alternativer Konzepte für die potentialfreie Bereitstellung elektrischer Leistung engagiert [33]. Alternativ kann der Solenoidkanal auf erdnahem Potential bestromt werden; die für die Spannungsfestigkeit gegenüber der

Vakuumkammer erforderliche Apertur der Spulen ist dann aber so groß, dass ein energieeffizienter Betrieb der Spulen nur möglich ist, wenn sie supraleitend sind. Dieses Konzept wird im geplanten NICA-Kühler verfolgt [2].

Ein weiteres Problem ist, dass viele Methoden der Hochspannungserzeugung das Entnehmen hoher Ströme nicht oder nur mit erhöhtem technischem Aufwand zulassen. Das soll beispielhaft anhand einer gängigen Spannungsvervielfachungsschaltung gezeigt werden, die in Abb. 1.3 dargestellt ist. Durch geeignet häufiges Kaskadieren dieser Baugruppe lässt sich theoretisch eine beliebig hohe Ausgangsspannung erreichen. Allerdings ist die effektive Glättungskapazität eine Serienschaltung entsprechend vieler Kapazitäten, wodurch zur Beibehaltung der Gesamtkapazität jeder Kondensator um den Kaskadierungsfaktor größer gewählt werden muss, um dieselbe Gesamtkapazität zu erhalten. Die Restwelligkeit der Ausgangsspannung ist umgekehrt proportional zur Glättungskapazität, aber proportional zum Ausgangsstrom. Es ist also zu erkennen, dass die Stromlieferfähigkeit bei gegebenen Anforderungen an die Restwelligkeit und begrenztem Bauteileaufwand überproportional abnimmt, wenn eine höhere Spannung erreicht werden soll. Dieses Problem ist der Hochspannungserzeugung nicht grundsätzlich immanent, trifft aber auf die meisten etablierten Verfahren zu [39].

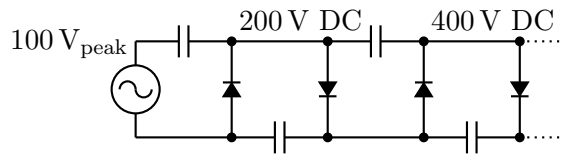


Abbildung 1.3: Kaskadierte Greinacher-Schaltung zur Spannungsvervielfachung (wie in [39]).

Abgesehen von der Bestromung der Solenoide müssen auf Kathodenpotential insgesamt einige kW für das Kollektornetzgerät, die Kathodenheizung, Vakuumherzeugung usw. aufgewendet werden, was sich nicht vermeiden lässt. Zusätzlich wird aber die Hochspannungsquelle mit dem Elektronenstrom belastet, der im erdnahen Teil des Kühlers unerwünscht durch das Vakuumrohr abfließt. Durch das kontinuierliche longitudinale Magnetfeld lässt sich der Kühlerstrahl so fokussieren, dass ein vernachlässigbarer Teil davon zu diesen Verlusten beiträgt; das ist nicht der Fall für die unerwünschten Sekundärelektronen aus dem Kollektor, auf die im Folgenden eingegangen werden soll.

Beim Auftreffen der Elektronen auf die Oberfläche des Kollektors werden Sekundärelektronen freigesetzt, deren Energie zwischen Null und der Auftreffenergie liegt. Ein Teil dieser Elektronen gelangt durch die Kollektorapertur in die Entschleunigungsstrecke, die für aus dieser Richtung kommende Teilchen beschleunigend wirkt. Da dieser dem gewünschten Strahl entgegengerichtete, unerwünschte Strahl bei seiner Entstehung eine breite Verteilung im Phasenraum besitzt, bleibt sein Durchmesser nach dem Eintritt ins Strahlrohr groß im Vergleich zum Primärstrahl, sodass Teile dieses Strahls bei hohen Energien mit Hindernissen kollidieren können. Ab-

## 1 Einleitung

gesehen von der Strombelastung des Hochspannungsnetzgeräts können die dadurch verursachte Röntgenstrahlung und Verschlechterung der Vakuumbedingungen die Betriebssicherheit des Geräts gefährden [5, 47]. Es ist daher erstrebenswert, den vom Kollektor emittierten Sekundärstrom zu minimieren.

Diese Arbeit befasst sich mit dem Aufbau eines Experiments, das die Strahleigenschaften eines Elektronenkühlers im Hinblick auf Magnetfelder und Strahlstrom nachbildet. Das Ziel ist die Untersuchung und Minimierung des Sekundärelektronenstroms, der die Kollektroptik in Richtung der Quelle verlässt. Das Erzeugen einer hohen Strahlenergie ist für diese Anwendung unwichtig, weshalb nur die zum Erzeugen des gewünschten Stroms nötige Spannung eingesetzt wird. Die Flexibilität dieses dedizierten experimentellen Aufbaus ermöglicht es, die verbleibenden Quellen für unerwünschte Ströme zu identifizieren und ihren Einfluss quantitativ zu bestimmen. Durch die Kompaktheit der Apparatur können mit vertretbarem numerischem Aufwand Computersimulationen durchgeführt werden, die die Vorhersage und Interpretation von Ergebnissen trotz komplizierter Trajektorien erleichtern. Von dieser Eigenschaft wird in der gesamten Arbeit intensiv Gebrauch gemacht.

Nach einer Darstellung der theoretischen Grundlagen in Kapitel 2 wird in Kapitel 3 der experimentelle Aufbau beschrieben, auch im Hinblick auf eine Weiterentwicklung und -nutzung. Kapitel 4 zeigt die Messergebnisse und legt ihre Interpretation dar.

Die Möglichkeit zur Erzeugung hoher Elektronenströme mit definierten Strahleigenschaften eröffnet auch Perspektiven für die Erprobung neuer Strahldiagnoseverfahren wie BIF und TLS [58] unter realistischen Bedingungen. Forschung auf dem Gebiet der Strahldiagnose für hohe Ströme wird auch für künftige Beschleuniger wie MESA [20] relevant sein, bei denen eine Messung der Strahleigenschaften mit konventionellen, invasiven Methoden nicht möglich ist oder das echte Verhalten nur unvollständig abbildet. Da die Verfahren, die zur Zeit am HIM untersucht werden, Gebrauch vom Nachweis niedriger Photonenraten machen, ist im Vorfeld die Bestimmung der statischen und strahlinduzierten Photonenuntergründe von Bedeutung. Eine grundlegende Messung dieses Sachverhalts sowie die messtechnische Unterscheidung der strahlbedingten Photonenraten in Primär- und Sekundärelektronen werden in Kapitel 4.5 vorgenommen.

## 2 Theoretische Grundlagen

### 2.1 Grundschialtung für Energierückgewinnung

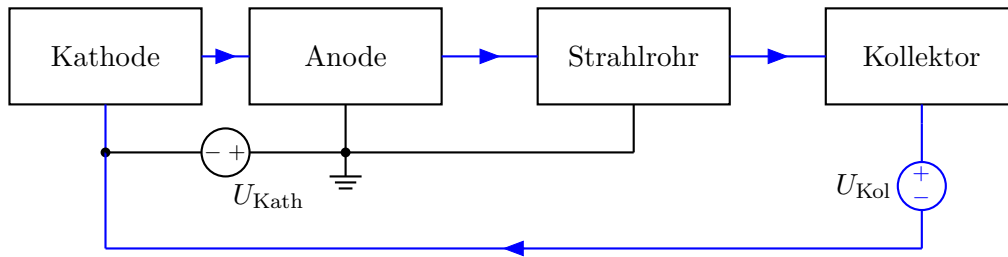


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der elektrischen Schaltung zur Energierückgewinnung. Der Weg des Elektronenstroms ist in Blau dargestellt.

Da in Elektronenkühlern eine hohe Strahlleistung vorliegt, die nicht kontinuierlich dissipiert werden kann und im Übrigen teuer und schwierig zu erzeugen ist, z.B. 8 MW im Fall des geplanten HESR-Kühlers [55], wird der Strahl vor dem Kollektor abgebremst und so die an der Quelle in den Strahl eingebrachte Energie zurückgewonnen. Die elektrische Funktionsweise eines energierückgewinnenden Systems soll an einem schematischen Modell gemäß Abb. 2.1 erklärt werden, das die wesentlichen Komponenten enthält. Hier befindet sich zwischen Quelle und Kollektor nur ein Stück Strahlrohr, das mit der Anode der Quelle verbunden oder auf ein völlig anderes Potential gelegt werden kann, ohne dass die allgemeinen Überlegungen davon beeinflusst werden; zum Beispiel würde in einem Elektronenkühler das Strahlrohr einen weiteren Potentialverlauf zur Be- und Entschleunigung enthalten, um in der Kühlstrecke eine bestimmte Energie zu erreichen. In diesem Modell ist das Strahlrohr mit der Anode verbunden und liegt auf einem erdnahen Potential. Bei einem realen Elektronenkühler muss die Kühlstrecke erdnah sein, damit sie ohne aufwendige Isolation in den jeweiligen Speicherring eingebaut werden kann (siehe Abb. 1.2). Je nach gewünschten Experimentierbedingungen wäre es bei einem Testaufbau, der unabhängig von einem Speicherring betrieben wird, aber ebenso möglich, die Kathode oder den Kollektor erdnah anzuschließen und das Strahlrohr mit einer demgegenüber positiven Hochspannung zu versorgen. Die Vor- und Nachteile dieser Varianten werden in Kapitel 3.2.2 beschrieben.

Die Elektronen, die den Kollektor erreichen, können durch die Spannungsquelle  $U_{\text{Kol}}$  direkt zur Kathode zurückfließen. Wenn der gesamte aus der Kathode emit-

## 2 Theoretische Grundlagen

tierte Primärstrom  $I_{\text{pri}}$  den Kollektor erreicht, fließt durch die Spannungsquelle  $U_{\text{Kath}}$  kein Strom.  $U_{\text{Kol}}$  hängt nicht von  $U_{\text{Kath}}$  ab und kann im Allgemeinen wesentlich niedriger gewählt werden (siehe Kap. 2.3.3). Die gesamte Verlustleistung des Systems beträgt unabhängig von der Strahlenergie

$$P_{\text{Kol}} = U_{\text{Kol}}I_{\text{Kol}} = U_{\text{Kol}}I_{\text{pri}}. \quad (2.1)$$

Wenn aber zusätzlich ein Rückstrom von Sekundärelektronen  $I_{\text{sek}}$  vom Kollektor zum Strahlrohr existiert, vermindert sich der Kollektorstrom—und damit der Strom, der direkt an die Kathode zurückfließen kann—um diesen Wert; der Strom  $I_{\text{sek}}$  fließt dann unvermeidlich über die Spannungsquelle  $U_{\text{Kath}}$ , damit der Abfluss von Ladung aus der Kathode ausgeglichen und so die Spannung zwischen Kathode und Anode stabil gehalten wird. Das gilt auch dann, wenn sich dazwischen weitere Spannungsquellen befinden wie im Fall realer Kühler. Dieser unerwünschte Strom  $I_{\text{sek}}$  kann nach dem Eintritt ins Strahlrohr nicht mehr vermieden werden, wohl aber lässt er sich elektronenoptisch beeinflussen und an definierten Stellen zur Masse ableiten. Durch Messung der jeweiligen Ströme an diesen Stellen ergibt sich die Möglichkeit, das Verhalten der Sekundärelektronen in Abhängigkeit der beteiligten Felder zu untersuchen und mit Simulationen zu vergleichen.

Für die Verlustleistungen gilt:

$$P_{\text{Kol}} = U_{\text{Kol}}I_{\text{Kol}} = U_{\text{Kol}}(I_{\text{pri}} - I_{\text{sek}}), \quad (2.2)$$

$$P_{\text{gesamt}} = P_{\text{Kol}} + \sum(U_i I_i), \quad (2.3)$$

wenn sich  $I_{\text{sek}}$  aus den Beiträgen  $I_i$  zusammensetzt, die auf den Potentialen  $U_i$  abgeleitet werden. Für  $I_{\text{sek}} \ll I_{\text{pri}}$  ist der Beitrag von  $I_{\text{sek}}$  zur Gesamtleistung vernachlässigbar, solange sichergestellt ist, dass keine Verluste auf sehr hohem Potential stattfinden. Letzteres ist, wie in Kapitel 1 besprochen wurde, auch deshalb wichtig, weil auf hohem Potential keine beliebig hohe Leistung bereitgestellt werden kann und die Verluste die Betriebsbedingungen verschlechtern.

## 2.2 Sekundärelektronenemission

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung von Sekundärelektronen, also Elektronen, die beim Kontakt von (Primär-)Elektronen mit leitfähigen Festkörperoberflächen freigesetzt werden. Für diesen Effekt sind mehrere Prozesse verantwortlich (zusammengefasst aus [11, 52]):

- Das Primärelektron gibt, während es in den Festkörper mit der Energie  $E_{\text{PE}}$  eintritt, im Mittel an  $\delta$  andere Elektronen genug Energie ab, dass diese den Festkörper verlassen. Die Energie dieser „echten“ Sekundärelektronen beträgt wenige eV. Ihre Winkelverteilung ist unabhängig vom Eintrittswinkel des Primärteilchens und ist  $\propto \cos(\Theta)$ , wobei  $\Theta$  der Winkel zur Oberflächennormalen ist.

- Das Primärelektron selbst kann mit einer Wahrscheinlichkeit  $\eta$  so gestreut werden, dass es den Festkörper wieder verlässt. Die Energie ist im elastischen Fall gleich der Primärenergie.
- Ist ein Teilchen von beiden vorgenannten Prozessen betroffen, verlässt es den Festkörper mit  $E < E_{PE}$ , sodass sich eine breite Energieverteilung zwischen Null und der Primärenergie ergibt („Rückdiffusion“). Durch Anregung von Zuständen des Festkörpers mit diskreten Energien  $\Delta E$ , wie z.B. Plasmonen, enthält das Spektrum Unregelmäßigkeiten bei  $E - \Delta E$ , deren Beitrag aber klein ist gegenüber den übrigen Effekten.
- Durch den Auger-Effekt emittierte Elektronen tragen mit einem relativen Anteil von ca.  $10^{-4}$  zum Spektrum bei. Deren Energieverteilung ist diskret; die möglichen Energien und Übergangswahrscheinlichkeiten sind materialabhängig.

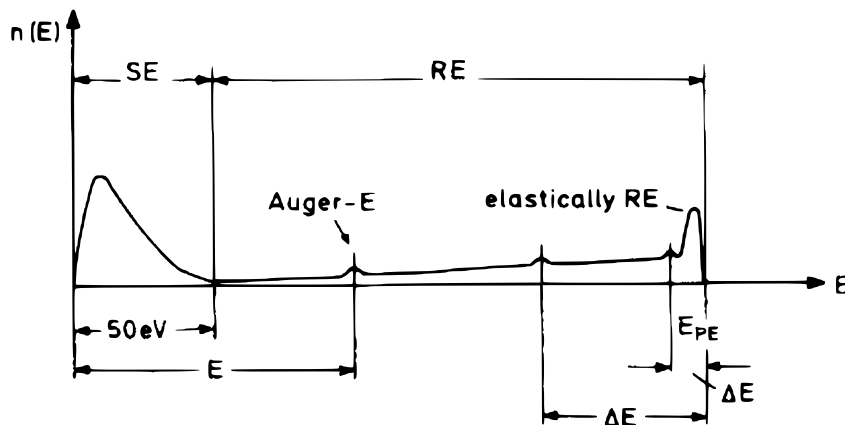


Abbildung 2.2: Qualitative Form des Sekundärelektronenspektrums von Metallen (aus [52]). SE: „echte“ Sekundärelektronen. RE: Reflektierte (Primär-)Elektronen.

Das sich so ergebende Spektrum ist beispielhaft in Abb. 2.2 dargestellt und eine Messung der Größen  $\eta$  und  $\sigma = \eta + \delta$  für Kupfer in Abb. 2.3. Es ist zu beachten, dass die Gesamtsekundärelektronenausbeute  $\sigma = \delta + \eta$  abhängig von Energie und Material größer als 1 sein kann; bei einer Kaskade solcher Prozesse ist in Abwesenheit beschleunigender elektrischer Felder die Gesamtanzahl freigesetzter Elektronen trotzdem endlich, weil die mittlere Energie immer kleiner wird und Elektronen am niederenergetischen Ende des Spektrums beim Auftreffen auf eine Oberfläche keine neuen Sekundärteilchen erzeugen können. Bei zeitabhängigen Feldanordnungen, die Sekundärteilchen Energie zuführen und dadurch eine Kaskade von Emissionsprozessen aufrechterhalten, kann bei  $\sigma > 1$  abhängig von der Geometrie ein mit der Zeit exponentiell wachsender Strom entstehen, sog. Multipacting [49]. Bei statischen Feldern, wie sie in Elektronenkühlern verwendet werden, sind auch Konfigurationen

## 2 Theoretische Grundlagen

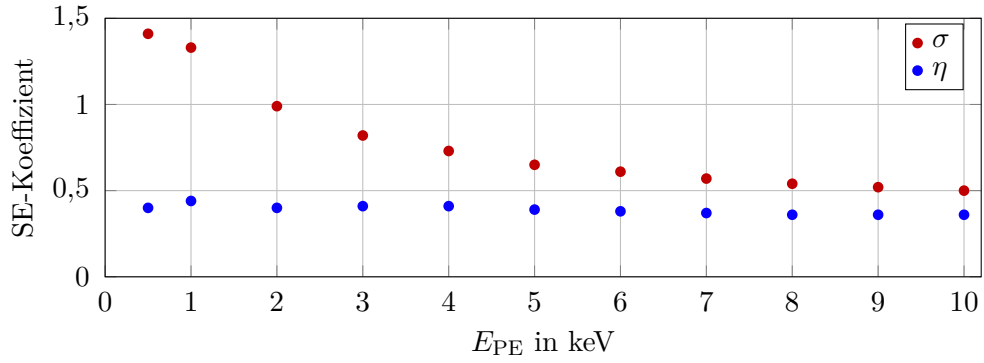


Abbildung 2.3: Energieabhängigkeit des Rückstreukoeffizienten  $\eta$  und der Gesamtsekundärelektronenausbeute  $\sigma$  in Abhängigkeit der Einfallenergie (Daten aus [38]).

denkbar, wo Sekundärelektronen Energie zugeführt wird; allerdings wirken dieselben Felder auf sich umgekehrt bewegende Teilchen abbremsend, sodass eine solche Kaskade sich nicht beliebig fortsetzt und somit keinen sich selbst aufrechterhaltenden Strom hervorrufen kann.

Die Emission von Sekundärelektronen an der Oberfläche des Kollektors durch das Stoppen des Primärstrahls ist für den Betrieb von Elektronenkühlern unerwünscht, weil der Strahl derjenigen Elektronen, deren Bahn aus der Kollektoreintrittsöffnung führt, dieselbe Schwerpunktsbahn durch die Strahlführung hat wie der Primärstrahl. Das gilt ebenso bei gekrümmter Strahlführung, weil die Schwerpunktsbahn eines Strahls, der sich im longitudinalen Magnetfeld bewegt, entlang der Feldlinien dieses Feldes verläuft. Die Krümmung dieser Feldlinien an Stellen, wo der Strahl eine gekrümmte Bahn haben soll, wird mit Toroiden vorgenommen. Im Gegensatz zu der Ablenkung mit Dipolmagneten ist damit die Bahnkurve unabhängig von der Bewegungsrichtung der Teilchen [35]. Eine ähnliche Symmetrie betrifft die longitudinalen elektrischen Felder, die zur Beschleunigung und Abbremsung verwendet werden: Sekundärteilchen, die mit  $E_{\text{kin}} = eU_{\text{Kol}}$  in die Abbremsungsstrecke des Kollektors gelangen, erfahren den Energiegewinn  $\Delta E = e(|U_{\text{Kath}}| - U_{\text{Kol}})$  und haben damit im feldfreien Teil der Strahlführung dieselbe Energie wie die Primärteilchen. Das gilt unverändert, wenn sich zwischen Quelle/Kollektor und Strahlführung eine weitere Beschleunigungs-/Abbremsstrecke befindet.

Da die Kathode bzw. ihre Steuerelektrode das niedrigste Potential von allen Orten in der Anlage besitzt, werden Sekundärelektronen, die vom Kollektor dorthin gelangen, vor dem Berühren der Kathodenoberfläche reflektiert und bewegen sich zurück in Richtung des Kollektors. Dieser Strahl hat im Vergleich zum Primärstrahl schlecht definierte Eigenschaften hinsichtlich Energiebreite und Zyklotronradius. Während sein Einfluss auf die Kühlwirkung durch den geringen Strom vernachlässigbar ist, geht ein Teil des Sekundärstrahls auf unkontrollierte Weise an Blenden oder anderen Teilen des Strahlrohrs verloren, wodurch die Hochspannungsversor-

gung belastet wird und das Vakuum sich verschlechtert [47]. Auch können dabei Röntgenstrahlung oder andere Sekundärteilchen erzeugt und dadurch die Spannungsfestigkeit der Anlage beeinträchtigt werden [5]. Es muss daher versucht werden, möglichst wenigen Sekundärelektronen zu erlauben, den Kollektor zu verlassen, und denjenigen Anteil, bei dem das nicht verhindert werden kann, auf kontrollierte Weise mit möglichst wenig kinetischer Energie—d.h. auf einer Fläche möglichst kathodennahen Potentials—auf die Masse abzuleiten. Die Auffangelektroden, die zu diesem Zweck im Testaufbau verwendet werden, liegen zwar auf dem Potential der Quellenanode und damit auf dem höchsten, das in der Anlage vorkommt; das kann aber trotzdem als „kathodennah“ im Sinn der obigen Überlegung verstanden werden, weil dieser Potentialunterschied gleich bleibt, wenn in einem realen Kühler eine Beschleunigungsstrecke der Quelle nachgeschaltet ist (siehe Kapitel 1), d.h. die Energie der abgeleiteten Sekundärteilchen ist klein gegen die der Teilchen in der Kühlstrecke und insbesondere unabhängig von ihr.

## 2.3 Funktionsweise der Kühlerkomponenten

### 2.3.1 Strahltransport in longitudinale Magnetfeld

Wie in Kapitel 1 erklärt wurde, ist für eine hohe Kühlkraft in der Kühlstrecke ein hohes longitudinales Magnetfeld nötig, wodurch der Zyklotronradius  $r_Z$  der Elektronen entsprechend Gleichung 1.5 viel kleiner als der Strahldurchmesser gehalten wird. Da gemäß Gleichung 1.6 die Kühlrate umgekehrt proportional zum Quadrat des Geschwindigkeitsunterschieds zwischen Ionen und Elektronen ist, muss die Winkelablage  $\theta' = \frac{d\theta}{dz}$  der Elektronen klein gehalten werden. Bei der Bewegung geladener Teilchen in zylindersymmetrischen Feldern ist der kanonische Drehimpuls

$$M = pr^2\theta' - \frac{e\Phi(r, z)}{2\pi c} \quad \text{mit} \quad \Phi(r, z) = 2\pi \int_0^r B(r')r'dr' \quad (2.4)$$

eine Erhaltungsgröße [48]; der Wert dieser Größe ist damit festgelegt durch den an der Kathodenoberfläche, wo  $\theta' = 0$  angenommen werden kann. In dieser Gleichung ist  $p = \beta\gamma mc$  der Impuls. Wenn der Durchmesser des Solenoids viel größer ist als der des Strahls, ist die Radialabhängigkeit des Magnetfelds vernachlässigbar. Es folgt:

$$\theta' = \frac{e(Br^2 - B_0r_0^2)}{2pcr^2}, \quad (2.5)$$

wobei  $B_0$  und  $r_0$  das Magnetfeld und die Radialkomponente der Ortsablage an der Kathodenoberfläche sind. Die radiale Ortsablage lässt sich als Strahldurchmesser begreifen, wenn die äußeren Teilchen betrachtet werden. Eine Optik, die  $\theta' = 0$  in der Kühlstrecke gewährleistet, muss dann zwischen Strahldurchmesser  $a(z)$  und Magnetfeld  $B(z)$  den Zusammenhang

$$B(z)a(z)^2 = B_0a_0^2 \quad (2.6)$$

## 2 Theoretische Grundlagen

erfüllen. Es ist daher nicht möglich, einen Elektronenstrahl aus einer feldfreien Quelle zur magnetisierten Kühlung zu verwenden, sondern die Quelle muss sich selbst in einem Magnetfeld derselben Größenordnung wie die Kühlstrecke befinden [15]. Unter der Annahme, dass das Magnetfeld sich innerhalb einer Zyklotronperiode nur schwach ändert, ist der Strahldurchmesser an einer beliebigen Stelle gegeben durch die adiabatische Erhaltung des magnetischen Flusses [48]:

$$Br^2 = \text{konst.} \quad (2.7)$$

Dies ist in Abb. 2.4 veranschaulicht. Es ist zu erkennen, dass die gesamte Strahlführung von Magnetfeld durchsetzt sein muss, weil der Strahldurchmesser sonst unbeherrschbar groß wird. Während dieser Sachverhalt im Allgemeinen wegen des Aufwands, das Magnetfeld zu erzeugen, problematisch ist, wird er im Kollektor mit Absicht zur Aufweitung des Strahls genutzt.

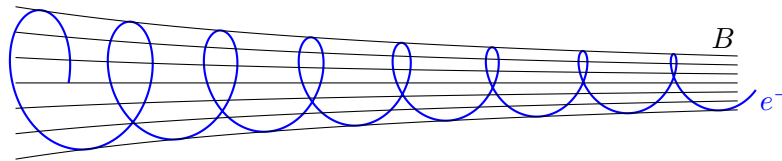


Abbildung 2.4: Adiabatische Invarianz des magnetischen Flusses durch die Teilchenbahn (wie in [35]).

### 2.3.2 Elektronenquelle

Die für den Betrieb von Elektronenkühlern nötigen Strahlströme in der Größenordnung von 1 A können im DC-Betrieb nach dem jetzigen Stand der Technik nur von thermionischen Quellen geliefert werden [47]. Hierbei wird zwischen einer Metalloberfläche (Kathode), die auf die Temperatur  $T$  erwärmt wird, und einer zweiten Elektrode (Anode) eine Spannung  $U_{\text{Kath}}$  angelegt. Die Kathode setzt kontinuierlich eine maximale Stromdichte  $J$  von Elektronen ins Vakuum frei gemäß dem Richardson-Dushman-Gesetz [48]:

$$J = AT^2 \exp\left(-\frac{W}{k_{\text{B}}T}\right) \quad \text{mit} \quad A = 1,2 \cdot 10^6 \text{ A m}^{-2} \text{ K}^{-2}. \quad (2.8)$$

Hierin bedeuten  $k_{\text{B}}$  die Boltzmann-Konstante und  $W$  die Austrittsarbeit des Materials. Die so freigesetzten Elektronen werden durch das elektrische Feld zwischen Kathode und Anode beschleunigt. Dabei stellt sich in diesem Zwischenraum ein Gleichgewicht zwischen dem Raumladungsfeld und dem extern erzeugten Feld ein, das den extrahierten Strom in Abhängigkeit von der angelegten Spannung festlegt gemäß dem Child-Langmuir-Gesetz [47]:

$$I = PU_{\text{Kath}}^{\frac{3}{2}}. \quad (2.9)$$

Die Perveanz  $P$  ist nur abhängig von der Geometrie und ist im Fall einer ebenen Kathode im zylindersymmetrischen Feld  $\propto \frac{r^2}{d^2}$  mit Strahlradius  $r$  und Elektrodenabstand  $d$  [48]. Durch eine zusätzliche Elektrode kann Einfluss auf die Strahleigenschaften genommen werden (siehe Kapitel 3.1.2). Eine Besonderheit bei der Konstruktion von Elektronenquellen für Kühleranwendungen ist, dass durch die gleichzeitige Anwesenheit von  $E$ - und  $B$ -Feld in der Umgebung der Elektroden ein Risiko für Magnetron-Entladungen [1] besteht; hierauf wird in Kapitel 4.3.2 eingegangen.

### 2.3.3 Kollektor

Der Kollektor hat die Aufgabe, die Ladung des abgebremsten Elektronenstrahls aufzunehmen, sodass sie durch den elektrischen Anschluss zur Quelle zurückgeführt werden kann. Entscheidend ist die minimale Spannung, die im Bezug zur Kathode angelegt werden kann, bevor ein Teil des Strahls am Eintrittsspalt reflektiert wird. Es ist zu beachten, dass durch die Abschirmung der elektrischen Felder durch die Raumladung im Strahl eine radiale Energieverteilung vorliegt, deren Minimum auf der Achse liegt und

$$E_{\text{ax}} = e |U_{\text{Kath}}| - \frac{n_e \pi r_0^2 e^2}{4\pi \epsilon_0} \left( 1 + 2 \ln \left( \frac{r_{\text{Rohr}}}{r_0} \right) \right) \quad (2.10)$$

beträgt mit dem Strahlradius  $r_0$ , dem Strahlrohrinnenradius  $r_{\text{Rohr}}$  und der Elektrodendichte  $n_e$  [47]. Diese minimale Energie ist also entscheidend für die Wahl des maximalen Potentialunterschieds zur Entschleunigung. Analog zum Child-Langmuir-Gesetz bei der Extraktion des Strahls aus der Quelle gilt für den Eintritt in den Kollektor [47]:

$$P_{\text{Kol,max}} = IU_{\text{Kol,min}}^{-\frac{3}{2}} = \frac{9\sqrt{2}P_0}{(1 - \zeta) \left( 1 + 2 \ln \left( \frac{r_{\text{Rohr}}}{r_0} \right) \right)}, \quad (2.11)$$

wobei  $P_0 = 7,3 \cdot 10^{-6} \text{ A V}^{-3/2}$  und  $\zeta$  der Anteil an Raumladungskompensation durch Restgasionen sind. Für  $\zeta = 0$  und  $r_{\text{Rohr}} = 2r_0$  folgt z.B.

$$P_{\text{Kol,max}} = 3,9 \cdot 10^{-5} \text{ A V}^{-3/2}, \quad (2.12)$$

d.h. für  $I = 1 \text{ A}$ :

$$U_{\text{Kol,min}} = 0,87 \text{ kV}. \quad (2.13)$$

Diese Bedingung muss nicht nur am Kollektoreingang eingehalten werden, sondern allgemein am Punkt des niedrigsten Potentials. Wenn also vor dem Kollektor eine Suppressorelektrode zur Reflexion von Sekundärelektronen angebracht ist, die ein noch niedrigeres Potential hat als der Kollektor, gilt Gl. 2.11 für diese Elektrode; das Potential des Kollektors wird entsprechend höher gewählt. Da im Potentialminimum der Suppressorelektrode ionisierte Restgasmoleküle eingefangen werden, ist  $\zeta > 0$ ,

## 2 Theoretische Grundlagen

weshalb das Potential in der Praxis niedriger gewählt werden kann als bei der konservativen Berechnung [51].

Das Problem bei der Konstruktion von Kollektoren besteht nun darin, die Raumwinkelakzeptanz für die Emission von Sekundärelektronen aus dem Eintrittsspalt möglichst klein zu halten, während die Perveanz und zur Abführung der thermischen Leistung auch die vom Primärstrahl getroffene Fläche möglichst groß sein sollen. Der in dieser Arbeit verwendete Kollektor wird in Kapitel 3.1.4 besprochen.

### 2.3.4 Wien-Filter

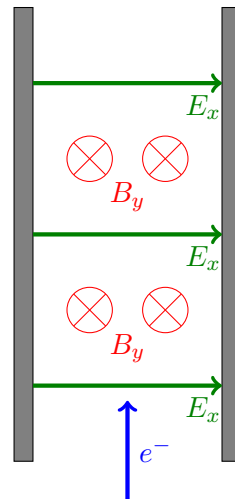


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Feldkonfiguration eines Wien-Filters.

Die Sekundärelektronen, die die Blenden in der Kollektoroptik passieren, bewegen sich achsennah und können daher mit Feldern und Blenden, die auf die Teilchen unabhängig von ihrer Bewegungsrichtung wirken, nicht weiter unterdrückt werden, ohne den Primärstrahl zu beeinträchtigen. Hierfür kommt ein Wien-Filter zum Einsatz, d.h. eine ablenkende Feldkonfiguration, die empfindlich auf das Vorzeichen der Geschwindigkeit ist und so eingestellt werden kann, dass der Primärstrahl unbeeinflusst bleibt. Die Funktionsweise eines Wien-Filters ist in Abb. 2.5 veranschaulicht.

Die folgende Theorie ist zusammengefasst aus [27]. In einem Wien-Filter stehen ein  $E$ -Feld und ein  $B$ -Feld senkrecht zueinander (o.B.d.A. in  $\vec{e}_x$ - und  $\vec{e}_y$ -Richtung) und zur Bewegungsrichtung der Elektronen  $\vec{e}_z$ . Die Lorentzkraft auf die Primärelektronen ist

$$\vec{F}_{\text{Pri}} = e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) = e(E_x - v_z B_y)\vec{e}_x, \quad (2.14)$$

wenn  $\vec{v} = v_z \vec{e}_z$  die Geschwindigkeit der Elektronen ist. Unter der Bedingung

$$E_x = v_z B_y \quad (2.15)$$

## 2.4 Simulation von Feldern und Teilchenbahnen mit CST

ist das System kräftefrei. Wird dieselbe Feldkonfiguration von einem Elektron der Geschwindigkeit  $\vec{v} = -v_z \vec{e}_z$  durchlaufen, erfährt es die Kraft

$$F_{\text{Sek}} = e(E_x + v_z B_y) = 2eE_x. \quad (2.16)$$

Der Betrag dieser Kraft lässt sich so wählen, dass alle Sekundärelektronen auf eine Blende fallen. Die Besonderheit, dass den Feldern beim Einsatz im Elektronenkühler ein ununterbrochenes longitudinales Magnetfeld  $B_z$  überlagert ist, ändert aber die Bewegungsgleichung zu

$$m\dot{\vec{v}}(t) = 2eE_x \vec{e}_x + eB_z \vec{v}(t) \times \vec{e}_z. \quad (2.17)$$

Mit der Anfangsbedingung  $\vec{r}(0) = 0$  und  $\vec{v}(0) = (-v_{x,0}, 0, -v_z)$  ist die Lösung [27]

$$\vec{v}(t) = \begin{pmatrix} -v_{x,0} \cos(\omega t) \\ -v_{x,0} \sin(\omega t) \\ -v_z \end{pmatrix} - 2 \frac{B_y}{B_z} v_z \vec{e}_y \quad (2.18)$$

mit  $\omega = \frac{eB_z}{m}$ . Daraus folgt die Ortsablage der Sekundärteilchen am Ende des Wien-Filters der Länge  $L$  zu

$$\Delta y = 2 \frac{B_y}{B_z} L. \quad (2.19)$$

Diese Gleichung ist nur dann erfüllt, wenn der Ablenkwinkel so klein ist, dass die Teilchen den Bereich zwischen den Feldplatten nicht verlassen, bevor sie das Ende erreichen. Es ist zu beachten, dass im Gegensatz zu Wien-Filtern ohne Longitudinalfeld in diesem Fall die effektive Ablenkrichtung senkrecht zur Richtung der ablenkenden Kraft steht. Das gilt auch für evtl. unerwünschte Ablenkungen des Primärstrahls.

Die aus dem Kollektor emittierten Sekundärelektronen haben, wie in Kapitel 2.2 erklärt wurde, in der Strahlführung dieselbe Energie wie die Primärelektronen. Exakt ist das nur für solche Elektronen erfüllt, die mit  $E = eU_{\text{Kol}}$  an der Kollektoroberfläche gestartet sind; dem weniger hochenergetischen Teil des Spektrums fehlt in der Strahlführung das entsprechende Maß an Energie. Die Breite der Energieverteilung ist abhängig von der Konstruktion und Spannung der Suppressorelektrode (siehe Kapitel 3.1.5), aber niemals größer als  $eU_{\text{Kol}}$ . Bei diesen Gleichungen wird von monoenergetischen Sekundärelektronen ausgegangen; die tatsächlich endliche Breite der Energieverteilung vergrößert demgegenüber die Fläche auf der Auffangplatte, die von den Elektronen getroffen wird. Simulationsergebnisse, die das berücksichtigen, finden sich in Kapitel 4.4.1.

## 2.4 Simulation von Feldern und Teilchenbahnen mit CST

Zur Vorhersage des Verhaltens teilchenoptischer Elemente und zur Interpretation der gemessenen Daten wird in dieser Arbeit Gebrauch von Computersimulationen gemacht. Hierzu kommt die Software CST Particle Studio<sup>®</sup> zum Einsatz, die es erlaubt, aus beliebig geformten dreidimensionalen Äquipotentialflächen und Strompfaden die entsprechenden elektrischen und magnetischen Felder

## 2 Theoretische Grundlagen

zu berechnen und deren Einfluss auf die Trajektorie beliebiger Teilchenverteilungen zu simulieren [18]. Da im Allgemeinen keine analytische Lösung für die Maxwell-Gleichungen existiert, werden Raum und Zeit in Abschnitte geeigneter Größe zerlegt. Die Lösung der Maxwell-Gleichungen in diesem diskretisierten Raum erfolgt mit der Finite Integration Technique, die das Problem auf eine Matrixformulierung abbildet, sodass es mit Rechnern effizient zu berechnen ist [16]. Die Genauigkeit der Lösung hängt erheblich davon ab, wie gut nichtlineare Feldlinien innerhalb einer Zelle vermieden werden können. Da die Zellen immer gerade Kanten haben, ist die exakte Diskretisierung eines gekrümmten—z.B. runden—Objekts nicht möglich, weshalb die Anzahl der Zellen so hoch gewählt werden muss, dass die sich ergebenden unphysikalischen Sprünge im Feldverlauf auf das gewünschte Maß reduziert werden. Bei großen Modellen muss hierbei ein Kompromiss zwischen Qualität des Ergebnisses und Rechenzeit getroffen werden. Die lokale Verfeinerung der Diskretisierung ist am Beispiel der Elektronenquelle in Abb. 2.6 dargestellt.

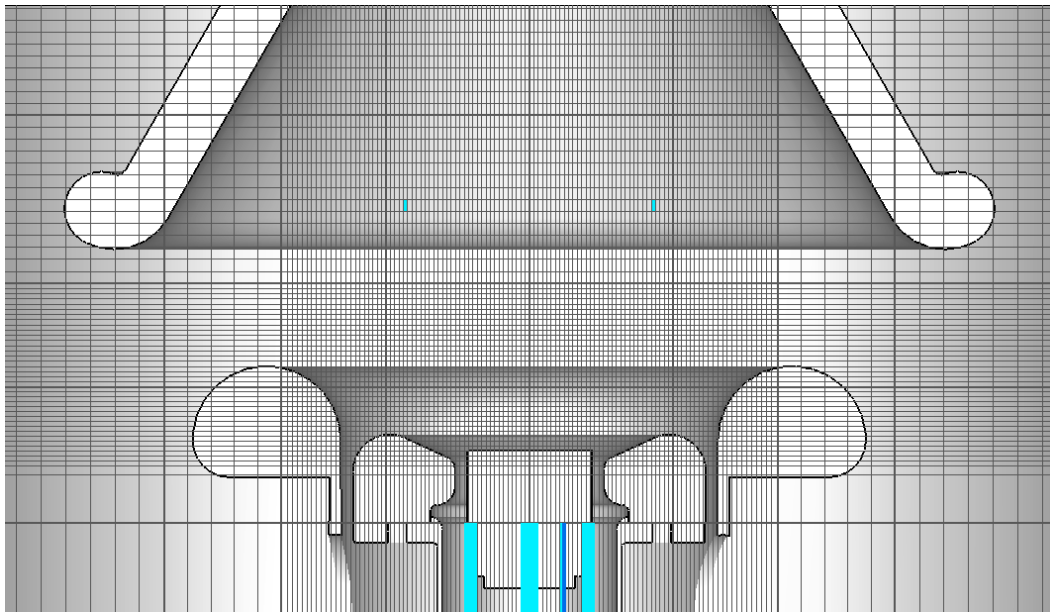


Abbildung 2.6: Grafische Darstellung der räumlichen Diskretisierung eines elektrostatischen Problems am Beispiel der hier verwendeten Elektronenquelle.

## 3 Experimenteller Aufbau

Diese Arbeit beschreibt den Aufbau eines Experiments, mit dem sich einerseits ein realistisch hoher Primärstrom erzeugen lässt und das andererseits erlaubt, die unerwünschten Sekundärströme messtechnisch zu identifizieren und den Einfluss der Betriebsparameter (Spannungen, Magnetfelder) auf die Größe dieser Ströme zu bestimmen. Hierbei wird sowohl zur Optimierung des Aufbaus als auch zur Interpretation der Ergebnisse Gebrauch von 3D-Simulationen gemacht (siehe Kapitel 2.4).

In Abb. 3.1 ist der Gesamtaufbau als CAD-Modell im Halbschnitt sowie als Foto dargestellt. Die Strahlführung ist linear und besteht aus einer Elektronenquelle (unten), einem Kollektor (oben) und strahloptischen Elementen sowie Diagnosemodulen dazwischen. Das zur Führung des Strahls nötige longitudinale Magnetfeld wird von modularen Solenoiden erzeugt. Unmittelbar nach dem Austritt aus der Quelle durchläuft der Strahl den Wien-Filter, gefolgt von einem Abschnitt zur optischen Strahldiagnose mittels Leuchtschirm und einem berührungslosen Strahlpositionsmontitor. Diese Anordnung hätte für reale Elektronenkühler keinen Nutzen, erlaubt aber hier die Analyse des Einflusses des Wien-Filters auf den Primärstrahl. Vor dem Eintritt in den Kollektor befindet sich ein System von Blenden zur Kollimation des Sekundärstrahls, gefolgt von einem elektrischen Feld zur Abbremsung des Primärstrahls. Eine als Suppressor bezeichnete Zwischenelektrode in diesem Abbremsungsspalt erzeugt ein zusätzliches Potentialminimum und reflektiert so den niederenergetischen Teil des Sekundärstrahls zum Kollektor.

Im Folgenden soll der Aufbau im Detail beschrieben werden.

### 3.1 Komponenten

#### 3.1.1 Solenoide

Zur Erzeugung eines homogenen longitudinalen Magnetfelds auf der Strahlachse sollte die Vakuumkammer des Experiments möglichst ununterbrochen von einer überall gleichen Spule umgeben sein. In der Realität ist es—zumindest für einen Testaufbau—aus mehreren Gründen vorzuziehen, diese Spule aus einzelnen Modulen aufzubauen:

- Lagetoleranzen der Wicklung, die zu Fehlern in der Feldgeometrie führen, können durch mechanische Justage der Module zueinander behoben werden.
- Das Gewicht der einzelnen Module verteilt sich ohne zusätzlichen Aufwand auf ein tragendes Gestell.

### 3 Experimenteller Aufbau

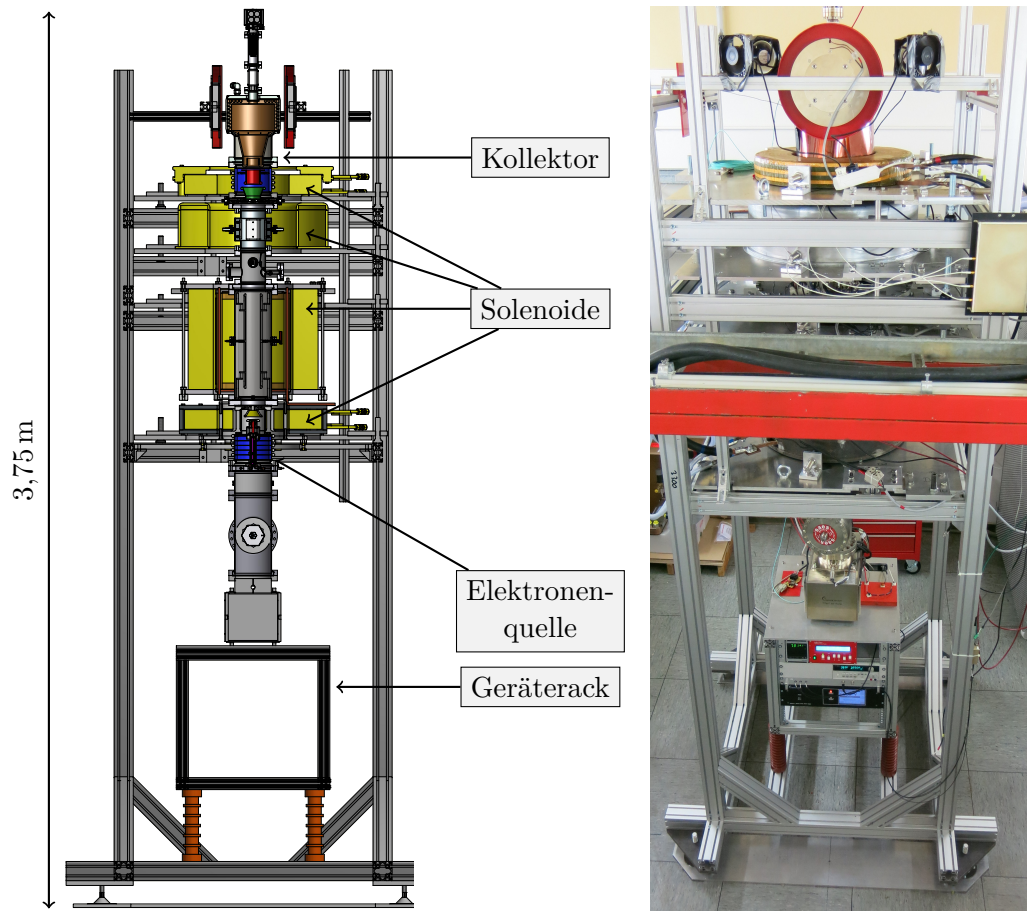


Abbildung 3.1: Darstellung des Aufbaus als CAD-Modell im Halbschnitt (links) und Foto (rechts).

- Durch Veränderung der Bestromung einzelner Spulen lässt sich der Strahl lokal beeinflussen.

Jeder dieser Vorteile verwandelt sich bei falscher oder unsorgfältiger Anwendung in einen potentiell gravierenden Nachteil, weshalb eine monolithische Bauweise auch zu rechtfertigen wäre. Für dieses Experiment war die Entscheidung dadurch vorgegeben, dass mehrere sehr unterschiedlich gebaute Solenoide schon vorhanden waren. Daher wurde unter Berücksichtigung der Laborbedingungen (siehe Kapitel 3.3) ein modularer Aufbau entworfen, der eine mechanische Ausrichtung der Spulen ermöglicht.

Die Details der Konstruktion richten sich in erster Linie danach, wie der Aufbau räumlich orientiert sein soll. Ein Aufbau mit horizontaler Strahlachse ist gut zugänglich und skalierbar, erfordert aber eine große Stellfläche und erlaubt nicht ohne Weiteres die Montage schwerer Spulen mit dem Deckenkran. Da es für Umbauten

möglich sein muss, die Vakuumkammer freizulegen, ggf. während sie evakuiert ist, wurde ein vertikaler Aufbau gewählt. Hierbei ist der Kollektor oben, weil so die Solenoide ohne Hindernis nach oben herausgezogen werden können, während auf der anderen Seite der Quelle Vakuumpumpen usw. nötig sind, die nicht durch den Innenkreis der Spulen passen.

Da die Solenoide nicht nur zueinander, sondern auch zur Vakuumkammer ausgerichtet werden müssen, damit der Strahlschwerpunkt überall möglichst in der Mitte der aperturbegrenzenden Blenden liegt, ist es nötig, das Magnetfeld in der montierten Vakuumkammer zu messen. Während Messverfahren existieren, die es erlauben, eine solche Messung im Vakuum durchzuführen und das Messgerät danach ohne Belüften aus der Strahlachse zu entfernen [9], wurde es für diesen Aufbau aus Gründen der Einfachheit vorgezogen, das Feld mit einer Transversalhallsonde zu messen, die durch ein auf der Strahlachse fixiertes Rohr geschoben wird (siehe Kapitel 4.1). Da diese Messung vor dem Evakuieren stattfinden muss, um das Rohr noch entfernen zu können, kann die Kammer auch erst nach der Feldmessung ausgeheizt werden. Während es bei einem geeigneten Aufbau grundsätzlich möglich ist, das Ausheizen der Kammer mit montierten Solenoiden durchzuführen, wurde es hier vorgezogen, die Solenoidmodule so zu konstruieren, dass sie mit guter Reproduzierbarkeit entfernt und mit derselben Ausrichtung wieder eingebaut werden können. Dadurch wird die Zugänglichkeit der Vakuumkammer—u.a. für die Montage der Heizbänder—erheblich verbessert.

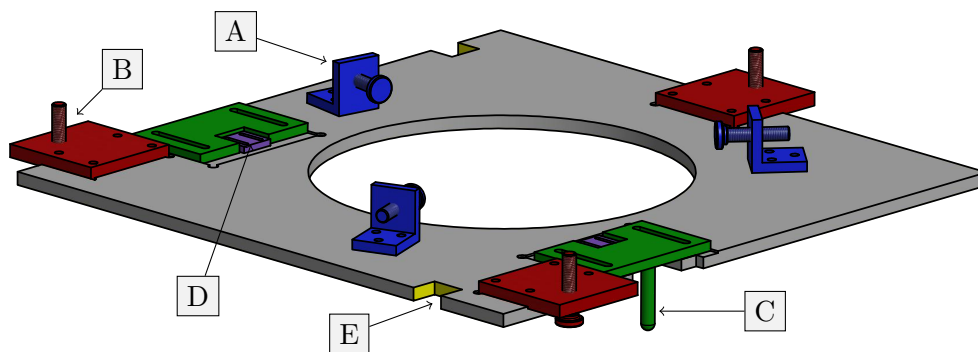


Abbildung 3.2: CAD-Modell einer Solenoid-Halteplatte. Blau (A): Stellschrauben zum Einstellen der Position der Spule auf der Ebene. Rot (B): Stellfüße zum Einstellen des Winkels. Grün (C): Stifte zum Reproduzieren der Ausrichtung. Violett (D): Andruckfläche zum Reproduzieren der Position von C. Gelb (E): Aussparungen für Führungsprofile zum kontrollierten Heben und Senken mit dem Kran.

Eine Solenoid-Halteplatte, die die o.g. Voraussetzungen erfüllt, ist in Abb. 3.2 als CAD-Modell gezeigt. Die Position und der Winkel der Solenoidachse zur Strahlrohrachse können über die Stellschrauben A und B verändert werden. Währenddessen sind die Teile C und D nicht montiert. Nach erfolgter Ausrichtung werden die Stifte C an der Platte und gleichzeitig die dazu passenden Buchsen (im Bild nicht

### 3 Experimenteller Aufbau

dargestellt) am Gestell festgeschraubt. Die Position der Teile C in der Ausfräsung der Platte und die Position der Buchsen am Gestell ergibt sich von selbst durch den fast spielfreien Sitz der Stifte in den Buchsen. Ist dadurch die Position der Teile C festgelegt, können die Teile D daran angedrückt und festgeschraubt werden. Hierdurch ist gewährleistet, dass die Teile C entfernt und an derselben Stelle neu festgeschraubt werden können, ohne die Ausrichtung zu ändern. Das ist nötig, weil die ausragenden Teile ansonsten ein Hindernis beim Herausheben der Module mit dem Kran darstellen würden. Gezeigt ist hier nur die Platte für das Quellen-Solenoid; die anderen Platten haben dasselbe Prinzip, aber etwas andere Maße, um den unterschiedlichen Spulengeometrien Rechnung zu tragen.

Zu Beginn des Aufbaus wurden drei Solenoide vom The Svedberg Laboratory (TSL) in Uppsala übernommen, die dort für einen ähnlichen Aufbau beschafft worden waren [54]. Diese werden bezeichnet als Quellen-, Kollektor- und HV-Solenoid; die ersten zwei wegen ihrer Position relativ zur Strahlführung und das dritte, weil es als Prototyp für die in der HV-Beschleunigungssektion des HESR-Kühlers zu verwendenden Solenoide vorgesehen war [55]. Diese Bezeichnung wird hier zur Konsistenz beibehalten, obwohl das HV-Solenoid hier nichts mit Hochspannung zu tun hat. Um die Strahlführung auf die aktuelle Länge erweitern zu können (ca. 1050 mm von der Kathodenoberfläche zum Kollektoreintritt), wurde in einer Masterarbeit eine vierte Spule gebaut, die zu dem in derselben Arbeit entstandenen Wien-Filter passt [27] und daher als WF-Solenoid bezeichnet wird. Die Eigenschaften aller Solenoide sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst.

	Windungen	Länge in mm	Nennstrom in A	Kühlung
Quelle [54]	57	82	380	Wasser
WF [27]	2600	420	8	Konvektion
HV [54]	690	172	26	Konvektion
Kollektor [54]	57	82	80	Wasser

Tabelle 3.1: Eigenschaften der verwendeten Solenoide.

Das Quellen-Solenoid ist von einem Stahlmantel umgeben, um das Feld an der Kathodenoberfläche zu maximieren. Zum kontrollierten Abschluss des Feldes nach außen befindet sich außerdem am kollektorseitigen Ende der Solenoid-Anordnung eine Stahlplatte, die durch Flachstahl-Stücke mit dem Mantel des Quellen-Solenoids magnetisch verbunden ist. Während ein durchgehender magnetischer Zylindermantel die beste Homogenität liefern würde, haben Simulationen gezeigt, dass eine Erhöhung der Eisenmenge ausgehend von je einer Flachstahl-Verbindung an zwei gegenüberliegenden Seiten keinen relevanten Nutzen hat [26]. Ein CAD-Modell der Spulen und des Jochs ist in Abb. 3.3 dargestellt. Mit diesem Joch wird einerseits auf der Achse zwischen Kathode und Kollektoreintritt ein höheres Feld erzeugt, wo es erwünscht ist, andererseits fällt es außerhalb dieses Bereichs stärker ab, wo es den Betrieb von Ionengetterpumpen usw. stören könnte. Außerdem soll der Innenraum des Kollektors möglichst frei von longitudinalem Magnetfeld sein, um zur

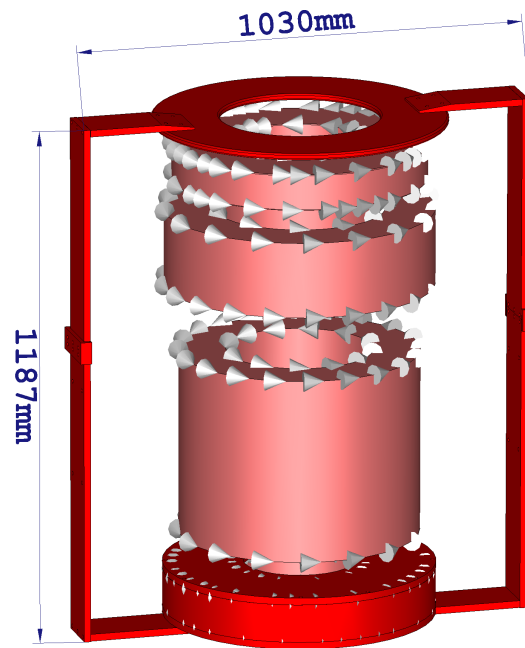


Abbildung 3.3: CAD-Darstellung der Anordnung der Solenoide mit Eisenjoch. Die Pfeile bedeuten die Stromrichtung in den Spulen.

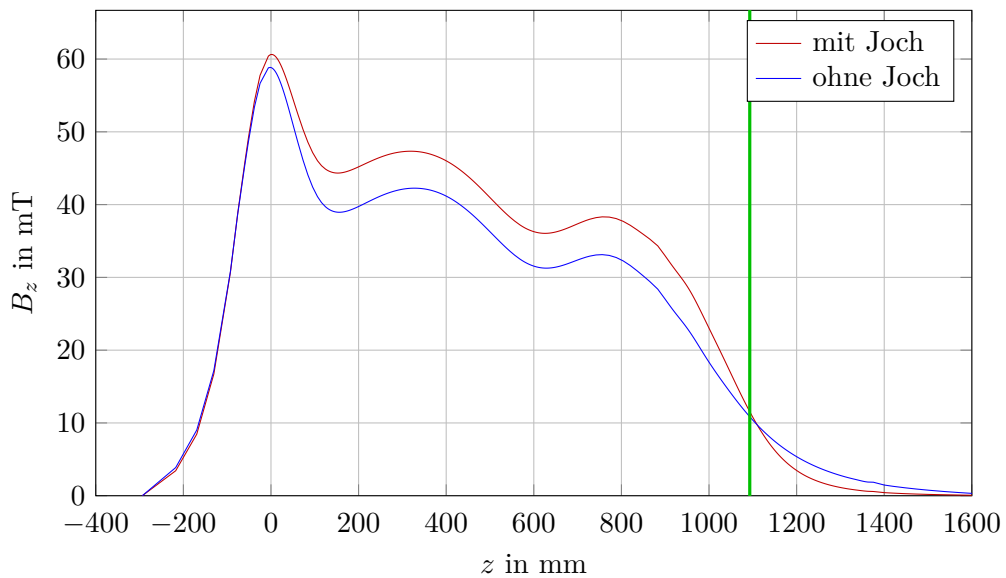


Abbildung 3.4: CST-Simulation des longitudinalen Magnetfelds mit und ohne Joch. Die grüne vertikale Linie markiert den Anfang des konischen Kollektorhohlraums.  $I_{\text{SolGun}} = 150$  A,  $I_{\text{SolWF}} = 7$  A,  $I_{\text{SolHV}} = 16$  A,  $I_{\text{SolKol}} = 40$  A.

$U$ in V	$I$ in A	$T$ in °C
4,0	2,75	900
5,6	3,39	1000
7,2	3,75	1100
8,6	4,07	1200

Tabelle 3.2: Herstellerangaben der Spannungs- und Stromwerte zum Betrieb des Heizelements bei Kathoden des Typs STD 400 [31].

gleichmäßigen Verteilung der thermischen Leistung auf der Oberfläche eine große Aufweitung des Strahls zu erhalten und den Strahl einfacher an die Wand ablenken zu können (siehe Kapitel 3.1.4). Der Verlauf des longitudinalen Felds mit und ohne Joch ist in Abb. 3.4 dargestellt. In der praktischen Realisierung des Aufbaus wurden zwar die Stahlplatten zum Feldabschluss eingesetzt, aber vorübergehend auf die Montage des Flachstahl-Jochs verzichtet; das kann zur Verbesserung der Feldqualität zu einem späteren Zeitpunkt nachgeholt werden.

#### 3.1.2 Elektronenquelle

Die in diesem Aufbau verwendete Elektronenquelle wurde ebenso wie die Solenoi-  
de vom TSL übernommen, allerdings im Hinblick auf Vakuumqualität modifiziert.  
Das Originaldesign findet sich in [55]. Ein CAD-Modell der aktuellen Quelle ist in  
Abb. 3.5 dargestellt.

Diese Quelle verwendet eine BaO-Dispenserkathode vom Typ HeatWave STD400  
mit 10 mm Durchmesser, die bei Temperaturen zwischen 950 °C und 1200 °C be-  
trieben wird [31]. Richtwerte des Herstellers zum Betrieb des Heizelements sind in  
Tab. 3.2 aufgeführt. Da die Kathode allerdings einen nicht standardmäßigen Hal-  
tezylinder hat, weichen die thermischen Eigenschaften und damit die elektrischen  
Parameter von den Standard-Herstellerangaben ab. Auf eine Temperaturmessung  
kann verzichtet werden, indem die Emission als Kriterium verwendet wird.

Die Kathodenoberfläche ist leitend mit ihrem Gehäuse und darüber mit dem  
tragenden Flansch verbunden. Über einen Anschlussdraht, der über eine Strom-  
durchführung herausgeführt ist, kann die Heizleistung eingespeist werden. Es ist zu  
beachten, dass das Heizelement, wenn es mit Gleichstrom geheizt wird, gegenüber  
der Kathode negativ sein soll, weil sonst negative Sauerstoffionen auf das Heizele-  
ment gezogen werden können, wo sie Oxidation hervorrufen [17].

Um die Kathode herum befindet sich die Pierce-Elektrode (PE), die mehrere  
Funktionen erfüllt:

- Im regulären Betrieb wird durch eine leicht negative Spannung an der PE  
eine Feldverteilung geschaffen, die die räumliche Energieverteilung im Strahl  
in Anwesenheit von Raumladung homogenisiert [55].

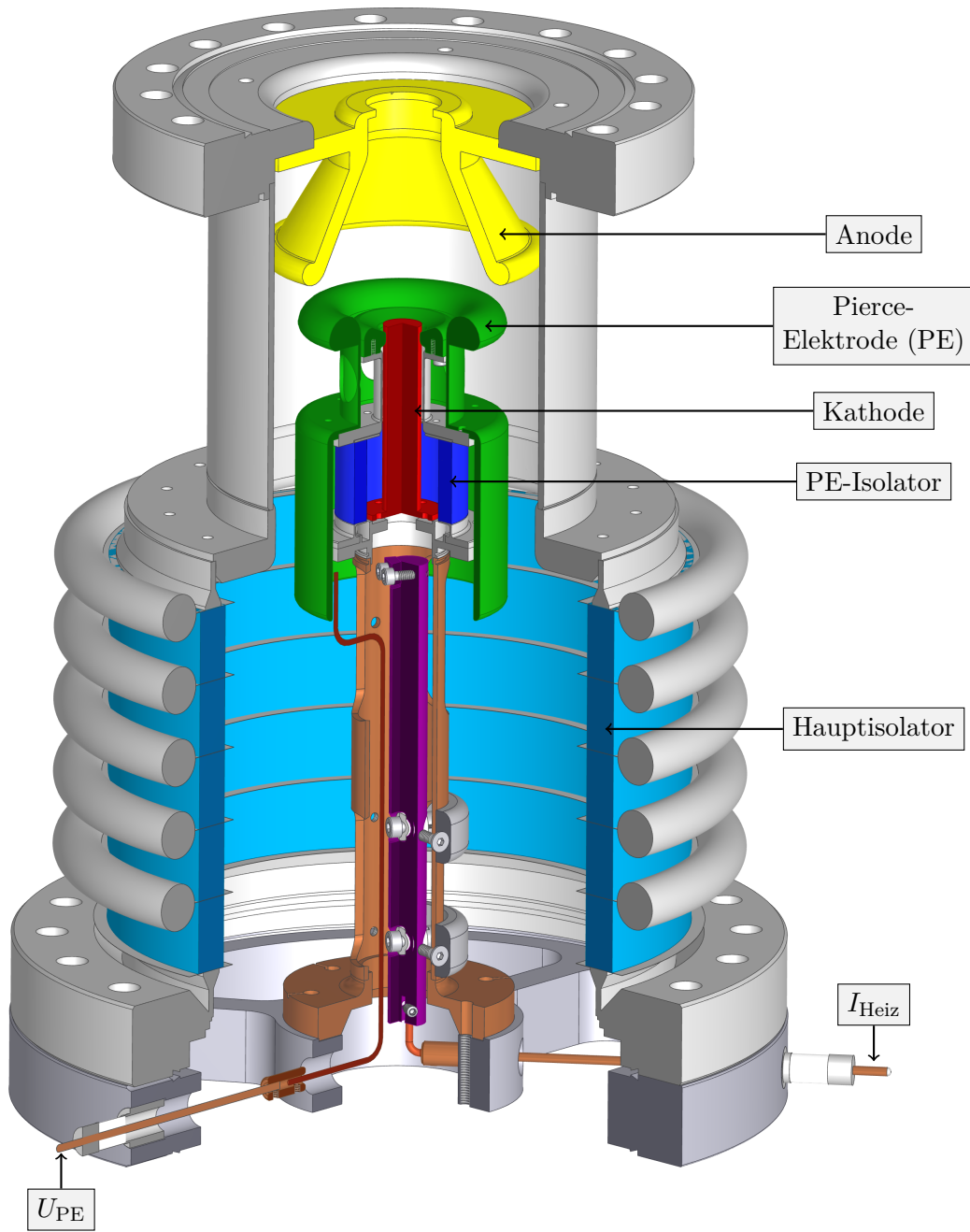


Abbildung 3.5: CAD-Modell der Elektronenquelle (Dreiviertelschnitt).

### 3 Experimenteller Aufbau

- Durch Anlegen einer betragsmäßig höheren negativen Spannung kann der Strahlstrom bis auf Null abgesenkt werden, was eine langsame Inbetriebnahme, eine schnelle Abschaltung sowie gepulsten Betrieb ermöglicht.
- Wird zusätzlich zu der jeweiligen Gleichspannung noch eine Wechselspannung angelegt, verhält sich der Strahlstrom entsprechend dazu zeitabhängig, was die Anwendung von Messverfahren erlaubt, die nur empfindlich auf zeitliche Änderungen sind. Dazu gehört der hier eingesetzte Strahllagemonitor (BPM), der in Kapitel 3.1.6 beschrieben ist.

Die PE besteht in dieser Quelle aus zwei konzentrisch angeordneten Teilen, die über einen keramischen Isolator an der Kathodenhalterung befestigt sind, sich in der Nähe der Kathode aber nicht berühren. Durch diese Aufteilung soll erreicht werden, dass die von der Kathode abgestrahlte Wärme nur von dem inneren Ring aufgenommen wird [53]; der sich dadurch ergebende Vorteil ist nicht bekannt.

Es ist zu beachten, dass die PE sowohl gegenüber der Kathode als auch gegenüber der Anode bzw. dem Strahlrohr eine parasitäre Kapazität besitzt, wodurch ein hier vorhandenes Wechselspannungssignal auf die Strahlrohrseite übertragen werden kann. Das gilt sowohl für eine mit Absicht angelegte Modulationsspannung als auch für hochfrequente Störungen aus den beteiligten Netzgeräten und anderen Quellen. Da sich das nicht prinzipiell vermeiden lässt, werden für eine störungsarme Messung strahlrohrseitig alle Ströme mit RC-Stromteilern gefiltert, um einen hochfrequenten Wechselstromfluss durch die Strommessgeräte zu unterdrücken.

Gegenüber dem Aufbau aus Kathode und PE befindet sich die trichterförmige Anode, die leitend mit der Vakuumkammer verbunden ist. Durch Anlegen einer Spannung gemäß Gl. 2.9 wird der Elektronenstrom aus der kreisförmigen Öffnung extrahiert. Die Perveanz ist dabei bestimmt durch den Wert von  $U_{PE}$ . Gemäß vom TSL durchgeführten Simulationen [55] ist die Energieverteilung im Strahl optimal für  $U_{PE} = -0,38$  kV bei einer Extraktionsspannung von  $U_{Kath} = -26$  kV und einem Strom von  $I = 1$  A. Das entspricht einer Perveanz von

$$P = 2,4 \cdot 10^{-7} \text{ A V}^{-3/2}. \quad (3.1)$$

Bei Veränderung der Stromstärke werden dieselben Elektronenbahnen beibehalten, wenn das Verhältnis  $\frac{U_{Kath}}{U_{PE}}$  konstant gehalten wird. Elektronenoptische Elemente, die empfindlich auf die Austrittsenergie des Strahls sind (z.B. der Wien-Filter, siehe Kapitel 3.1.3), müssen dann entsprechend mitgeändert werden; auch ändern sich die Bahnen der Sekundärelektronen. In diesem Testaufbau wird der Strahlstrom daher hauptsächlich bei festem  $U_{Kath}$  über  $U_{PE}$  eingestellt und die Änderung der Energieverteilung in Kauf genommen.

Im Gegensatz zum Originaldesign ist bei dieser Quelle die Kathodenhalterung nicht auf einem CF-Blindflansch montiert, sondern auf einem Durchgangsflansch mit Stegen, damit von der Rückseite ohne großen Verlust von Saugleistung gepumpt werden kann. Da sich in der Quelle gleichzeitig das höchste Magnetfeld und

das höchste elektrische Feld befinden, ist dieser Bereich anfällig für Entladungsprobleme, weshalb hier auf die Vakuumbedingungen Wert gelegt wird (siehe Kapitel 3.1.8 und 4.3.2).

### 3.1.3 Wien-Filter

Wie in Kapitel 2.3.4 erklärt wurde, lässt sich ein Wien-Filter verwenden, um ohne Beeinflussung des Primärstrahls einen sich in entgegengesetzter Richtung bewegendem Strahl von Sekundärelektronen aufzufangen. Hierzu wurde in einer Masterarbeit ein auf diesen Teststand angepasster Wien-Filter entworfen und aufgebaut [27]. Es ist zu beachten, dass aus historischen Gründen in den folgenden Zeichnungen und Simulationen das Koordinatensystem gegenüber Kapitel 2.3.4 um  $90^\circ$  gedreht ist, d.h. das  $E$ -Feld steht in  $y$ -Richtung. Ein CAD-Modell der Komponente ist in Abb. 3.6 dargestellt. Gegenüber der Originalkonstruktion besitzt die aktuelle Version eine doppelte Auffangplatte, um aufgefangene Elektronen nach Bewegungsrichtung unterscheiden zu können. Da im jetzigen Aufbau der Wien-Filter unmittelbar an die Quelle anschließt, ist die untere Auffangplatte hier ohne Nutzen. Die untere Platte ist direkt an der Vakuumkammer befestigt, die obere mit Keramikbuchsen davon isoliert und der Kontakt über eine BNC-Durchführung aus dem Gehäuse geführt. Die Platten haben bis auf die Aussparung für die BNC-Durchführung eine symmetrische Form, um die elektrischen Feldlinien, die von den Feldplatten zur Auffangplatte führen, nicht richtungsabhängig zu verzerren.

Das Originalgehäuse des Wien-Filters, das bis auf die geänderte Auffangplatte unverändert beibehalten wurde, hat einige nicht offensichtliche Eigenschaften, die im Hinblick auf eine Weiternutzung/-entwicklung erwähnt werden sollen:

- Aus Platzgründen sind die Spannungsdurchführungen invertiert konstruiert, d.h. sie sind in solcher Weise in ihren Flansch eingeschweißt, dass die Keramik, deren Länge die Spannungsfestigkeit festlegt, sich im Vakuum befindet. Dadurch ist die Spannungsfestigkeit der Durchführungen gegenüber der üblichen Variante um einen Faktor von mindestens 3 verbessert [46], allerdings nur dann, wenn der atmosphärenseitig herausstehende Draht geeignet gegen die Umgebung isoliert wird. Da außerdem die Lötstelle mehrere cm von dem hierfür vorgesehenen Kunststoffstecker entfernt ist, kann unsachgemäße Handhabung des angeschlossenen Kabels eine schädliche Belastung und ggf. Zerstörung der Durchführung hervorrufen.
- Der Kontakt zwischen Stromdurchführung und Feldplatte wird durch Kompression einer Druckfeder erreicht, die locker in einem mit der Feldplatte verschweißten Rohr liegt. Bei Ausbau der Durchführungen ist ggf. ein Herabfallen der Feder zu verhindern. Im Übrigen gibt es fertigungsbedingt auf beiden Seiten einen Winkelfehler zwischen dem Rohr und der Achse der Stromdurchführung. Wegen der sich daraus ergebenden Querkraft auf die Durchführungen sind diese bruchgefährdet.

### 3 Experimenteller Aufbau

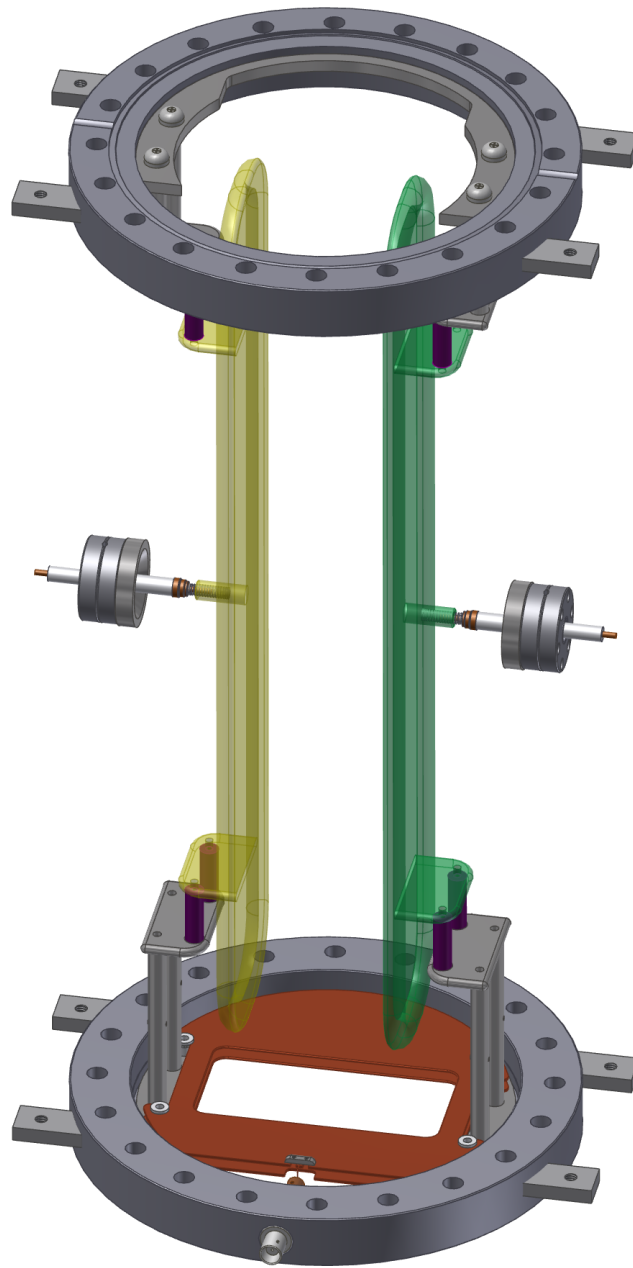


Abbildung 3.6: CAD-Modell des aktuellen Wien-Filters. Das CF150-Vakuumrohr ist ausgeblendet. Grün und gelb: Feldplatten. Violett: Stützisolatoren für Feldplatten. Kupfer: Auffangplatten. Die obere Auffangplatte ist an der BNC-Durchführung angeschlossen, die untere mit dem Gehäuse verbunden.

- Abweichend von der CF-Norm haben die beiden CF16-Flansche für die Stromdurchführungen M5-Gewinde (sonst M4). Ersatzstromdurchführungen müssen daher mit entsprechend vergrößerten Durchgangsbohrungen versehen werden.

Als das wesentliche Problem dieser Konstruktion wurde die unvollkommene Übereinstimmung der Feldverläufe von  $E$  und  $B$  festgestellt [27]. Durch die unterschiedliche räumliche Größe der Feldplatten und der Spulen sind die Flankensteilheit und Plateaubreite von  $B(z)$  und  $E(z)$  verschieden, sodass—abgesehen von wenigen ausgezeichneten Orten—das Kräftegleichgewicht (Gleichung 2.15) nicht gegeben ist und auch durch eine andere Einstellung der Feldstärken nicht an allen Orten erreicht werden kann (grafisch dargestellt in Abb. 3.10, „alt“). Hierdurch erzeugt der Wien-Filter eine unerwünschte Transversalkraft auf den Primärstrahl, die proportional zur eingestellten Feldstärke ist. Auch wenn die Felder so gewählt werden können, dass das Integral dieser Kraft über die Länge des Wien-Filters verschwindet, findet insgesamt eine Beeinflussung des Strahls statt, weil das longitudinale Magnetfeld die transversale Geschwindigkeit in Zyklotronbewegung umwandelt, deren Geschwindigkeit im Allgemeinen eine andere Richtung hat als die verursachende Kraft, sodass entgegengesetzte Kräfte, die an unterschiedlichen Orten wirken, sich nicht kompensieren. Ohne longitudinales Magnetfeld wäre die Beeinflussung allerdings noch stärker, weil der Strahl beim Eintritt in den Wien-Filter einen räumlichen Versatz in  $E$ -Richtung erhielte. Damit wären sowohl eine kontinuierliche Änderung der Strahlenergie als auch eine Bewegung abseits der Achse verbunden. Ausführliche Simulationen dieser Sachverhalte finden sich in [27].

Zur Optimierung der Übereinstimmung zwischen  $E(z)$  und  $B(z)$  kann entweder die Form der Platten oder die der Spulen verändert werden. Während es bei der Wahl der Plattengeometrie möglich ist, durch Hinzufügen einer Krümmung oder eines Absatzes den Feldverlauf sehr frei zu beeinflussen, sind sowohl die Fertigung als auch der Austausch der Platten aufwendig. Im Interesse einer einfachen und im Nachhinein revidierbaren Modifikation wurde stattdessen das Spulenpaar neu angefertigt. Dabei ist es durch Änderung des Befestigungsmechanismus gleichzeitig möglich, das Problem zu beseitigen, dass bedingt durch Ungenauigkeiten bei der Fertigung der Vakuumkammer die Symmetrieebenen der Spulen in einem unbekanntem Winkel zu denen der Feldplatten stehen. Unter der Annahme, dass dieser Winkel klein ist, bleibt die Feldkomponente in der vorgesehenen Richtung davon in erster Ordnung unbeeinflusst ( $\cos(\phi) = 1 - \mathcal{O}(\phi^2)$  [10]), es ergibt sich aber eine zusätzliche Feldkomponente in der dazu senkrechten Richtung ( $\sin(\phi) = \phi + \mathcal{O}(\phi^3)$ ), wodurch eine Ablenkung des Strahlschwerpunkts entsteht, die in erster Ordnung proportional zum Verdrehwinkel ist und mit einer anderen Einstellung der Feldstärken nicht kompensiert werden kann. Dieser Sachverhalt ist mit einer Particle-Tracking-Simulation für die vorliegenden Bedingungen überprüft worden, um abzuschätzen, wie groß der zu korrigierende Fehler sein kann; das Ergebnis ist in Abb. 3.7 und 3.8 grafisch dargestellt (berechnet für die neuen Spulen, Details siehe unten). Messungen mit dem unveränderten Aufbau haben gezeigt, dass im BPM ( $z = 800$  mm)

### 3 Experimenteller Aufbau

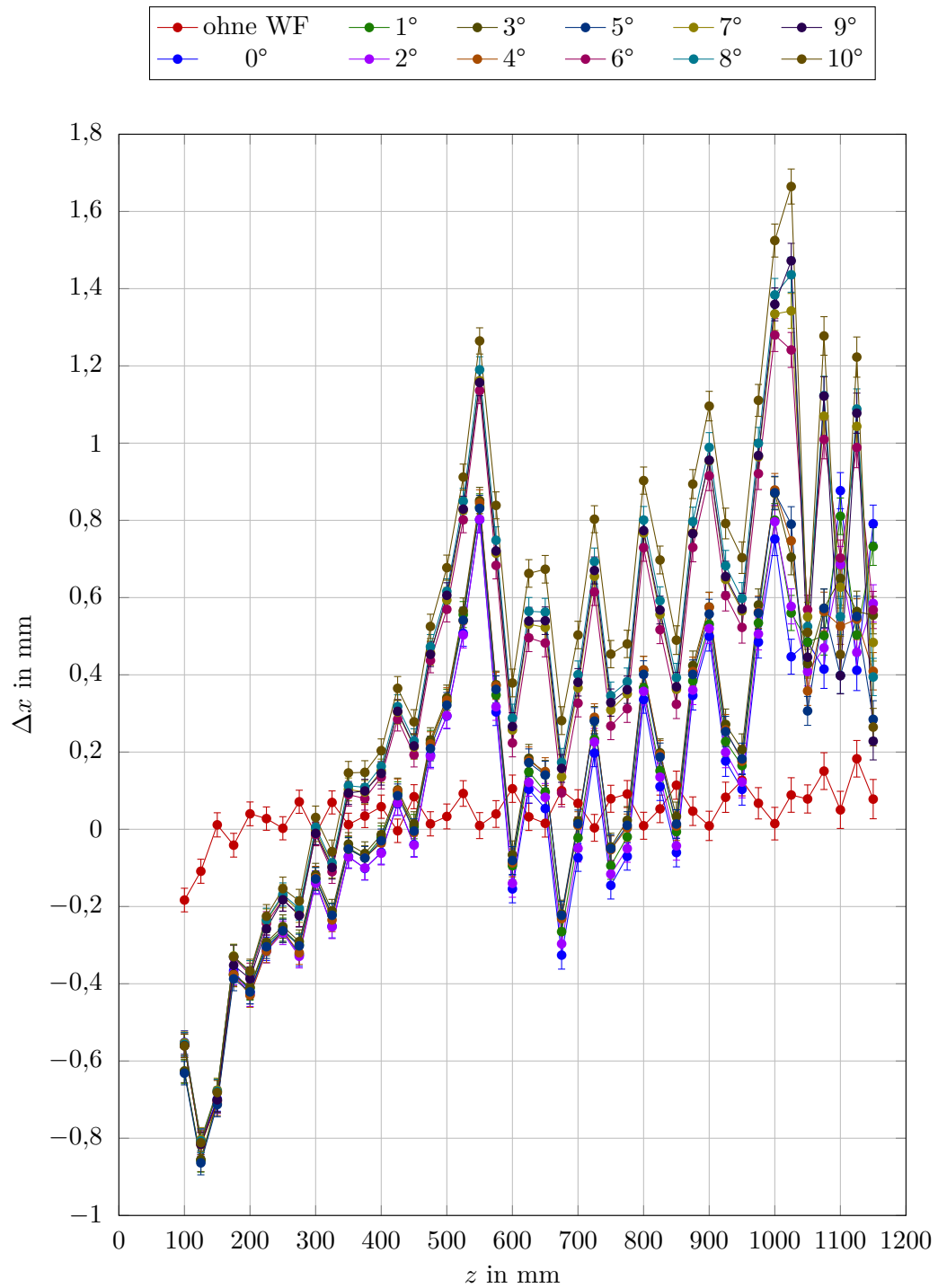


Abbildung 3.7: Einfluss einer Verdrehung der WF-Spulen um die  $z$ -Achse auf den Strahlschwerpunkt ( $x$ -Komponente). Die Liniensegmente zwischen den Punkten dienen nur der Veranschaulichung.  $U_{\text{Kath}} = -17$  kV.

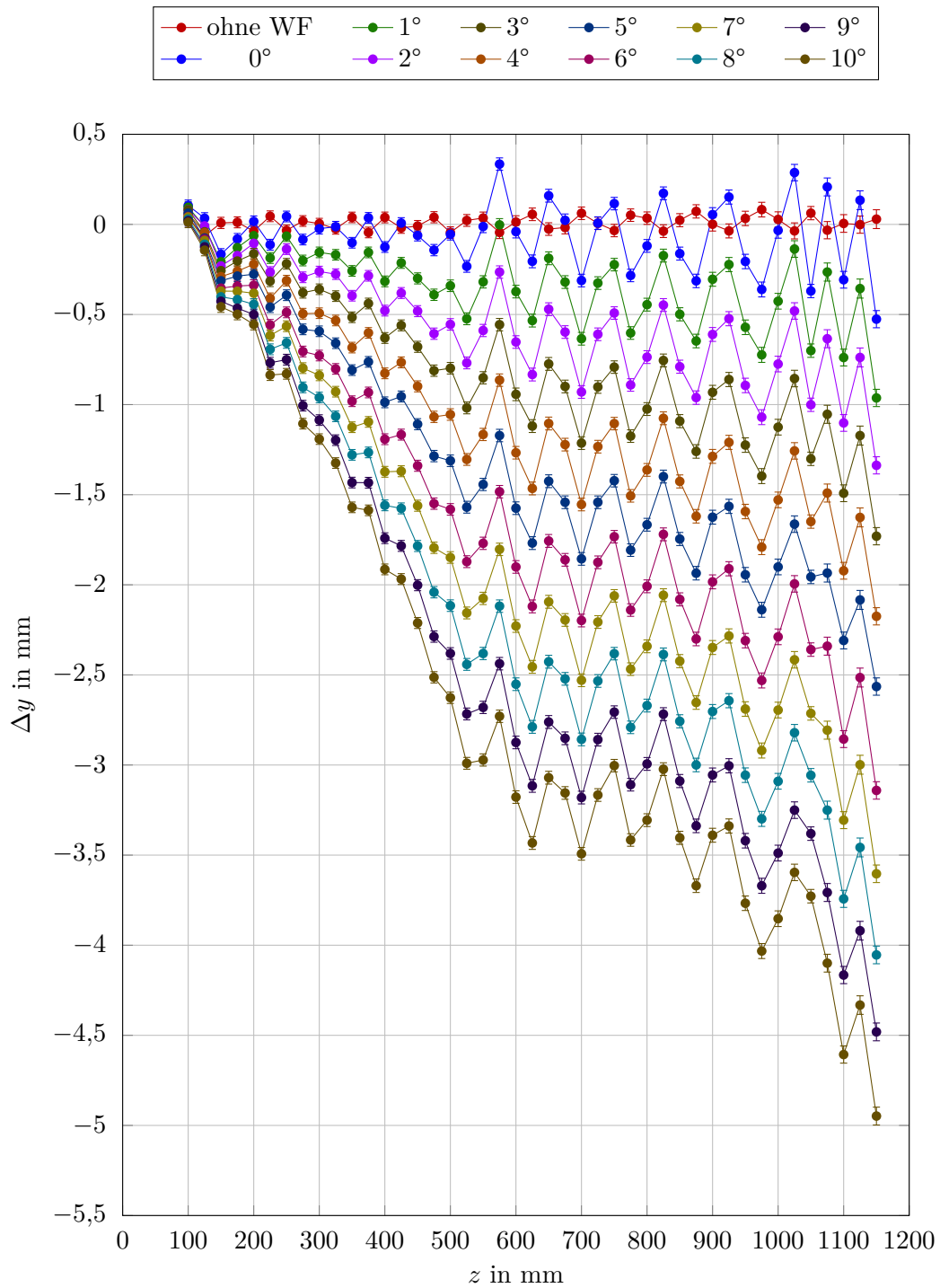


Abbildung 3.8: Einfluss einer Verdrehung der WF-Spulen um die  $z$ -Achse auf den Strahlschwerpunkt ( $y$ -Komponente).  $U_{\text{Kath}} = -17$  kV.

### 3 Experimenteller Aufbau

die Ortsablage abhängig von Strahlstrom und Magnetfeldern in der Größenordnung von 3 mm liegt. Im Vergleich mit Abb. 3.8 wurde als Konsequenz daraus für die neu konstruierten Spulen eine Verdrehmöglichkeit des gesamten Spulenpakets um  $\pm 10^\circ$  realisiert.

Unter Berücksichtigung der Platzverhältnisse im WF-Solenoid und um die Vakuumkammer herum kann die grundsätzliche Form und Größe der Spulen nicht geändert werden. Die Verbesserung der Feldgeometrie wird dadurch erreicht, dass auf jeder Seite eine zusätzliche Spule angebracht ist, die in  $z$ -Richtung kürzer als die ursprüngliche Spule ist und umgekehrt bestromt wird (siehe Abb. 3.9). Bei geeigneter Wahl der Windungszahlen kann diese Spule in der Umgebung des Feldmaximums den Anstieg kompensieren und so das Plateau verbreitern. Dafür muss zur Beibehaltung der Maximalfeldstärke die Gesamtbestromung steigen, was die Flankensteilheit erhöht, die Übereinstimmung im äußeren Randbereich aber verschlechtert.

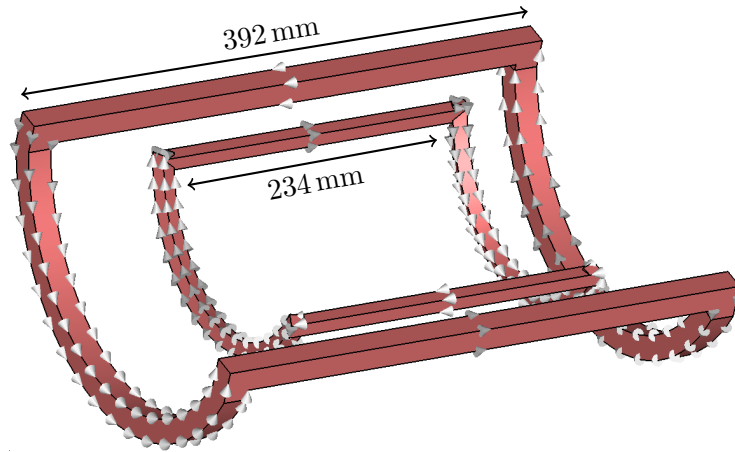


Abbildung 3.9: CST-Modell der modifizierten WF-Spule (nur eine Hälfte). Da der Befestigungsmechanismus der Wickelkörper von dem des alten Spulenpaars abweicht, wurden alle Spulen neu gefertigt. Die Pfeile entlang des Spulenkörpers zeigen die Stromrichtung an. Die Maße gelten jeweils für den Abstand der Außenkanten.

Um das optimale Windungszahlverhältnis festzustellen, wurden das  $E$ -Feld der Platten und die  $B$ -Felder der inneren und der äußeren Spule einzeln für einen gegebenen Strom in CST simuliert. Bei der gewählten Länge der inneren Spule von 234 mm wurde durch numerische Minimierung von

$$\Delta = \int |E - \alpha_1 B_{\text{innen}} - \alpha_2 B_{\text{außen}}| dz \quad (3.2)$$

ein optimales Windungsverhältnis  $\frac{\alpha_1}{\alpha_2} = \frac{22}{86}$  bestimmt. Die 86 im Nenner entspricht der Windungszahl der alten Spule, deren technische Realisierbarkeit bekannt ist.

Der Feldverlauf der alten und neuen Spule verglichen mit dem  $E$ -Feld ist in Abb. 3.10 („neu“) grafisch dargestellt. Eine Simulation des Strahlschwerpunkts mit alter und neuer Spule zeigt, dass die unerwünschte Verschiebung auf ein vernachlässigbares Maß reduziert wird. Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abb. 3.11 grafisch dargestellt.

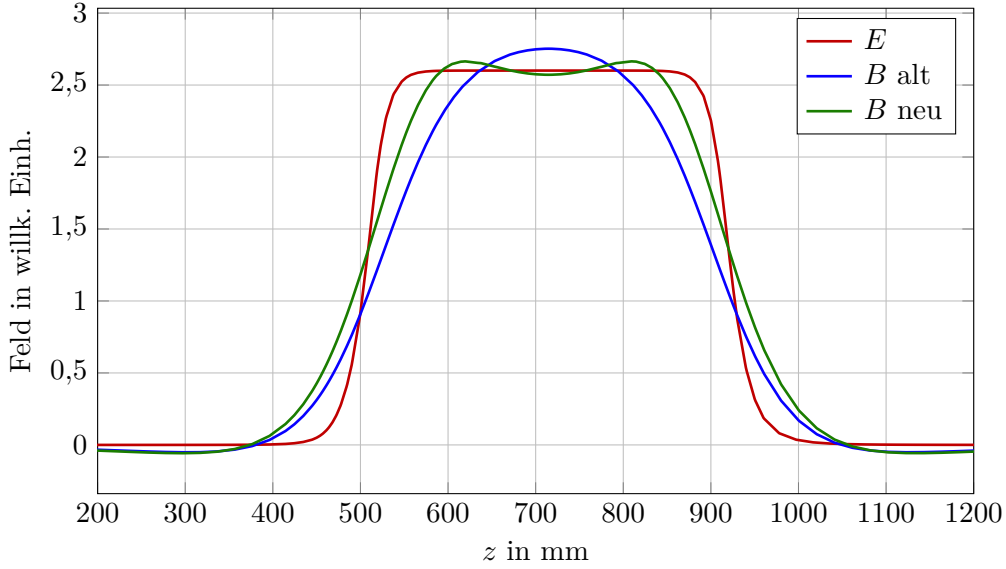


Abbildung 3.10: CST-Simulation von  $E$  und  $B$  im Wien-Filter mit altem und neuem Spulenpaar. Der Faktor  $\alpha$  zwischen den Feldern ist so gewählt, dass  $\int |E - \alpha B| dz$  minimal ist.

Während der natürliche Parametersatz des Wien-Filters  $U_{\text{WF}+/-}$  und  $I_{\text{MagWF}}$  ist, ist es aus der Sicht eines sinnvoll handhabbaren Experiments günstiger, eine dieser Größen in Abhängigkeit der anderen automatisch einzustellen. Für einen Betrieb mit möglichst wenig Beeinflussung des Primärstrahls müssen die Feldstärken gemäß Gleichung 2.15 gewählt werden. Der Zusammenhang zwischen den real einstellbaren elektrischen Größen und den Feldern auf der Achse wird zusammengefasst in einem Faktor  $k$ , der unabhängig von der Beschleunigungsspannung sein soll. Wenn  $I_{\text{MagWF}}$  die variable Größe ist, folgt mit  $E_x \propto U_{\text{WF}+/-}$  und  $B_y \propto I_{\text{MagWF}}$  für die Plattenspannung:

$$U_{\text{WF}+/-} = k\beta I_{\text{MagWF}} \quad \text{mit} \quad \beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad \text{und} \quad \gamma = 1 + \frac{e|U_{\text{Kath}}|}{m_e c^2}. \quad (3.3)$$

Diese Beziehung wird von der IOC des Steuersystems selbständig sichergestellt (siehe Kapitel 3.4). Der Faktor  $k$  wird experimentell bestimmt durch möglichst achsennahe Einstellung der Strahlposition mittels BPM.

### 3 Experimenteller Aufbau

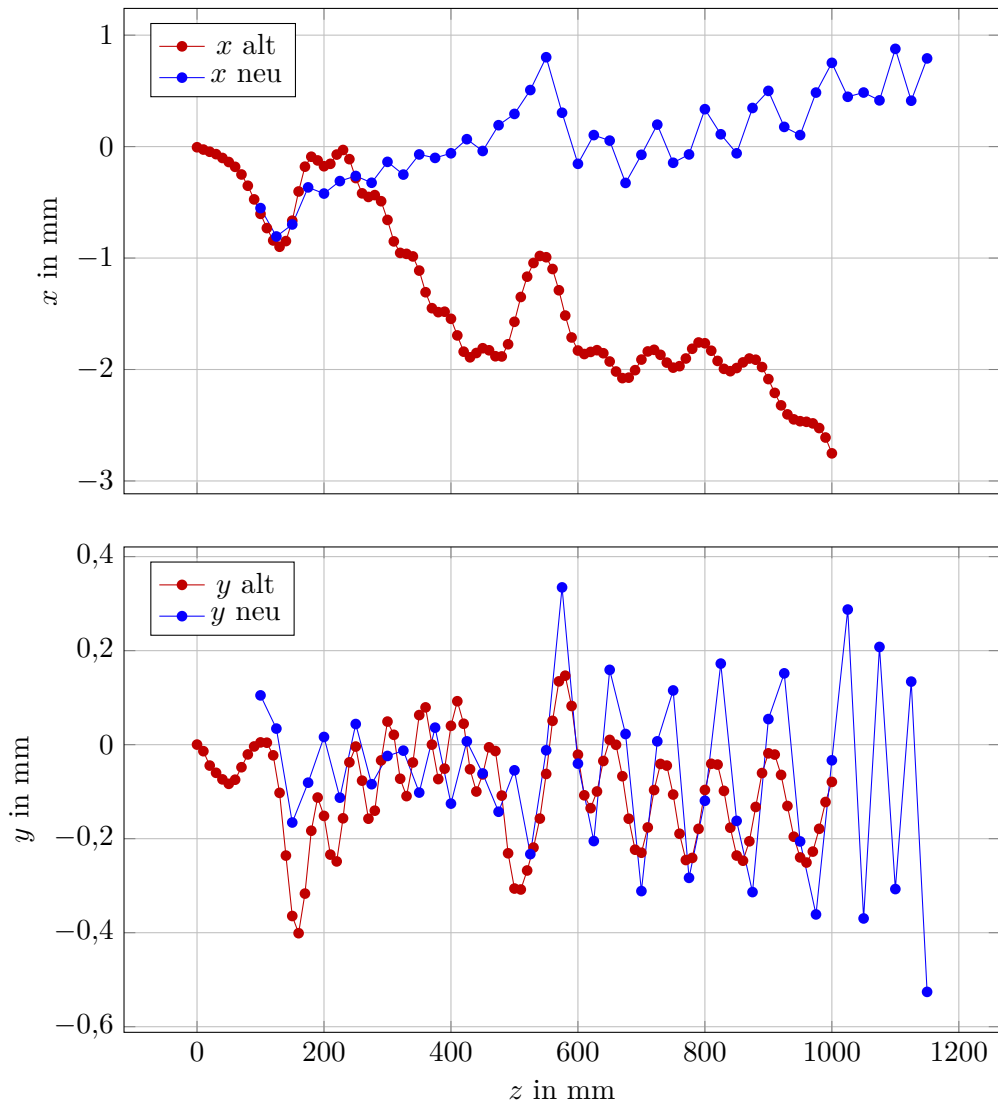


Abbildung 3.11: CST-Simulation des Strahlschwerpunkts bei altem und neuem Spulenpaar. Die Optimierung reduziert die Ablage in  $x$ -Richtung auf unter 1 mm. Die Liniensegmente zwischen den Punkte dienen nur der Veranschaulichung des Verlaufs.

## 3.1.4 Kollektor

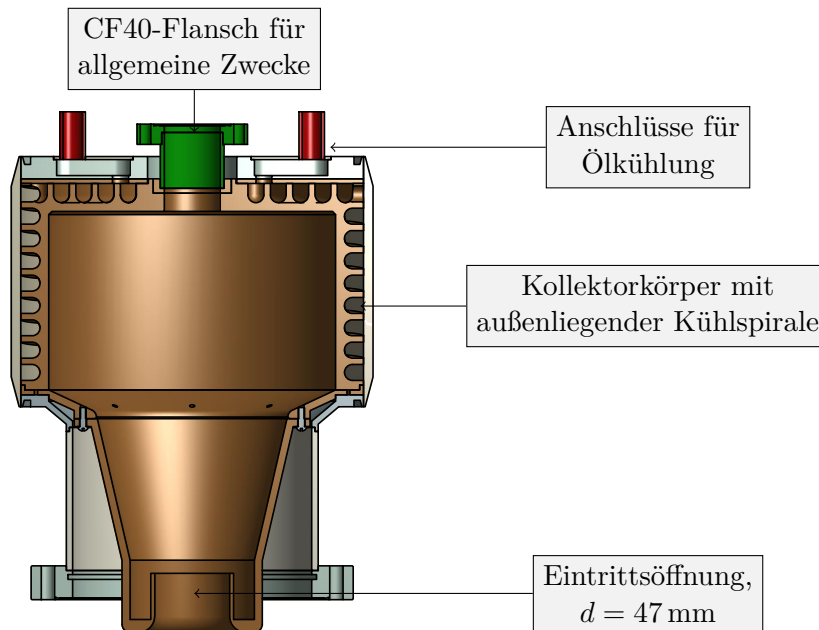


Abbildung 3.12: CAD-Modell des Kollektors im Halbschnitt.

Der verwendete Kollektor ist eine Leihgabe vom FZ Jülich und ist identisch zu dem, der im COSY-Kühler verwendet wird [12]. Ein CAD-Modell davon ist in Abb. 3.12 dargestellt. Er besteht aus einem äußerlich ölkühlten Kupferkörper, der dicht in ein Edelstahlgehäuse eingefügt ist. Die Details des Kühlsystems sind in Kap. 3.3.1 beschrieben.

Die Kollektorapertur wird definiert durch einen Kupfertrichter, der mit dem eigentlichen Kollektorkörper vakuumseitig verschraubt ist. Durch diese Geometrie wird erreicht, dass der Strahldurchmesser des Primärstrahls langsam wachsen kann entsprechend dem abfallenden Solenoidfeld, während Sekundärelektronen, die an den Wänden erzeugt werden, keine direkte Sichtlinie zur Eintrittsöffnung haben. Es ist allerdings möglich, dass Elektronen, die sich auf der Symmetrieachse geradeaus bewegen, trotz des abfallenden Solenoidfelds auf dieser Achse bleiben und zum CF40-Flansch gelangen. Dieser Anteil sollte möglichst klein gehalten werden, weil er eine thermische Belastung ungekühlter Flächen hervorruft und Sekundärelektronen erzeugt, die auf direktem Weg durch die Eintrittsöffnung gelangen können. Es gibt grundsätzlich mehrere Ansätze, um dieses Problem zu vermeiden [12, 47]:

- Einbringen einer konvexen oder konischen Elektrode auf Kathodenpotential, die achsennahe Elektronen einer transversal gerichteten repulsiven Kraft aussetzt.

### 3 Experimenteller Aufbau

- Erzeugen eines entgegengesetzt zum longitudinalen Magnetfeld der Strahlführung gerichteten Magnetfelds, um eine größere Aufweitung des Strahls zu erreichen.
- Erzeugen eines zusätzlichen transversalen Magnetfelds, um alle Primärteilchen abzulenken, sodass es keine Bahnen gibt, die auf der Symmetrieachse verlaufen.

Der dritte Punkt bekämpft das Problem an der Ursache und ist damit sehr effektiv. Abgesehen davon, dass der Entstehungsort der Sekundärelektronen durch so ein Feld günstig an der Kollektorwand gewählt werden kann, wird durch die gekrümmte Flugbahn dieser Elektronen auch der Anteil, der die Eintrittsöffnung verlassen kann, reduziert (analytische Berechnungen dazu in [55]). Diese Lösung hat allerdings den Nachteil, dass durch die Vorzugsrichtung der Ablenkung die Verteilung der thermischen Belastung auf der Kollektorwand nicht mehr homogen ist. Für den Kollektor des COSY-Kühlers, der für eine Dissipation von 15 kW ausgelegt ist, wurde sich daher gegen ein transversales Magnetfeld entschieden [12]. Dem steht allerdings der Vorteil gegenüber, dass sich ein durch Spulen erzeugtes Magnetfeld ohne wochenlange Umbauten in Größe und Form verändern lässt, weshalb das für diesen Teststand zunächst die bevorzugte Wahl ist. Wenn höhere Leistungen angestrebt werden und dadurch eine zu ungleichmäßige Temperaturverteilung zu erwarten ist, kann auf eine andere Lösung übergegangen werden.

Abstand der Spulen (Mittlebenen)	313 mm
Innendurchmesser	200 mm
Außendurchmesser	260 mm
Länge	27 mm
Windungszahl	200
Nomineller Strom $I_{\text{MagKol}}$	4 A
Ohmscher Widerstand $R$	1,1 $\Omega$

Tabelle 3.3: Parameter der Kollektor-Ablenkspulen. Die Werte beziehen sich auf eine einzelne Spule.

Zur Erzeugung eines transversalen Magnetfelds werden zwei Luftspulen eingesetzt, die auf zwei gegenüberliegenden Seiten des Kollektors montiert sind. Damit die Spulen von einem Netzgerät mit erdnahem Massepotential bestromt werden können, sind sie in einem Abstand von je 30 mm zum Kollektorgehäuse angebracht und mit einer Kunststoffblende versehen. Die Parameter der Spulen sind in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Die sich durch die Überlagerung von longitudinalem und transversalem Feld ergebenden magnetischen Feldlinien sind in Abb. 3.13 (links) grafisch dargestellt. Zwar erzeugt das Spulenpaar ein Randfeld, das schon vor dem Eintritt des Strahls in den Kollektorkörper einen ablenkenden Einfluss hat und den effektiven Strahldurchmesser unerwünscht vergrößert, dieser Einfluss wird aber durch das Eisenjoch

des Solenoids vermindert. Eine Particle-Tracking-Simulation mit CST zeigt, dass bei geeigneter Wahl der Feldstärken der Primärstrahl vollständig an die Wand abgelenkt werden kann, ohne die Transmission zu gefährden. Dies ist in Abb. 3.13 (rechts) grafisch dargestellt. Wenn ein höheres Ablenkkfeld gewünscht wird, um den Sekundärstrom weiter zu verringern, wird die unerwünschte Ablenkung im Randfeld entsprechend steigen; zur Vermeidung von Transmissionsverlusten kann es dann nötig sein, die Feldgeometrie mit Eisen zu verbessern.

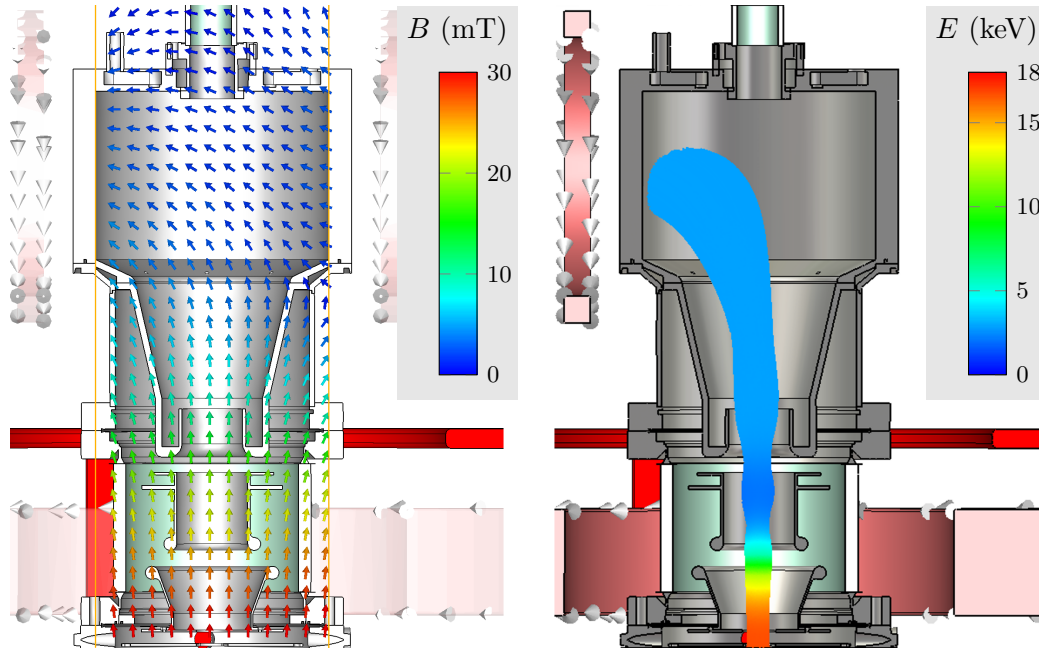


Abbildung 3.13: CST-Simulation des Kollektormagnetfelds (links) und der Strahltrajektorie (rechts) auf der Schnittebene bei  $y = 0$  mit Ablenkspulenpaar (MagKol). Rot: Eisenjoch.  $I_{\text{MagKol}} = 4 \text{ A}$ ,  $I_{\text{SolKol}} = 40 \text{ A}$ .

Um sicherzustellen, dass bei unerkanntem Ausfall der Ölkühlung (siehe Kapitel 3.3.1) der Kollektor nicht überhitzt, wird die Außentemperatur des Kollektorgehäuses mit der Schaltung SAuVIGNON<sup>1</sup> kontinuierlich gemessen. Hierin wird ein anschraubbares Thermoelement (TC) Typ K verwendet, dessen Messwert von einem darauf kalibrierten Thermoelementverstärker mit integrierter Kaltstellenkompensation (CJC) ausgewertet wird. Die so erhaltene Spannung von  $5 \text{ mV K}^{-1}$  bezogen auf  $0^\circ \text{C}$  wird von einem Analog-Digital-Wandler (ADC) mit einer Referenzspannung von  $2,5 \text{ V}$  verglichen und digital an einen Mikrocontroller ( $\mu\text{C}$ ) ausgegeben. Dieser schickt periodisch die Temperaturwerte an eine über Lichtwellenleiter (LWL) isolierte RS-232-Schnittstelle. Eine Seite des Verstärkereingangs ist hochohmig mit der Signalmasse verbunden, damit der Verstärker einen Leitungsdefekt erkennen kann. In diesem Fall wird Vollausschlag ausgegeben [3]. So besteht keine Gefahr, dass

<sup>1</sup>Schaltung zur Aufnahme veränderlicher, isoliert gesendeter Nutzdaten ohne Netzspannung

### 3 Experimenteller Aufbau

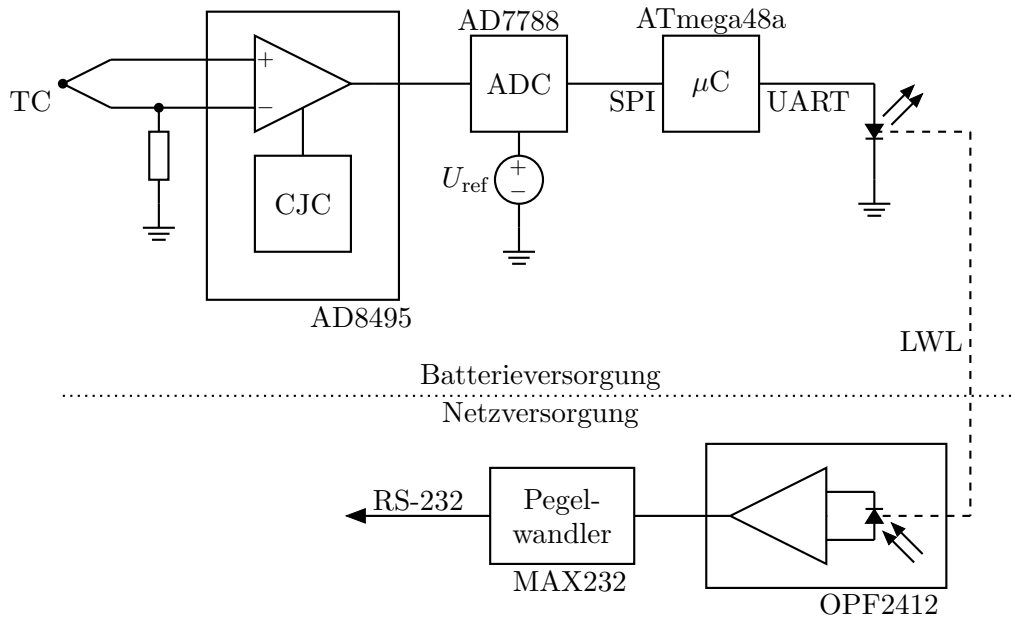


Abbildung 3.14: Schematische Darstellung der Schaltung zur Temperaturmessung.

durch einen Defekt in der Temperaturmessung eine drohende Überhitzung unerkannt bleibt. Da auf Kollektorpotential keine Versorgungsspannung zur Verfügung steht, ist der kollektorseitige Teil der Schaltung batteriebetrieben. Die Batterien werden in ca. 3 Wochen entladen, hauptsächlich durch den Ruhestrom der verwendeten Referenzspannungsquelle. Das kann ggf. durch Einsatz einer Referenz mit niedrigerem Ruhestrom verbessert werden. Die wesentlichen Teile der Schaltung sind in Abb. 3.14 dargestellt.

#### 3.1.5 Abbremsungsoptik

Vor dem Eintritt in den Kollektor durchläuft der Primärstrahl ein System von Elektroden mit unterschiedlichen Funktionen. Ein CAD-Modell dieses Bereichs ist in Abb. 3.15 dargestellt. An dem Durchgangsflansch unmittelbar unterhalb des Isolators befindet sich zunächst eine Blende mit einem kreisförmigen Loch mit 25 mm Durchmesser. Diese Blende besteht aus vier voneinander und vom Flansch isolierten Kreissegmenten, die jeweils mit einer BNC-Durchführung verbunden sind. Die Aufgabe dieser Blende („Scrapper“) besteht darin, im Fall eines zu breiten oder außermittigen Primärstrahls den unvermeidlichen Transmissionsverlust in ortsaufgelöster Weise gezielt herbeizuführen. Es kann dadurch davon ausgegangen werden, dass die unmittelbar darüber liegende, mit der Abbremsungselektrode (AE) verbundene Blende nicht von Primärelektronen getroffen wird.

Die AE-Blende dient dazu, den räumlich sehr breiten Sekundärstrahl zu kollimieren, indem der Anteil außerhalb der Öffnung abgeschält wird. Die Blende ist mit

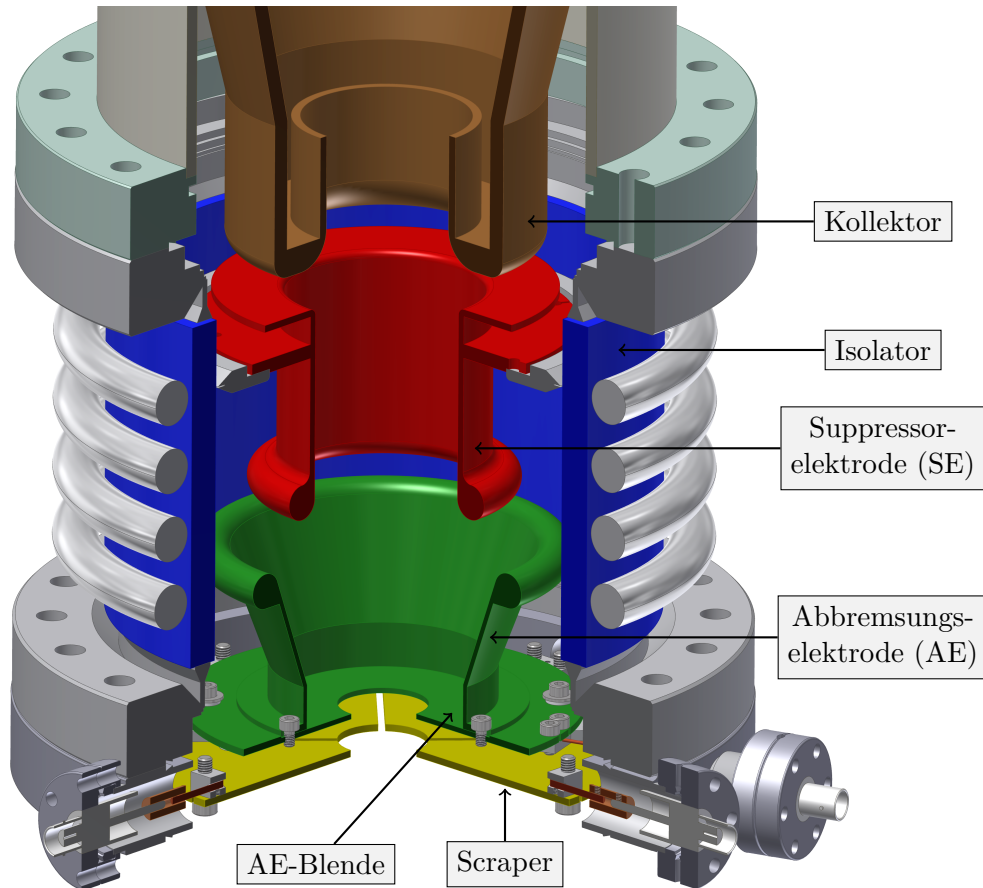


Abbildung 3.15: CAD-Modell der Abbremsungsoptik (Dreiviertelschnitt).

Keramikkbuchsen isoliert; durch eine fünfte, ebenfalls am Durchgangsflansch angebrachte BNC-Durchführung kann dieser Strom gemessen werden. Da beide Blenden denselben Öffnungsdurchmesser haben, kann nach einer einfachen Vorstellung die obere Blende nur von Sekundärelektronen und die untere nur von Primärelektronen erreicht werden. Es sind allerdings Sekundärelektronen mit großen Zyklotronradien denkbar, deren Trajektorien zufällig so verlaufen, dass sie zwar durch das Loch der AE-Blende gelangen, dann aber schief auf ein Segment des Scrapers fallen. Daher ist ein gewisser Anteil an Sekundärstrom auf dem Scraper zu erwarten. Simulationsergebnisse hierzu finden sich in Abb. 4.21 (Kapitel 4.4.1) und Tabelle 4.1 (Kapitel 4.4.3).

Das elektrische Feld zur Abbremsung der Primärelektronen besteht zwischen der auf Erdpotential liegenden AE und der darauffolgenden Elektrode mit negativem Potential. Die konische Form der AE hat den Zweck, dieses Feld so zu formen, dass möglichst wenig transversale Kräfte auf außermittige Teilchen ausgeübt werden. So wird eine unerwünschte Aufweitung des Strahls vor dem Kollektoreintritt klein

### 3 Experimenteller Aufbau

gehalten. Da in diesem Bereich das longitudinale Magnetfeld niedrig sein soll, um einen gleichmäßigen Übergang zum fast magnetfeldfreien Kollektor zu erhalten, kann abhängig vom Verhältnis zum Kathodenmagnetfeld der Strahldurchmesser groß gegenüber dem an der Kathode sein, wobei die Obergrenze durch die Apertur der AE-Blende mit einem Durchmesser von 25 mm gegeben ist. Bei Elektroden, deren Innendurchmesser in derselben Größenordnung liegt, sind starke Randfeldefekte zu erwarten. Daher wird der Innendurchmesser dieser Elektroden unter Berücksichtigung des vorhandenen Platzes und der äußeren Randfeldstärken so groß wie möglich gewählt. Die hervorstehenden Rundungen an den Enden der Elektroden dienen zur Verringerung der lokalen Oberflächenfelder, um Feldemission und Verzerrung des Entschleunigungsfelds zu vermeiden.

Zwischen der AE und dem Kollektor ist die Suppressorelektrode (SE) angebracht, die hinsichtlich der Formung des Entschleunigungsfelds das Gegenstück zur AE ist. Die SE kann mit einem Potential  $U_{SE}$  versehen werden, das noch niedriger als das des Kollektors ist. Teilchen mit voller Energie werden an diesem Potentialminimum leicht abgebremst und dann wieder beschleunigt, was auf die Transmission keinen Einfluss hat; hingegen können Teilchen aus dem Kollektor, deren Energie kleiner ist als  $U_{Kol} - U_{SE}$ , dieses Potentialminimum nicht überwinden und werden in den Kollektor reflektiert. Da das Energiespektrum der Sekundärelektronen einen großen Anteil bei sehr niedriger Energie hat (siehe Abb. 2.2), ist die SE in der Lage, den Gesamtsekundärstrom erheblich zu reduzieren. Im Übrigen ist die Breite des Energiespektrums der transmittierten Sekundärelektronen durch  $U_{SE}$  gegeben. Wenn  $U_{SE}$  viel kleiner gewählt werden kann als  $U_{Kol}$ , wird also nicht nur ein großer Anteil des Sekundärstroms unterdrückt, sondern der transmittierte Anteil hat auch eine gute Energieschärfe und lässt sich daher vom Wien-Filter auf wohldefinierte Weise ablenken. Es ist deshalb wünschenswert, ein möglichst tiefes Potentialminimum in der SE zu erzeugen, wobei durch die endliche Perveanz eine natürliche untere Grenze gegeben ist, unterhalb derer der Strahl durch die Raumladung reflektiert wird (siehe Gleichung 2.11). Ein tiefes Potentialminimum kann in der SE auf der Symmetrieachse nur dann erreicht werden, wenn die Länge der Elektrode in der gleichen Größenordnung wie ihr Innendurchmesser oder noch größer ist. Durch CST-Simulation des Potentialverlaufs für verschiedene Längen der SE kann ein guter Kompromiss zwischen Tiefe des Potentialminimums und Ausnutzung des gegebenen Platzes gefunden werden<sup>2</sup>.

Diese Ergebnisse sind in Abb. 3.16 grafisch dargestellt. Es ist zu erkennen, dass selbst bei einer Länge von 40 mm nur etwa die Hälfte der angelegten Spannung auf der Achse übrigbleibt. Es wurde eine Länge von 60 mm gewählt, was der höchste Wert ist, der sich mit den Platzverhältnissen im Isolator noch vereinbaren lässt; der benötigte Platz wird frei durch entsprechende Kürzung der AE gegenüber dem vorherigen Maß der TSL-Konstruktion. Die Simulation des resultierenden Poten-

---

<sup>2</sup>Der im Isolator verfügbare Platz ist für diesen Aufbau eine Randbedingung, weil der vorhandene Isolator weiter verwendet werden sollte. Es gibt ansonsten keine theoretische Beschränkung für diese Maße.

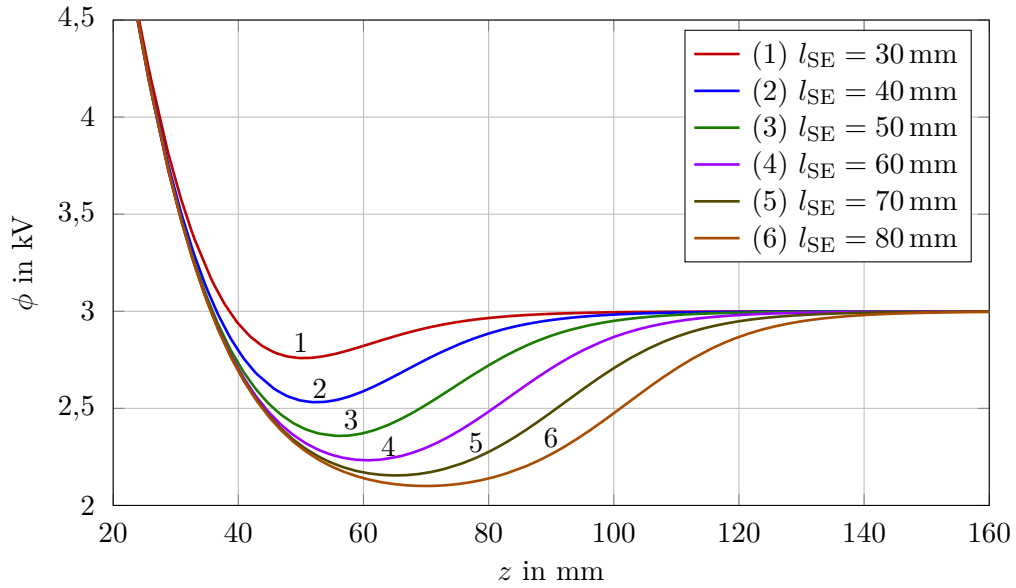


Abbildung 3.16: Verlauf des Potentials auf der Achse für verschiedene Suppressorlängen. Die Abbremsungselektrode ist hier bei  $z = 0$ , der Kollektoreintritt bei  $z = l_{SE} + 27$  mm, d.h. die Abstände zwischen den Elektroden bleiben konstant.  $U_0 = 17$  kV,  $U_{SE} = 2$  kV,  $U_{Kol} = 3$  kV.

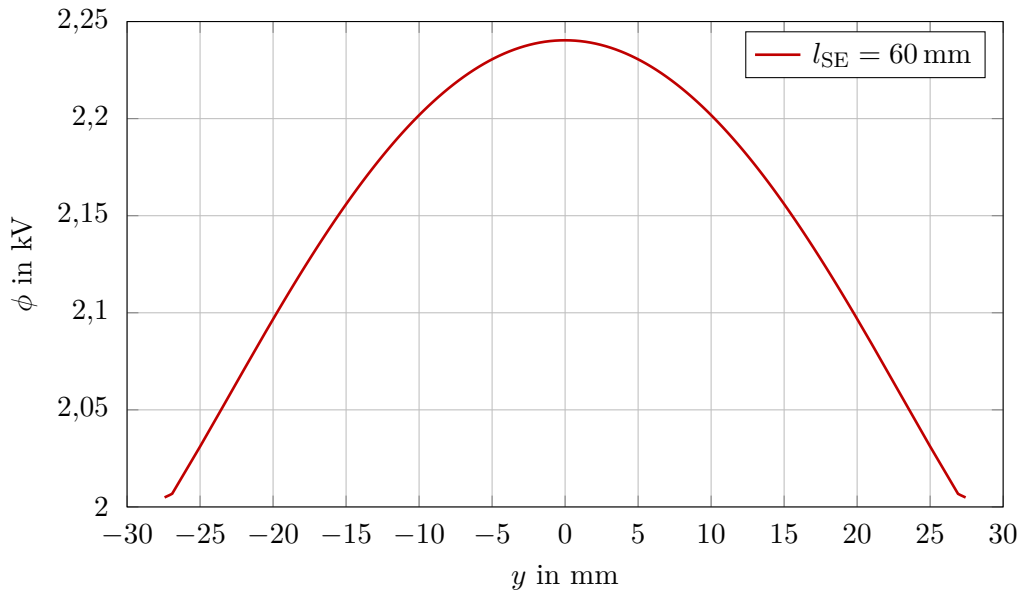


Abbildung 3.17: Transversaler Potentialverlauf in der Suppressorelektrode entlang der  $y$ -Achse bei  $x = 0$ ,  $z = 60$  mm (Minimum in  $z$ -Richtung). Die Oberfläche der Elektrode ist bei  $y = \pm 27,5$  mm.

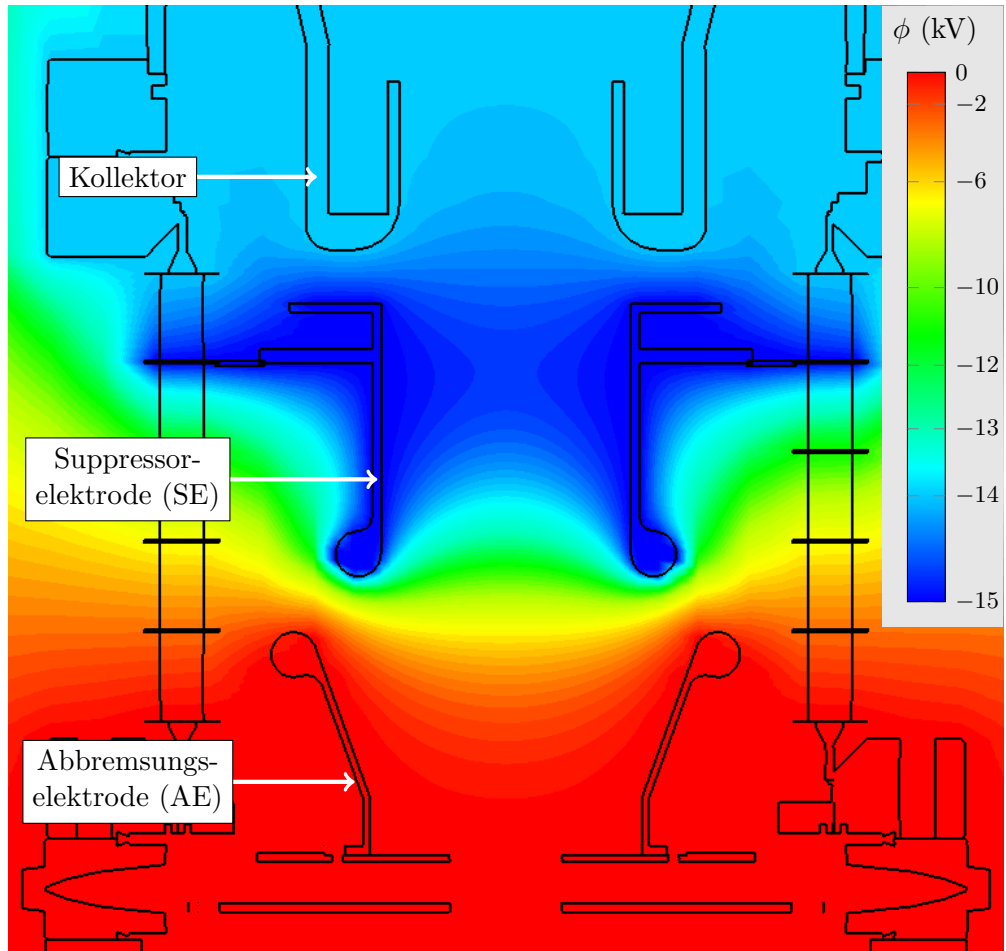


Abbildung 3.18: CST-Simulation der Potentialverteilung in der Abbremsungsoptik auf der Schnittebene bei  $y = 0$ . Die Farbskala ist nichtlinear, um den Verlauf im Suppressor besser zu verdeutlichen.  $U_{SE} = -15$  kV,  $U_{Kol} = -14$  kV.

tialverlaufs zwischen AE, SE und Kollektor ist in Abb. 3.18 dargestellt. Die Abhängigkeit der Tiefe des Potentialminimums vom Abstand zur Symmetrieachse ist zusätzlich in Abb. 3.17 veranschaulicht.

Von Interesse für die Konstruktion der Halterung der Elektroden ist noch die nötige Genauigkeit der mechanischen Ausrichtung. Die SE wird an einem Blech befestigt, das Teil des Isolators ist und dessen Wandstärke ( $\ll 1$  mm) keinen eng tolerierten Befestigungsmechanismus erlaubt. Die Befestigung wird deshalb mit einer Klemmvorrichtung vorgenommen, deren Lagetoleranz in der Größenordnung von 1 mm liegt. Um festzustellen, welchen Einfluss die genaue Lage der SE auf den Strahlschwerpunkt hat, wurde eine Particle-Tracking-Simulation mit CST durchgeführt für verschiedene Werte der Verschiebung. Das Ergebnis ist in Abb. 3.19 dargestellt. Die Schwerpunktsoszillation ergibt sich aus dem Betrieb des Wien-Filters und die starke Ablenkung im Kollektor aus der Anwesenheit des transversalen Magnetfelds. Zu beachten ist, dass die Verschieberichtung des Strahlschwerpunkts senkrecht zur Verschieberichtung der Elektrode steht. Für eine Verschiebung der SE von 2 mm ergibt sich innerhalb des Kollektoreintrittsspalts eine Strahlschwerpunktsverschiebung von etwa 1 mm, was weit unterhalb der Amplitude der sowieso vorhandenen Enveloppenoszillationen liegt. Dieses Ergebnis lässt den Schluss zu, dass eine Verbesserung der Genauigkeit der Elektrodenposition durch Justage nicht erforderlich ist.

### 3.1.6 Strahlpositionsmonitor (BPM)

Zur Überprüfung der Gesamtausrichtung der Anlage ist es wünschenswert, die Eigenschaften des Strahls im Betrieb messen zu können. Dadurch kann bestimmt werden, auf welche Parameter der Strahl empfindlich ist, was die Identifikation eventueller Fehler im Aufbau erlaubt. Einfach zu implementierende abbildende Messgeräte wie Leuchtschirme liefern zwar viele Informationen, eignen sich aber nur für niedrige Strahlleistungen, weil sie einerseits selbst durch einen hohen Leistungseintrag beschädigt werden, andererseits aber—zumindest teilweise—die Energierückgewinnung behindern und dadurch den verfügbaren Strahlstrom begrenzen. Für Elektronenkühler wird daher auf Strahlpositionsmonitore (BPMs) als nichtinvasive Methode zur Messung der transversalen Strahlposition zurückgegriffen [8]. Es ist nicht möglich, daraus Informationen über den Durchmesser oder die transversale Form des Strahls zu gewinnen. Nichtinvasive Messverfahren, die das erlauben, befinden sich in der Entwicklung; ihre Tauglichkeit für den Einsatz in Elektronenkühlern oder -testaufbauten wurde aber noch nicht zweifelsfrei festgestellt und die Implementation kann sehr aufwendig sein [58].

In diesem Testaufbau wird ein BPM eingesetzt, der identisch mit den im COSY-Kühler verwendeten Geräten ist [8]. Er wurde zusammen mit der entsprechenden Elektronik vom BINP in Novosibirsk gefertigt. Ein CAD-Modell des Vakuunteils ist in Abb. 3.20 dargestellt. Der BPM besteht aus vier sich paarweise gegenüberstehenden Metallplatten, die vom Strahlrohr isoliert und jeweils mit dem Innenleiter einer BNC-Durchführung verbunden sind. Bewegen sich Ladungsträger an den

### 3 Experimenteller Aufbau

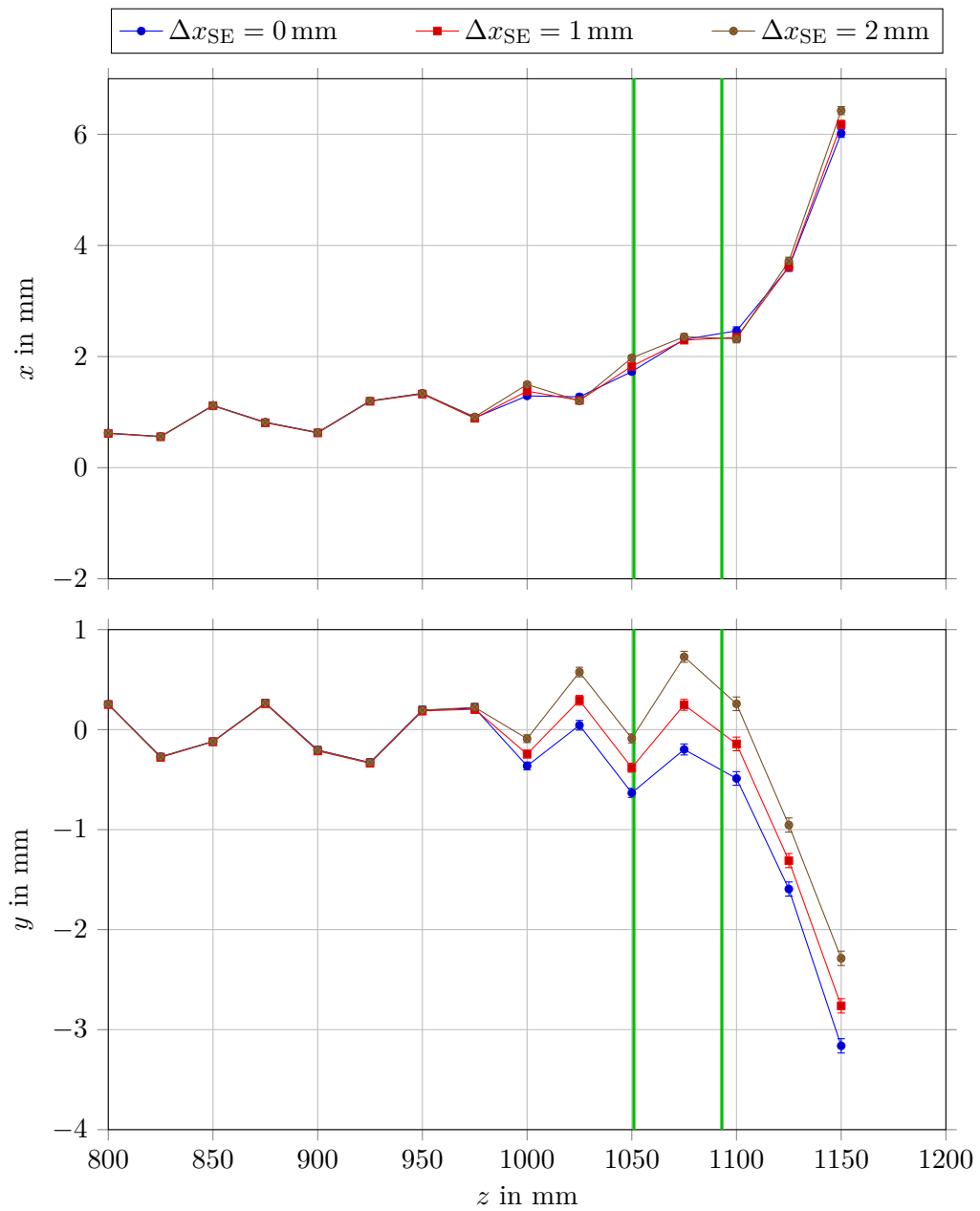


Abbildung 3.19: Verhalten des Strahlschwerpunkts bei Verschiebung der Suppressorelektrode in  $x$ -Richtung. Oben:  $x$ -Komponente, unten:  $y$ -Komponente. Die grünen vertikalen Linien markieren den Anfang der Kollektoröffnung und deren Ende, wo der konische Hohlraum anfängt. Die Liniensegmente zwischen den Datenpunkten dienen der Veranschaulichung.

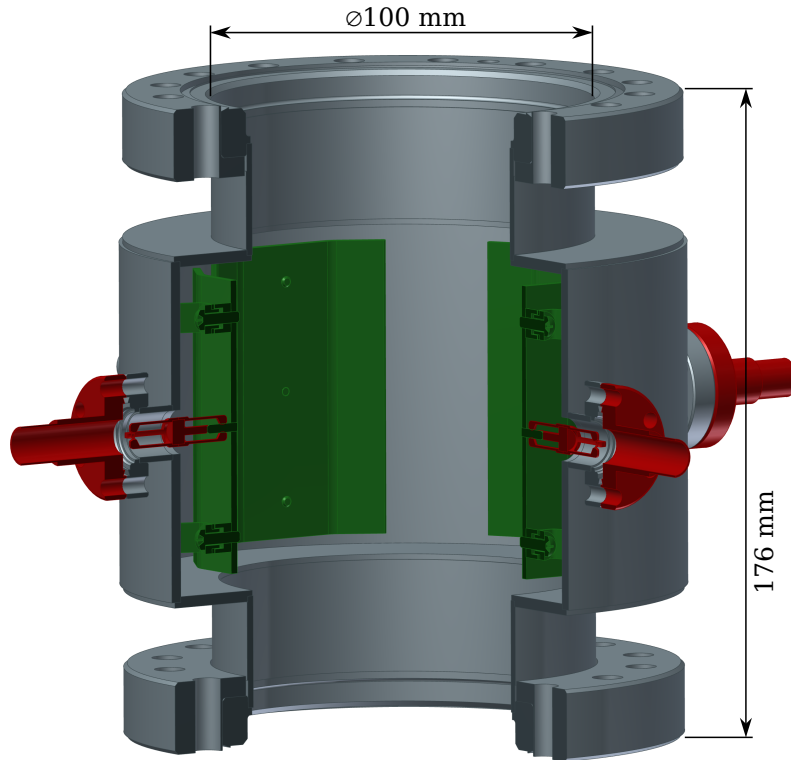


Abbildung 3.20: CAD-Modell des BPM-Moduls als Dreiviertelschnitt. Grün: Signalplatten. Rot: BNC-Durchführungen.

Platten vorbei, bewegen sie in der Kapazität der Platten Bildladungen. Auf einer Platte der Fläche  $A$  und Länge in Strahlrichtung  $l$  induziert die sich im Abstand  $a$  vorbeibewegende Ladungsverteilung  $Q_{\text{Strahl}}$  einen Bildstrom [25]

$$I_{\text{Bild}} = \frac{dQ_{\text{Bild}}}{dt} = \frac{A}{2\pi a l} \frac{dQ_{\text{Strahl}}(t)}{dt}. \quad (3.4)$$

Durch Vergleich der Spannung an gegenüberliegenden Platten kann damit der Ladungsschwerpunkt des Strahls berechnet werden. Wie an Gl. 3.4 zu sehen ist, ist die Empfindlichkeit dieser Messung proportional zur zeitlichen Änderung der Ladungsverteilung im Strahl, ist also insbesondere Null für einen DC-Strahl. Damit die Methode trotzdem nutzbar ist, muss der Strahlstrom mit einer kleinen Zeitabhängigkeit versehen werden, deren Frequenz und Amplitude vom Aufbau des BPM und seines Verstärkers abhängen. Zu diesem Zweck wird an die PE der Elektronenquelle zusätzlich zur HV eine Wechselspannungsquelle („Modulator“) angeschlossen, die für die Verwendung mit diesem BPM optimiert ist. Die Frequenz beträgt nominell 3 MHz und die Amplitude zwischen 0 und 5 V. Da der Modulator auf Kathoden- und die übrige Elektronik auf Strahlrohrpotential arbeitet, werden das HF-Steuersignal und die Kommunikation des Modulators optisch über Lichtwellenleiter übertragen. Damit unabhängig vom Modulationssignal die DC-Steuerspannung  $U_{\text{PE}}$  an

### 3 Experimenteller Aufbau

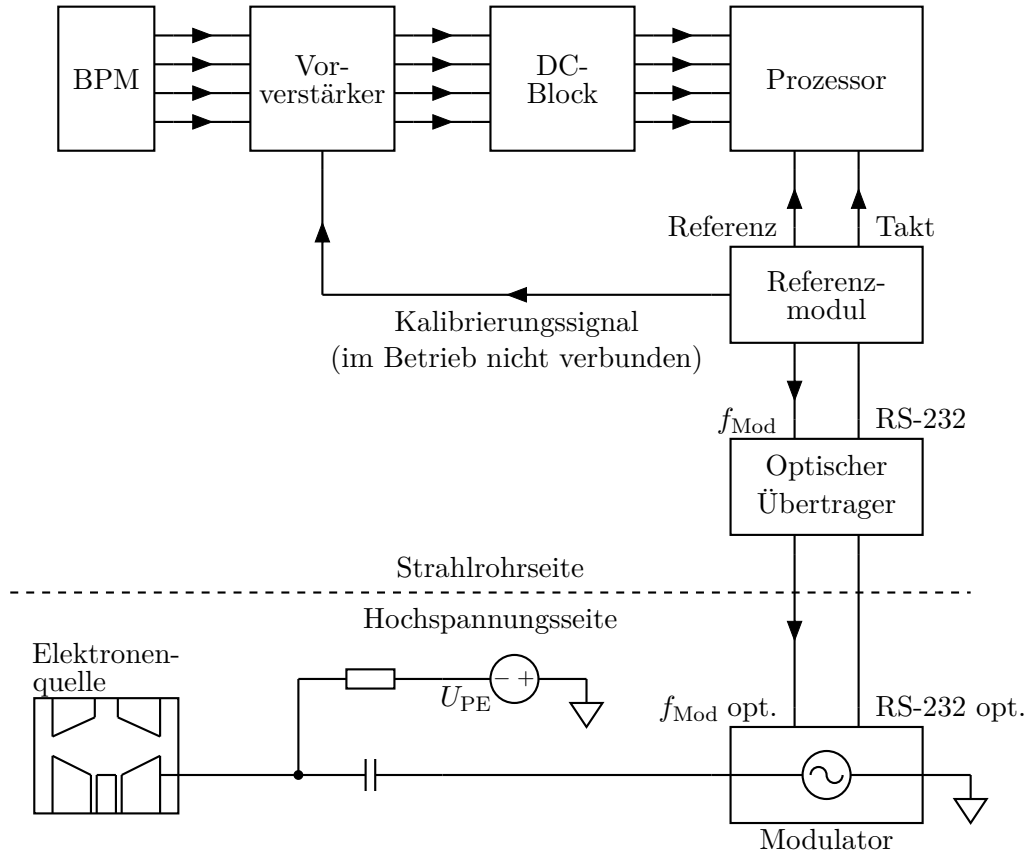


Abbildung 3.21: Schematische Darstellung der Schaltung zum Betrieb des BPM, angepasst aus [7].

die PE angelegt werden kann, muss das Signal über einen Kondensator geeigneter Spannungsfestigkeit übertragen werden. Die gesamte Schaltung ist schematisch in Abb. 3.21 dargestellt.

Der Vorverstärker ist zur Minimierung der Kabellänge unmittelbar am Gestell des Experiments angebracht. Da die Massekontakte der SMA-Buchsen, die zur Signalübertragung benutzt werden, sowohl bei Eingängen als auch bei Ausgängen mit dem Verstärkergehäuse verbunden sind und dasselbe für die SMA-Buchsen im Prozessor und die BNC-Buchsen am Gehäuse des BPM gilt, wird hierdurch letztlich eine Verbindung zwischen Strahlrohr und Schutzleiter geschaffen, die die Messung des Elektronenstroms auf das Strahlrohr unmöglich macht. Um das zu vermeiden, sind in die Signalleitungen zwischen Vorverstärker und Prozessor DC-Block-Module [23] eingebaut, die die Masseleitung zwar auftrennen, aber diese Trennung wechselstrommäßig mit einem Kondensator kurzschließen, dessen Kapazität so angepasst ist, dass die Impedanz des Kabels bei Nennfrequenz erhalten bleibt. Das Kabel für das Kalibrierungssignal verursacht dasselbe Problem, wird aber für den Strahlbetrieb nicht

gebraucht und daher nicht angeschlossen. Das Gehäuse des Vorverstärkers ist mit einer Kunststoffplatte vom Gestell isoliert.

### 3.1.7 Leuchtschirmmodul

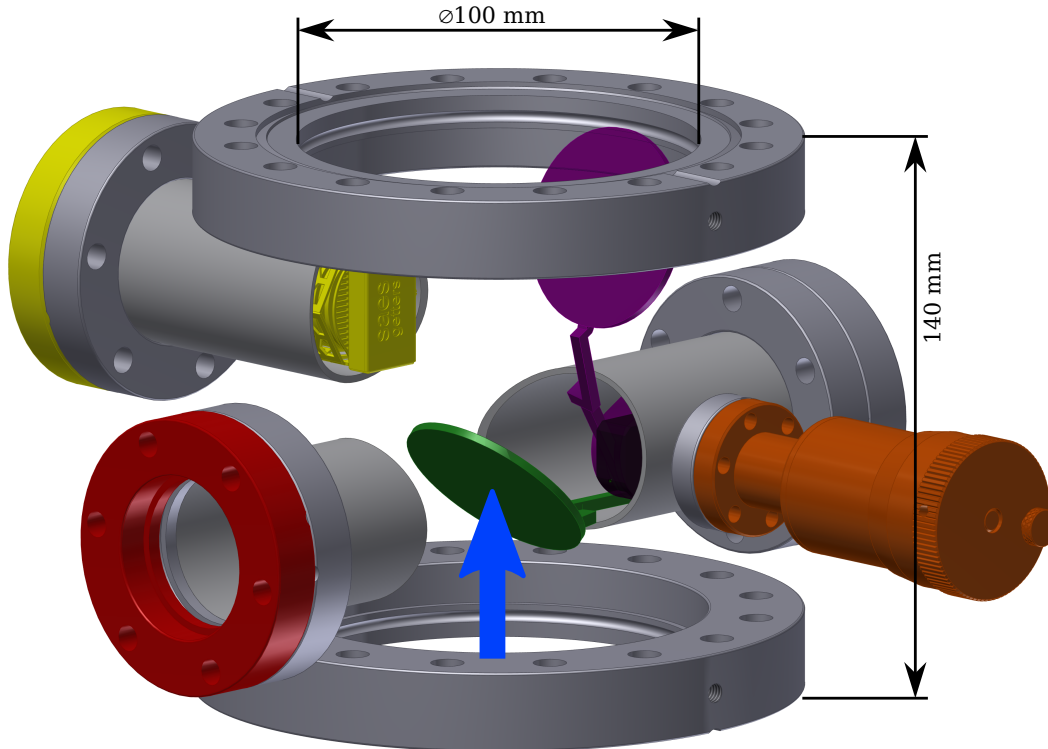


Abbildung 3.22: CAD-Modell des Leuchtschirm-Moduls. Das CF100-Strahlrohr ist ausgeblendet. Gelb: NEG-Pumpe. Rot: Sichtfenster. Grün: Leuchtschirm in Position 45°. Violett: Leuchtschirm in Position 105°. Orange: Drehdurchführung. Blau: Richtung des primären Elektronenstrahls.

Zum Zweck der bildgebenden Strahldiagnose bei niedrigen Strömen ist in dem Aufbau ein ausklappbarer Leuchtschirm integriert. Dieser besteht aus einem Edelstahlblech, das mit einer Zinksulfid-Schicht versehen wurde, montiert an einer Drehdurchführung (Typ Huntington VF-016) über eine Hebelmechanik. Das gegenüberliegende Sichtfenster ist so angebracht, dass seine Achse 45° zur Schirmoberfläche steht, wenn diese wiederum 45° zur Strahlachse steht. Ein CAD-Modell des Moduls ist in Abb. 3.22 dargestellt.

Das verwendete Fenster ist ein von VG Scienta gefertigter Sondertyp aus Saphirglas, dessen Glas-Metall-Verbindung über einen gelöteten Tantalring ausgeführt ist. Dadurch ist das Fenster gleichzeitig unmagnetisch und bis 250 °C ausheizbar (spezifiziert bis 450 °C), was bei keiner anderen üblichen Materialkombination der Fall

### 3 Experimenteller Aufbau

ist. Die schlechte Transmission von Saphirglas, die im Sichtbaren knapp über 80 % liegt [57], wird dabei in Kauf genommen. Problematisch ist dabei für diese Anwendung nicht der Lichtverlust an sich, sondern die unerwünschte Ausleuchtung unbeteiligter Stellen durch vakuumseitige Reflexion.

Grundvoraussetzung des Moduls ist wie bei allen Teilen dieses Vakuumsystems, dass der Umkreis nicht größer ist als der Innenkreis der Solenoide, damit im montierten Zustand die Solenoide daran vorbei bewegt werden können. Daher ist der verfügbare Winkelbereich zwischen Schirmnormale und Strahlachse auf ca. 45° bis 105° beschränkt und es muss in Kauf genommen werden, dass der Schirm im weggeklappten Zustand nicht den theoretisch größtmöglichen Abstand zum Strahl hat. In der Stellung 105° beträgt der kleinste Abstand zwischen Schirmfläche und Symmetrieachse des Strahlrohrs 37 mm. Der Sicherheitsabstand zum Strahl, selbst wenn dieser 25 mm breit und mehrere mm außermittig ist, ist also ausreichend.

Damit der Klappweg des Leuchtschirms nicht in das nächste Modul hineinreicht, muss das Modul in Längsrichtung um einige cm länger gebaut sein, als es für die Flansche allein nötig wäre. Der dadurch vorhandene Platz wird für die Aufnahme einer NEG-Pumpe (Typ SAES CapaciTorr D200) genutzt. Zur Vermeidung von Entladungseffekten soll der Druck im Wien-Filter  $< 1 \cdot 10^{-9}$  mbar sein [37]. Da aber die Vakua in Kollektor, Quelle und dem Raum dazwischen, in dem sich auch der Wien-Filter befindet, voneinander durch Blenden getrennt sind, gäbe es ohne diese zusätzliche Pumpe nur wenig effektive Saugleistung in diesem Zwischenraum. Das ist besonders deshalb wichtig, weil die Auffangplatte des Wien-Filters bei Elektronenbeschuss Gas freisetzt, was den Gleichgewichtsdruck erhöht.

Die Beobachtung des Leuchtschirmbildes erfolgt durch eine CCD-Kamera (Typ JVC TK-S340EG), deren Signal über eine Framegrabber-Karte digitalisiert wird. Alternativ dazu kann das Sichtfenster auch genutzt werden, um mit weggeklapptem Leuchtschirm Informationen über den Photonenuntergrund im Hinblick auf optische Strahldiagnosemethoden wie BIF und TLS [58] zu gewinnen<sup>3</sup>. Dazu wird ein Aufbau zum Photonennachweis so mit dem Fenster verbunden, dass kein Licht von außen nachgewiesen wird. Als Detektor wird hier eine Photomultiplier Tube (PMT) Typ Hamamatsu R4332 verwendet [30]. Über eine abbildende Optik aus zwei bikonvexen Linsen der Brennweite  $f = 175$  mm werden hauptsächlich solche Photonen zum Detektor transmittiert, die auf der Strahlachse erzeugt wurden. Dadurch sind die Bedingungen vergleichbar mit denen, die bei BIF und TLS bestehen. Dieser Aufbau ist in Abb. 3.23 schematisch dargestellt. Die Strompulse aus der PMT werden von einem Strommessgerät integriert, was für eine Beurteilung der Größenordnung ausreichend ist.

---

<sup>3</sup>Bei diesen Verfahren wird die Photonenrate gemessen, die durch Wechselwirkung zwischen Strahl und Restgas bzw. zwischen Strahl und Laserlicht entsteht. Die erwartete Rate bei TLS liegt in der Größenordnung von  $10 \text{ s}^{-1}$  [58].

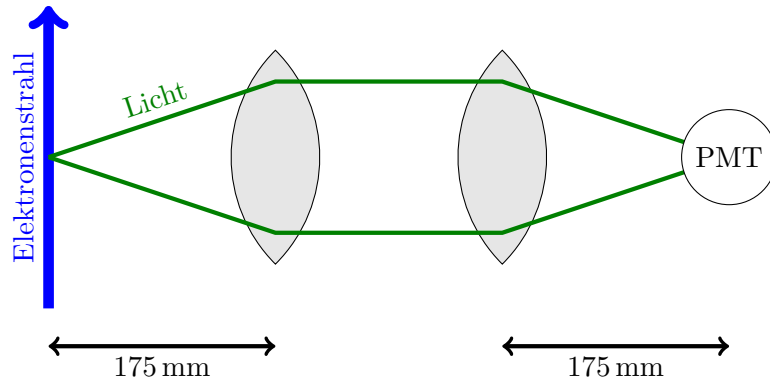


Abbildung 3.23: Schematische Darstellung des Aufbaus zum Photonennachweis.

### 3.1.8 Vakuumerzeugung und -messung

Die Herstellung ausreichend guter Vakuumbedingungen ist eine Randbedingung, die in der Konstruktion an allen Stellen berücksichtigt werden muss. Eine obere Grenze für den tolerierbaren Restgasdruck ist dadurch gegeben, dass die warme Kathode auch ohne ein angelegtes Feld, das zu Elektronenemission führt, bei  $> 1 \cdot 10^{-6}$  mbar irreversibel kontaminiert wird [17]. Erfahrungen mit kombinierten  $E$ - und  $B$ -Feldern, wie z.B. in der hier verwendeten Elektronenquelle (siehe Kap. 4.3.2) oder im Wien-Filter des COSY-Kühlers [37], legen aber nahe, dass die eigentliche Obergrenze durch Entladungen gegeben ist, die von der Geometrie der Felder abhängen, und in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-9}$  mbar liegt. Dem steht die Tatsache gegenüber, dass kontinuierlich ein Elektronenstrom mit der Innenseite des Vakuumgefäßes kollidiert, wodurch an der Oberfläche gebundene Gasmoleküle desorbiert werden. Es gibt also an allen Oberflächen, die zum Auffangen von Primär- oder Sekundärteilchen vorgesehen sind, eine gewisse Leckrate proportional zum dort aufgefangenen Strom. Diese muss mit geeignet hohem Saugvermögen kompensiert werden, um den resultierenden Gleichgewichtsdruck niedrig zu halten. Durch das Abpumpen der durch Elektronenbeschuss desorbierten Gasmoleküle sinkt langfristig die Menge an adsorbierten Molekülen und damit die vom Elektronenstrom verursachte Desorptionsrate, sodass sich der Gleichgewichtsdruck im Betrieb dem Basisdruck annähert. Bei den in diesem Experiment erzeugten Strömen liegt die Zeitkonstante dafür bei einigen Tagen.

Ohne Begrenzung des Leitwerts ist bei gegebener Desorptionsrate der zu erreichende Enddruck umgekehrt proportional zum Saugvermögen. Allerdings gibt es in dieser Vakuumkammer mehrere Blenden, die das lokal verfügbare Saugvermögen herabsetzen. Eine Blende mit einem Lochdurchmesser von 25 mm hat im Grenzfall der Molekularströmung einen Leitwert von [36]

$$L_{\text{Blende}} = 11,6 \text{ l s}^{-1} \text{ cm}^{-2} A = 57 \text{ l s}^{-1}. \quad (3.5)$$

### 3 Experimenteller Aufbau

Position	Modell	Typ	$S$ in $\text{l s}^{-1}$
Quelle	Gamma Vacuum 200L	IGP	200
Quelle	SAES CapaciTorr D2000	NEG	2000
Leuchtschirm	SAES CapaciTorr D200	NEG	200
Kollektor	SAES NexTorr D200-5	NEG + IGP	200 + 5

Tabelle 3.4: Positionen und Saugvermögen der verwendeten Vakuumpumpen.

Würde dieses System nur einseitig an der Kathode mit einem Saugvermögen  $S \gg L_{\text{Blende}}$  gepumpt, wäre das effektive Saugvermögen hinter der Anode bereits auf  $L_{\text{Blende}}$  reduziert und würde zum Kollektor hin weiter abnehmen. Zusätzlich stellt der Kollektor die stärkste Quelle für Desorption dar, sodass dort der Druck um Größenordnungen höher wäre als an der Kathode, zumindest solange die Kollektoroberfläche nicht völlig gereinigt ist. Um das zu beheben, gibt es mehrere Pumpen an unterschiedlichen Stellen der Apparatur. Tabelle 3.4 listet ihre Saugvermögen auf.

Der Großteil der verwendeten Pumpen sind Feststoff-Getterpumpen (NEG), die keine beweglichen Teile haben, im Betrieb keinen elektrischen Anschluss brauchen und nicht mit Magnetfeldern wechselwirken. NEG-Pumpen haben für Wasserstoff und die meisten anderen in dichten Vakuumgefäßen vorkommenden Gase im Vergleich zu anderen Pumpen derselben Größe ein hohes Saugvermögen, können aber Edelgase und manche Kohlenwasserstoffe, die zu geringen Anteilen im Restgas vorkommen können, überhaupt nicht pumpen [36, 50]. Daher müssen sie mit anderen Pumpen ergänzt werden, deren Saugvermögen aber sehr gering sein darf entsprechend dem Anteil der vom NEG nicht gepumpten Gasarten an der Gesamtdesorptionsrate. Dafür werden hier zwei Ionengetterpumpen (IGP) verwendet. Eine davon ist mit der NEG-Pumpe am Kollektor zusammen in einer Einheit eingebaut und erlaubt eine lokale Totaldruckmessung oberhalb von  $1 \cdot 10^{-10}$  mbar. Die dauerhafte Verwendung mechanischer Pumpen ist weder nötig noch vorgesehen. Das Starten von Ionengetter- und NEG-Pumpen erfordert allerdings die vorherige Erzeugung eines Vakuums in der Größenordnung von  $< 1 \cdot 10^{-4}$  mbar [28]. Es ist daher in der Nähe der Quelle ein Ganzmetall-Eckventil angebracht, durch das der Rezipient mit einer externen, i.d.R. mechanischen Pumpe evakuiert und auch wieder belüftet werden kann. Nach Erreichen des Enddrucks wird das Ventil geschlossen und die externe Pumpe entfernt.

Ein Enddruck unterhalb von  $1 \cdot 10^{-10}$  mbar lässt sich bei realistischen Saugvermögen nur dann erreichen, wenn die Desorptionsraten durch Ausheizen reduziert werden, d.h. die vorevakuierte Kammer von außen homogen auf eine konstante Temperatur von  $> 200$  °C gebracht und einige Tage lang dort belassen wird. Die Desorption an den Innenwänden adsorbierter Gasmoleküle und die Diffusion von Wasserstoff aus dem Inneren der Teile haben dadurch eine Zeitkonstante von wenigen Tagen anstelle von einigen hundert Jahren [36]. Dabei wird nur extern gepumpt; der Betrieb von Ionengetterpumpen und Druckmessgeräten direkt im Rezipienten

ist bei so hoher Temperatur nicht möglich, weil die Steckverbinder und Kabel dafür nicht spezifiziert sind und auch die Permanentmagnete an den IGP's entfernt werden müssen. Wenn sich der am Pumpstand gemessene Druck nicht mehr ändert, kann die Kammer kontrolliert wieder abgekühlt werden. Dieser ganze Vorgang dauert ca. eine Woche. Eine kontrollierte Erwärmung wird durch temperaturgeregelte Heizbänder erreicht, die um die Kammer gewickelt werden. Durch Umhüllung mit Aluminiumfolie wird die Abgabe von Wärmestrahlung unterdrückt und eine homogene Temperaturverteilung sichergestellt. Da die Form der Kammer nicht überall gleich ist, muss die Temperatur an möglichst vielen Stellen gemessen werden und die jeweils benachbarten Heizelemente müssen darauf bezogen geregelt werden. Dafür wird momentan ein MaNFR<sub>e</sub>D<sup>4</sup> mit acht Kanälen benutzt. Da die NEG-Pumpen eine große Oberfläche im Inneren des Rezipienten haben, werden sie während des Ausheizvorgangs über ihr eingebautes Heizelement mitgeheizt.

## 3.2 Realisierung des Gesamtaufbaus

### 3.2.1 Anordnung der Komponenten

Die für dieses Experiment gewählte Anordnung der beschriebenen Komponenten verfolgt das Ziel, den Einfluss der einzelnen Teile auf das Gesamtergebnis untersuchen zu können. Im Gegensatz zu einem realen Elektronenkühler befinden sich daher die Strahldiagnoseelemente zwischen Kollektor und Wien-Filter. Eine eventuelle Beeinflussung des Primärstrahls durch den Wien-Filter wirkt sich durch die so verlängerte nachfolgende Driftstrecke stärker aus, dafür lässt sie sich aber quantitativ untersuchen. Die Anordnung der Elemente, die mit dem Strahl wechselwirken, ist in Abb. 3.24 dargestellt.

### 3.2.2 Wahl der elektrischen Potentiale

Wie in Kapitel 2.1 erklärt wurde, ist für Energierückgewinnung immer eine Schaltung zu realisieren, bei der Kathode und Kollektor ein negatives Potential gegenüber dem Strahlrohr haben. Es ist aber von den gewünschten Experimentierbedingungen abhängig, welches dieser Potentiale erdnah gewählt werden sollte. Wenn ein Teil des Aufbaus äußerlich an eine Hochspannung  $U$  angeschlossen wird, hat das—weitgehend unabhängig von deren Vorzeichen—folgende Konsequenzen:

1. Es muss für eine geeignete Spannungsfestigkeit zwischen diesem Teil und allen es äußerlich umgebenden Gegenständen gesorgt werden.
2. Alle elektrischen Geräte, deren Massekontakt auf einem ähnlichen Potential liegen muss wie der betreffende Teil der Vakuumkammer, wie z.B. Strommessgeräte oder Hilfsspannungsquellen, müssen so aufgestellt werden, dass ihr Gehäuse und alle Verbindungskabel ebenfalls die Spannung  $U$  gegen die

---

<sup>4</sup>Max' Neues, Ferngesteuertes Regel-Ding

### 3 Experimenteller Aufbau

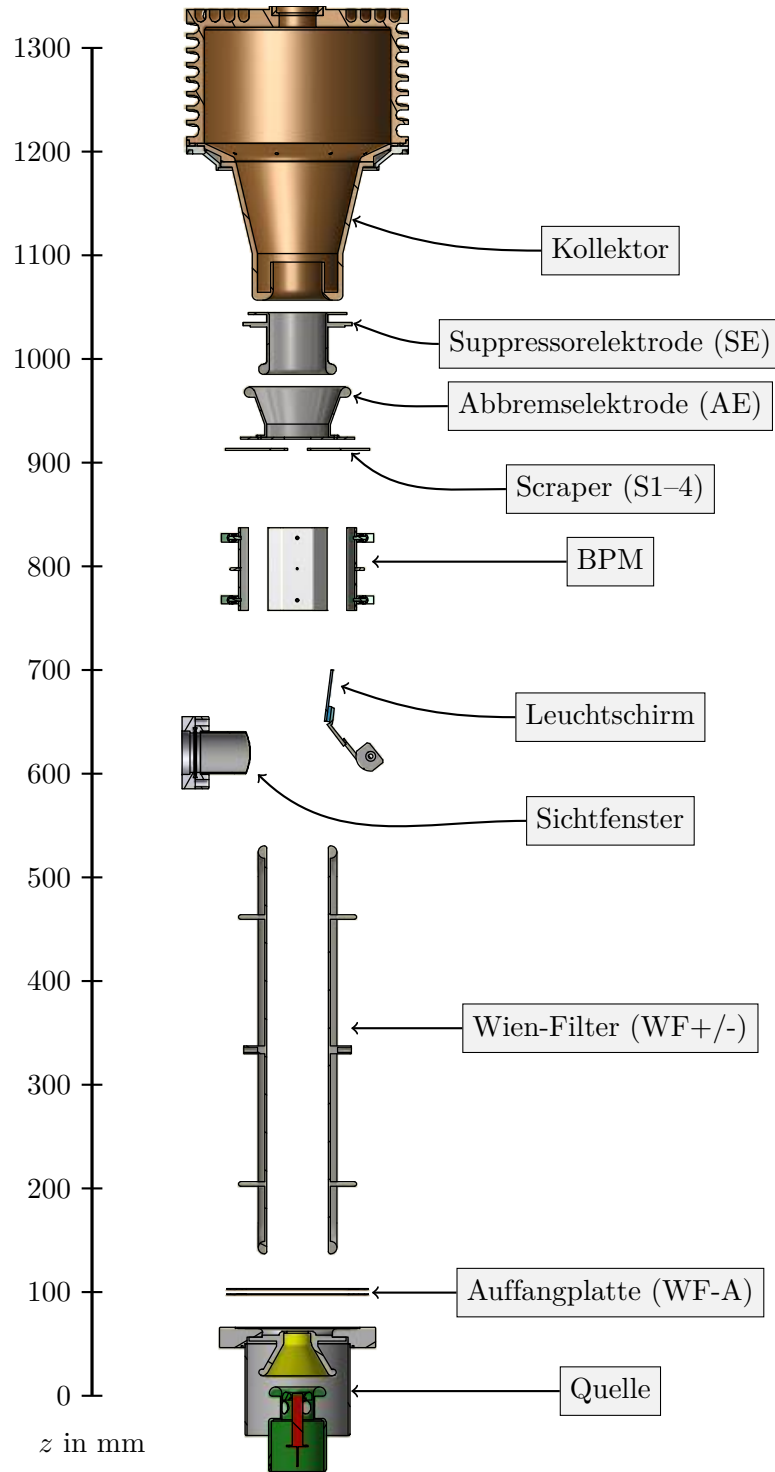


Abbildung 3.24: Maßstabgetreue Darstellung der Anordnung der Strahlführungs-komponenten. Vakuumkammer, Pumpen usw. sind ausgeblendet.

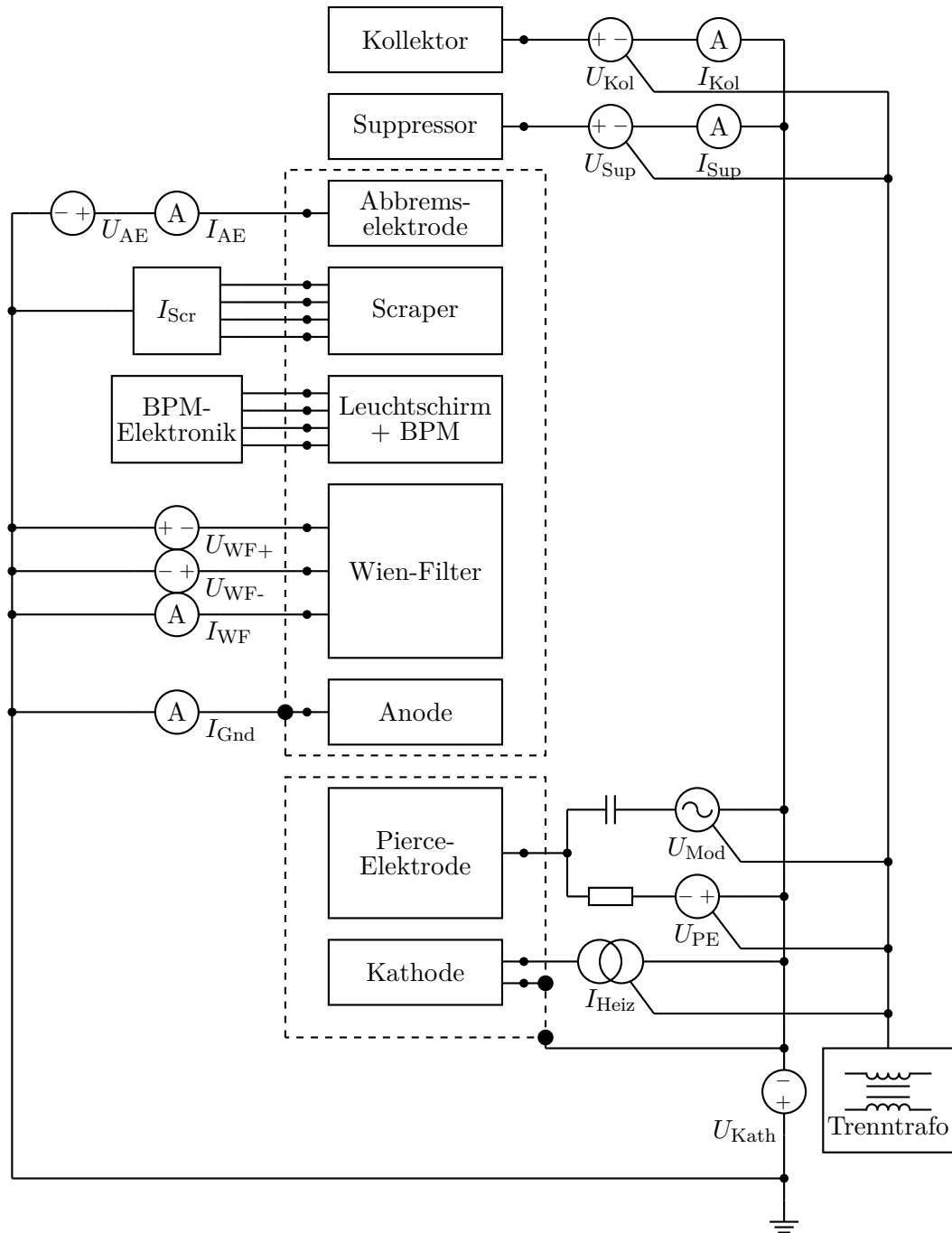


Abbildung 3.25: Schematische Darstellung aller wesentlichen Spannungen und Ströme. Die gestrichelten Kästen stellen die voneinander elektrisch isolierten Stücke der Vakuumkammer dar. Schutzwiderstände, Filter usw. sind nicht eingezeichnet.

### 3 Experimenteller Aufbau

Außenwelt halten können. Die Spannungsversorgung dieser Geräte muss außerdem potentialfrei sein; im Fall von Netzspannung wird dafür ein Trenntransformator benötigt, d.h. ein Transformator mit Windungsverhältnis 1:1, dessen Sekundärseite gegenüber der Primärseite um die Spannung  $U$  verschoben werden kann.

3. Berührungssicherheit bei anliegender Spannung muss gewährleistet sein. Da dies im vorliegenden Fall über einen Türkontakt gelöst ist (siehe Kap. 3.3.2), spielt es für diese Überlegung keine Rolle.

Die aus elektrischer Sicht am wenigsten aufwendige Lösung ist es, die Kathode auf das Erdpotential zu legen und die Quellenanode und damit das Strahlrohr auf eine positive Hochspannung. Es gibt auf Strahlrohrpotential keine leistungsstarken Verbraucher, weshalb der Trenntransformator klein sein kann. Der Kollektor hat nur wenige kV Spannung gegenüber der Erde und verursacht so nur geringe Ableitströme in ein hypothetisch leitfähiges Kühlmedium. Das Problem an dieser Variante besteht allerdings darin, dass das Strahlrohr von Solenoiden und anderen Aufbauten, z.B. Dipolspulen des Wien-Filters, umgeben ist. Um die nötige Spannungsfestigkeit einzuhalten, muss entweder eine aufwendige Isolation vorgenommen oder der Abstand groß gehalten werden. Gerade für einen Testaufbau, bei dem Flexibilität in den Experimentierbedingungen entscheidend ist, ist es daher vorzuziehen, das Strahlrohr auf Erdpotential zu legen. Es können so problemlos beliebige Änderungen an der Instrumentierung vorgenommen werden, während die Geräte für Quelle und Kollektor im Wesentlichen nie geändert werden müssen. Da das Kollektornetzgerät allerdings ein leistungsstarker Verbraucher ist ( $P = \eta^{-1} U_{\text{Kol}} I_{\text{Kol}}$  mit dem Wirkungsgrad  $\eta$  des Netzgeräts) und mit Dreiphasenwechselstrom versorgt werden muss, ist der benötigte Trenntransformator groß und teuer, und zwar überproportional mehr, wenn eine höhere Spannung gewünscht wird. Verglichen mit der vorher besprochenen Variante ist allerdings die Spannungsfestigkeit zwischen Vakuumkammer und Außenwelt leicht einzuhalten, weshalb diese Variante für den Aufbau gewählt wurde. Die Schaltung ist in Abb. 3.25 schematisch dargestellt. Die auf Erdpotential betriebenen Geräte (linke Seite der Abbildung) sind in einem Geräterack eingebaut abgesehen von dem BPM-Vorverstärker (siehe Kapitel 3.1.6). Die Geräte auf Kathodenpotential (rechte Seite der Abbildung) verteilen sich aus Platzgründen auf zwei Racks, die jeweils mit Stützisolatoren vom Boden isoliert sind. Das eine befindet sich in der Ecke des Betriebsraums und das andere unmittelbar unter dem Experiment (siehe Kapitel 3.3).

#### 3.2.3 Messung der Sekundärströme

Wie aus Abb. 3.25 bekannt ist, enthält der Aufbau einige Elektroden, deren Strom gegen die Masse gemessen werden muss. Im Wesentlichen sind die Anforderungen bei allen gleich, nämlich untergrund- und rauscharme Messung vom nA- bis zum mA-Bereich, niedriger Eingangswiderstand und Einbindung ins Steuersystem (siehe Kap. 3.4). Eine Messung der Ströme mit Shuntwiderständen wäre möglich, es

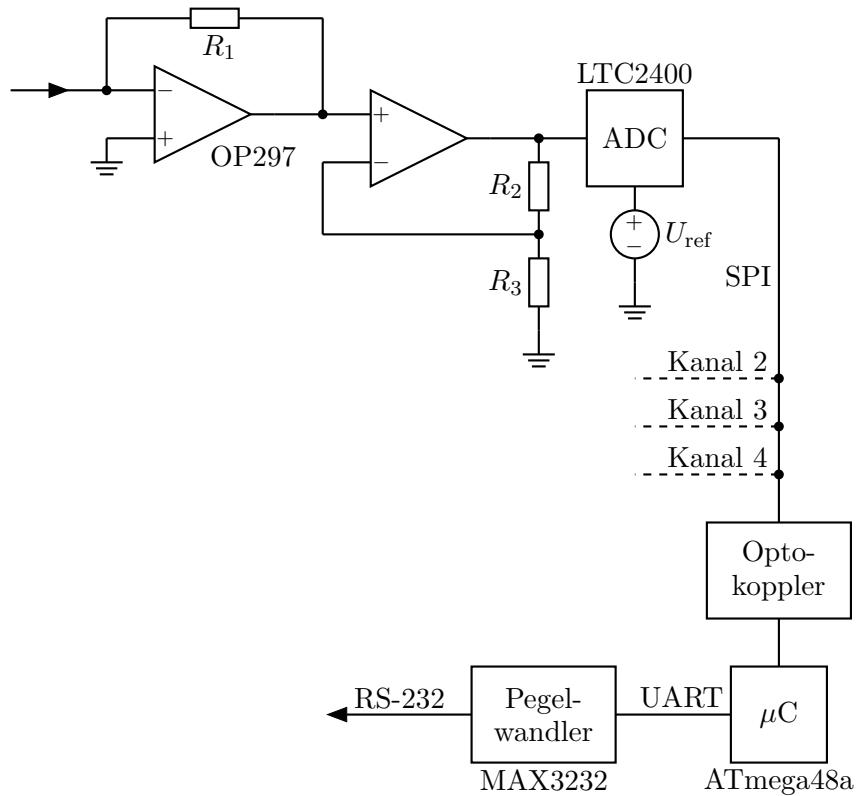


Abbildung 3.26: Schematische Darstellung der Schaltung zur Sekundärstrommessung.

müsste aber ein ungünstiger Kompromiss zwischen Signal-Untergrund-Verhältnis und Eingangswiderstand getroffen werden: Ein Spannungsabfall am Eingangswiderstand verändert stromabhängig die Spannung an den Elektroden, was sich auf sehr niederenergetische Teilchen auswirken kann. Wird der Widerstand aber so klein gewählt, dass die abfallende Spannung auch bei hohen Strömen vernachlässigbar ist, sind bei niedrigen Strömen die Spannungen in der Schaltung so klein, dass DC-Offsets, Spannungsrauschen und Übersprechen eine unnötig große Rolle spielen.

Die Schaltung RIESLiNG<sup>5</sup>, die aufgebaut wurde, um die o.g. Anforderungen zu erfüllen, ist schematisch in Abb. 3.26 dargestellt. Sie nutzt einen Transimpedanzverstärker [56] für die Konvertierung des zu messenden Stroms in eine Spannung mit dem Umrechnungsfaktor

$$U = -R_1 I. \quad (3.6)$$

Diese Spannung ist für Elektronenströme positiv. Unabhängig von der Wahl von  $R_1$  ist der Eingangswiderstand im Fall eines idealen Operationsverstärkers Null [56].

<sup>5</sup>Rücklese-Instrument für Elektronen-Ströme linear in Nanoampere-Genauigkeit

### 3 Experimenteller Aufbau

Ein nachfolgender nichtinvertierender Verstärker ist für Flexibilität eingebaut, wird aber momentan immer mit Verstärkung 1 betrieben ( $R_2 = 0$ ,  $R_3 = \infty$ ). Die Spannung am Ausgang des Verstärkers wird von einem Analog-Digital-Wandler (ADC) mit einer Referenzspannung von  $U_{\text{ref}} = 2,5 \text{ V}$  verglichen und digitalisiert. Die Genauigkeit der Strommessung ist im Wesentlichen bestimmt durch die Toleranz des Widerstands  $R_1$ , weshalb 0,1%-Typen verwendet werden. Die Referenzspannung  $U_{\text{ref}}$  ist trimmbar und driftarm, weshalb ihr Beitrag zum systematischen Fehler der Messung vernachlässigbar ist. Über einen optisch isolierten Serial-Peripheral-Interface-Bus (SPI) liest ein Mikrocontroller ( $\mu\text{C}$ ) die digitalisierten Spannungswerte aus und kommuniziert über eine RS-232-Schnittstelle mit dem Steuerrechner. Der Analogteil der Schaltung einschließlich ADC ist pro Modul vier Mal enthalten und an demselben SPI-Bus angeschlossen. Diese vier Messgeräte haben dieselbe Masse, die aber nicht mit der des optisch davon isolierten Digitalteils verbunden ist. Durch Einfügen einer Spannungsquelle zwischen Analogmasse des Moduls und Masse des Experiments ist es möglich, alle an einem Modul angeschlossenen Elektroden auf ein gemeinsames, extern vorgegebenes Potential zu legen. Beim Aufbau hatte eine hohe Spannungsfestigkeit zwischen den beiden Seiten keine Priorität, daher ist die maximale zulässige Spannung, die angelegt werden kann, nicht bekannt.

### 3.3 Struktur des Kühlerbetriebsraums

Das Experiment stellt verschiedene Anforderungen an den Raum, in dem es betrieben wird. Zunächst muss, damit der Betrieb überhaupt möglich ist, die elektrische Leistung für die Netzgeräte bereitgestellt werden. Die durch diese Leistung erzeugte Wärme verteilt sich je nach verwendeten Geräten auf die Raumluft und einen Flüssigkühlkreislauf, was entsprechende Installation erforderlich macht. Außerdem muss sichergestellt sein, dass eine Berührung der spannungsführenden Teile durch Menschen ausgeschlossen ist. Da die Energie der Röntgenstrahlung, die durch Abbremsen der Elektronen an den Kammerwänden und Elektroden entstehen kann, auf  $eU_{\text{Kath}}$  begrenzt und damit zu niedrig ist, um die Kammerwände zu durchdringen [5], ist eine äußere Abschirmung gegen Strahlung oder eine über den Berührungsschutz hinausgehende Zugangsbeschränkung nicht nötig.

Der für das Experiment momentan verwendete Raum ist in Abb. 3.27 grafisch dargestellt. Er ist durch eine nachträglich eingebaute Trennwand, die 2,5 m hoch ist, in zwei Hälften—genannt A und B—aufgeteilt; so kann durch Schließen der Tür ein Betreten des Experimentierbereichs verhindert werden, während ein Luftaustausch zwischen den Hälften möglich bleibt. Das ist nötig, weil die einzige Entlüftung sich in Raum A befindet, während die luftgekühlten Wärmequellen sowie das Experiment selbst in Raum B stehen. Raum A wird nur für den Arbeitsplatz zur Bedienung des Experiments und für Montagearbeiten (Reinraum u.a.) gebraucht. Die Achse des Deckenkrans verläuft durch den gesamten Raum in Längsrichtung (siehe Abb. 3.27), wodurch es möglich ist, Teile des Experiments über die Trenn-

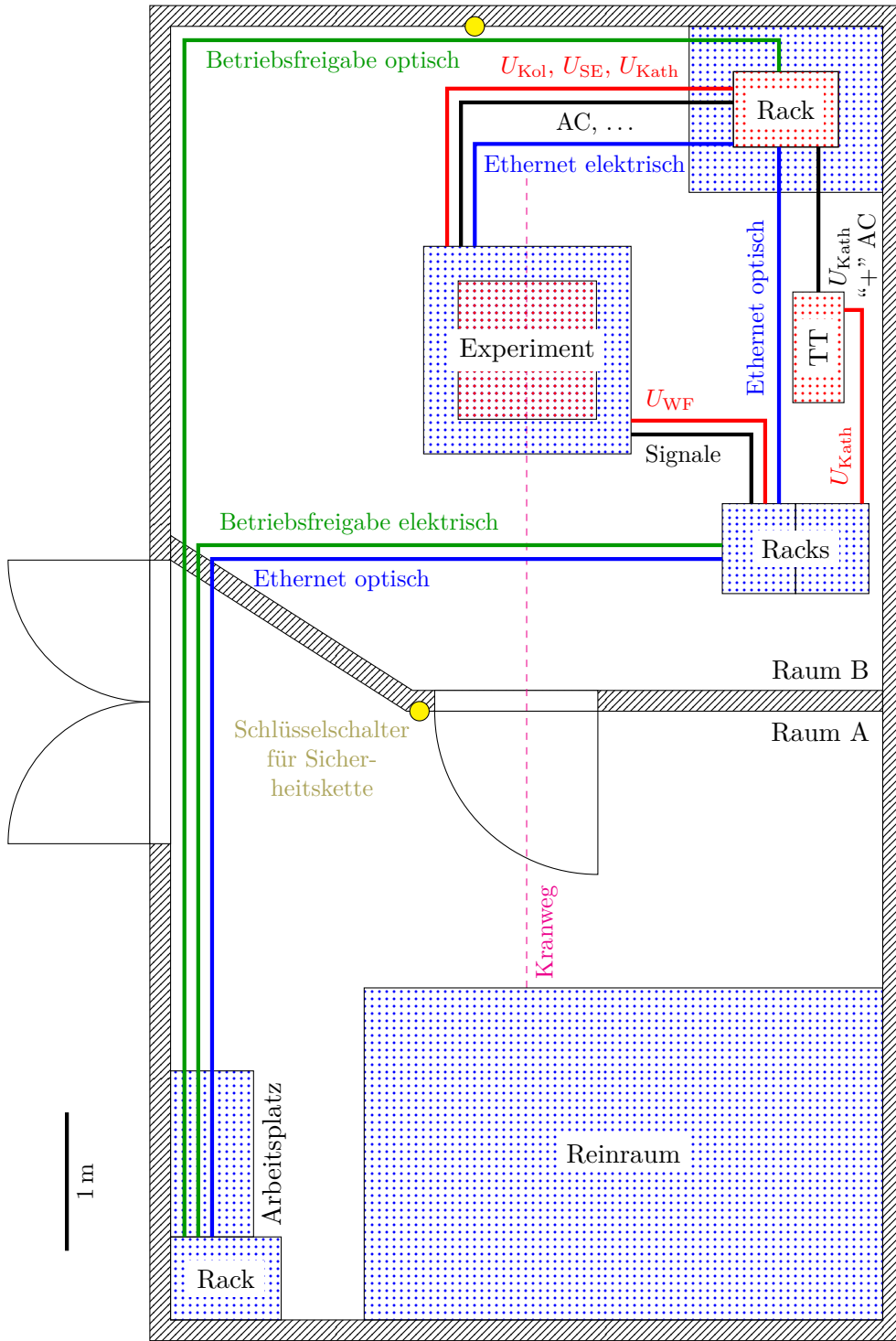


Abbildung 3.27: Maßstäbliche Skizze des Kühlerbetriebsraums. Blau punktiert: 0 V. Rot punktiert:  $U_{Kath}$  (zumindest teilweise). TT: Dreiphasen-Trenntransformator.

### 3 Experimenteller Aufbau

wand hinweg zu befördern. Daher muss in Raum B keine Fläche für Montage oder Zwischenlagerung auf der Kranachse vorgesehen werden.

#### 3.3.1 Wasser- und Ölkreisläufe

Element	Leistung in kW
Quellen-Solenoid	$\leq 2$
Kollektor-Solenoid	0,2
Wien-Filter-Spulenpaar	0,2
Ölkühler für Kollektor	3 bis 15

Tabelle 3.5: Auflistung der wassergekühlten Wärmequellen in Raum B.

Der Aufbau enthält mehrere Komponenten, die unter nominellen Bedingungen flüssiggekühlt werden müssen. Nicht nur würde eine Luftkühlung leistungsstarker Komponenten große Kühlkörper oder hohe Luftströme erfordern, sondern der Betriebsraum hat auch keinen wirkungsvollen Luftaustausch, sodass in die Luft abgegebene Wärme nicht nachhaltig hinausbefördert werden kann. Es ist daher außerhalb des Raums ein Wasser-Rückkühler mit einer Nennkühlleistung von 7 kW aufgestellt, der mit Leitungswasser betrieben wird; ein Betrieb mit VE-Wasser ist wegen Korrosionsgefahr der Pumpe nicht möglich. Das Wasser wird in Raum B auf die zu kühlenden Geräte verteilt. Diese sind in Tab. 3.5 aufgelistet.

Da die elektrische Leitfähigkeit von Leitungswasser in Deutschland bis zu  $0,3 \text{ S m}^{-1}$  betragen darf [14], würde es bei direkter Kühlung des Kollektors je nach angelegter Hochspannung einen unerwünschten Stromfluss von einigen mA verursachen; für die Spulen ist das wegen der geringen Spannung unkritisch. Deshalb und aus Gründen der Kompatibilität mit COSY wurde ein geschlossener Ölkreislauf (Typ Hydac FWKS) mit Transformatorenöl „Shell Diala S3 ZX-I Dried“ für den Kollektor installiert. Über einen Öl-Wasser-Wärmetauscher wird die Wärme aus dem Öl in das Kühlwasser übertragen. Die abzuführende Leistung ist dabei das Produkt aus Kollektorspannung und Strahlstrom. Der Kollektor ist ausgelegt für  $U_{\text{Kol}} = 5 \text{ kV}$  bei  $I_{\text{Kol}} = 3 \text{ A}$ , allerdings kann diese Leistung vom Wasser-Rückkühler nicht abgeführt werden. Bei einem beispielhaften Betrieb mit  $U_{\text{Kol}} = 3 \text{ kV}$ ,  $I_{\text{Kol}} = 1 \text{ A}$  sind keine Probleme zu erwarten.

#### 3.3.2 Sicherheitskette

Um sicherzustellen, dass während des Betriebs der Hochspannungsnetzgeräte keine Personen in die Nähe des Aufbaus gelangen können, ist der Raum mit einer Sicherheitskette (Interlock) ausgestattet. Die Betriebsfreigabe für die Netzgeräte wird erteilt durch das Betätigen eines Schlüsselschalters am Arbeitsplatz, was nur dann möglich ist, wenn vorher beide Quittierungsschlüsselschalter  $S_A$  und  $S_B$  betätigt wurden (in Abb. 3.27 gelb dargestellt).  $S_B$  befindet sich in Raum B und kann immer betätigt werden;  $S_A$  ist in Raum A neben der Tür der Trennwand und kann

nur bei geschlossener Tür betätigt werden. Ein Öffnen der Tür schaltet  $S_A$  in jedem Fall aus und  $S_B$  nur dann, wenn vorher sowohl  $S_A$  als auch  $S_B$  betätigt worden sind. Die Betriebsfreigabe fällt dann weg und kann erst nach erneutem Quittieren beider Schalter wieder angeschaltet werden.

Das Signal für die Betriebsfreigabe wird von einem Verteilfeld in der Nähe des Arbeitsplatzes zu den Racks mit den Hochspannungsnetzgeräten geführt. Dort ist es jeweils mit einer Relaispule verbunden, die für jedes Netzgerät potentialfreie Schließerkontakte schaltet. Die erdnahen Racks nutzen direkt das 24 V-Signal aus der Sicherheitsketten-Schaltung; das Signal für das potentialfreie Rack in der Ecke von Raum B wird über LWL übertragen. Die Netzgeräte für  $U_{WF+/-}$ ,  $U_{Kath}$  und  $U_{Kol}$  schalten abhängig vom Freigabesignal ihre Spannungserzeugung, bleiben aber logikseitig immer an; die beiden letztgenannten Geräte müssen auch nach Wiederherstellung der Betriebsfreigabe softwaremäßig zurückgesetzt werden, bevor sich der Ausgang wieder anschalten lässt. Im Gegensatz dazu werden die Netzgeräte für  $U_{SE}$  und  $U_{PE}$  netzseitig geschaltet, wodurch ohne Betriebsfreigabe auch die Logik- und Messverstärkerausgänge dieser Geräte undefiniert sind.

Es ist zu beachten, dass nach einem Ausschalten der Netzgeräte die Spannung mit einer gewissen Zeitkonstante abfällt, die bei vernachlässigbar kleinen externen Kapazitäten und Ableitwiderständen durch die geräteinternen Kapazitäten und Widerstände festgelegt ist. Bei den verwendeten Geräten liegt diese Zeitkonstante überwiegend bei mehreren Sekunden, weshalb die spannungsführenden Teile nicht unmittelbar nach einem unbedachten Öffnen der Tür berührt werden sollten. Damit im Fehlerfall die Kathodenspannung schneller abgebaut werden kann, ist ein Hochspannungsrelais installiert, das beim Schließen einen Hochspannungs-Leistungswiderstand von  $30\text{ M}\Omega$  zwischen  $U_{Kath}$  und Masse einfügt. Die Schaltung ist in Abb. 3.28 dargestellt. Dieses Relais ist eigensicher, also im unbestromten Zustand geschlossen, und wird softwaremäßig so angesteuert, dass es bei Erteilung der Betriebsfreigabe öffnet; es ist aber nicht fest damit verdrahtet, weshalb die Gesamtschaltung durch die Möglichkeit eines Softwarefehlers nicht eigensicher ist und damit für den Personenschutz keine zuverlässige Rolle spielt.

## 3.4 Netzwerkstruktur und Steuersystem

Da der Raum mit den Mess- und Netzgeräten während des Betriebs nicht betreten werden kann und die Gehäuse der Geräte zum Teil spannungsführend sind, muss die gesamte Messdatenerfassung und Steuerung elektronisch erfolgen. Dazu wird das Softwarepaket „Experimental Physics and Industrial Control System“ (EPICS) verwendet [19]. Es handelt sich dabei um eine dezentrale Echtzeitdatenbank, die jede mess- und einstellbare Eigenschaft des Systems wie Spannungen, Temperaturen usw. auf Prozessvariable (PV) abbildet, d.h. Größen mit einem systemweit eindeutigen Namen. Der Zugriff auf diese Variablen erfolgt transparent über ein Netzwerk beliebiger Topologie mit dem Protokoll „Channel Access“ (CA). Die Rechner, die die Implementation der hard- und softwaremäßigen Schnittstelle zu den Geräten und

### 3 Experimenteller Aufbau

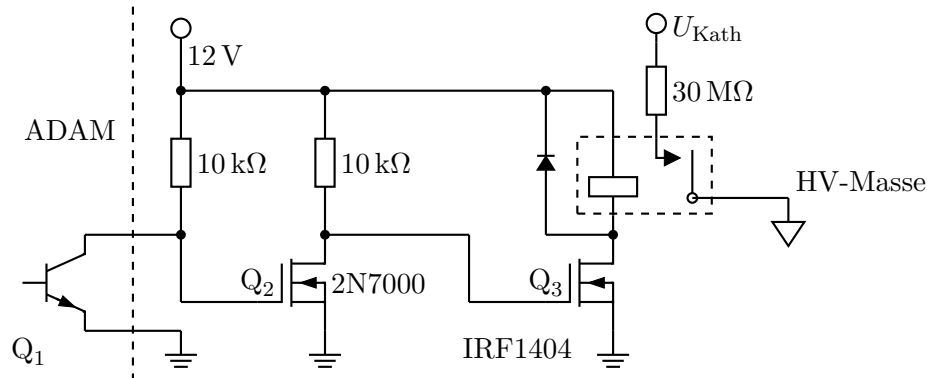


Abbildung 3.28: Schaltung zur schnellen Abschaltung der Kathodenhochspannung.  $Q_1$  befindet sich in einem ADAM-5000-Gerät und lässt sich per Software schalten.  $Q_2$  dient nur als Logikinverter, damit das Relais öffnet, falls die Verbindung zu  $Q_1$  defekt ist.  $Q_3$  bestromt die Relaisspule. Die Freilaufdiode über der Spule absorbiert die Spannungsspitze beim Ausschalten.

ggf. der gerätespezifischen Protokolle enthalten und die jeweiligen PV ins Netzwerk bereitstellen, werden als Input Output Controller (IOC) bezeichnet. Außerhalb der IOC werden alle PV gleich behandelt und Kenntnis gerätespezifischer Eigenschaften ist für ihre Handhabung nicht erforderlich. Dadurch ist es sehr einfach, grafische Benutzeroberflächen, Datenarchivierung, Automatisierung von Steueraufgaben usw. zu verzahnen und bei Bedarf beliebig zu erweitern.

Damit unerwünschte Wechselwirkungen zwischen den hier eingesetzten Rechnern und dem Institutsnetz vermieden werden, befinden sich die Rechner in einem gemeinsamen, eigenen Netzwerk. Der Rechner, der zur Bedienung des Experiments eingesetzt wird, ist an beiden Netzwerken angeschlossen; er ist einerseits als NAT-Router von innen nach außen konfiguriert und andererseits als VPN-Endpunkt, um eine Fernwartung der inneren Rechner aus dem Institutsnetz zu ermöglichen. Die Struktur des Netzwerks ist in Abb. 3.29 dargestellt.

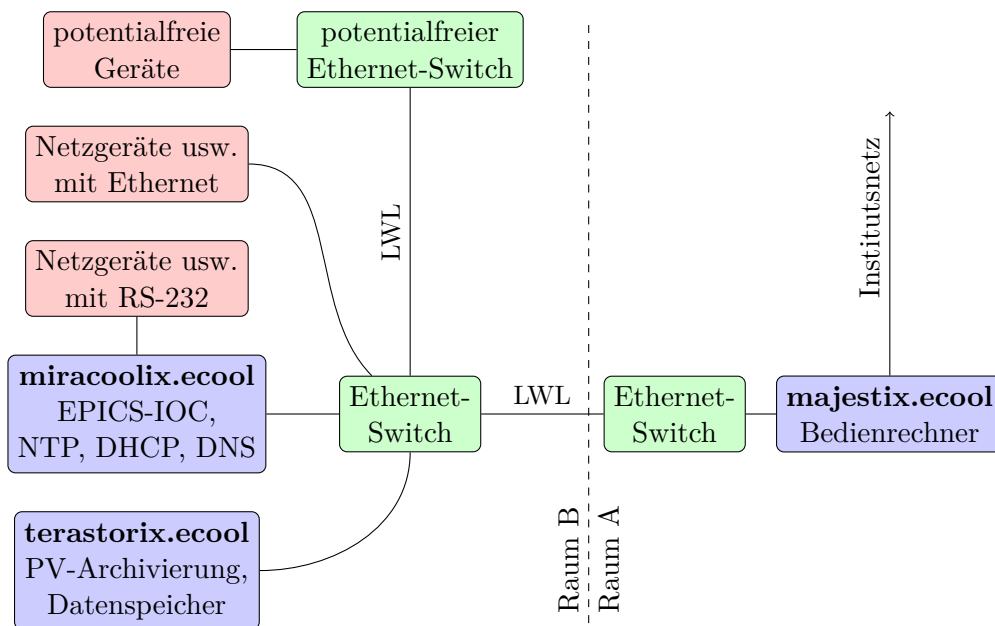


Abbildung 3.29: Struktur des internen Netzwerks im Kühlerbetriebsraum.



## 4 Simulationen und Messungen

### 4.1 Justage der Solenoide

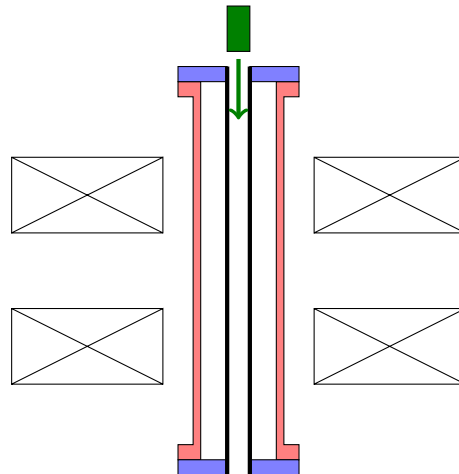


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der Solenoidausrichtung. Rot: Vakuumschloß ohne Elektronenquelle und ohne Pumpe am Kollektor. Blau: Halteflansch für Führungsrohr. Grün: Transversalhallsonde.

Wie in Kapitel 3.1.1 erklärt wurde, ist eine Ausrichtung der Solenoide zur Achse der Vakuumschloß notwendig, um eine geradlinige Führung des Strahls von der Quelle zum Kollektor zu erreichen. Da der Strahl in diesem Aufbau nicht zum Kühlen eingesetzt wird, sind Feldfehler aber nur in dem Maß entscheidend, wie sie zu Transmissionsverlusten führen, z.B. indem der Außenteil eines außermittig verlaufenden Strahls mit einer Blende kollidiert. Die Justage wird mit einer vorhandenen Transversalhallsonde durchgeführt, die eine hierfür ausreichende Genauigkeit besitzt. Diese Sonde befindet sich in einem quaderförmigen Halter, der spielarm durch ein quadratisches Rohr geschoben wird. Dieses Rohr ist mittig zwischen dem oberen und unteren Flansch der Vakuumschloß befestigt, während oben die NEG-Pumpe und unten die Elektronenquelle abgebaut sind (Abb. 4.1). Eine Messung des Magnetfelds mit evakuierter Kammer ist mit diesem Aufbau nicht möglich. Die Hallsonde wird so in dem Halter montiert, dass sie je nach Orientierung das Feld in zwei zueinander senkrechten ( $B_1$ ,  $B_2$ ) und den zwei dazu entgegengesetzten Raumrichtungen ( $B_3$ ,  $B_4$ ) misst, die alle senkrecht zur  $z$ -Achse stehen. Auf der Achse eines

idealen Solenoids verschwinden diese Feldkomponenten für alle  $z$ . Abweichungen von diesem Verhalten zeigen also direkt einen Justagefehler an, der dann iterativ mit Hilfe der Stellschrauben korrigiert werden kann. Es lassen sich folgende Arten von Fehlern unterscheiden:

- Steht das Solenoid parallel zur Achse, aber außermittig, schneidet die Achse eine Feldlinie, die auf der einen Seite des Solenoids die umgekehrte Transversalkomponente hat wie auf der anderen (Abb. 4.2 links). Die Feldmessung liefert daher einen antisymmetrischen Verlauf (exemplarische Simulation in Abb. 4.3 rot).
- Steht das Solenoid mittig, aber mit einem Winkel zur Achse, verläuft die Achse mit diesem Winkel durch die Feldlinien, die—auch im Randfeld—immer dasselbe Vorzeichen haben (Abb. 4.2 rechts). Dadurch wird ein Verlauf gemessen, der im Wesentlichen die Form des Longitudinalfelds hat, aber mit einem Faktor  $\sin \theta$  abgeschwächt ist (Abb. 4.3 blau).
- Ist das Solenoid optimal ausgerichtet, ergibt sich trotzdem ein Feldverlauf  $\propto B_z$ , wenn die Sonde schief im Halter montiert ist, was sich nicht völlig vermeiden lässt. Dieser Fehler unterscheidet sich von dem des schief stehenden Solenoids dadurch, dass er sich in zwei entgegengesetzten Raumrichtungen gleich äußert, weshalb immer in allen vier Richtungen gemessen wird und die einander entgegengesetzten Feldkomponenten gemittelt werden. Durch die Vorzeichenumkehr bei der Drehung der Sonde verschwindet dann dieser Effekt.
- Das Erdmagnetfeld beträgt einige  $10 \mu\text{T}$ ; es trägt durch den Inklinationwinkel nur anteilig zur Transversalfeldmessung bei [29]. Dadurch verschieben sich die Messwerte auf der  $B$ -Achse um einen konstanten Wert, was die Identifikation der Ausrichtungsfehler nicht beeinträchtigt.

Nach Aufnahme eines Feldverlaufs lassen sich die  $z$ -Positionen der Extrema erkennen, die den vorgenannten Effekten zugeordnet sind. Da sich diese Positionen während der Korrektur nicht wesentlich ändern, genügt es, die Feldwerte an diesen Orten zu optimieren; ein flacher Verlauf an den übrigen Orten stellt sich dann von selbst ein. Die Reproduzierbarkeit dieses Messverfahrens ist durch das Spiel der Sondenhalterung im Rohr begrenzt und liegt in der Größenordnung von einigen  $10 \mu\text{T}$ . Es wird daher nicht versucht, den Feldverlauf im Rahmen der Sondenauflösung von  $5 \mu\text{T}$  auf Null einzustellen. Der nach der Justage erhaltene Feldverlauf ist in Abb. 4.4 dargestellt. Diese Messung wurde ohne Joch durchgeführt, um Messfehler durch Remanenz zu vermeiden. Bei Feldern in einer Größenordnung, die für den Betrieb des Experiments realistisch ist, bestehen die betragsmäßig größten Feldfehler in Kathodennähe und im WF-Solenoid. Ersteres kann durch Remanenz im Eisenmantel des Quellen-Solenoids verursacht werden und Letzteres dadurch, dass das WF-Solenoid aus zwei Hälften besteht, die vermutlich nicht dieselbe Achse haben. Eine Ausrichtung dieser Hälften untereinander ist in der Konstruktion des Moduls

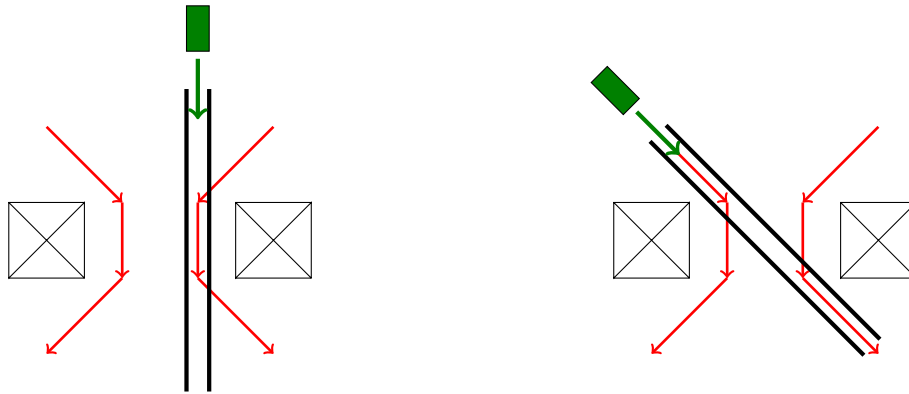


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des Wegs der Hallsonde durch die Feldlinien eines unausgerichteten Solenoids.  
Links: Parallelversatz. Rechts: Winkelfehler.

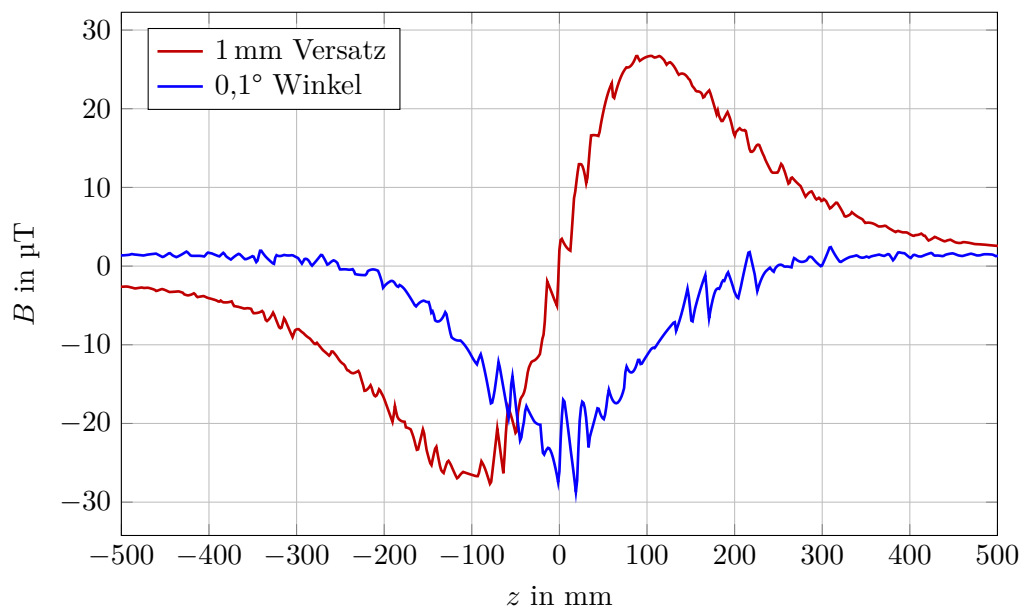


Abbildung 4.3: CST-Simulation des Transversalfeldverlaufs des Kollektorsolenoids bei 1 mm Parallelversatz bzw.  $0,1^\circ$  Winkelfehler. Der unstetige Verlauf entsteht durch die Raumdiskretisierung der Simulation.  
 $B_{z,\text{max}} = 13 \text{ mT}$ .

#### 4 Simulationen und Messungen

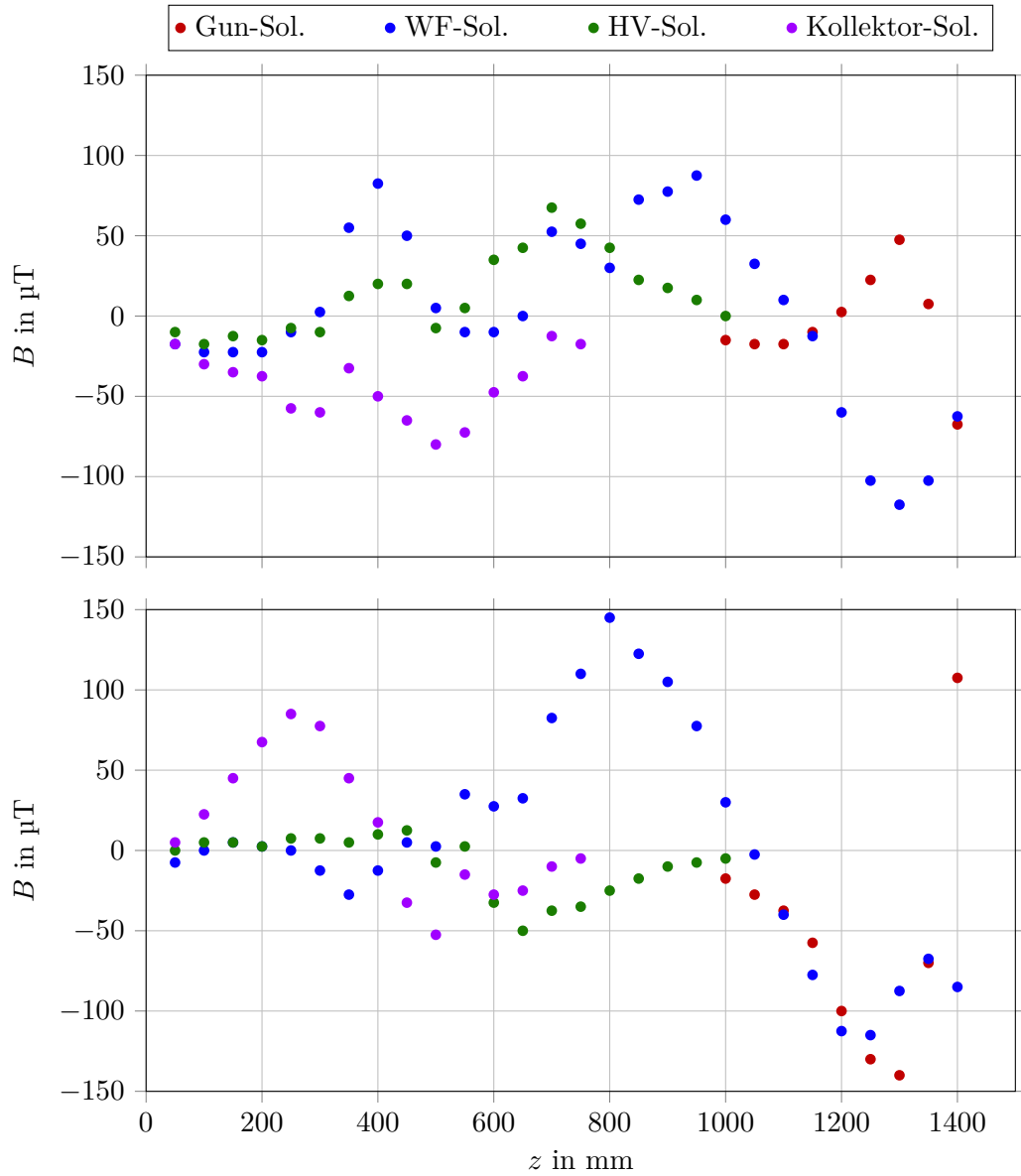


Abbildung 4.4: Transversalfeldverlauf der Solenoide nach Justage (jeweils einzeln bestromt). Oben:  $(B_1 - B_3)/2$ . Unten:  $(B_2 - B_4)/2$ .

$I_{\text{SolGun}} = 101 \text{ A}$ ,  $I_{\text{SolWF}} = 8 \text{ A}$ ,  $I_{\text{SolHV}} = 20 \text{ A}$ ,  $I_{\text{SolCol}} = 80 \text{ A}$ .

Die  $z$ -Achse zeigt—abweichend von der sonst in diesem Dokument verwendeten Konvention—vom Kollektor zur Kathode;  $z = 0$  ist die Oberkante des oberen Kollektorflanschs, wo das Führungsrohr befestigt ist.

nicht vorgesehen. Der erhaltene Feldverlauf lässt sich aus diesen Gründen durch weitere Justage nicht mehr wesentlich verbessern.

## 4.2 Funktionstest des BPM

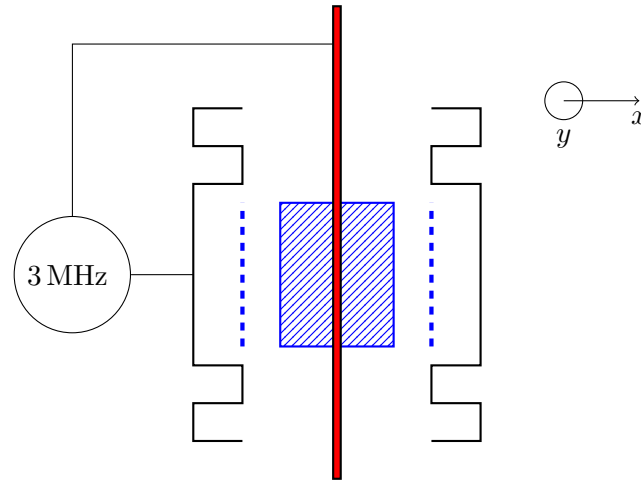


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Aufbaus zur Vermessung des BPM mit einer Antenne. Rot: Antenne. Blau: BPM-Signalplatten. Der Koordinatentisch zur Bewegung der Antenne ist nicht eingezeichnet.

Um sicherzustellen, dass der BPM zuverlässige Ergebnisse liefert, lässt sich eine Probemessung ohne Strahl und ohne Vakuum durchführen, bei der das vom BPM zu detektierende Feld durch einen Messingstab (Antenne) erzeugt wird. Der verwendete Aufbau ist in Abb. 4.5 schematisch dargestellt. In diesem Aufbau kann die Antenne mit einem  $x$ - $y$ -Tisch transversal zur BPM-Achse bewegt werden. Das Signal wird eingespeist, indem die Antenne mit dem Ausgang des Modulators verbunden wird und das BPM-Gehäuse mit der entsprechenden Masse.

Das Ergebnis der Positionsbestimmung der Antenne für einen Verfahrweg von  $\pm 10$  mm in beiden Richtungen ist in Abb. 4.6 dargestellt, die daraus abzulesende Abweichung von dem Koordinatensystem des  $x$ - $y$ -Tisches in Abb. 4.7. Da der Tisch für die Messung nicht genau auf die Koordinatenachsen des BPM ausgerichtet war, muss einer der Datensätze zur Vergleichbarkeit gedreht werden. Anpassung einer Geraden an die BPM-Messwerte für  $y_{\text{Tisch}} = 0$  liefert:

$$f_1(x) = a_1 x + b_1 \quad \text{mit} \quad a_1 = (-6,4 \pm 0,4) \cdot 10^{-3} \quad \text{und} \quad b_1 = (6 \pm 3) \cdot 10^{-3} \text{ mm.} \quad (4.1)$$

Daraus folgt ein Winkel zwischen den  $x$ -Achsen von

$$\phi_x = -\arctan a_1 = (0,36 \pm 0,02)^\circ, \quad (4.2)$$

#### 4 Simulationen und Messungen

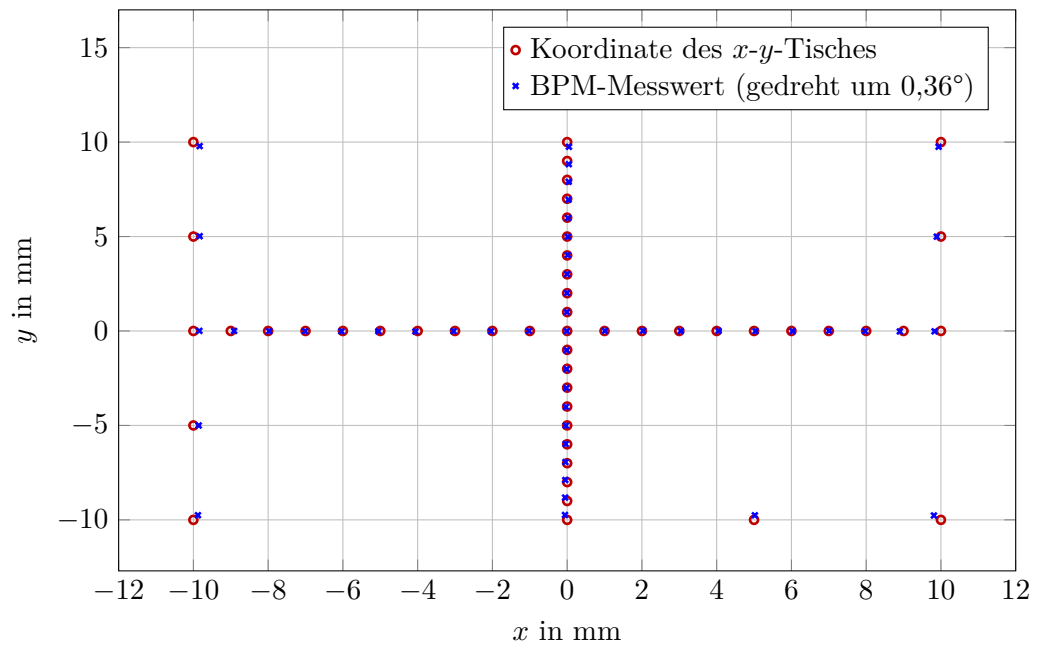


Abbildung 4.6: Ortsbestimmung der Testantenne mit BPM.

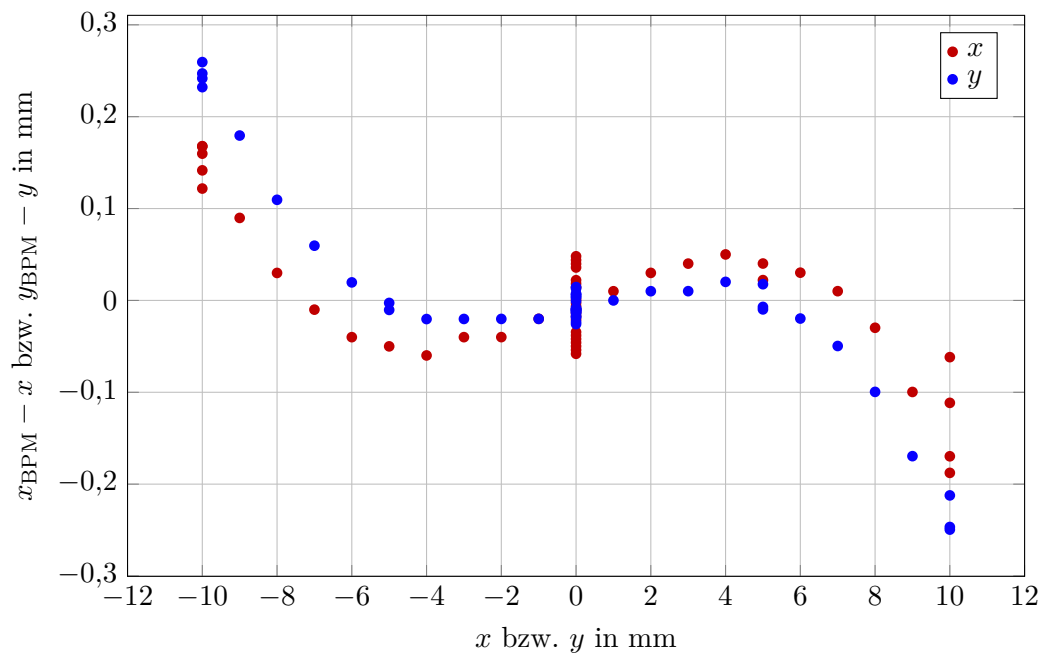


Abbildung 4.7: Abweichung zwischen den Koordinatensystemen des  $x$ - $y$ -Tisches und des BPM.

um den alle Daten in mathematisch positiver Richtung gedreht werden. Anpassung einer weiteren Geraden  $f_2$  an die so gedrehten Werte für  $x_{\text{Tisch}} = 0$  liefert:

$$f_2(x) = a_2x + b_2 \quad \text{mit} \quad a_2 = 179 \pm 4 \quad \text{und} \quad b_2 = (1,4 \pm 0,1) \text{ mm.} \quad (4.3)$$

Es ist zu erkennen, dass die  $x$ -Achse und die  $y$ -Achse nicht rechtwinklig zueinander sind; die Abweichung vom rechten Winkel beträgt

$$\phi_y = 90^\circ - \arctan a_2 = (0,320 \pm 0,008)^\circ. \quad (4.4)$$

Ohne eine unabhängige Messung lässt sich nicht feststellen, ob sich dieser Fehler im  $x$ - $y$ -Tisch oder im BPM befindet. In der herstellerseitig durchgeführten Messung des BPM ist kein Winkelfehler angegeben, wohl aber eine empirische Funktion zur Korrektur der Nichtlinearität mit aus der Messung berechneten Koeffizienten, womit in der Software die leicht ortsabhängige Genauigkeit (siehe Abb. 4.7) herausgerechnet werden kann [7]. Diese Korrektur wurde auf diese Testmessung nicht angewendet und ist für den praktischen Betrieb mit Strahl auch nicht unbedingt notwendig, weil schon die unkorrigierte Messung im Bereich um den Mittelpunkt so genau ist, dass es für die Beurteilung des Strahltransports ausreicht.

## 4.3 Eigenschaften der Elektronenquelle

### 4.3.1 Perveanz und Einschaltverhalten

Wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben wurde, lässt sich mit der Steuerspannung  $U_{\text{PE}}$  der von der Quelle emittierte Strom einstellen. Da der Strom bei Energierückgewinnung nicht durch das Kathodenhochspannungsnetzgerät fließt, lässt er sich nicht direkt messen, sondern nur aus dem Kollektor- und den Sekundärströmen berechnen. Da die Sekundärströme für diese Betrachtung vernachlässigbar klein sind, genügt die Messung des Kollektorstroms. Diese ist für den sinnvoll nutzbaren Bereich der Steuerspannung in Abb. 4.8 grafisch dargestellt. Der extrahierbare Strom ist begrenzt durch die Höhe der angelegten Kathodenspannung. Diese kann aus Gründen der Spannungsfestigkeit der verwendeten Isolatoren maximal 17 kV betragen.

Da keine Regelschleife zum genauen Einhalten eines bestimmten Stromwerts existiert, hängt der tatsächliche Strom nicht nur von der Geometrie und den Sollwerten der Spannungen ab, sondern unterliegt schwachen externen Einflüssen:

- Das verwendete Netzgerät für  $U_{\text{PE}}$  hat einen spezifizierten Temperaturkoeffizienten von  $2 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  und eine Langzeitstabilität von  $5 \cdot 10^{-4}$  bezogen auf den Sollwert [32], wodurch sich der Istwert von  $U_{\text{PE}}$  auf Stundenskala um einige V ändern kann. Der Strom schwankt entsprechend je nach lokaler Steigung der  $I_{\text{Kol}}/U_{\text{PE}}$ -Kurve.
- Das Child-Langmuir-Gesetz (Gleichung 2.9) ist exakt nur für eine unendlich hohe Emissionsdichte an der Kathode gültig. Eine Variation der Kathodentemperatur hat daher im realen Fall eine Änderung des Stroms zur Folge.

#### 4 Simulationen und Messungen

Die Kathodentemperatur ist festgelegt durch das Gleichgewicht aus zugeführter Leistung und Wärmestrahlung. Durch die  $T^4$ -Abhängigkeit der Wärmestrahlung [40] ist daher bei Konstantstrombetrieb die Temperatur inhärent stabil, obwohl der Widerstand des Heizelements einen positiven Temperaturkoeffizienten hat. Die Temperatur des Heizelements ist dabei in erster Ordnung proportional zur abfallenden Spannung. Es kann bei Extraktion hoher Ströme ein Abfall dieser Spannung beobachtet werden, weil dem Elektronengas in der Kathode kontinuierlich heiße Elektronen entnommen werden, deren thermische Energie dadurch der Kathode entzogen wird. Das thermische Gleichgewicht stellt sich nach Einschalten des Stroms auf einer Zeitskala von Minuten selbständig ein; innerhalb dieser Zeit sinkt auch der emittierte Strom. Die Messung dieses Effekts ist in Abb. 4.9 dargestellt.

Zur Extraktion beliebig kleiner Ströme kann ein Heizstrom ab 3,25 A verwendet werden. Zwar kann mit diesem Minimalheizstrom auch ein Elektronenstrom von 500 mA geliefert werden, aber es ist dann durch ungleichmäßige Emissionsdichte auf der Kathodenoberfläche eine Verschiebung des Ladungsschwerpunkts zu beobachten. Zur Vermeidung dieses Effekts ist für einen Extraktionsstrom von 500 mA ein Heizstrom von mindestens 3,55 A nötig. Alle folgenden Messungen werden daher mit diesem Heizstrom durchgeführt.

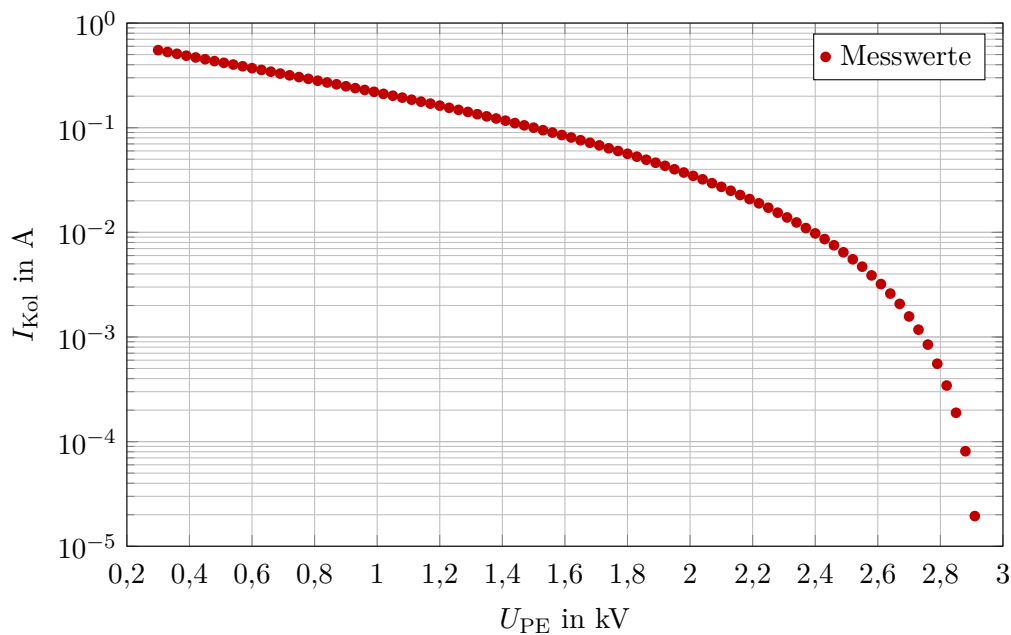


Abbildung 4.8: Messung der Abhängigkeit zwischen Steuerspannung und Kollektorstrom.  $U_{\text{Kath}} = -17$  kV.

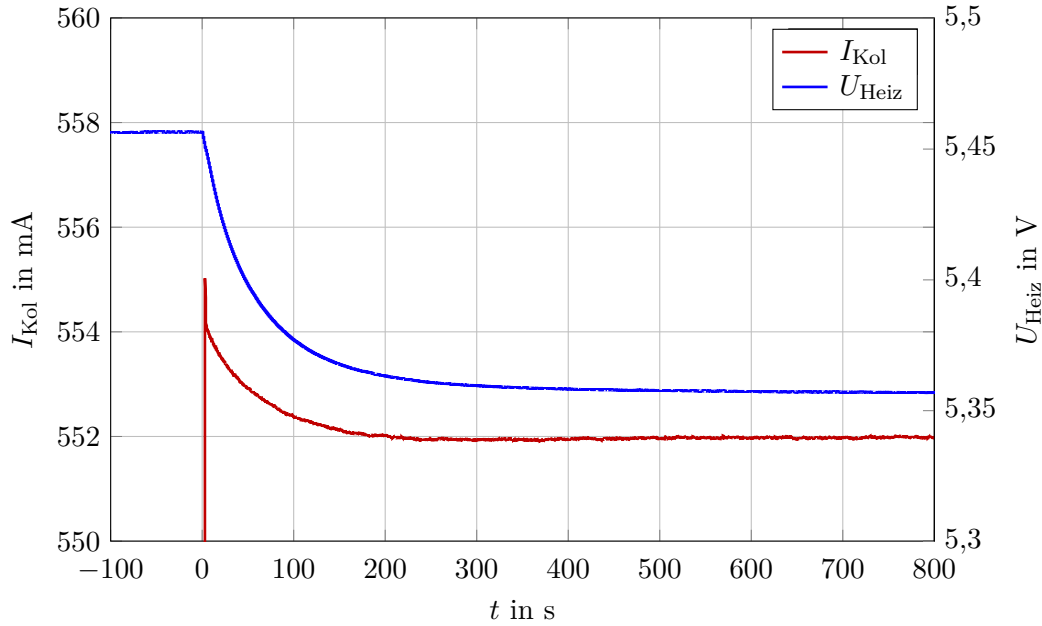


Abbildung 4.9: Messung der Zeitabhängigkeit des Kollektorstroms unmittelbar nach dem Einstellen der Steuerspannung.  $t < 0$ :  $U_{\text{PE}} = -3\text{ kV}$ ,  $I_{\text{Kol}} = 0$ .  $t \geq 0$ :  $U_{\text{PE}} = -0,3\text{ kV}$ .

### 4.3.2 Gasentladung bei hohen $E$ - und $B$ -Feldern

Als ein wesentliches Problem beim Betrieb der vorliegenden Elektronenquelle haben sich unerwünschte Gasentladungen erwiesen, die sich dadurch ergeben, dass durch die Geometrie gekreuzter  $E$ - und  $B$ -Felder Elektronenbahnen existieren können, deren Weglängen gegenüber denen in einem rein elektrischen Feld um einen großen Faktor verlängert sind [34,45]. Wenn Elektronen auf diese Bahnen gebracht werden, wächst die Ionisationswahrscheinlichkeit für Restgasmoleküle gegenüber dem unmagnetisierten Fall. Die Durchbruchspannung, ab der sich ein Stromfluss zwischen den Elektroden selbständig aufrecht erhält, ist dann nicht durch die Paschen-Kurve [44] gegeben, sondern liegt im Allgemeinen niedriger [1]. Selbst in Abwesenheit von Feldemission gibt es geladene Teilchen aus kosmischer Strahlung oder ähnlichen Quellen, sodass sich das unerwünschte Zünden einer Entladung bei geeigneter Geometrie nicht zuverlässig vermeiden lässt. Es muss daher in allen Konstruktionen, die gekreuzte  $E$ - und  $B$ -Felder überlagern, eine Optimierung der Geometrie vorgenommen werden, um den Betrieb in einem bestimmten Parameterbereich zu ermöglichen. Zwar sind in einer Kühlerelektronenquelle  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  vor der Kathode parallel zueinander, aber die Existenz elektrischer Randfelder mit Transversalkomponente ist unvermeidlich. Dasselbe Problem ergibt sich grundsätzlich auch an anderen Stellen im Kühler, z.B. im Wien-Filter oder bei der Abbremsung vor dem Kollektor, allerdings ist die Quelle von allen Stellen, wo ein  $E$ -Feld vorliegt, diejenige mit

## 4 Simulationen und Messungen

dem höchsten  $B$ -Feld, sodass evtl. vorhandene Konstruktionsfehler sich hier am stärksten bemerkbar machen.

Beim Betrieb der vorhandenen Elektronenquelle gemäß Abb. 3.5 hat sich gezeigt, dass bei einem Magnetfeld von  $B_z = 200$  mT ein Erreichen der vorgesehenen Betriebsspannung von  $U_{\text{Kath}} = 26$  kV nicht möglich ist. In Abb. 4.10 und 4.11 sind exemplarisch die Druckanstiege dargestellt, die sich in Abhängigkeit von  $U_{\text{Kath}}$  bei verschiedenen Werten von  $U_{\text{PE}}$  und verschiedenen Anfangsdrücken ergeben haben.

Ein Steigern von  $U_{\text{Kath}}$  über den jeweils letzten Messpunkt jedes Datensatzes hinaus hatte einen Kurzschluss zwischen den Elektroden und einen Druckanstieg bis zum Ausfall des Messgeräts zur Folge. Bei dieser Messung war die Kathode abgekühlt, um die Spannungen frei variieren zu können. Der Verlauf der Messwerte deutet darauf hin, dass ein von Null verschiedener Wert von  $U_{\text{PE}}$  die Neigung zur Gasentladung abschwächt. Da für das Feld zwischen Pierce-Elektrode und Strahlrohr nur die Summe von  $U_{\text{Kath}}$  und  $U_{\text{PE}}$  von Bedeutung ist, lässt sich die Beobachtung mit nur diesem Feld allein nicht erklären. Es sollen im Folgenden die Ursachen und eine mögliche Lösung anhand von Simulationen gezeigt werden.

Es wird zugunsten der Rechenzeit für diese Überlegung mit einem reduzierten Modell gearbeitet, in dem nur die Quelle und die dazugehörige Spule enthalten sind. Das Maximum des  $B$ -Felds ist wie die Kathodenoberfläche bei  $z = 0$  und beträgt  $B_z = 200$  mT. Durch das Fehlen der übrigen Spulen und des Eisenjochs ist zwar der Magnetfeldabfall anders geformt als in der Realität, es genügt aber für ein qualitatives Verständnis des Problems. Für eine korrekte Simulation der elektrischen Felder ist es allerdings entscheidend, die negative Seite, an der in der Realität weitere Vakuumrohre folgen, mit einer durchgehenden Metalloberfläche abzuschließen, weil die Begrenzungsfläche des Simulationsvolumens das Potential 0 hat, wodurch zusätzliche, unrealistische Feldlinien entstehen würden. In diesem Fall wurde ein Rohr der Länge 100 mm angesetzt und mit einer Platte verschlossen. Anschlussdrähte wurden nicht berücksichtigt, weil ihr Verlauf bei der bestehenden Apparatur nicht genau definiert ist. Sollte sich dadurch in zukünftigen Simulationen ein Unterschied ergeben, ist eine Abschirmung mit einem geometrisch wohldefinierten Metallkörper vorzusehen.

Zuerst werden für die Fälle  $U_{\text{PE}} = 0$  und  $U_{\text{PE}} = -6$  kV die elektrischen Felder simuliert. Die resultierenden Potentialverläufe auf der  $y$ - $z$ -Ebene bei  $x = 0$  sind in Abb. 4.12 grafisch dargestellt. Da die Oberfläche der Pierce-Elektrode eine Äquipotentialfläche ist, ergibt sich in beiden Fällen unter Einfluss des Radialfelds zum Strahlrohr ein Potentialberg in  $z$ -Richtung zwischen den zwei gegenüberliegenden Planflächen (Region „A“). Im Fall  $U_{\text{PE}} = 0$  (Abb. 4.12 oben) ist derselbe Verlauf, wenn auch asymmetrisch geformt, zwischen der Pierce-Elektrode und dem Halteflansch zu erkennen (Region „B“). Ein Elektron, das z.B. durch Feldemission an einer dieser Oberflächen ohne kinetische Energie startet, wird in  $z$ -Richtung zwischen den Oberflächen oszillieren unter der Voraussetzung, dass das longitudinale  $B$ -Feld stark genug ist, um zu verhindern, dass das radiale  $E$ -Feld das Teilchen nach außen zieht. Bei geeignet hohem  $B_z$  wird die Bahnlänge dieses Teilchens also beliebig groß. Diese Anordnung wird bezeichnet als zylindrisches Magnetron [1].

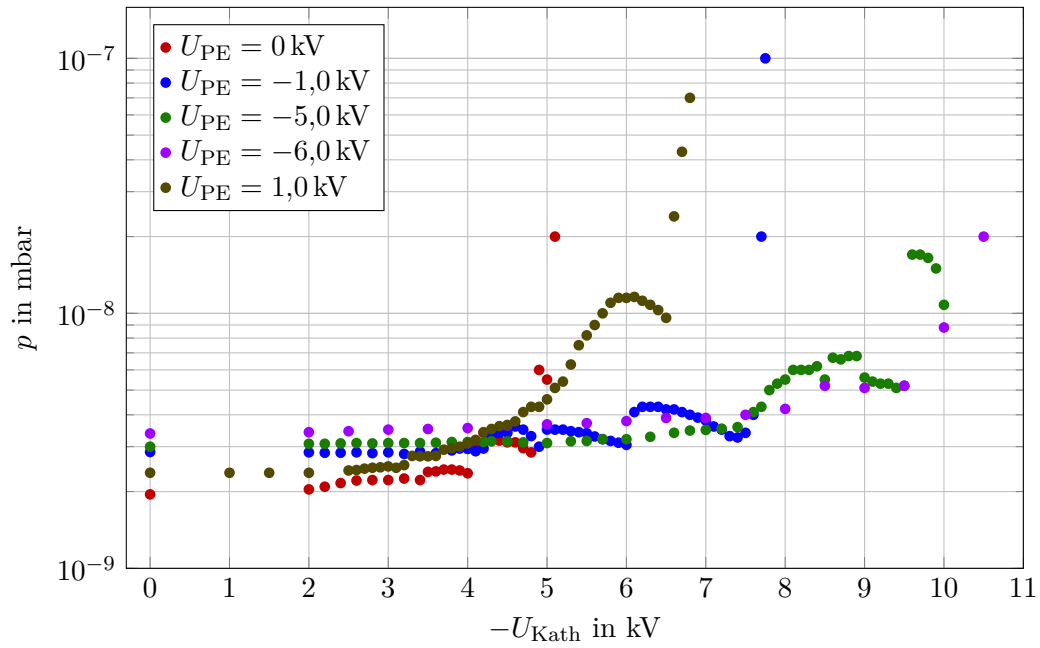


Abbildung 4.10: Messung der Abhängigkeit des Druckanstiegs durch Gasentladung von  $U_{PE}$  und  $U_{Kath}$ .  $B_z = 200$  mT.

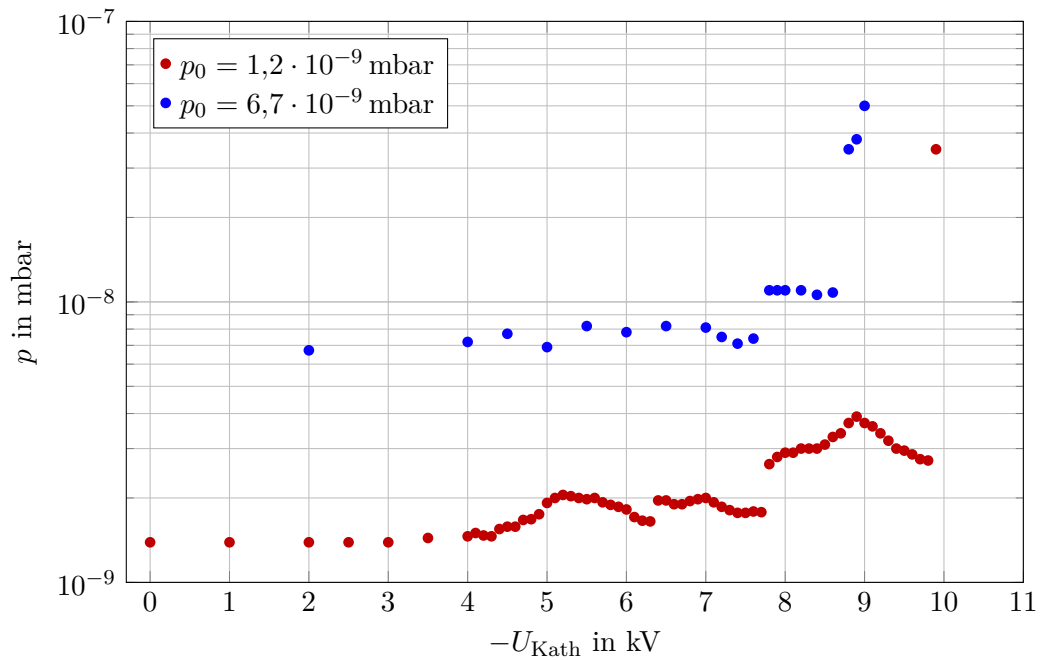


Abbildung 4.11: Messung der Abhängigkeit des Druckanstiegs durch Gasentladung vom Basisdruck  $p_0$ .  $U_{PE} = -0,6$  kV,  $B_z = 200$  mT.

Wenn  $U_{\text{PE}}$  negativ ist (Abb. 4.12 unten), wird ein Teilchen, das den nun schiefen Potentialberg an Ort B durchläuft, auf der positiven Seite nicht reflektiert, sodass es sich weiter bewegt und verloren geht. Diese Überlegung lässt sich auch umkehren für positive Spannung. Das Verhalten an Ort A ist dagegen bis auf den Wert des Potentials unverändert.

Mit einer Particle-Tracking-Simulation soll für die vorliegende Geometrie das Verhalten der Teilchen veranschaulicht werden. Hierzu wird die gesamte Oberfläche der Pierce-Elektrode als Elektronenquelle angenommen. Da der reale Mechanismus der Elektronenfreisetzung für diese Betrachtung keine Rolle spielt, wurde für die Emission eine homogene Energieverteilung von 0 bis 0,2 eV und eine homogene Winkelverteilung in den ganzen Halbraum gewählt, um möglichst viele verschiedene Bahnen zu erzeugen. Für die Fälle  $U_{\text{PE}} = 0$  und  $U_{\text{PE}} = -6$  kV werden die Bahnen der so emittierten Teilchen berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 4.13 grafisch dargestellt. Die Bahnen der Teilchen, die zu einem Zeitpunkt  $0 < t < 400$  ns mit einer Metalloberfläche oder mit der Begrenzungsfläche des Simulationsvolumens kollidiert sind, sind zur Verdeutlichung ausgeblendet. Es ist zu erkennen, dass es Teilchen gibt, die das anhand der Potentialkarte zu erwartende Verhalten zeigen: Bei  $U_{\text{PE}} = 0$  oszillieren Elektronen sowohl in den Regionen A als auch B, bei  $U_{\text{PE}} = -6$  kV nur in der Region A, dafür mit mehr Energie im Mittelpunkt der Schwingung. Das zeitliche Verhalten eines Beispielteilchens in Region A aus der erstgenannten Simulation ist in Abb. 4.14 dargestellt. Die sichtbare Periodizität suggeriert, dass das Teilchen in Abwesenheit von Stößen oder anderen externen Effekten beliebig lange gefangen bleibt. Diese Ergebnisse lassen die Messung in Abb. 4.10 plausibel erscheinen und rechtfertigen damit die Annahme, dass es sich bei dem simulierten Effekt um den gesuchten handelt.

Die so gewonnenen Erkenntnisse lassen darauf schließen, dass beide Stellen, an denen ein Potentialmaximum zwischen zwei longitudinal gegenüberstehenden Flächen gleichen Potentials existiert, zu gewissem Anteil für den unerwünschten Entladungseffekt verantwortlich sind. Es soll daher gezeigt werden, wie die oszillatorische Bewegung durch die Optimierung des Potentialverlaufs vermieden werden kann. Die Beseitigung des Potentialmaximums in Region B erfolgt durch geeignete Verlängerung der Pierce-Elektrode in Richtung der negativen Seite des Hauptisolators. In Region A muss die Elektrode durchgehend ausgeführt werden, anstatt in ein Rohr mit kleinerem Durchmesser überzugehen. Diese Veränderung wirkt sich auf die Befestigungsmöglichkeiten aus, weil der Sinn der bisherigen Elektrodenform darin besteht, dass sich die Elektrode von vorne auf den PE-Isolator schrauben lässt. Beide Änderungen zusammen lassen sich aber konstruktiv leicht umsetzen, indem die Elektrode in der Nähe des negativen Flansches des Hauptisolators befestigt wird anstatt in Kathodennähe. Je nach Umsetzung wird dafür ein anderer PE-Isolator benötigt werden. Unabhängig von diesen Details soll nun gezeigt werden, wie sich die Simulationsergebnisse bei einer so geformten Elektrode ändern.

Das elektrische Feld wurde nun für die Fälle  $U_{\text{PE}} = -0,38$  kV und  $U_{\text{PE}} = -6$  kV simuliert. Der Potentialverlauf ist in Abb. 4.15 grafisch dargestellt. Nach Simulationen von TSL [55] ist eine Spannung von  $-0,38$  kV optimal für die Energieverteilung

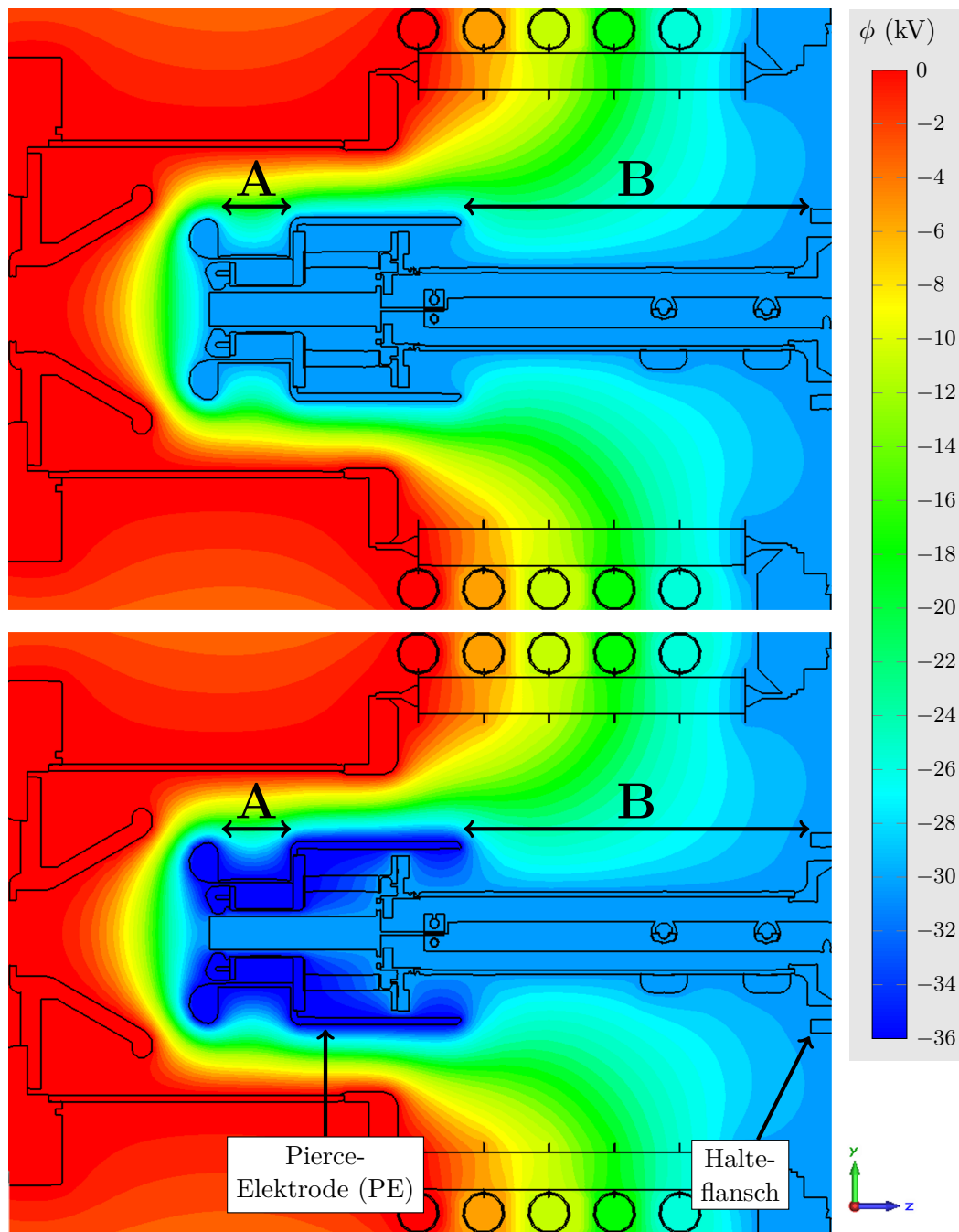


Abbildung 4.12: CST-Simulation des Potentialverlaufs der Elektronenquelle auf der  $y$ - $z$ -Ebene bei  $x = 0$ .  
 $U_{Kath} = -30$  kV. Oben:  $U_{PE} = 0$ . Unten:  $U_{PE} = -6$  kV.

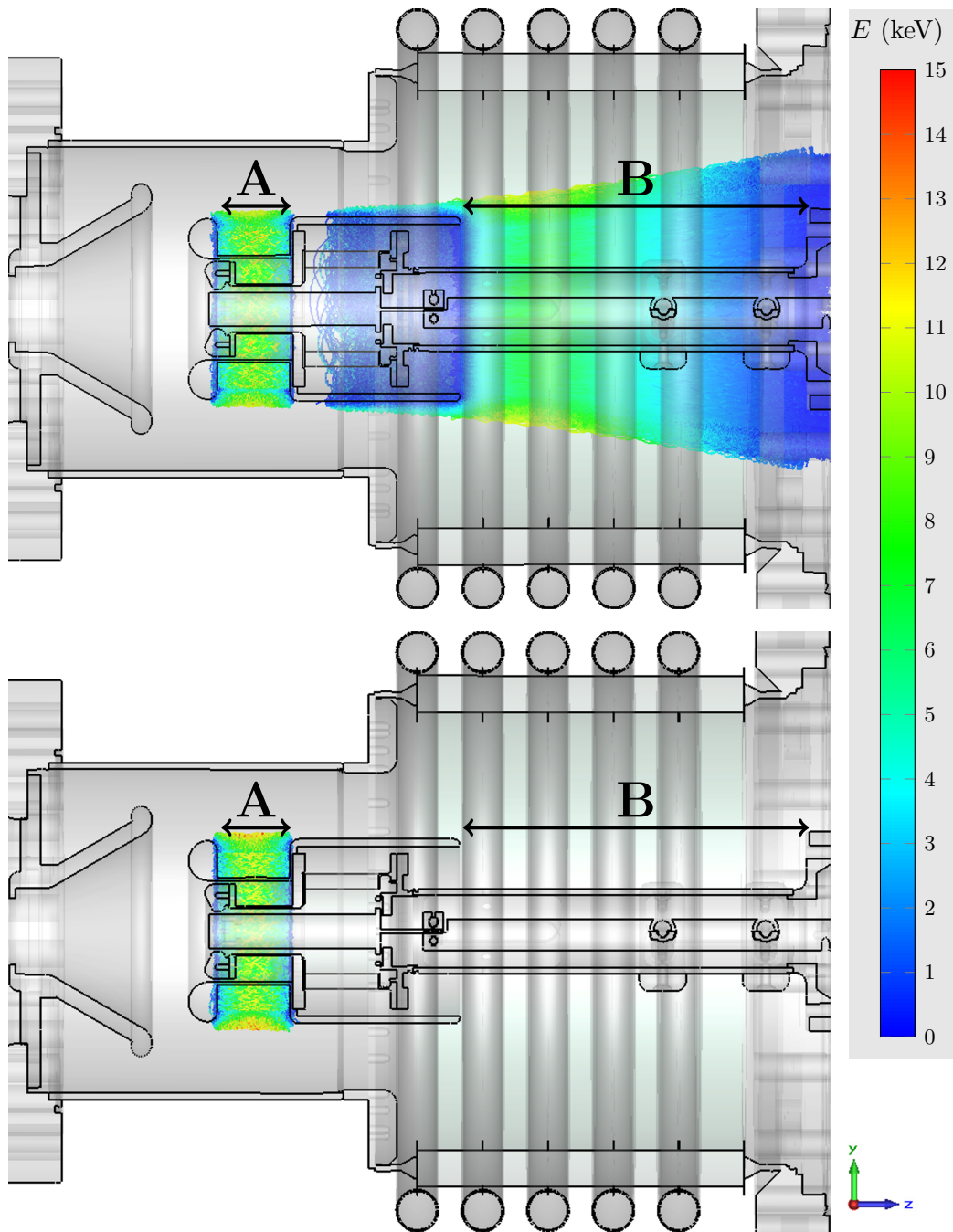


Abbildung 4.13: CST-Simulation der Elektronenbahnen nach Emission an der gesamten Außenfläche der Pierce-Elektrode als Schnitt durch die  $y$ - $z$ -Ebene bei  $x = 0$ ,  $t = 400$  ns. Dargestellt sind nur diejenigen Bahnen, die nach 400 ns noch nicht geendet haben.

$U_{Kath} = -30$  kV. Oben:  $U_{PE} = 0$ . Unten:  $U_{PE} = -6$  kV.

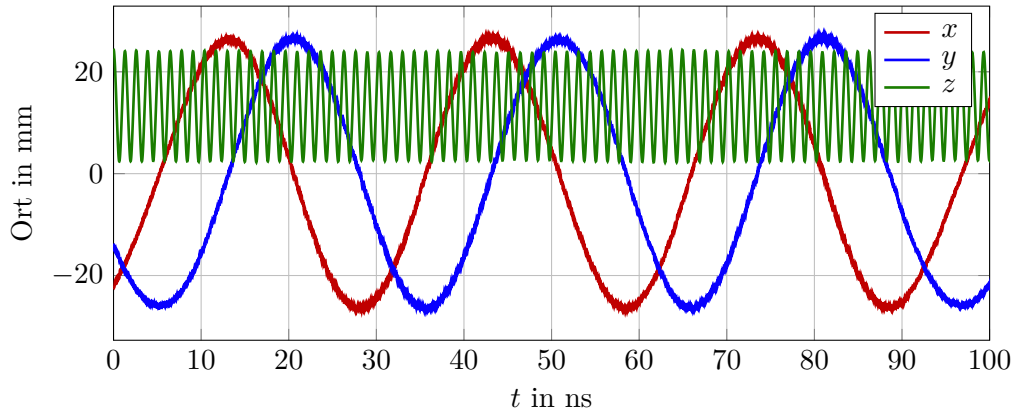


Abbildung 4.14: Trajektorie eines am Rand der Kontrollelektrode emittierten Beispielteilchens. Es findet eine ungedämpfte Oszillation zwischen den Planflächen statt.  $U_{PE} = 0$ .

des Strahls bei  $U_{Kath} = -26$  kV, bei  $U_{Kath} = -30$  kV wäre also ein betragsmäßig höherer Wert richtig. Durch die Wahl einer leicht negativen Spannung verbessern sich die Bedingungen wie bei der bestehenden Elektrode; ein Betrieb bei  $U_{PE} = 0$  ist in der Realität ohnehin nie nötig. Diese Ergebnisse sollen nur als Anhaltspunkt für die Konstruktion einer neuen Elektrode dienen; da die Änderungen auch Einfluss auf das Feld in Kathodennähe haben können, ist die Durchführung weiterer Simulationen unverzichtbar.

Am Potentialverlauf ist zu erkennen, dass keine symmetrischen Potentialmaxima in reiner  $z$ -Richtung mehr existieren. In dem vorher als B bezeichneten Bereich gibt es noch gekrümmte Bahnen, die über ein Potentialmaximum verlaufen, was sich ohne einen Eingriff in die übrige Geometrie nicht einfach ändern lässt. In der Realität ist durch das Eisenjoch der Magnetfeldabfall so steil, dass selbst ein symmetrischer Potentialverlauf in diesem Bereich keine Probleme verursachen würde; in dieser Simulation ist die leicht negative PE-Spannung nötig, um zu zeigen, dass keine dauerhaften Oszillationen auftreten.

Mit einer Particle-Tracking-Simulation analog zu vorher kann nun berechnet werden, wie sich Teilchen in diesen beiden Feldkonfigurationen verhalten. Es wird wieder die gesamte Außenoberfläche der Pierce-Elektrode als Elektronenquelle definiert mit denselben Parametern wie zuvor. In Abb. 4.16 ist als Ergebnis davon dargestellt, wie viele Teilchen sich in Abhängigkeit der Zeit im Gehäuse der Quelle aufhalten, d.h. bei  $z < 210$  mm. Es ist zu erkennen, dass auch bei dieser Geometrie in dem Fall betragsmäßig niedriger PE-Spannung noch sehr wenige Bahnen existieren, die überdurchschnittlich—allerdings nicht unendlich—lang sind. Nach 285 ns haben alle simulierten Teilchenbahnen geendet. Eine dieser Bahnen ist in Abb. 4.17 dargestellt. Bleibt dieses Problem bestehen, wenn die Simulation mit dem endgültigen Magnetfeldverlauf und der tatsächlich montierbar konstruierten Elektrodengeometrie wiederholt wird, kann es unschädlich gemacht werden, indem durch Verlän-

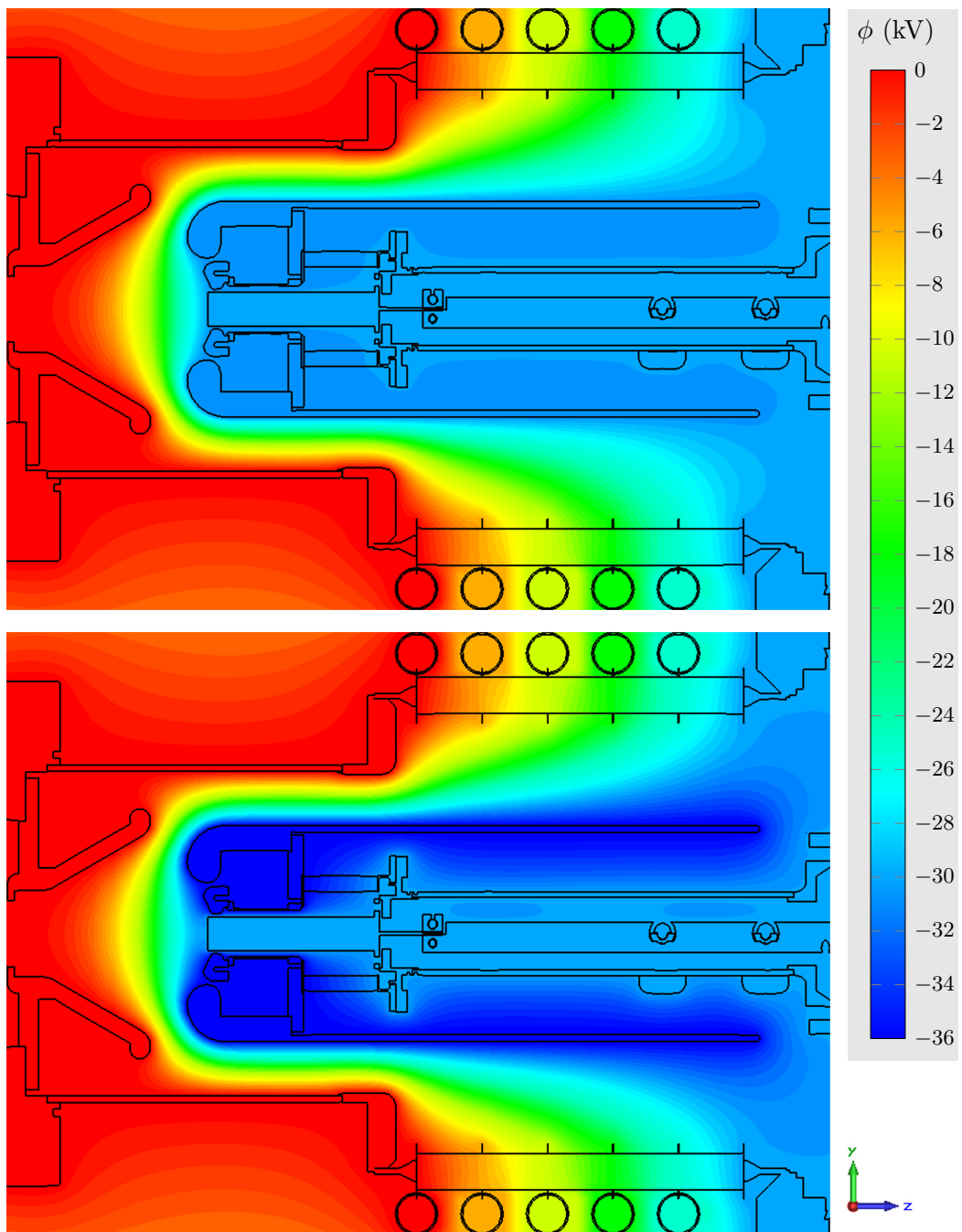


Abbildung 4.15: CST-Simulation des Potentialverlaufs der Elektronenquelle mit verbesserter PE-Geometrie auf der  $y$ - $z$ -Ebene bei  $x = 0$ .  
 $U_{Kath} = -30$  kV. Oben:  $U_{PE} = -0,38$  kV. Unten:  $U_{PE} = -6$  kV.

### 4.3 Eigenschaften der Elektronenquelle

gerung der Gesamtanordnung und ggf. Feldformung mit einem geeigneten Rohr das elektrische Feld so lange homogen gehalten wird, bis das magnetische Feld auf einen hinreichend niedrigen Wert abgefallen ist. Unvermeidliche Potentialmaxima in diesem Bereich führen dann nicht zu einem Speicherungseffekt.

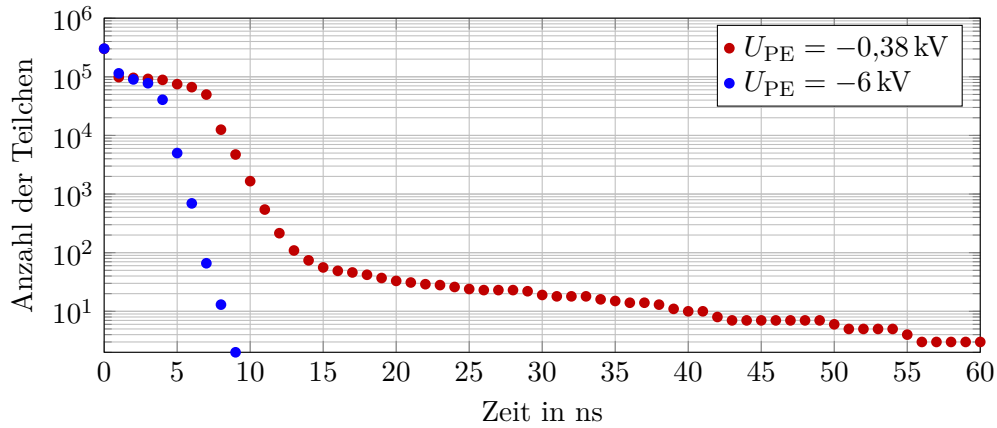


Abbildung 4.16: Zeitliches Verhalten der von der Pierce-Elektrode emittierten Elektronen nach Verbesserung der Geometrie.

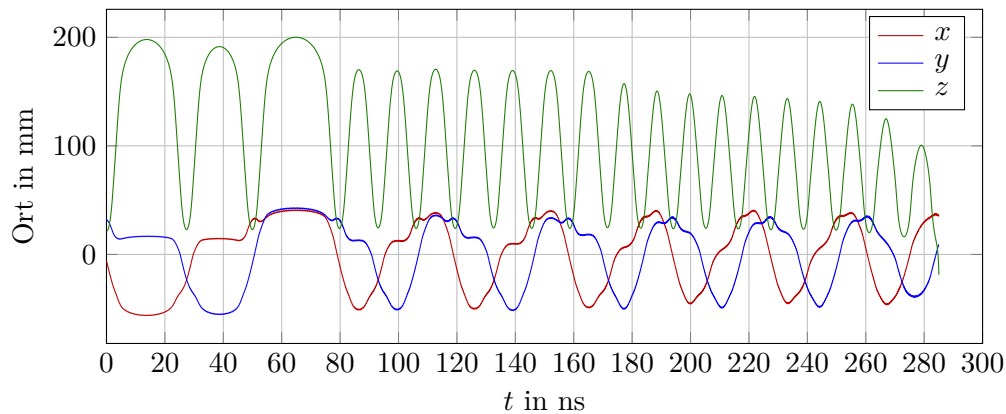


Abbildung 4.17: Trajektorie eines am Rand der Kontrollelektrode emittierten Beispielteilchens nach Verbesserung der Geometrie. Die Oszillation ist langsam und nicht stabil. Das Teilchen berührt nach 285 ns die Anode.

### 4.3.3 Halo

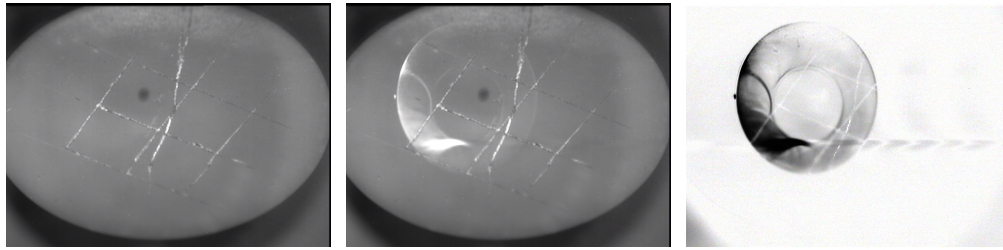


Abbildung 4.18: Leuchtschirmaufnahmen bei  $U_{\text{PE}} = -3 \text{ kV}$ . Links:  $U_{\text{Kath}} = 0$ . Mitte:  $U_{\text{Kath}} = -17 \text{ kV}$ . Rechts: Differenz der Bilder (zur besseren Erkennbarkeit invertiert und abgedunkelt). Der Strichabstand der diagonal verlaufenden Skala ist 10 mm. Die Mitte der Skala ist nicht auf die Mitte des Strahlrohrs kalibriert, weshalb der Strahlfleck außermittig erscheint. Der vertikal verlaufende Strich in der Mitte ist ein bei der Montage entstandener Kratzer, der hier—ebenso wie der schwarze Fleck—keine Rolle spielt. Die im rechten Bild waagerecht verlaufende gestrichelte Linie ist ein Artefakt der analogen Signalübertragung von der Kamera.

Bei der Inbetriebnahme des Leuchtschirms wurde festgestellt, dass um den Strahlfleck herum ein runder Bereich inhomogen leuchtet. Eine Kameraaufnahme davon bei ausgeschaltetem Strahl ist in Abb. 4.18 dargestellt. Bei Variation der Wien-Filter-Felder bewegt sich dieser Bereich zusammen mit dem Strahlfleck und verändert in Abhängigkeit der Solenoidfelder und der Kathodenhochspannung seine Form. Wird  $U_{\text{PE}}$  betragsmäßig so hoch gewählt, dass die Kathode keinen Strahl mehr emittiert, bleibt der übrige leuchtende Bereich erhalten; bei Ausschalten der Kathodenhochspannung oder Abkühlen der Kathode verschwindet der Effekt. Es muss sich aus diesen Gründen um Elektronen handeln, die nicht aus der Kathode, aber aus dem negativen Bereich der Quelle kommen. Während Emission von der Pierce-Elektrode eine naheliegende Ursache ist, die auch anhand der Größe und Form des leuchtenden Bereichs sinnvoll erscheint, sollte nach Messungen von TSL [41] diese Elektrode nicht wärmer als  $200 \text{ }^\circ\text{C}$  werden. Diese Temperatur würde auch dann nicht für Emission ausreichen, wenn sich beim Aktivieren der Kathode Ba-Atome auf der Elektrodenoberfläche abgesetzt hätten, sodass die zugrundeliegende Ursache nicht abschließend geklärt ist. Es ist zu vermuten, dass die Temperatur der Elektrode deutlich höher liegt als von TSL gemessen, möglicherweise durch eine ungünstige Position des dort verwendeten Thermoelements.

Der durch diese Elektronen verursachte Strom auf das Strahlrohr und die übrigen Elektroden ist für die folgenden Messungen nicht von Bedeutung, weil er von den meisten Parametern unabhängig ist und daher beim Offsetabzug verschwindet.

## 4.4 Sekundärelektronenströme

Das wesentliche Ziel dieses Experiments ist die Bestimmung einer Obergrenze für die Anzahl an Elektronen, die die Strahlführung in umgekehrter Richtung wie der Primärstrahl durchlaufen, relativ zu dessen Stromstärke. Durch die elektrostatische Symmetrie zwischen Kathode und Kollektor in Verbindung mit der Absenkung des Potentials vor der Kathode durch die Raumladung des Primärstrahls können diese Elektronen die Kathode nicht erreichen. Daher ist ihr Nachweis nur mittelbar über die Messung der Ströme möglich, die durch die auf Strahlrohrpotential liegenden Komponenten fließen. Die Schwierigkeit besteht darin, dass es allein anhand der Ströme nicht möglich ist, von der Kathode reflektierte Sekundärelektronen von absichtlich abgelenkten und aufgefangenen zu unterscheiden. Es wird Gebrauch von Particle-Tracking-Simulationen gemacht, um die möglichen Bestandteile der einzelnen Ströme zu zeigen.

### 4.4.1 Nachweis des Kollektor-Sekundärstrahls im Wien-Filter

Es soll zunächst gezeigt werden, dass der Betrieb des Wien-Filters mit minimaler Beeinflussung des Primärstrahls und die Ablenkung der von der Kollektroptik transmittierten Sekundärelektronen im Wien-Filter so funktionieren, wie es in Kapitel 2.3.4 beschrieben ist. Hierzu wird der Wien-Filter möglichst kräftefrei eingestellt und mit dem BPM die Abhängigkeit der Schwerpunktsposition des Primärstrahls von der Feldstärke bestimmt. Das Ergebnis dieser Messung für  $k = 3,41 \text{ kV A}^{-1}$  ist in Abb. 4.19 dargestellt. Es ist zu beachten, dass die Bedingung für kräftefreien Betrieb nicht bei  $x = y = 0$  erfüllt ist, sondern bei den Koordinaten, die der Strahl bei ausgeschaltetem Wien-Filter hat, d.h. wenn die Strahlposition bei konstantem  $k$  unabhängig von  $I_{\text{MagWF}}$  ist. Die verbleibende Abhängigkeit hängt ab vom Drehwinkel des Spulenpaars um die  $z$ -Achse und stellt das genaueste erreichte Ergebnis der manuellen Justage dar. Der unabhängig vom Wien-Filter außermittige Strahlschwerpunkt wird durch unvollkommene Ausrichtung der übrigen Magnetfelder und der Elektrodenanordnung in der Quelle hervorgerufen und spielt bei der Bewertung des Wien-Filters keine entscheidende Rolle, weil dessen Gesamtablenkkraft sich in der Umgebung der Achse nicht wesentlich ändert. Allerdings sind Trajektorien, die nicht mittig zwischen den Feldplatten verlaufen, keine Äquipotentiallinien, sodass die Primärstrahlenergie im Wien-Filter abhängig von der transversalen Position ist. Zur Vollständigkeit ist in Abb. 4.20 die Abhängigkeit des Strahlschwerpunkts vom Kalibrierfaktor  $k$  dargestellt.

Das Verhalten des Sekundärstrahls lässt sich mit einer Tracking-Simulation vorhersagen. Hierbei gilt das Hauptinteresse der Bestimmung des Schwerpunkts und der Strahlbreite, weniger einer quantitativ korrekten Vorhersage der Energie- und Ortsverteilung. Für Letztere müsste insgesamt eine simulationstechnisch nicht zu beherrschende Anzahl an Teilchen erzeugt werden, weil nicht nur die direkt am Auftreffpunkt des Primärstrahls freigesetzten Teilchen zum Sekundärstrom beitragen, sondern auch Sekundärteilchen höherer Ordnung, die von dem Kontakt anderer Se-

#### 4 Simulationen und Messungen

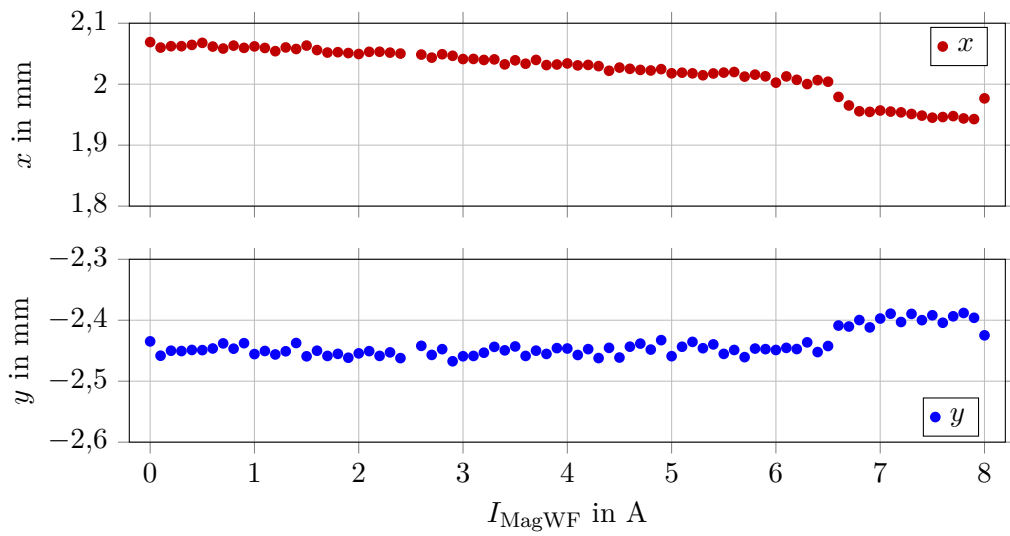


Abbildung 4.19: Schwerpunktskoordinate des Primärstrahls im BPM abhängig von der Stärke des Wien-Filters bei ständiger Einhaltung von Gl. 3.3 mit  $k = 3,41 \text{ kV A}^{-1}$ .  $I_{\text{Kol}} = 10 \text{ mA}$ .

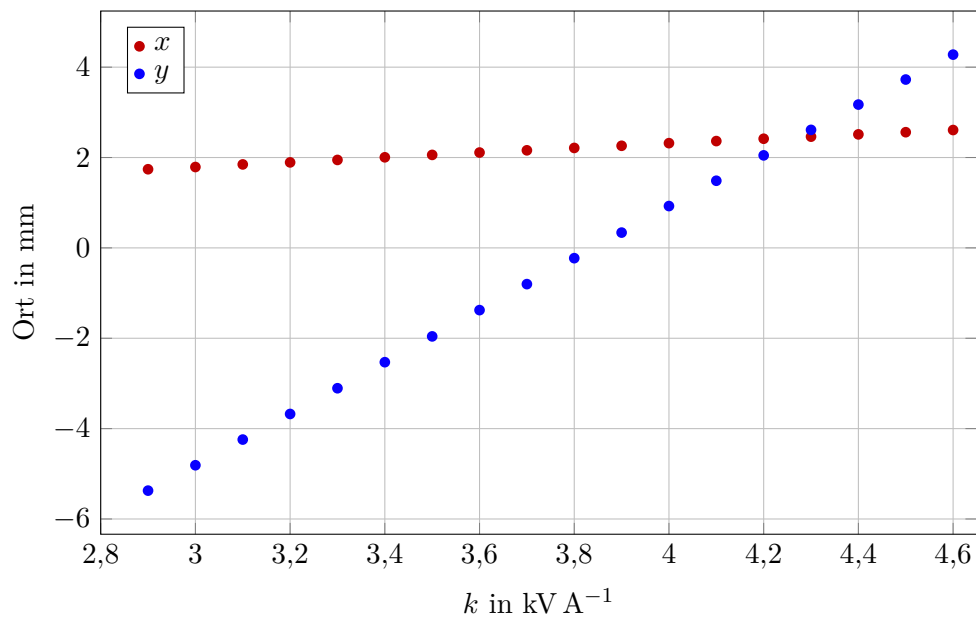


Abbildung 4.20: Schwerpunktskoordinate des Primärstrahls im BPM abhängig vom Verhältnis aus  $E$ - und  $B$ -Feld im Wien-Filter bei  $I_{\text{MagWF}} = 6 \text{ A}$ .  $I_{\text{Kol}} = 10 \text{ mA}$ .

kundärteilchen mit der Kollektoroberfläche freigesetzt werden und daher an allen Orten auf der Kollektoroberfläche entstehen können, wenn auch nicht überall mit derselben Energieverteilung und Häufigkeit. Daher wird die gesamte Innenoberfläche des Kollektors als Teilchenquelle mit einer homogenen Energieverteilung von 0 bis 3 keV und einer homogenen Winkelverteilung von 0 bis  $89^\circ$  modelliert, was bei genügend hoher Teilchenzahl ohne das Auslösen von Sekundärteilchenkaskaden direkt alle Trajektorien liefert, die aus der Eintrittsöffnung führen. Das Ergebnis dieser Simulation ist in Abb. 4.21 dargestellt. Dort ist zu erkennen, dass der Sekundärstrahl, der nach dem Austritt aus dem Kollektor zunächst denselben Durchmesser wie dessen Apertur hat, an der AE-Blende auf den Durchmesser von deren Apertur kollimiert wird, zu einem kleinen Teil nochmals vom Scraper mit der gleich großen Apertur nachkollimiert wird und dann vollständig auf die WF-Auffangplatte trifft. Der Strahlfleck auf der Auffangplatte ist in Abb. 4.22 zu sehen. Laut dieser Simulation ist das Verhältnis  $I_{\text{Scraper}} : I_{\text{AE}} : I_{\text{WF}} = 0,02 : 0,2 : 1$ . Während dieses Verhältnis quantitativ von der Realität abweicht (siehe z.B. Abb. 4.24 in Kapitel 4.4.2), weil die Energie- und Ortsverteilung bei Erzeugung der Teilchen unrealistisch modelliert ist, lässt das Ergebnis trotzdem den Schluss zu, dass der Wien-Filter bei dieser Einstellung in der Lage ist, den von der Kollektroptik transmittierten Sekundärstrahl verlustfrei einzufangen, obwohl dessen Energiebreite 2 keV beträgt.

Durch Variation von  $I_{\text{MagWF}}$  lässt sich nun im Experiment der Sekundärstrahlfleck gemäß Gleichung 2.19 in  $x$ -Richtung über die Auffangplatte bewegen. In Abb. 4.23 ist der Verlauf von Strahlrohr- und WF-Strom in Abhängigkeit der WF-Feldstärke dargestellt. Bei Betrieb ohne Wien-Filter gelangt ein Teil des Sekundärstrahls durch die Anodenöffnung der Quelle und wird dort zum Kollektor reflektiert. Der gemessene Strahlrohrstrom von  $2,7 \cdot 10^{-5} I_{\text{Kol}}$  setzt sich zusammen aus den Elektronen, die die Anodenblende treffen, und denen, die in der Quelle reflektiert werden, aber vor dem Kollektoreintritt eine andere Blende berühren. Bei WF-Spulenströmen zwischen 0 und 2 A wird der Sekundärstrahl zunehmend so abgelenkt, dass er die Anodenblende trifft, anstatt durch die Öffnung zu gelangen; zwischen 2 A und ca. 4,5 A trifft ein immer größerer Teil des Sekundärstrahls die WF-Auffangplatte. Eine weitere Erhöhung des Spulenstroms bewegt den Auftreffpunkt des Sekundärstrahls auf der WF-Auffangplatte in Richtung des Strahlrohrs, was keine wesentliche Änderung des aufgefangenen Stroms zur Folge hat. Das leichte Gefälle der dargestellten Kurve ist in der geänderten Trajektorie der auf der WF-Auffangplatte erzeugten Tertiärelektronen begründet, siehe Kap. 4.4.3.

#### 4.4.2 Energieverteilung der Sekundärelektronen aus dem Kollektor

Eine Unterscheidung der gemessenen Ströme in Primärstrahlverluste und Sekundärelektronen kann durch Variation der Suppressorspannung  $U_{\text{SE}} \leq U_{\text{Kol}}$  erreicht werden. Eine ideale Suppressorelektrode reflektiert alle Elektronen zum Kollektor,

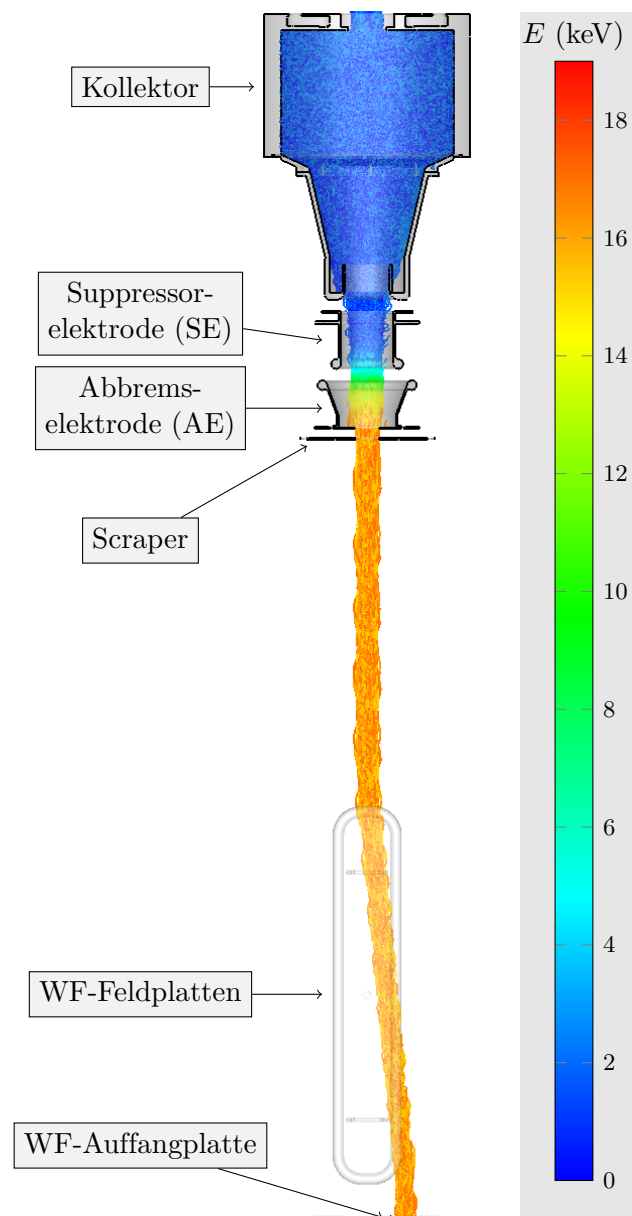


Abbildung 4.21: CST-Simulation des Sekundärstrahls emittiert von der gesamten Kollektorinnenoberfläche. Unwichtige Bestandteile des Systems sind ausgeblendet.  $U_{\text{Kol}} = 3 \text{ kV}$ ,  $U_{\text{SE}} = 2 \text{ kV}$ ,  $I_{\text{MagWF}} = 6,6 \text{ A}$ .

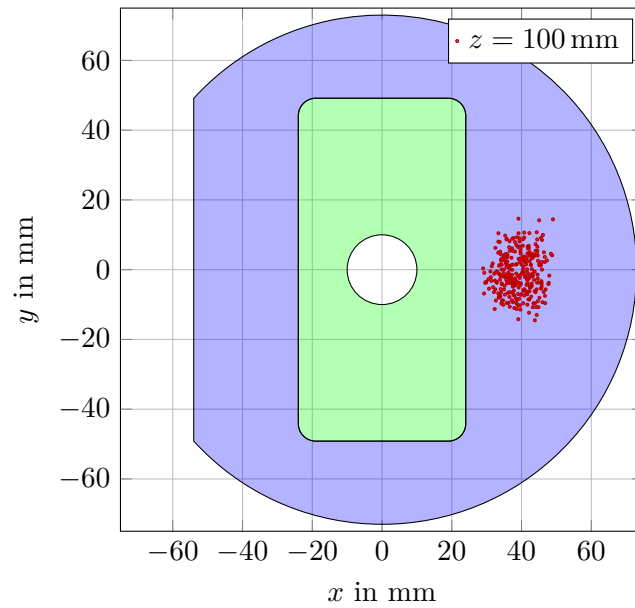


Abbildung 4.22: Simulation der Ortsverteilung der Teilchen auf der WF-Auffangplatte (Platte in Blau dargestellt, Anodenblende in Grün und deren Apertur in Weiß). Teilchen im weißen Bereich werden reflektiert, solche im grünen tragen zu  $I_{\text{Gnd}}$  bei. Bewegen des Sekundärstrahlflecks von der Mitte nach rechts führt zu dem in Abb. 4.23 dargestellten Verlauf.  $U_{\text{Kol}} = 3$  kV,  $U_{\text{SE}} = 2$  kV,  $I_{\text{MagWF}} = 6,6$  A.

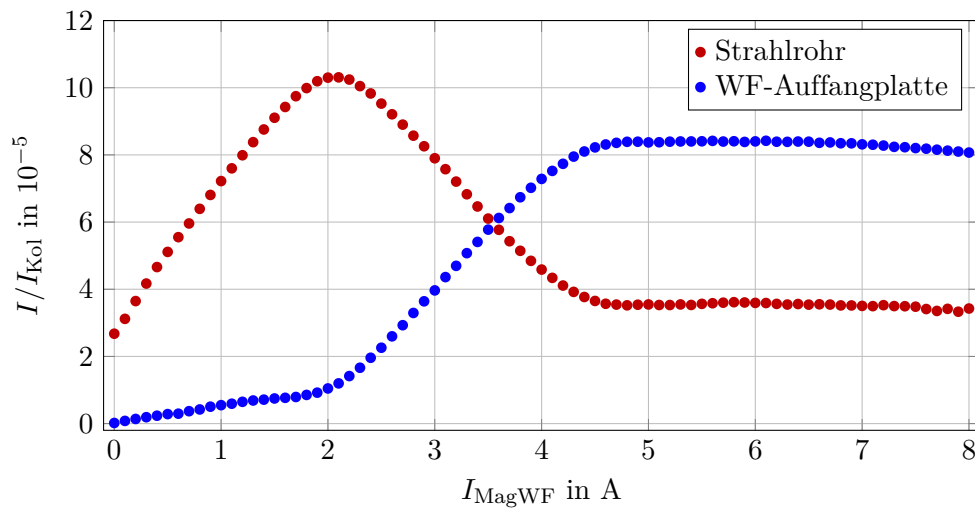


Abbildung 4.23: Messung der Abhängigkeit der Sekundärströme von der Stärke des Wien-Filters bei ständiger Einhaltung von Gl. 3.3 mit  $k = 3,41$  kV A $^{-1}$ .  $I_{\text{Kol}} = 10$  mA.

#### 4 Simulationen und Messungen

bei denen  $E_{\text{kin}} < U_{\text{Kol}} - U_{\text{SE}}$  ist. Der gemessene Gesamtsekundärstrom ist dann

$$I_{\text{sek}} \propto \int_{e(U_{\text{Kol}} - U_{\text{SE}})}^{eU_{\text{Kol}}} n(E) dE, \quad (4.5)$$

wenn  $n(E)$  das Energiespektrum der vom Kollektor emittierten Sekundärelektronen bezeichnet.

Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abb. 4.24 dargestellt. Um Einflüsse durch Drift und Offset zu unterdrücken, wird jeweils zwischen zwei Messpunkten der Primärstrom ausgeschaltet und der durch Mittelung von 100 so gemessenen Werten erhaltene Offsetwert vom darauffolgenden Messwert subtrahiert. Zur Unterdrückung zufälliger Fluktuationen der Werte wird für jeden Messpunkt so lange gemessen, bis die Summe der  $I_{\text{Gnd}}$ -Messwerte 10 mA beträgt, und dann darüber gemittelt.

Die Ströme auf die AE-Blende und auf die WF-Auffangplatte lassen sich unmittelbar durch Sekundärelektronen aus dem Kollektor erklären. Die Erklärung für die übrigen Ströme folgt in Kapitel 4.4.3. Qualitativ ist die Abhängigkeit aller Ströme von der Suppressorspannung ähnlich; am niederenergetischen Ende des Spektrums (rechts im Diagramm) liegen die Beiträge der einzelnen Elektroden zwar um einen unterschiedlichen Faktor höher als im Rest des Verlaufs, der darauffolgende Abfall hat aber bei allen Elektroden etwa die gleiche Form und Steigung.

Durch Differentiation des Stroms nach  $U_{\text{SE}}$  lässt sich das Energiespektrum erhalten. Das Ergebnis davon ist in Abb. 4.25 dargestellt. Das Maximum der echten Sekundärelektronenausbeute pro Energieintervall befindet sich bei 30 eV. Ab ca. 300 eV ist ein mit steigender Energie exponentiell fallender Untergrund von Rückdiffusionselektronen zu sehen. Die zu erwartenden LMM-Auger-Peaks von Kupfer zwischen 767 und 940 eV [4] werden nicht aufgelöst. Der bei der niedrigsten eingestellten Suppressorspannung von 0,42 kV nicht unterdrückte Anteil des Sekundärstroms beträgt  $6 \cdot 10^{-4}$  bezogen auf den Wert ohne Suppressor. Das steht nicht im Widerspruch zu  $\eta \approx \delta$  (Kapitel 2.2), weil nicht das Spektrum der von der Oberfläche emittierten Elektronen gemessen wird, sondern das derjenigen Elektronen, die auch die Kollektoröffnung verlassen können. Durch die Geometrie und das Magnetfeld im Kollektor wird also der hochenergetische Anteil des Spektrums bereits vor der Potentialbarriere um zwei bis drei Größenordnungen unterdrückt. Der genaue Einfluss des Magnetfelds wird in Kapitel 4.4.5 gezeigt.

Die im Vergleich zur Literatur [11, 52] große Energiebreite der „echten“ Sekundärelektronen lässt sich wie folgt begründen: Wie in Kapitel 3.1.5 (Abb. 3.17) gezeigt wurde, ist bei einer realen Suppressorelektrode das Potential auf der Achse höher als an der Oberfläche, wo es mit der angelegten Spannung übereinstimmt. Die Energieverteilung der durchgelassenen Teilchen ist deshalb auf der Achse bei einer höheren Maximalenergie abgeschnitten als außerhalb der Achse; da der Durchmesser des Sekundärstrahls in der Größenordnung des Innendurchmessers der Elektrode liegen kann, wird tatsächlich eine Überlagerung verschieden breiter Spektren gemessen. Andererseits wird im Bereich des Primärstrahls das Potential durch die

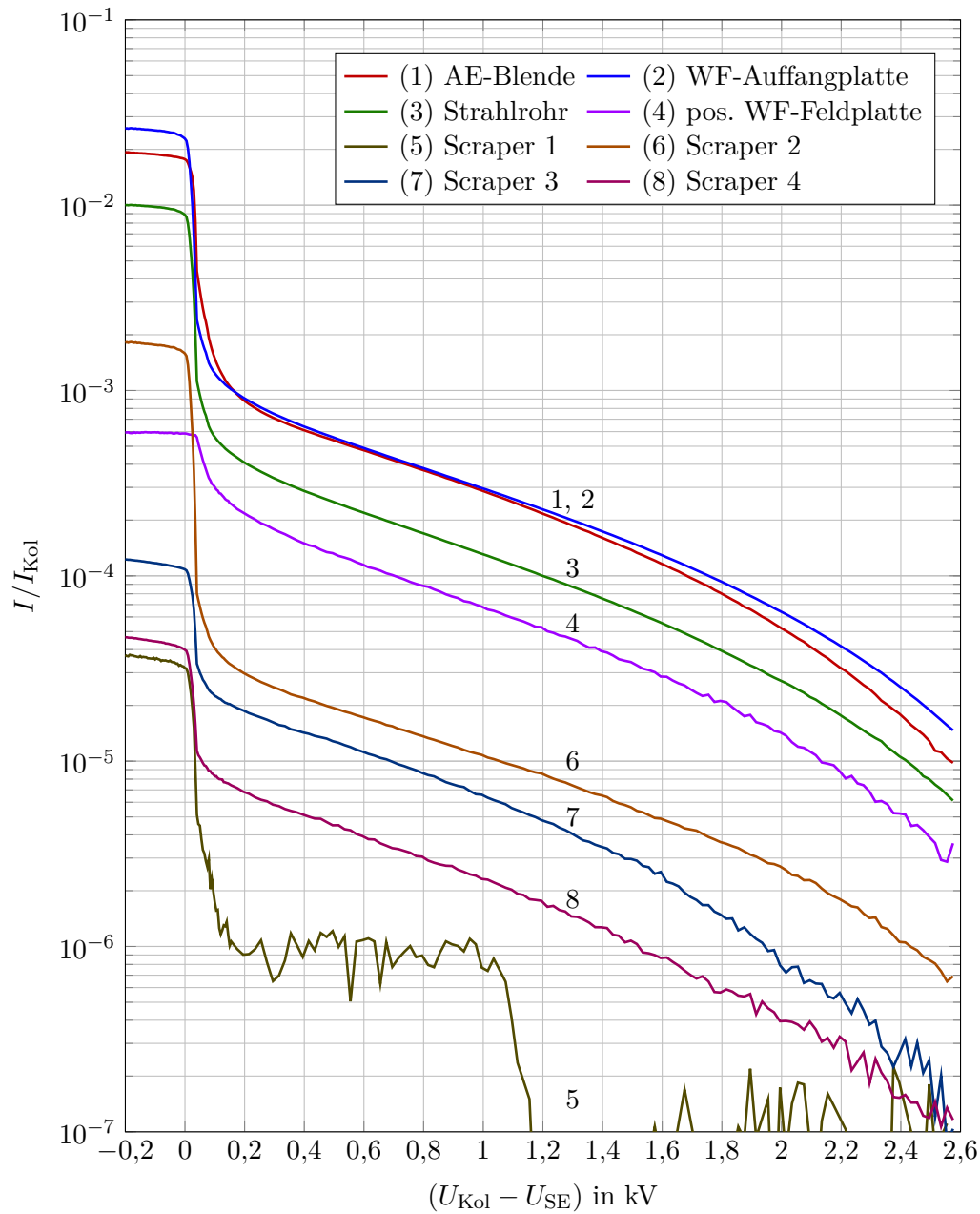


Abbildung 4.24: Abhängigkeit der Sekundärströme von der Suppressorspannung.  $I_{K_{\text{Kol}}} = 20 \text{ mA}$ ,  $I_{\text{MagKol}} = 4 \text{ A}$ . Die untere Grenze entspricht  $2 \text{ nA}$  und ist festgelegt durch die Auflösung des RIESLiNG bei der eingestellten Transimpedanz.

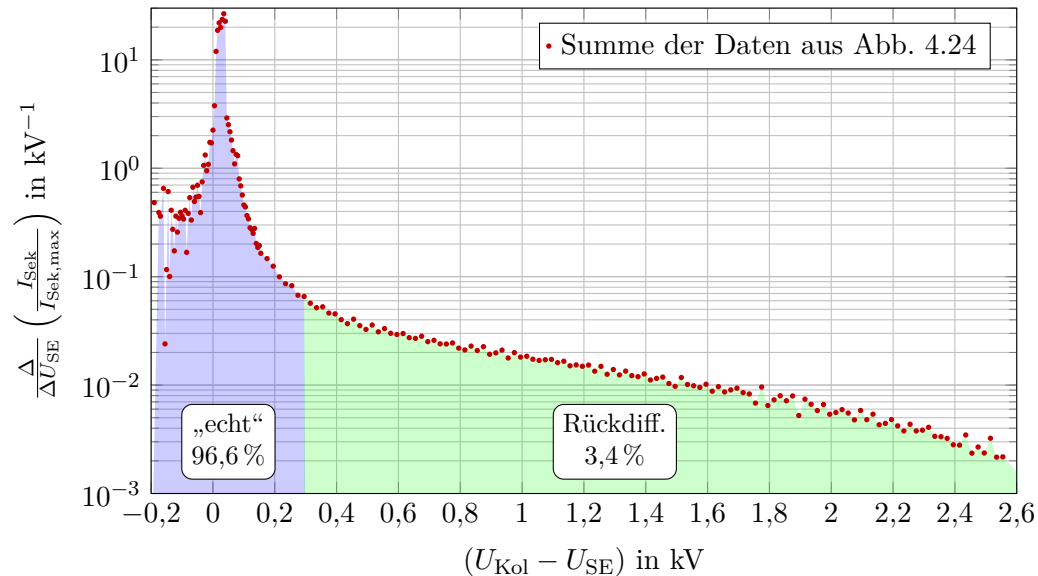


Abbildung 4.25: Niederenergetischer Teil des Energiespektrums des gesamten Sekundärstroms. Erklärung der Abschnitte siehe Kap. 2.2. Die Ausreißer sind Rundungsfehler von  $U_{\text{Sup}}$  durch die 12-Bit-Auflösung des DAC im Netzgerät ( $1 \text{ LSB} = 1,2 \text{ V}$ ).  $I_{\text{Kol}} = 20 \text{ mA}$ .

Raumladung abgesenkt, was dem vorgenannten Effekt entgegenwirkt. Für einen gegebenen Primärstrahlstrom und -durchmesser ließe sich die resultierende Potentialverteilung simulieren, was eine Entfaltung dieses Effekts erlauben würde; die Entstehung der Sekundärelektronen im Kollektor müsste aber auch korrekt modelliert werden, um deren ortsabhängige Energieverteilung im Suppressor zu kennen. Aufgrund des Rechenaufwands wird auf eine quantitative Betrachtung dieser Sachverhalte verzichtet; die wesentliche Aussage der Messung ist nicht die genaue Form des Spektrums, sondern die Tatsache, dass sich dadurch Effekte, die durch Sekundärströme verursacht werden, von anderen Effekten unterscheiden lassen: Im Gegensatz zu anderen Methoden, die den Sekundärstrom verändern, bleiben die Transmission und die Schwerpunktsbahn des Primärstrahls hier unberührt. Daraus, dass in dem messtechnisch zugänglichen  $U_{\text{SE}}$ -Bereich alle gemessenen Ströme in derselben Weise von  $U_{\text{SE}}$  abhängen und keine Annäherung an eine Konstante zu erkennen ist, lässt sich schließen, dass diese Ströme alle mittelbar oder unmittelbar von Kollektor-Sekundärelektronen hervorgerufen werden und keine Primärstrahlverluste vorliegen.

#### 4.4.3 Ströme durch Sekundärteilchen höherer Ordnung

Die genaue Bestimmung der Sekundärströme auf die einzelnen Elektroden wird dadurch erschwert, dass der Kontakt von hinreichend hochenergetischen Sekundär-

elektronen mit einer Oberfläche an dieser Stelle wieder neue Elektronen (Tertiärelektronen usw.) mit einer neuen Energieverteilung freisetzt. Analog zur Betrachtung in Kapitel 2.1 wird durch Emission eines Sekundärstroms höherer Ordnung der gemessene Strom auf die jeweilige Elektrode um den Betrag des emittierten Stroms kleiner; dieser erscheint stattdessen dort, wo die emittierten Teilchen landen. Durch die hohe Anzahl an verschiedenen Emissionspunkten und Feldgeometrien ist es sehr aufwendig, diesen Effekt quantitativ genau und bis zu beliebig hoher Ordnung vorherzusagen. Eine quantitativ aussagekräftige Simulation dieser Kaskade ausgehend vom Primärstrahl ist nicht ohne Weiteres möglich, weil zum Nachweis eines unerwünschten relativen Stroms von z.B.  $10^{-9}$  für verlässliche Statistik  $\gg 10^9$  Teilchen simuliert werden müssten, was hinsichtlich des Speicherplatzes und Rechenaufwands die gegebenen Möglichkeiten übersteigt. Es soll daher bestimmt werden, welche Trajektorien, die von den als Emitter in Frage kommenden Oberflächen zur Quelle führen, überhaupt existieren, um die Abschätzung einer Obergrenze zu ermöglichen.

Der Sekundärstrahl, der die Kollektoröffnung verlässt, wird hauptsächlich auf der WF-Auffangplatte und auf der AE-Blende aufgefangen. Tertiärelektronen, die auf der dem Kollektor zugewandten Seite der AE-Blende erzeugt werden, können nur dann durch die Öffnung in der Blende in Richtung der Kathode gelangen, wenn sie auf dem Weg zur Suppressorelektrode reflektiert werden. Die Teilchen, für die das gilt, werden vom Wien-Filter abgelenkt und dort aufgefangen. Da sie aber vor dem Wien-Filter keine Beschleunigungsstrecke durchlaufen und daher ihre Energieverteilung im Gegensatz zu der des Kollektor-Sekundärstrahls breit ist, ist der Ablenkwinkel im Wien-Filter auch breit verteilt. Deshalb fällt ein Teil dieses Stroms auf das Gehäuse des Wien-Filters und nicht auf die Auffangplatte. Der niederenergetische Anteil dieser Elektronen wird außerdem beim Eintritt in den Wien-Filter von den Randfeldern der Platten je nach Seite entweder beschleunigt oder reflektiert. Der so reflektierte Anteil trifft den Scraper. Eine CST-Simulation dieses Sachverhalts ist in Abb. 4.26 dargestellt. Hierin ist die kollektorseitige Oberfläche der AE-Blende auf einem Kreis des Außendurchmessers 45 mm als Emitter festgelegt.

Die Größenordnung des Tertiärstroms aus der AE kann bestimmt werden durch Einbau einer kleinen Potentialbarriere zur Reflexion niederenergetischer Teilchen, die die übrige Strahldynamik unverändert lässt, analog zur Suppressorelektrode. Hierzu wird die AE auf ein veränderliches positives Potential  $U_{AE}$  gegenüber dem Strahlrohr (und insbesondere dem Scraper) gelegt. Das sich dadurch ergebende elektrische Feld zwischen AE und Scraper kann von Teilchen mit  $E_{\text{kin}} < eU_{AE}$  nicht durchlaufen werden. Eine Simulation der Trajektorien der niederenergetischen Verteilung analog zu Abb. 4.26 links, aber mit  $U_{AE} = 120 \text{ V}$ , ist in Abb. 4.27 dargestellt.

Durch experimentelle Variation von  $U_{AE}$  kann festgestellt werden, welche Größe dieser Effekt in der Realität hat. Für eine hohe Ausbeute an Sekundärelektronen wird die Messung mit  $U_{SE} = 2 \text{ kV}$  bei  $U_{K01} = 3 \text{ kV}$  durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.28 dargestellt. Die Linien sind in dieser Darstellung so verschoben, dass der von  $U_{AE}$  unabhängige Anteil der Ströme nicht zu sehen ist. Es ist zu erkennen, dass

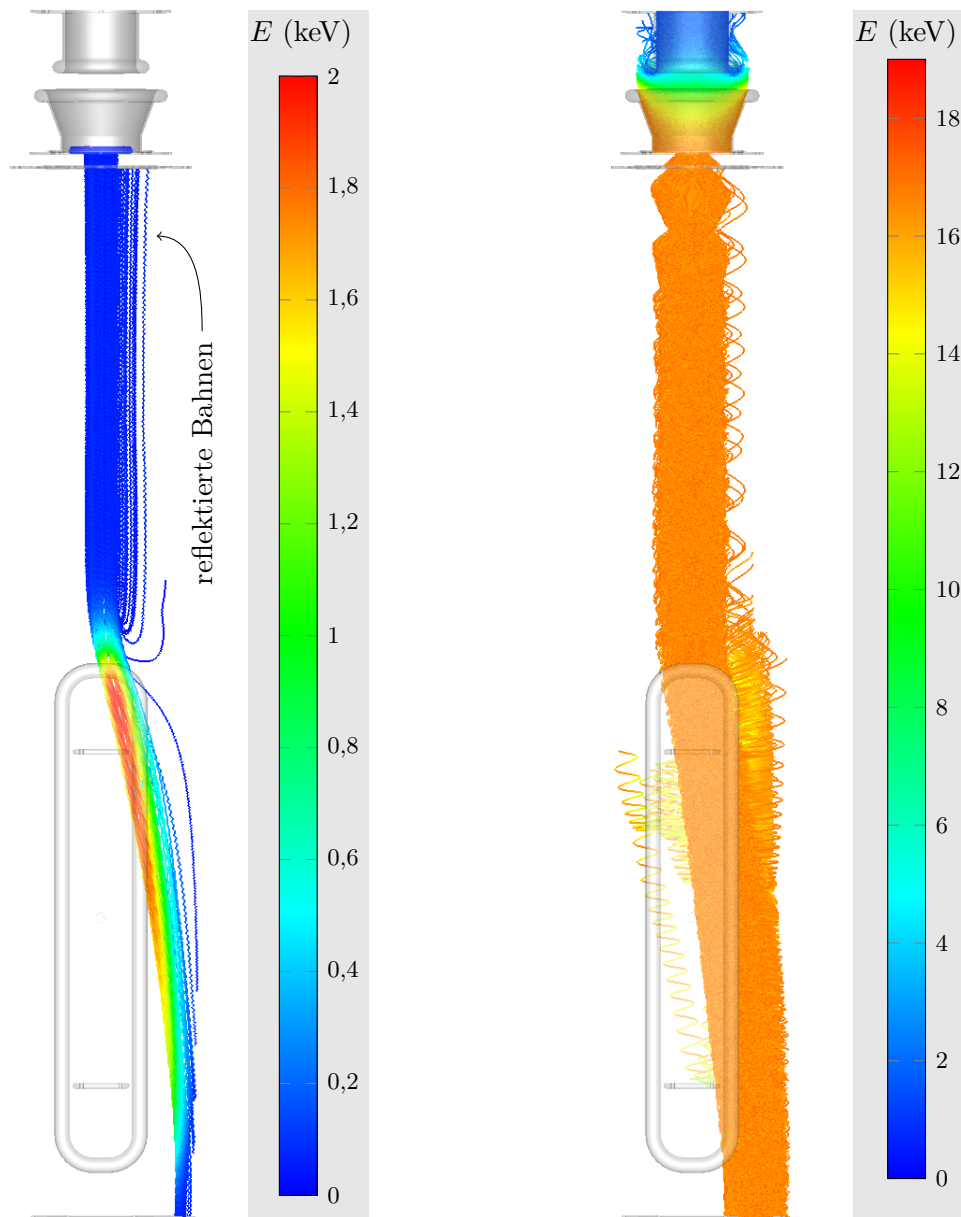


Abbildung 4.26: CST-Simulation des Tertiärstrahls emittiert von der AE-Blende.  
Links: 0 bis 100 eV. Rechts: 16 bis 17 keV.

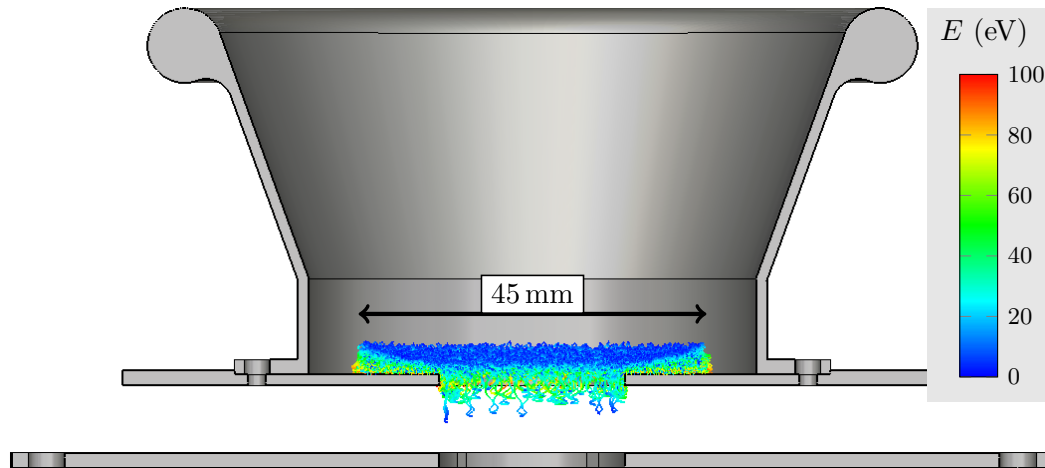


Abbildung 4.27: CST-Simulation der Elektronenemission von der AE-Blende von 0 bis 100 V bei  $U_{AE} = 120$  V. Alle Elektronen werden vor dem Scraper reflektiert.

bis ca. 40 V der größte Teil der niederenergetischen von der AE entkommenden Tertiärelektronen auf den Scraper fällt; bei höheren Spannungen sind die Verluste in der Umgebung des Wien-Filters in der gleichen Größenordnung. Die Summe der Kurven zeigt eine leichte Abhängigkeit von  $U_{AE}$  in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-6} I_{Kol}$ , was auf Verluste an einer unüberwachten Stelle, z.B. der negativen WF-Platte, hindeutet, aber nicht im Detail geklärt werden soll. Am  $y$ -Achsenabschnitt der AE-Kurve lässt sich ablesen, dass der Strom von AE-Tertiärelektronen unterhalb von 100 eV  $1,1 \cdot 10^{-5} I_{Kol}$  beträgt. Unter der Annahme, dass der Strom aus dieser Ursache bei hoher Energie in derselben Größenordnung liegt, aber nicht vom Randfeld des Wien-Filters reflektiert wird und daher nicht auf den Scraper, sondern auf die Auffangplatte und das Strahlrohr fällt, lässt sich damit ein Teil des Strahlrohrstroms erklären ( $I_{Gnd} = 1,3 \cdot 10^{-4} I_{Kol}$  bei  $U_{SE} = 2$  kV, siehe Abb. 4.24).

Wesentlich problematischer als die Tertiärelektronen aus der AE sind die aus der WF-Auffangplatte, weil sie in der Nähe des elektrischen Felds der Feldplatten erzeugt werden. Das Randfeld der positiven Feldplatte wirkt für die dort freigesetzten Elektronen anziehend und macht bei der gegebenen Geometrie die Erzeugung einer Potentialbarriere unmöglich. Hierfür wäre eine Zwischenelektrode nötig, die das Randfeld der Feldplatten von der Auffangplatte abschirmt; dafür ist aber in der vorhandenen Vakuumkammer kein Platz. Es ist geometrisch auch nicht möglich, die Auffangplatte mit geeigneten Wänden zu versehen, an denen die Tertiärelektronen aufgefangen werden könnten, ohne in die Feldgeometrie des Wien-Filters unerwünscht einzugreifen. Daher entziehen sich diese Umstände einer messtechnischen Überprüfung.

Ohnehin betrifft die bisherige Überlegung nur die niederenergetischen Elektronen aus der Auffangplatte. Der Strahl der hochenergetischen Tertiärelektronen bewegt

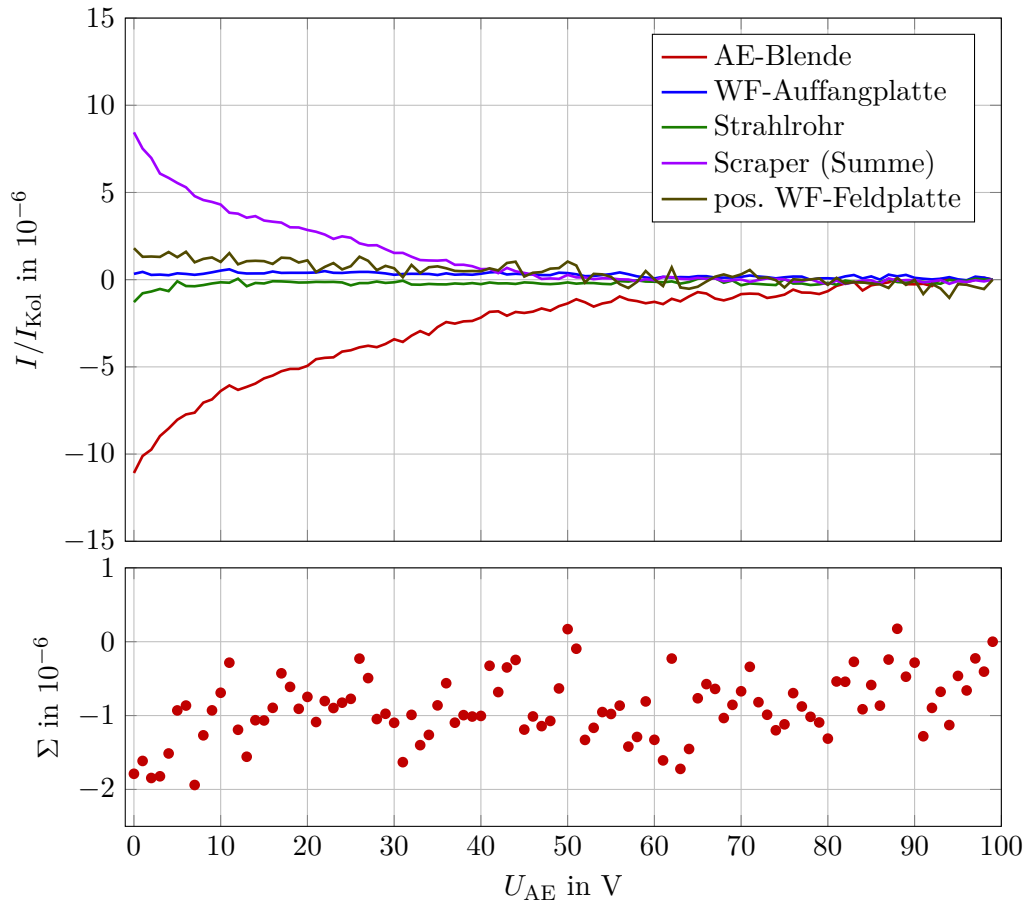


Abbildung 4.28: Messung der Unterdrückung niederenergetischer Tertiärelektronen aus der AE mittels Potentialverschiebung. Um den Effekt isoliert zu veranschaulichen, ist von allen Linien der jeweilige Wert bei  $U_{AE} = 100$  V subtrahiert. Messverfahren wie bei der Messung in Abb. 4.24. Unten: Summe aller Kurven.  $I_{Kol} = 20$  mA,  $U_{SE} = 2$  kV,  $U_{Kol} = 3$  kV,  $I_{MagKol} = 4$  A.

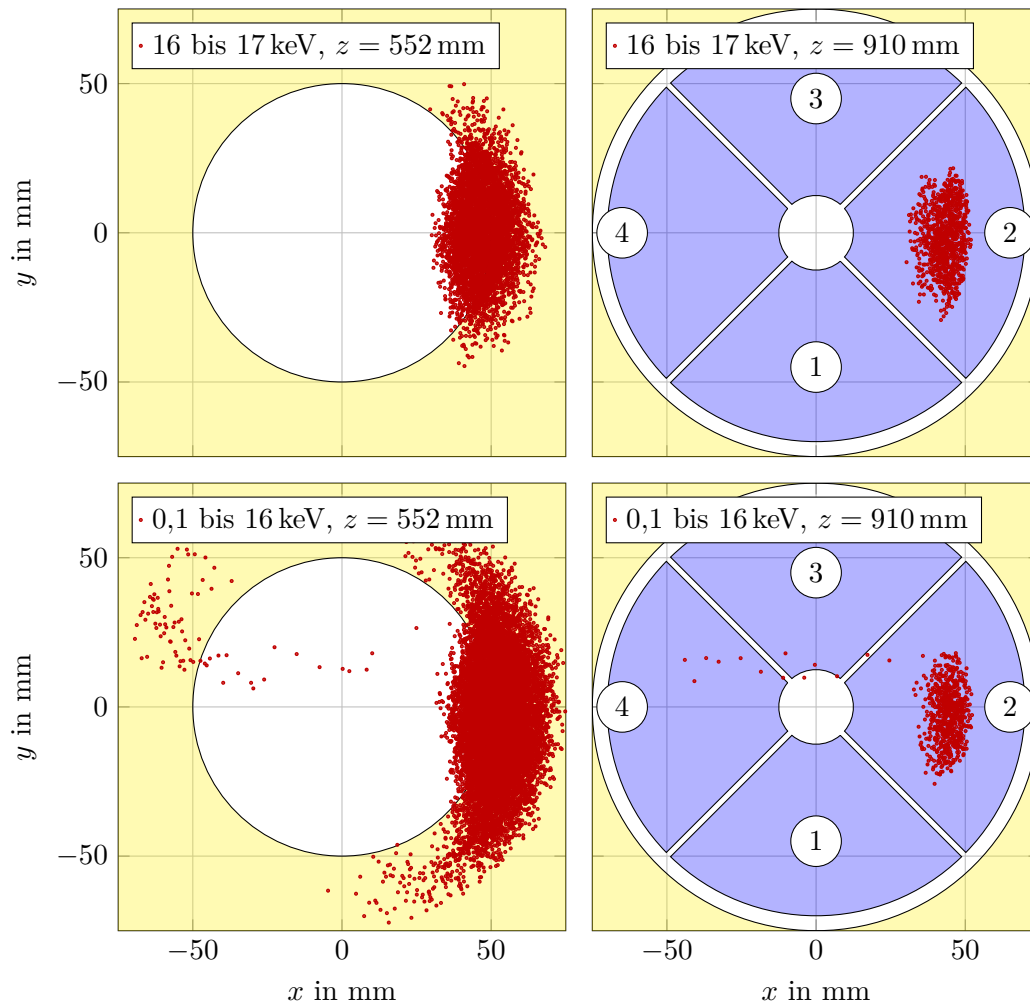


Abbildung 4.29: CST-Simulation der Elektronenemission von der WF-Auffangplatte mit verschiedenen Startenergien, ausgewertet bei  $z = 552$  mm, d.h. unmittelbar vor der Verjüngung des Strahlrohrs auf 100 mm Innendurchmesser, und bei  $z = 910$  mm, d.h. unmittelbar vor dem Scraper. Der gelb markierte Bereich liegt außerhalb des jeweiligen Strahlrohrs; alle Teilchen in diesem Bereich gehen verloren und tragen zu  $I_{\text{Gnd}}$  bei. In Blau sind die Platten des Scrapers eingezeichnet.

#### 4 Simulationen und Messungen

sich, da er vom longitudinalen Magnetfeld fokussiert und vom Wien-Filter kaum abgelenkt wird, annähernd parallel zum Primärstrahl durch das Gehäuse und wird vom Scraper, den WF-Feldplatten und Teilen der Vakuumkammer gestoppt. Eine CST-Simulation der sich dadurch ergebenden Ortsverteilung dieser Elektronen ist in Abb. 4.29 dargestellt, ausgewertet an den Orten  $z = 552$  mm, wo ein Übergang von CF150- auf CF100-Strahlrohr stattfindet, der einen Teil der Elektronen stoppt, und  $z = 910$  mm, wo sich der Scraper befindet. Der Strahl der niederenergetischen Teilchen zwischen 0 und 100 eV erreicht den Scraper nicht. Die Verhältnisse der Ströme aus dieser Simulation sind quantitativ in Tabelle 4.1 angegeben. Da die Entstehungsorte und Energieverteilungen nicht realistisch abgebildet sind, eignen sich diese Ergebnisse nicht für eine quantitativ genaue Gegenüberstellung zwischen Experiment und Simulation, erlauben aber eine Abschätzung der Größenordnungen.

	S <sub>1</sub>	S <sub>2</sub>	S <sub>3</sub>	S <sub>4</sub>	WF <sub>-</sub>	WF <sub>+</sub>	WF-A	Rohr	Anode
WF <sub>HE</sub>	0	19,0	0	0	0,3	0,5	0	80,1	0
WF <sub>ME</sub>	0	3,8	< 0,1	< 0,1	0,2	1,1	12,5	82,3	0
WF <sub>NE</sub>	0	0	0	0	0	0,5	48,2	51,3	0
AE <sub>HE</sub>	12,3	12,6	12,6	13,0	< 0,1	< 0,1	47,6	1,7	0
AE <sub>ME</sub>	15,0	16,4	15,8	15,6	0	< 0,1	33,7	3,5	0
AE <sub>NE</sub>	5,5	26,1	11,9	4,7	0	0	34,8	14,2	0
S <sub>1</sub>	11,9	1,2	< 0,1	0,7	0	20,3	10,5	55,3	< 0,1
S <sub>2</sub>	0,7	15,1	1,5	< 0,1	0,6	0,7	16,5	64,9	< 0,1
S <sub>3</sub>	< 0,1	1,7	25,6	1,4	7,9	0	7,1	56,3	< 0,1
S <sub>4</sub>	1,1	1,0	1,3	13,8	< 0,1	1,0	17,1	57,8	6,7
Kol	0,9	0,6	0,3	1,6	0	0	96,6	0	0

Tabelle 4.1: CST-Simulation des Anteils der Ströme in % auf die einzelnen Elektroden je nach Entstehungsort und Energieverteilung (HE, ME, NE: hohe, mittlere und niedrige Energie, siehe Text). Der Anteil bezieht sich jeweils nur auf den Strom, der nicht auf AE, SE oder Kollektor fällt. S<sub>i</sub>: Scraper, WF<sub>+, -</sub>: WF-Feldplatten. WF-A: WF-Auffangplatte. AE: Abbremsselektrode, SE: Suppressorelektrode.

Aus diesen Umständen lässt sich folgern, dass ein unvermeidlicher Strom von Sekundärelektronen höherer Ordnung über die Vakuumkammer abfließen muss, der in der gleichen Größenordnung liegt wie der, der auf der WF-Auffangplatte gemessen wird ( $\sigma \approx 0,5$ , siehe Kap. 2.2). Gefragt ist aber nicht der Strom durch das Gehäuse des Wien-Filters, sondern der, der den Wien-Filter in Richtung der Quelle verlässt, weil nur der in einem Elektronenkühler einen Beitrag zu den hochspannungsseitigen Verlusten liefern würde. Dieser Beitrag kann experimentell nur dann gemessen werden, wenn das Gehäuse des Wien-Filters von der quellenseitigen Vakuumkammer isoliert wird. Um experimentell den dann verbleibenden Anteil an Teilchen zu bestimmen, die sich zufällig auf der Symmetrieachse bewegen und daher nicht an Blenden und am Gehäuse aufgefangen werden können, ist ein weiterer

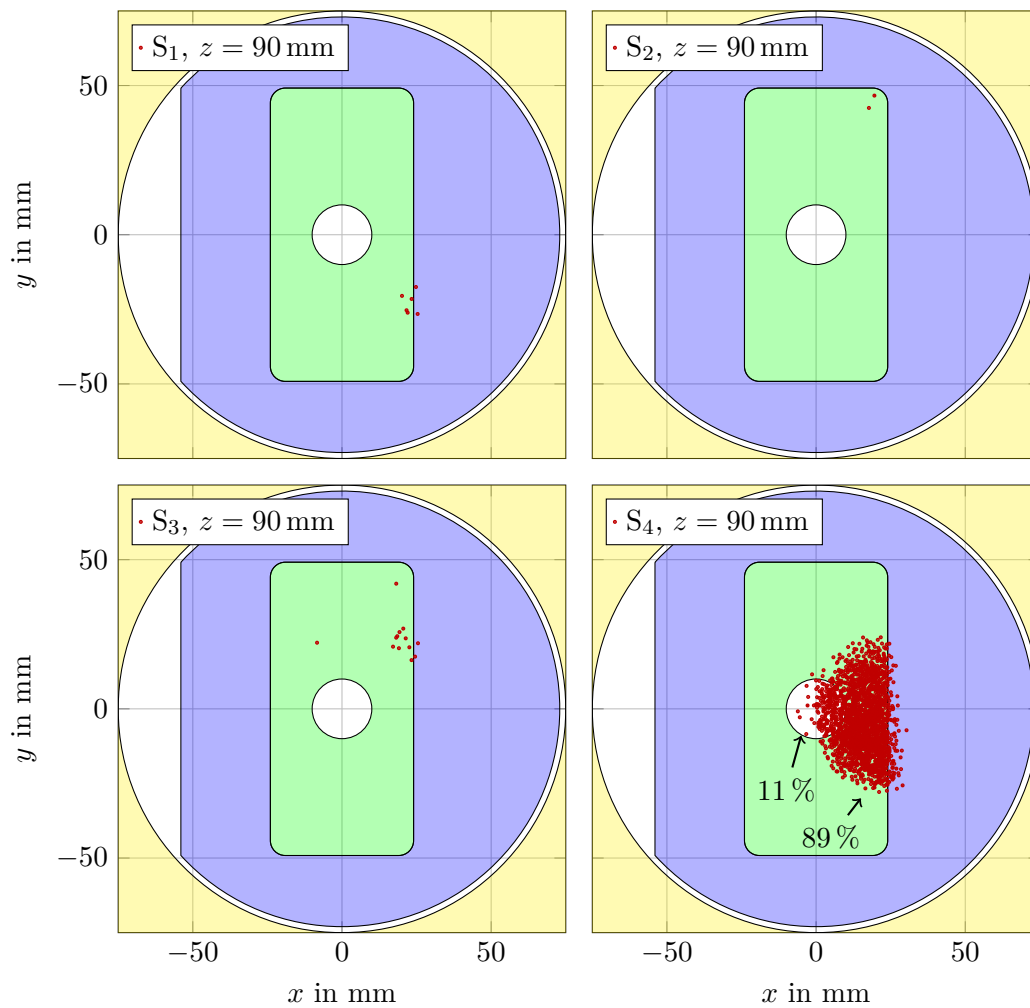


Abbildung 4.30: CST-Simulation der Elektronenemission von den einzelnen Scrapper-Platten  $S_i$  mit 0 bis 17 keV, ausgewertet bei  $z = 90$  mm, d.h. zwischen WF-Auffangplatte und Anodenblende. Der gelb markierte Bereich liegt außerhalb des Strahlrohrs, der blaue entspricht der Auffangplatte (die die Teilchen an dieser Stelle bereits passiert haben), der grüne der Anodenblende und der weiße Kreis in der Mitte ihrer Apertur; alle Teilchen außerhalb der Apertur gehen an dieser Stelle verloren und tragen zu  $I_{\text{Gnd}}$  bei. Teilchen innerhalb der Apertur werden vom Feld der Quelle reflektiert.

Bruch der Symmetrie zwischen Primär- und Sekundärstrahl nötig, z.B. ein zweiter Wien-Filter. Dieser Anteil lässt sich aber auch aus den Simulationsergebnissen abschätzen: In Tabelle 4.1 ist zu erkennen, dass von der WF-Auffangplatte oder der AE emittierte Elektronen die Anodenblende unabhängig von der Startenergie nicht erreichen können. Das sind die beiden wesentlichen Orte, wo Sekundärelektronen aus dem Kollektor gestoppt werden. Übrig bleibt also die Betrachtung von Sekundärelektronen noch höherer Ordnung. Teilchen, die sich nach dem Durchqueren des Wien-Filters in Richtung der Anodenblende auf der Strahlachse bewegen, müssen entweder achsennah gestartet und unzureichend vom Wien-Filter abgelenkt worden sein oder auf der Seite des Wien-Filters gestartet sein, die der Auffangseite entgegengesetzt ist. Der erste Fall kommt nicht vor, weil die Startenergie dafür höher sein müsste als die Primärenergie. Folgerichtig sind die einzigen Elektronen, die die Anodenblende erreichen können, diejenigen aus der 4. Scrapperplatte. Die Beiträge der anderen drei Platten kommen durch die unvollständige Bedeckung des Rohrquerschnitts mit der WF-Auffangplatte zustande und finden außerhalb der Primärstrahlfläche statt. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 4.30 grafisch dargestellt. Unter der Annahme, dass die 4. Scrapperplatte homogen Elektronen mit gleichverteilter Energie emittiert, erreichen davon 6,7 % den Raum hinter der WF-Auffangplatte. Davon wiederum befinden sich 11 % auf einem Kreis mit Durchmesser 20 mm um die Symmetrieachse der Strahlführung. Würde nun in einem gedachten Elektronenkühler eine Blende mit solcher Öffnung vor dem Wien-Filter eingesetzt, ließe sich eine Obergrenze für den Rückstrom durch diese Öffnung abschätzen zu

$$\frac{I_{\text{Rück}}}{I_{\text{Kol}}} \approx I_{S_4} \cdot 6,7\% \cdot 11\% \approx 1 \cdot 10^{-9}. \quad (4.6)$$

Dabei wird gemäß Abb. 4.24 von  $I_{S_4} = 2 \cdot 10^{-7} I_{\text{Kol}}$  ausgegangen und  $\sigma = 0,5$  angenommen.

Die hier besprochenen Überlegungen vernachlässigen die Möglichkeit, dass durch das Abbremsen von Elektronen an Oberflächen entstehende Röntgenstrahlung woanders durch den Photoeffekt Elektronen freisetzt [6]. Da Photonen nicht mit den  $E$ - und  $B$ -Feldern wechselwirken, sind durch diesen Mechanismus auch Orte, an die auf elektrodynamischem Weg keine Elektronen gelangen können, als Entstehungspunkt für Sekundärelektronen denkbar, z.B. die Pierce-Elektrode der Quelle. Da in nA-Auflösung keine Abhängigkeit zwischen  $I_{PE}$  und  $I_{\text{Sek}}$  messbar ist, kann davon ausgegangen werden, dass der Effekt in einer unbedeutenden Größenordnung liegt.

#### 4.4.4 Strahlstromabhängigkeit

Die bisher angestellten Überlegungen und Messungen haben die Änderung der Potentialverteilung im Strahl durch Raumladung weitgehend vernachlässigt. Liegt die Änderung des Potentials aber in derselben Größenordnung wie die absichtlich eingebauten Potentialbarrieren, ändert sich das Verhalten des Strahls entsprechend. Die CST-Simulation des Potentialverlaufs auf der Symmetrieachse ist für einen Strom von 450 mA beispielhaft in Abb. 4.31 dargestellt.

Das Raumladungspotential ist proportional zur Elektronendichte und damit bei konstantem Strahlquerschnitt auch zum Strahlstrom. Da die Pierce-Elektrode der verwendeten Quelle gleichzeitig den Strahldurchmesser und -strom beeinflusst, ist diese Annahme nicht für alle Stromstärken ideal erfüllt; da die Elektrode den Strahldurchmesser aber nur bei sehr kleinen Strömen beeinflusst, wo die Raumladung noch keine Rolle spielt, ist das für diese Überlegung unwichtig.

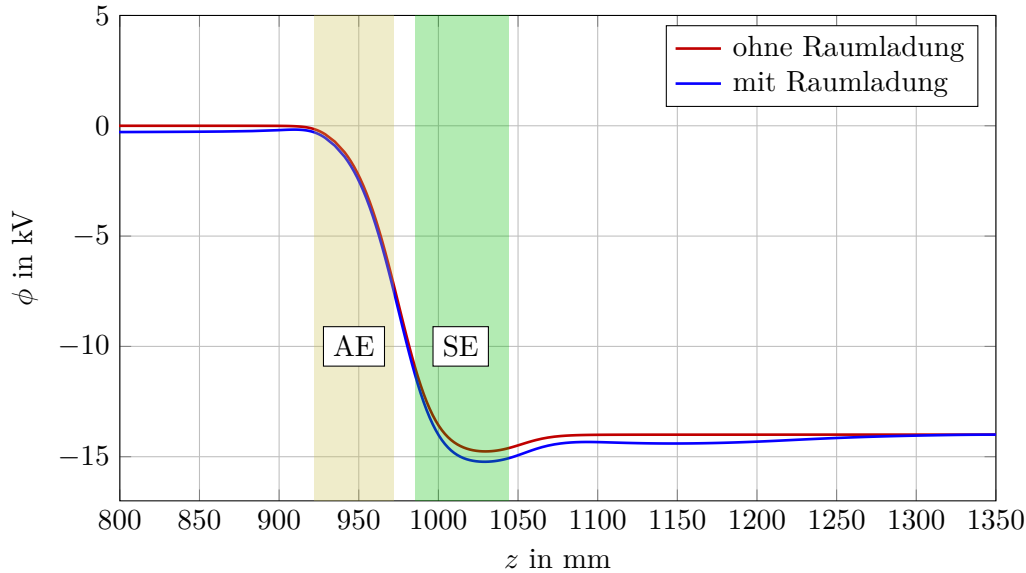


Abbildung 4.31: CST-Simulation des Potentialverlaufs in Kollektornähe auf der Symmetrieachse mit und ohne Berücksichtigung der Raumladung des Strahls.  $I_{\text{pri}} = 450$  mA.

Es soll nun gezeigt werden, wie sich unter Konstanthaltung aller anderen Größen die Sekundärströme abhängig vom Primärstrom verhalten. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abb. 4.32 grafisch dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei steigendem Primärstrom die Sekundärströme, die die Kollektroptik passieren, fallen, während der Strom auf die AE-Blende in schwächerem Maß und mit anderer Kurvenform ansteigt. Der Abfall der Sekundärströme begründet sich damit, dass das Potentialminimum in der Suppressorelektrode durch die Raumladung tiefer wird, während im Kollektor der Strahldurchmesser so groß ist, dass am Entstehungsort der Sekundärelektronen kein relevanter Potentialunterschied zum raumladungsfreien Fall vorliegt. Ebenso wirkt die Absenkung des Potentials in der AE zwar auf der Strahlachse dem dort durch Anlegen von  $U_{\text{AE}}$  erzeugten Potentialmaximum entgegen (in der hier gezeigten Simulation  $U_{\text{AE}} = 0$ ); da der Bereich über der AE-Blende, wo die Tertiärelektronen entstehen, aber von der Raumladung unbeeinflusst bleibt, wächst die Energie, die die Tertiärelektronen auf dem Weg zum Scraper verlieren, insgesamt um den Wert des Raumladungspotentials. Dies führt dazu, dass der Terti-

ärelektronenstrom aus der AE bei steigendem Strahlstrom zunehmend unterdrückt und direkt auf der AE gemessen wird.

Die Veränderung des Strahlschwerpunkts bei niedrigen Strömen erklärt sich durch Montagetoleranzen in der Quelle. Ein Winkel oder Versatz zwischen Pierce-Elektrode und Kathode wirkt sich umso stärker aus, je größer das Feld dazwischen ist. Für den Betrieb bei hohen Strömen spielt dieser Effekt keine entscheidende Rolle, weil  $U_{PE} \approx 0$  gewählt wird. Zusätzlich ändert sich aber durch das Raumladungspotential das effektive auf den Strahl wirkende  $E$ -Feld des Wien-Filters, was den Anstieg der  $y$ -Komponente des Strahlschwerpunkts bei hohen Strömen erklärt. Dieser Effekt kann durch Anpassung des WF-Kalibrierfaktors kompensiert werden.

#### 4.4.5 Unterdrückung der Sekundärelektronen mit Ablenkmagnetfeld

Es soll nun untersucht werden, wie sich die Stärke des Ablenkmagnetfelds, das durch das Kollektorspulenpaar erzeugt wird, auf die Unterdrückung der Sekundärelektronen im Kollektor auswirkt. Dazu wird zunächst die Übereinstimmung des Feldverlaufs zur Simulation überprüft. Die Messung von  $B_x(z)$  kann ohne zusätzlichen Aufwand durchgeführt werden, indem bei montierter Solenoid-Messvorrichtung (siehe Kapitel 4.1) nur das Kollektorspulenpaar bestromt und die Sonde analog zur Solenoidmessung in allen vier Orientierungen durch das Rohr geführt wird. Hierbei steht die Sonde nicht rechtwinklig zum Feld des Spulenpaars, sondern in einem zufälligen Winkel, der durch die Halteflansche des Führungsrohrs vorgegeben ist. Da das Feld in  $y$ -Richtung aus Symmetriegründen verschwinden muss, lässt sich unter der Annahme, dass die Sonde immer mittig im Rohr ist und die Orientierungen genau rechtwinklig zueinander sind, das Feld in  $x$ -Richtung berechnen mit

$$B_x = \frac{1}{2} \sqrt{(B_1 - B_3)^2 + (B_2 - B_4)^2}. \quad (4.7)$$

Die so erhaltenen Messwerte sind zusammen mit der CST-Simulation in Abb. 4.33 dargestellt. Die Messwerte übersteigen die simulierten Werte um etwa 35%, was Zweifel an der Genauigkeit der Messmethode nahelegt. Der mit dem Biot-Savart-Gesetz [35] ermittelte analytische Wert für das Feldmaximum beträgt 1,8 mT bei Verwendung der Werte aus Tabelle 3.3 und stützt das Simulationsergebnis, bei dem auch die endliche Ausdehnung der Spulen berücksichtigt wurde. Wenn eine außermittige oder schiefe Positionierung der Sonde im Rohr die Ursache für die Abweichung zwischen Theorie und Messung ist, ist auch die Genauigkeit der Solenoid-Justage anzuzweifeln. Trotzdem kann anhand des so bestimmten, qualitativ richtigen Feldverlaufs angenommen werden, dass das Spulenpaar keine Wicklungsfehler aufweist.

Durch Variation des Stroms durch das Spulenpaar können die gemachten Annahmen über das Verhalten des Primärstrahls im Kollektor nun bestätigt werden. Eine Messung der Sekundärströme für  $I_{MagKol} \leq 6$  A ist in Abb. 4.34 dargestellt. Eine stärkere Bestromung des Spulenpaars würde bei der aktuellen Auslegung eine aktive Kühlung erforderlich machen. Ebenso lässt sich die Messung über diesen

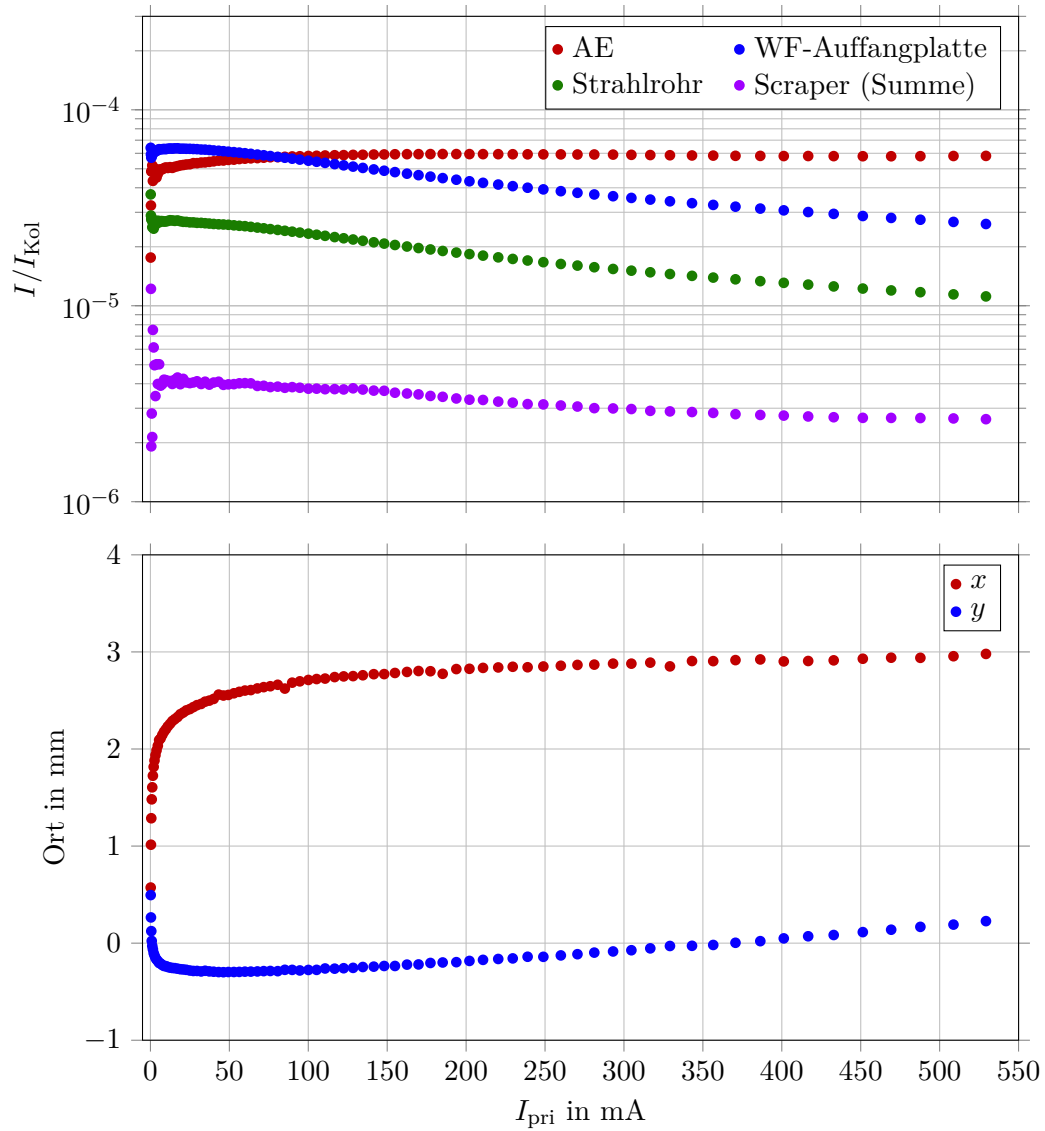


Abbildung 4.32: Messung der Sekundärströme und des Primärstrahlschwerpunkts abhängig von  $I_{\text{pri}}$ .  $U_{\text{SE}} = 1$  kV,  $U_{\text{Kol}} = 3$  kV,  $I_{\text{MagKol}} = 4$  A.

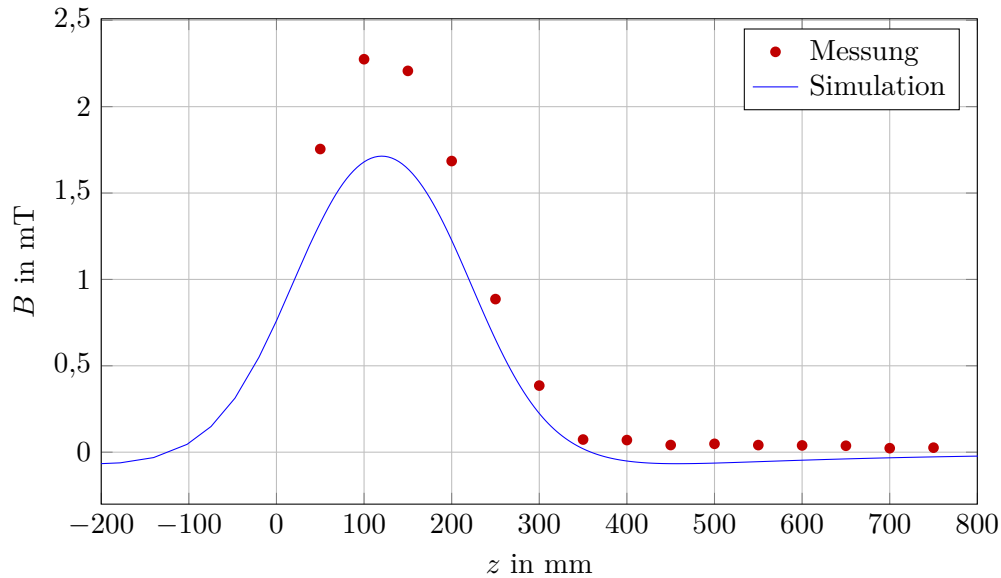


Abbildung 4.33: Vergleich von CST-Simulation und Messung des Transversalmagnetfelds des Kollektor-Spulenpaars ohne Eisenjoch.  $I = 4$  A.

Wertebereich nicht bei hohen Strömen durchführen, weil die thermische Belastung der nur schwach wärmeleitend kontaktierten Blenden sonst unzulässig hoch würde (1%  $I_{\text{Kol}}$  entspricht schon 1,7 W bei  $I_{\text{Kol}} = 10$  mA und  $U_{\text{Kath}} = -17$  kV).

Konsistent mit der Überlegung in Kapitel 3.1.4 lassen sich anhand des so erhaltenen Verlaufs drei Effekte identifizieren:

- Ohne transversales Magnetfeld bewegt sich ein Teil der Primärelektronen geradeaus durch den Kollektor, wird an der auf Kathodenpotential liegenden Vakuumpumpe reflektiert und bewegt sich dann mit voller Energie auf der Symmetrieachse zurück durch die Strahlführung. Dieser Anteil beträgt etwa 1% von  $I_{\text{Kol}}$  und wird durch die SE nicht beeinflusst. Die übrigen Ströme ergeben sich durch Tertiärelektronen, siehe Kapitel 4.4.3, z.B. leistet das Signal der Scraperplatte 2, die sich genau oberhalb der WF-Auffangplatte befindet, den Hauptbeitrag zum Tertiärstrom, der von der Auffangplatte in Primärstrahlrichtung zurückfließt (Simulation dazu in Abb. 4.29).
- Bei niedrigem transversalem Magnetfeld ist die Situation ähnlich wie ohne Feld, aber mit dem Unterschied, dass die zurücklaufende Bahn der Teilchen außermittig verläuft, sodass ein mit steigendem Feld immer größerer Anteil von ihnen auf die AE-Blende fällt und nicht in den Wien-Filter gelangt. In Abb. 4.34 ist dieser Effekt bis  $I_{\text{MagKol}} \approx 2,5$  A zu erkennen.
- Ist das Magnetfeld so hoch, dass keine Primärteilchenbahnen in den oberen Kollektorflansch führen (ab etwa 3,5 A in Abb. 4.34), besteht der gemessene

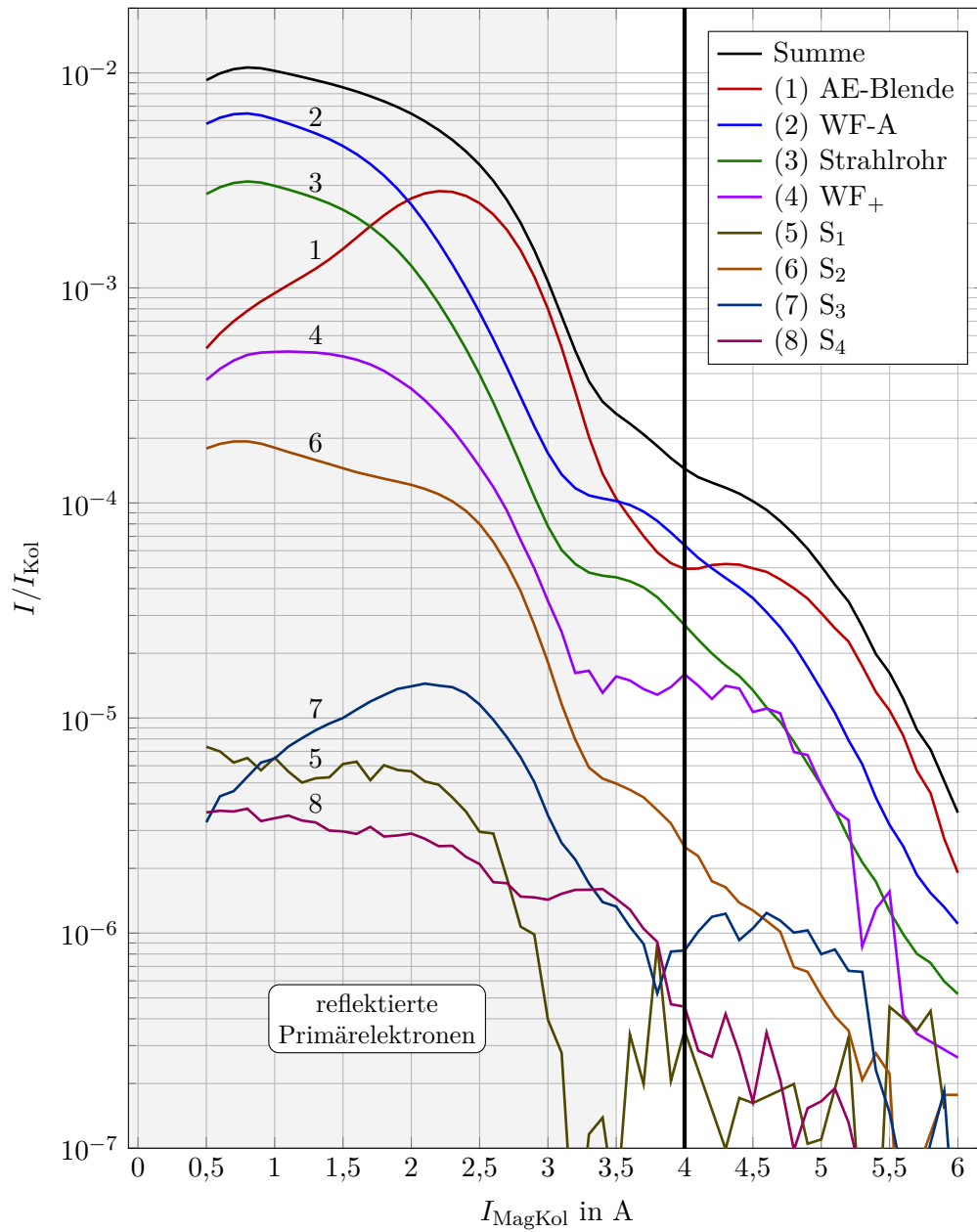


Abbildung 4.34: Abhängigkeit der Sekundärströme von der Bestromung des Kollektorspulenpaars.  $I_{K_{\text{Kol}}} = 10$  mA,  $U_{SE} = 1$  kV. Die vertikale Linie bei  $I_{\text{MagKol}} = 4$  A markiert den Wert, bei dem die übrigen Messungen durchgeführt wurden.

Sekundärstrom nur noch aus Teilchen, die in der Kollektoroberfläche freigesetzt oder reflektiert wurden und daher mit einem Energiespektrum gemäß Kapitel 2.2 gestartet sind. Eine weitere Erhöhung des Feldes ab diesem Punkt führt nur noch zu einer Absenkung des Gesamtsekundärstroms durch die Krümmung der Sekundärelektronenbahnen innerhalb des Kollektors, während qualitativ keine nennenswerte Änderung des Verhaltens stattfindet.

Aus diesen Beobachtungen lässt sich schließen, dass für eine hohe Unterdrückung des Sekundärstroms das transversale Magnetfeld so hoch wie möglich gewählt werden sollte, solange dadurch der Biegeradius nicht so klein wird, dass der Primärstrahl ungekühlte Flächen berührt. Bei—unter Berücksichtigung der thermischen Belastbarkeit—maximaler Bestromung der verwendeten Spule wird der Gesamtsekundärstrom auf  $4 \cdot 10^{-6} I_{\text{Kol}}$  reduziert; nach Abzug des AE-Stroms bleibt davon ein Strom von  $< 2 \cdot 10^{-6} I_{\text{Kol}}$  übrig, der die Kollektroptik in Richtung des Wien-Filters verlässt. Abhängig von der benötigten Kollektorperveanz kann durch weiteres Absenken von  $U_{\text{SE}}$  eine noch höhere Unterdrückung erreicht werden. Im Vergleich zu der Betrachtung in Kapitel 4.4.3 wird der erreichbare Rückstrom durch die Blende unterhalb des Wien-Filters durch Kombination aller beschriebenen Verfahren nochmals um zwei Größenordnungen reduziert.

### 4.5 Optischer Untergrund

Abschließend soll die Höhe des im Experiment erzeugten Photonenuntergrunds bestimmt werden, da dieser die Anwendung optischer Strahldiagnoseverfahren erschwert [58]. Es sind grundsätzlich zwei Arten von Untergrund zu unterscheiden:

- Strahlkorrelierter Untergrund wird direkt durch den Elektronenstrahl erzeugt, z.B. durch Bremsstrahlung bei der Kollision mit Oberflächen. Die Photonenausbeute ist proportional zum Strahlstrom, wenn der Primärstrahl die direkte Ursache ist. Die Ausbeute an von Sekundärelektronen erzeugten Photonen hängt vom jeweiligen Sekundärstrom ab; aus Raumladungsgründen muss dann keine Proportionalität zum Primärstrom bestehen (siehe Kapitel 4.4.4).
- Statischer Untergrund besteht unabhängig von der Anwesenheit des Elektronenstrahls. In Abwesenheit von Lichtlecks und bei Vernachlässigung des PMT-Dunkelstroms kann solcher Untergrund nur von Dauerlichtquellen innerhalb des Vakuumgefäßes erzeugt werden, das sind die Kathode, die Druckmessröhre und die Ionengetterpumpen.

Für diese Messungen wird der in Abb. 3.23 gezeigte Aufbau verwendet.

Da die Kathode sich auf der Symmetrieachse des Vakuumgefäßes befindet und von den genannten Lichtquellen am ehesten eine direkte Sichtlinie zum Fenster hat, soll zunächst untersucht werden, wie sich die Temperatur der Kathode auf die gemessene Photonenrate auswirkt. Hierzu wird der Heizstrom über den zum Betrieb

benötigten Bereich variiert. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 4.35 dargestellt. Bei niedrigen Heizströmen, bei denen die Kathode keinen Elektronenstrom liefern kann, dominiert der Dunkelstrom der ungekühlten PMT auf einem Niveau von  $300 \text{ pA}$ , was bei Annahme eines Verstärkungsfaktors von  $10^7$  [30] einer Photonenrate von  $187 \text{ s}^{-1}$  entspricht. Bei dem für einen Elektronenstrom von  $550 \text{ mA}$  verwendeten Heizstrom von  $3,55 \text{ A}$  liegt der Photostrom drei Größenordnungen höher bei  $500 \text{ nA}$  entsprechend einer Photonenrate von  $3 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ , allerdings liegt die echte Rate höher durch die wellenlängenabhängige Quantenausbeute der PMT. Da die Lage des Maximums in der spektralen Leistungsdichte der Wärmestrahlung temperaturabhängig ist [40], gilt dasselbe für den apparativen Abschwächungsfaktor der Photonenrate, die durch die Temperatur der Kathode verursacht wird. Daher sind diese Daten nur als Anhaltspunkt zu verstehen.

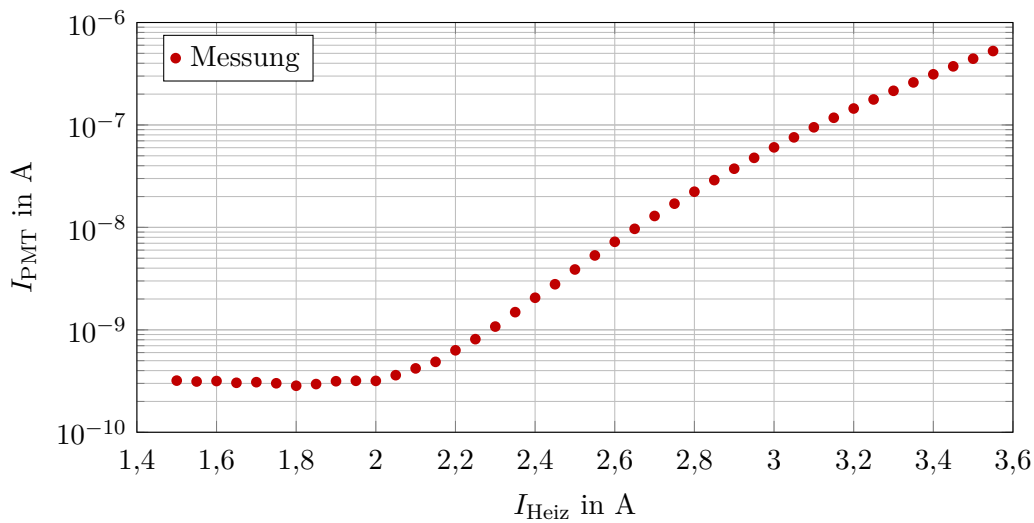


Abbildung 4.35: Abhängigkeit des PMT-Stroms vom Heizstrom der Kathode.  
 $U_{\text{PMT}} = 1 \text{ kV}$ .

Da zum strahlkorrelierten Untergrund sowohl Primär- als auch Sekundärelektronen beitragen können, ist es von Interesse, die Einflüsse dieser Bestandteile einzeln zu bestimmen. Da es weder möglich ist, den Sekundärstrom in der Umgebung des Sichtfensters auf Null zu reduzieren, noch in Abwesenheit eines Primärstrahls gezielt Elektronen an die jeweiligen Auffangplatten zu bringen, ist die vollständige Trennung der Einflüsse durch direkte Messung nicht möglich. Durch Variation der Suppressorspannung kann aber der Gesamtsekundärstrom unabhängig vom Primärstrom über einen weiten Bereich verändert werden, sodass sich die Photonenausbeute in Abhängigkeit der Einzelsekundärströme bestimmen lässt. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abb. 4.36 (oben) dargestellt. Hierbei ist der ohne Strahlstrom gemessene PMT-Strom abgezogen, um nur die strahlkorrelierte Photonenausbeute zu zeigen. Es ist zu beachten, dass die einzelnen Sekundärströme nicht unabhän-

gig voneinander geändert werden können, sondern sich zueinander verhalten wie in Abb. 4.24. Da aber die von einem Elektronenstrom verursachte Photonenausbeute proportional zu diesem Strom sein muss, erlaubt diese Auswertemethode trotzdem folgende Feststellungen:

- Da der PMT-Strom nicht linear vom Strom auf die AE, aber linear vom Strom auf die WF-Auffangplatte und das Strahlrohr abhängt, ist anzunehmen, dass in Letzterem die Ursache für eine sekundärstromabhängige Photonenausbeute liegt. Das ist konsistent mit der Tatsache, dass sich im Gegensatz zur Kollektoroptik keine optisch kollimierende Blende zwischen Wien-Filter und Sichtfenster befindet.
- Extrapolation der Ausgleichsgeraden für Strahlrohr- und WF-Strom auf eine hypothetische Sekundärelektronenausbeute von Null liefert einen vom Sekundärstrom unabhängigen PMT-Strom von  $(608 \pm 4)$  nA (Ausgleichsgerade Strahlrohr) bzw.  $(607 \pm 4)$  nA (Ausgleichsgerade Wien-Filter). Es ist anzunehmen, dass diese Photonen im Kollektor vom Primärstrahl erzeugt werden und die im Vergleich zu den von Sekundärelektronen erzeugten Photonen niedrige Rate, gerade unter Berücksichtigung des um Faktor  $10^4$  höheren Primärstroms, der geometrischen Akzeptanz geschuldet ist.

Da die Nutzsignale von sowohl BIF als auch TLS spektral sehr schmalbandig sind [58], kann der breitbandige Untergrund durch Einsatz eines geeigneten Wellenlängenfilters unterdrückt werden. Dieselbe Messung wurde daher exemplarisch mit einem zwischen den Linsen eingebauten Bandpassfilter,  $f_0 = 394$  nm,  $\Delta f = \pm 5$  nm, wiederholt. Die Transmission des Filters bei der Nennwellenlänge beträgt mindestens 85 % [22]. Das Ergebnis der Messung ist in Abb. 4.36 (unten) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der PMT-Strom ohne Primärstrahl in der Größenordnung des Dunkelstroms liegt; das Leuchten der Kathode wird also um mehr als drei Größenordnungen unterdrückt. Im Gegensatz dazu ist der durch den Primärstrahl verursachte PMT-Strom von 8 nA nur um einen Faktor 18 geringer als ohne Filter (vgl. jeweils  $b_1$  oder  $b_2$  nach Abzug des  $I_{\text{PMT}}$ -Werts bei  $I_{\text{pri}} = 0$ ) und der durch Sekundärelektronen verursachte um einen Faktor 230 (vgl. jeweils  $a_1$  oder  $a_2$ ).

Da die durch den Primärstrahl erzeugten Photonen den Hauptteil der Gesamtphotonenrate ausmachen, sollte hier der erste Schritt einer zukünftigen Optimierung stattfinden. Da keine geradlinige Bahn aus dem Kollektorkörper zum Sichtfenster existiert und die vorgeschaltete Optik außerdem die geometrische Akzeptanz der PMT einschränkt, kann die Ursache für die Transmission dieser Photonen in Abwesenheit von Primärstrahlverlusten außerhalb des Kollektors nur in Lichtreflexionen in der Nähe des Fensters liegen. Es ist daher zu erwarten, dass sich die Photonenrate durch Maßnahmen, die solche Reflexionen unterdrücken, z.B. eine innere Schwärzung dieses Abschnitts des Vakuumgefäßes, weiter verringern lässt. Dieselbe Modifikation wird die durch Sekundärteilchen verursachte Photonenrate, die ohnehin schon klein gegenüber der anderen ist, auch verringern.

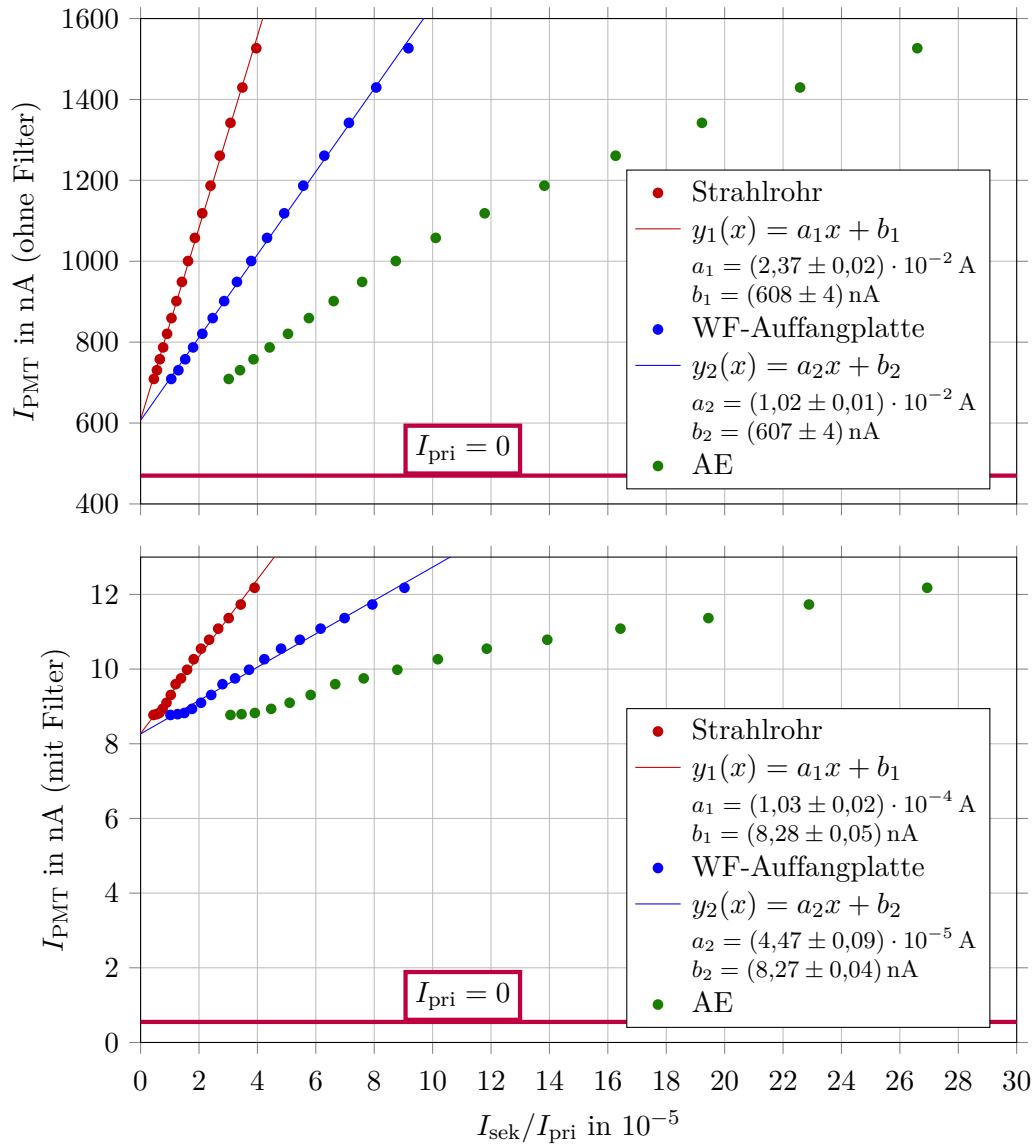


Abbildung 4.36: Abhängigkeit des PMT-Stroms von den Sekundärströmen gemessen durch Variation von  $U_{\text{SE}}$ .  $U_{\text{PMT}} = 1$  kV,  $I_{\text{pri}} = 550$  mA. Das Diagramm stellt keine direkte Abhängigkeit zwischen den Größen dar, weil die Sekundärströme nicht unabhängig voneinander variiert werden können. Oben: nur mit abbildender Optik. Unten: mit Farbfilter zwischen den Linsen,  $f_0 = 394$  nm,  $\Delta f = \pm 5$  nm.



## 5 Fazit und Ausblick

Diese Arbeit beschreibt den erfolgreichen Aufbau eines Teststands, der die Erzeugung von magnetisierten DC-Elektronenstrahlen im Energierückgewinnungsmodus erlaubt. Da die Strahlparameter—abgesehen von der Energie—vergleichbar sind mit denen, die in DC-Elektronenkühlern der Gegenwart und nahen Zukunft Verwendung finden, wird von dem kompakten, einfach zu betreibenden Aufbau ein experimenteller Zugang zu zukünftigen Fragen des Aufbaus von Elektronenkühlern ermöglicht, der von Start-zu-Ende-Simulationen unterstützt wird. Auch schafft dieses Gerät eine Grundlage für den Test neuer Strahldiagnosemethoden wie BIF und TLS [58] unter realen Bedingungen.

Es konnte gezeigt werden, dass bei Strahlströmen bis zu 550 mA ein Sekundärelektronenrückfluss aus der Kollektroptik von weniger als  $2 \cdot 10^{-6} I_{\text{Kol}}$  erreichbar ist, der sich durch Einsatz eines Wien-Filters vollständig unterdrücken lässt. Der dann noch verbleibende Rückstrom verursacht durch Sekundärelektronen höherer Ordnung kann durch Verknüpfung von Simulation und Messung der einzelnen Elektrodenströme zu  $1 \cdot 10^{-9} I_{\text{Kol}}$  abgeschätzt werden. Andere Effekte, z.B. die Ionisation von Restgas, verursachen unerwünschte Elektronenströme derselben Größenordnung: Unter Annahme eines Restgasdrucks von  $1 \cdot 10^{-10}$  mbar gibt es ca.  $3 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$  Wasserstoffatome [40]; bei einem Ionisationswirkungsquerschnitt von Wasserstoff in der Größenordnung von  $10^{-22} \text{ m}^2$  [24] folgt ein Ionisationsstrom von  $3 \cdot 10^{-10} I_{\text{pri}}$  pro Meter Strahlweg. Daraus lässt sich schließen, dass Sekundärelektronen aus dem Kollektor bei Anwendung der hier beschriebenen Verfahren zu ihrer Unterdrückung keine Rolle für die Stabilität und Effizienz zukünftiger Elektronenkühler spielen werden. Das steht im Einklang mit Erfahrungen aus dem ähnlich konstruierten COSY-Kühler, der bereits in Betrieb ist [12].

Obwohl durch die Begrenzung der Teilchenenergie auf wenige MeV bei Anwendung der etablierten DC-Beschleunigung die Notwendigkeit entstanden ist, Elektronenkühler mit RF-Beschleunigung zu entwickeln [59], ist noch unklar, ob sich damit vergleichbar niedrige Gleichgewichtsemissionen erreichen lassen [6]. Es ist daher möglich, dass in Fällen, wo die begrenzte Energie kein Hinderungsgrund ist, die DC-Technik weiter zum Einsatz kommen wird. Der geplante Kühler für den HESR wird die bisherige Energiegrenze auf 8 MeV nach oben verschieben [55]. Bei der Bewältigung der daraus entstehenden Herausforderungen können die aus diesem Teststand zu gewinnenden Erkenntnisse von Nutzen sein. Unabhängig davon werden sie wegen der ähnlichen zugrundeliegenden Problematik sowohl für neue Typen von Kühlern als auch für andere zukünftige Geräte, wie z.B. ERLs [20], relevant sein.



# Literaturverzeichnis

- [1] ABOLMASOV, S. N.: Physics and engineering of crossed-field discharge devices. In: *Plasma Sources Science and Technology* 21 (2012)
- [2] AHMANOVA, E. V. ; KOBETS, A. G. ; MESHKOV, I. N. u. a.: HV electron cooler for the NICA collider. In: *Proceedings of RuPaC 2010*, 2010, S. 125–126. – TUPSA039
- [3] ANALOG DEVICES: *AD8495 Datenblatt*
- [4] ANTONIDES, E. ; JANSE, E. C. ; SAWATZKY, G. A.: LMM Auger spectra of Cu, Zn, Ga, and Ge. I. Transition probabilities, term splittings, and effective Coulomb interaction. In: *Physical Review B* 15 (1977)
- [5] AULENBACHER, K. : *Private Kommunikation*. 2015
- [6] AULENBACHER, K. : *Private Kommunikation*. 2016
- [7] BEKHTENEV, E. ; KARPOV, G. : *Manual of Beam Position Monitor System for Cooler*. 2014
- [8] BEKHTENEV, E. A. ; CHEREPANOV, V. P. ; KARPOV, G. V. u. a.: Beam Position Monitor System for 2 MeV Electron Cooler for COSY. In: *Proceedings of RUPAC2012*, 2012
- [9] BOCHAROV, V. N. u. a.: Commissioning of the 2 MeV Electron Cooler for COSY/HESR. In: *Proceedings of IPAC2012*, 2012, S. 379–381. – MOPPD006
- [10] BRONSTEIN, I. N. ; SEMENDJAJEW, K. A. u. a.: *Taschenbuch der Mathematik*. Siebte Auflage. Verlag Harri Deutsch, 2008
- [11] BRUINING, H. : *Physics and applications of secondary electron emission*. Pergamon Press, 1954
- [12] BRYZGUNOV, M. I. ; IVANOV, A. V. ; PANASYUK, V. M. u. a.: Efficiency Improvement of an Electron Collector Intended for Electron Cooling Systems Using a Wien Filter. In: *Technical Physics* 58 (2013), Nr. 6, S. 911–918
- [13] BUDKER, G. I. u. a.: Experimental Studies of Electron Cooling. In: *Particle Accelerators* 7 (1976), S. 197–211
- [14] BUNDESREPUBLIK DEUTSCHLAND: *Verordnung über die Qualität von Wasser für den menschlichen Gebrauch*. 2001

- [15] BUROV, A. ; NAGAITSEV, S. ; SHEMYAKIN, A. ; DERBENEV, Y. : Optical principles of beam transport for relativistic electron cooling. In: *Physical Review Special Topics—Accelerators and Beams* 3 (2000)
- [16] CLEMENS, M. ; WEILAND, T. : Discrete Electromagnetism with the Finite Integration Technique. In: *Progress in Electromagnetics Research* 32 (2001), S. 65–87
- [17] CRONIN, J. L.: Practical aspects of modern dispenser cathodes. In: *Microwave Journal* 22 (1979), Nr. 9, S. 57
- [18] CST AG: *CST Studio Suite—Charged Particle Simulation*. 2016. – Broschüre
- [19] DALESIO, L. R. ; HILL, J. O. ; KRAIMER, M. u. a.: The experimental physics and industrial control system architecture: past, present, and future. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 352 (1994)
- [20] DEHN, M. u. a.: Current Status of the Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator Project. In: *Proceedings of LINAC2014*, 2014, S. 282–284
- [21] DIETRICH, J. : *Status of the 2 MeV Electron Cooler for COSY/HESR*. 2010. – Fermilab Accelerator Seminar
- [22] EDMUND OPTICS: *394 nm Hard Coated Bandpass Interference Filter: 10nm FWHM OD4 Coating Performance*. – Datenblatt
- [23] FICHTNER, F. : *Private Kommunikation*. 2015
- [24] FITE, W. L. ; BRACKMANN, R. T.: Collisions of Electrons with Hydrogen Atoms, I. Ionization. In: *Physical Review* 112 (1958)
- [25] FORCK, P. ; KOWINA, P. ; LIAKIN, D. : Beam position monitors. In: *CERN accelerator school on beam diagnostics* (2008), S. 187–228
- [26] FRIEDERICH, S. : *Simulation eines Hochleistungskollektors für einen Elektronenstrahlkühler*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Bachelorarbeit, 2011
- [27] FRIEDERICH, S. : *Kollektoreffizienzmessung an einem linearen Elektronenstrahlführungsaufbau mit Hilfe eines Wien-Filters*, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, Masterarbeit, 2013
- [28] GAMMA VACUUM: *Ion Pump Users' Manual, PN 900013, Rev C*
- [29] GFZ HELMHOLTZ-ZENTRUM POTSDAM: *Jahresmittelwerte der magnetischen Elemente*. <https://www.gfz-potsdam.de/sektion/erdmagnetfeld/daten-produkte-dienste/daten-und-berichte/jahresmittelwerte/>. – abgerufen am 04.05.2016
- [30] HAMAMATSU PHOTONICS: *Datenblatt Photomultiplier Tube R4332*. 2006

- [31] HEATWAVE LABS, INC.: *TB-198 Standard Series Barium Tungsten Dispenser Cathodes*. 2002
- [32] HEINZINGER REGEL- UND MESSTECHNIK: *HNC und HNLC Hochspannungs-Geräte Bedienungsanleitung und Beschreibung*. 1986
- [33] HOFMANN, A. ; AULENBACHER, K. u. a.: First Results of a Turbo Generator Test for Powering the HV solenoids at a Relativistic Electron Cooler. In: *Proceedings of IPAC 2016*, 2016. – TUPMR005
- [34] HULL, A. W.: The Effect of A Uniform Magnetic Field on the Motion of Electrons Between Coaxial Cylinders. In: *Phys. Rev.* 18 (1921), S. 31–57
- [35] JACKSON, J. D.: *Klassische Elektrodynamik*. Zweite Auflage. De Gruyter Verlag, 1983
- [36] JOUSTEN, K. (Hrsg.): *Wutz Handbuch der Vakuumtechnik*. Achte Auflage. Vieweg Verlag
- [37] KAMERDZHIEV, V. : *Private Kommunikation*. 2012
- [38] KOSHIKAWA, T. ; SHIMIZU, R. : Secondary electron and backscattering measurements for polycrystalline copper with a spherical retarding-field analyser. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 6 (1973)
- [39] KÜCHLER, A. : *Hochspannungstechnik*. Dritte Auflage. Springer Verlag, 2009
- [40] MESCHEDE, D. : *Gerthsen Physik*. 21. Auflage. Springer Verlag, 2002
- [41] NORMAN, G. : *Gun and Collector tests*. 2010. – Unveröffentlichter Vortrag
- [42] PANDA COLLABORATION: *Physics performance report for PANDA—Strong Interaction Studies with Antiprotons*. 2009
- [43] PARKHOMCHUK, V. V.: New Insights in the Theory of Electron Cooling. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 441 (2000)
- [44] PASCHEN, F. : Über die zum Funkenübergang in Luft, Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen Drücken erforderliche Potentialdifferenz. In: *Annalen der Physik* 273 (1889)
- [45] PENNING, F. M.: Die Glimmentladung bei niedrigem Druck zwischen koaxialen Zylindern in einem axialen Magnetfeld. In: *Physica* 3 (1936)
- [46] PILLAI, A. ; HACKAM, R. : Surface flashover of solid insulators in atmospheric air and vacuum. In: *Journal of Applied Physics* 58 (1985)
- [47] POTH, H. : Electron Cooling: Theory, experiment, application. In: *Physics Reports* 196 (1990), S. 135–297

*Literaturverzeichnis*

- [48] REISER, M. : *Theory and Design of Charged Particle Beams*. Wiley-VCH Verlag, 2008. – ISBN 978–3–527–40741–5
- [49] RIYOPOULOS, S. ; CHERNIN, D. ; DIALETIS, D. : Theory of electron multipactor in crossed fields. In: *Physics of Plasmas* 2 (1995)
- [50] SAES GETTERS: *CapaciTorr Pumps MK5 Series - General Information*
- [51] SEDLACEK, M. ; BERGMARK, T. u. a.: Design and Construction of the CELSIUS Electron Cooler. In: *Workshop on Beam Cooling and Related Topics*, 1993, S. 235–239
- [52] SEILER, H. : Secondary electron emission in the scanning electron microscope. In: *Journal of Applied Physics* 54 (1983)
- [53] THE SVEDBERG LABORATORY: *Electron gun for the HESR electron cooler*. – v1.1 060529—Unveröffentlichter Bericht
- [54] THE SVEDBERG LABORATORY: *Test bench for gun and collector—Magnetic system*. – Unveröffentlichter Bericht
- [55] THE SVEDBERG LABORATORY: *HESR electron cooler design study*. 2009
- [56] TIETZE, U. ; SCHENK, C. : *Halbleiter-Schaltungstechnik*. Springer-Verlag, 2002
- [57] VG SCIENTA: *Sapphire Viewport Data Sheet*
- [58] WEILBACH, T. ; AULENBACHER, K. ; DIETRICH, J. : Optical electron beam diagnostics for relativistic electron cooling devices. In: *Proceedings of DIPAC2011*, 2011
- [59] ZHANG, Y. u. a.: Science Requirements and Conceptual Design for a Polarized Medium Energy Electron-Ion Collider at Jefferson Lab. (2012). – arXiv:1209.0757