

# Entwicklung und Test einer Strahlpositionsmessung für den mehrfach rezirkulierenden ERL-Betrieb des S-DALINAC

**Development and Test of a Beam Position Measurement for the Multi-Turn ERL Operation at the S-DALINAC**

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

Genehmigte Dissertation von Manuel Dutine aus Seligenstadt

Tag der Einreichung: 25. Juni 2024, Tag der Prüfung: 22. Juli 2024

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla

2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt – D17



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik  
AG Pietralla

Entwicklung und Test einer Strahlpositionsmessung für den mehrfach rezirkulierenden ERL-Betrieb des S-DALINAC

Development and Test of a Beam Position Measurement for the Multi-Turn ERL Operation at the S-DALINAC

Genehmigte Dissertation von Manuel Dutine

Tag der Einreichung: 25. Juni 2024

Tag der Prüfung: 22. Juli 2024

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt – D17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-278386

URL: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/id/eprint/27838>

Jahr der Veröffentlichung auf TUprints: 2024

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)

Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Nicht kommerziell 4.0 International

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>

---

## Erklärungen laut Promotionsordnung

### § 8 Abs. 1 lit. c PromO

Ich versichere hiermit, dass die elektronische Version meiner Dissertation mit der schriftlichen Version übereinstimmt.

### § 8 Abs. 1 lit. d PromO

Ich versichere hiermit, dass zu einem vorherigen Zeitpunkt noch keine Promotion versucht wurde. In diesem Fall sind nähere Angaben über Zeitpunkt, Hochschule, Dissertationsthema und Ergebnis dieses Versuchs mitzuteilen.

### § 9 Abs. 1 PromO

Ich versichere hiermit, dass die vorliegende Dissertation – abgesehen von den in ihr ausdrücklich genannten Hilfen – selbstständig verfasst wurde und dass die „Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis an der Technischen Universität Darmstadt“ und die „Leitlinien zum Umgang mit digitalen Forschungsdaten an der TU Darmstadt“ in den jeweils aktuellen Versionen bei der Verfassung der Dissertation beachtet wurden.

### § 9 Abs. 2 PromO

Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, 25. Juni 2024

---

M. Dutine



---

# Zusammenfassung

---

Der S-DALINAC ist ein supraleitender rezirkulierender Elektronenbeschleuniger, der im cw-Betrieb bei einer Frequenz von 3 GHz arbeitet. Durch die Implementierung eines Weglängenanpassungssystems, das eine 360°-Phasenverschiebung ermöglicht, kann der Beschleuniger als Energy-Recovery-LINAC (ERL) betrieben werden. Der mehrfach rezirkulierende (multi-turn) ERL-Betrieb wurde im Jahr 2021 demonstriert. Beim Betrieb des Beschleunigers in diesem Modus gibt es zwei Strahlen in derselben Strahlführung, den einfach beschleunigten und den bereits einfach abgebremsten Strahl, mit einer longitudinalen Phasendifferenz von 180° und möglicherweise deutlich abweichenden Transversalpositionen. Eine Messung dieser Strahlpositionen muss zwangsweise nicht-destruktiv erfolgen, sonst kann der Betriebsmodus nicht aufrechterhalten werden.

In dieser Arbeit wurden zwei Messsysteme entwickelt und konstruiert, die beide den notwendigen Anspruch der nicht-Destruktivität erfüllen und darüber hinaus bei Strahlströmen von 100 nA und weniger, wie sie beim Strahleinstellen genutzt werden, verwendet werden können. Als erste Messmethode wurde ein Hochfrequenz (HF)-Positionsmonitor mit einer Resonanzfrequenz von 6 GHz, die der doppelten Betriebsfrequenz des S-DALINAC entspricht, entworfen und dessen geometrische Kenngrößen durch Simulationen bestimmt. Der Monitor wurde so designt, dass er zwei Zellen besitzt, jeweils eine dedizierte Zelle für die Messung der horizontalen und vertikalen Strahlposition. Auf Basis der simulierten Geometrieparameter wurde der Monitor konstruiert und anschließend Frequenz und Kopplung abgestimmt.

Im Rahmen einer Kommissionierungsmessung konnte erfolgreich eine Abhängigkeit der Signalstärke von der Vertikalposition des einfach abgebremsten Strahls gemessen werden. Weiterhin konnte eine Kalibrationsmessung mit dem einfach beschleunigten Strahl durchgeführt werden, wobei die Positionsgenauigkeit des Monitors abseits der Resonatormitte zu 30  $\mu\text{m}$  für die vertikale Position und 50  $\mu\text{m}$  für die horizontale Position bestimmt wurde.

Als zweite Messmethode wurde ein Drahtscanner konstruiert, bei dem zwei Wolframdrähte mit jeweils einem Radius von 50  $\mu\text{m}$  durch den Strahl gefahren werden und die so verursachte Sekundärteilchenrate detektiert werden kann. Eine spezielle Datenaufnahme ermöglicht Datenraten von bis zu 420 Hz. Dadurch war es möglich eine auf dem Strahl liegende 50 Hz-Störung genauer zu untersuchen. Der Drahtscanner wurde erfolgreich dazu verwendet die Strahlpositionen beider Strahlen im multi-turn ERL-Betrieb zu messen. Dabei wurde eine Messgenauigkeit der Position von etwa 100  $\mu\text{m}$  erreicht.

---

In der Gegenüberstellung beider Messmethoden zeigt sich, dass der HF-Monitor einen höheren Auslegungs-, Fertigungs- und Kalibrationsaufwand erfordert. Allerdings stellt er am S-DALINAC zurzeit die einzige Möglichkeit dar, die Strahlposition nicht-destruktiv und dauerhaft zu messen. Der Drahtscanner weist eine einfachere Handhabung auf und zeigt eine höhere Zeitauflösung, allerdings ist die Messdauer von bis zu 30 Sekunden zu lang, um ihn beim Einstellen des Strahls effizient verwenden zu können.

---

# Abstract

---


The S-DALINAC is a thrice-recirculating electron accelerator operating in cw-mode at a frequency of 3 GHz. Due to the implementation of a path-length adjustment system capable of a  $360^\circ$  phase shift, it is possible to operate the accelerator as an Energy-Recovery LINAC (ERL). The multi-turn ERL operation has been demonstrated in 2021. While operating the accelerator in this mode, there are two beams, the once accelerated and the already once decelerated beam, with a longitudinal phase difference of  $180^\circ$  and significantly deviant transversal positions in the same beamline. The measurement of the beam position must be non-destructive, otherwise the operating mode cannot be maintained.

In this work, two measuring systems were developed and constructed, both of which fulfil the necessary requirement of non-destructivity and can also be used at beam currents of 100 nA and less, as used while beam tuning. As a first measurement method, a radio-frequency (rf) beam position monitor with a resonant frequency of 6 GHz, which corresponds to twice the operating frequency of the S-DALINAC, was designed and its geometric characteristics were determined by simulations. The monitor was designed to have two cells, one dedicated cell each for measuring the horizontal and vertical beam position. The monitor was constructed on the basis of the simulated geometry parameters and the frequency and coupling were then tuned.

During a commissioning measurement, a dependency of the signal strength on the vertical position of the once decelerated beam was successfully measured. Furthermore, a calibration measurement was carried out with the once accelerated beam, whereby the off-center position accuracy of the monitor was determined to be  $30\ \mu\text{m}$  for the vertical position and  $50\ \mu\text{m}$  for the horizontal position.

As a second measurement method, a wire scanner was constructed in which two tungsten wires, each with a radius of  $50\ \mu\text{m}$ , can be moved through the beam and the secondary particle rate can be detected. A special data acquisition enables data rates of up to 420 Hz. Due to this, it was possible to analyze a 50 Hz disturbance on the beam in more detail. The wire scanner was successfully used to measure the beam positions of both beams in multi-turn ERL mode. A measurement accuracy of the position of about  $100\ \mu\text{m}$  was achieved.

A comparison of the two measurement methods shows that the rf-monitor requires more effort in design, construction and calibration. However, it is currently the only way to measure the beam position non-destructively and continuously at the S-DALINAC. The wire scanner is easier to use



---

and has a better time resolution, but the measurement time of up to 30 seconds is too long to use it efficiently when adjusting the beam.



---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Strahldiagnose . . . . .	1
1.2	S-DALINAC . . . . .	2
1.3	Energy Recovery Linac . . . . .	6
1.4	Motivation . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Wellengleichung . . . . .	9
2.2	Elektrische Felder in zylindrischen Kavitäten . . . . .	11
2.2.1	Transversal magnetische Moden in zylindrischen Kavitäten . . . . .	11
2.3	Wichtige Kenngrößen einer Kavität . . . . .	15
2.3.1	Güte . . . . .	15
2.3.2	Kopplung . . . . .	16
2.3.3	Shuntimpedanz . . . . .	16
2.4	IQ-Demodulation . . . . .	17
2.5	Anregung einer $TM_{110}$ -Mode mit zwei Strahlen . . . . .	19
2.6	Ionisierende Strahlung und deren Wechselwirkung mit Materie . . . . .	20
2.6.1	Wechselwirkung von Elektronen mit Materie . . . . .	20
2.6.2	Wechselwirkung von Photonen mit Materie . . . . .	21
2.6.3	Szintillationsdetektor . . . . .	21
2.6.4	Cherenkovdetektor . . . . .	22
<b>3</b>	<b>Konzeption eines 6 GHz Hohlraumresonators</b>	<b>23</b>
3.1	Test eines bisher am S-DALINAC verbauten Positionsmonitors . . . . .	23
3.2	Simulation des 6 GHz Positionsmonitors . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Umsetzung des Messaufbaus</b>	<b>31</b>
4.1	HF-Monitor . . . . .	33
4.1.1	Einstellung der Kopplung und Abstimmung der Resonanzfrequenz . . . . .	34
4.1.2	Signalverarbeitung . . . . .	36
4.2	Drahtscanner . . . . .	37
4.2.1	Konstruktion des Drahtscanners . . . . .	37
4.2.2	Detektorsystem . . . . .	39

---

<b>5</b>	<b>Analyse</b>	<b>43</b>
5.1	Kalibrierung der Messsysteme . . . . .	43
5.1.1	Optische Positionsmessung mit Hilfe des Leuchtschirms . . . . .	43
5.1.2	Kalibrierung des HF-Monitors . . . . .	44
5.1.3	Kalibrierung des Drahtscanners . . . . .	49
5.2	Ergebnisse HF-Monitor . . . . .	52
5.3	Ergebnisse Drahtscanner . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Diskussion</b>	<b>61</b>
6.1	Vergleich der Messmethoden . . . . .	61
6.2	Ausblick . . . . .	63
<b>7</b>	<b>Anhang</b>	<b>65</b>
7.1	Technische Zeichnungen des 6 GHz HF-Monitors . . . . .	65
7.2	Technische Zeichnungen der Drahtscannerkomponenten . . . . .	72

---

# 1 Einleitung

---

## 1.1 Strahldiagnose

Strahldiagnose ist die Grundlage zum Einstellen, Optimieren und Messen eines beschleunigten Strahls jeglicher Art. Für Teilchenbeschleuniger wurden anfangs hauptsächlich Leuchtschirme verwendet, auf denen der Strahl abgebildet werden konnte [1]. Mit der Steigerung der Komplexität von Beschleunigeranlagen stieg auch der Bedarf an Diagnosemöglichkeiten, die die verschiedenen Strahlparameter wie unter anderem Intensität, Position und Form zerstörungsfrei messen können. Eine solche zerstörungsfreie Diagnose ermöglicht, durch dauerhafte (online) Messungen der verschiedenen Strahlparameter, einen computergestützten Betrieb und automatisierte, aktive Strahlkontrolle.

Eine zerstörungsfreie Positionsmessung wurde schon am Vorgänger des S-DALINAC, dem normalleitenden DALINAC in Form eines aus Aluminium gefertigten HF-Monitors getestet [2]. Auch während der Inbetriebnahme des S-DALINAC wurde ein Monitorsystem implementiert [3]. Das System bestand aus Kupferresonatoren, die zwar einen guten Signalpegel liefern, jedoch eine zu große Temperaturempfindlichkeit und eine zu kleine Akzeptanz von nur 20 mm hatten. Ein verbessertes Messsystem zur zerstörungsfreien Positionsmessung des Strahls wurde 1999 am S-DALINAC entwickelt [4]. Das System besteht aus mehreren Hochfrequenzresonatoren aus Edelstahl. Durch dieses Material verringert sich die Temperaturempfindlichkeit, außerdem führte die Optimierung der Resonatorgeometrie zu einer großen Akzeptanz von 35 mm. Heute wird dieses System (teilweise erweitert [5]) zur Messung der Strahlphase verwendet. Im alltäglichen Betrieb hat sich die Positionsmessung nicht als hilfreich erwiesen und wird deshalb nicht verwendet.

Der Betrieb als mehrfach rezipierender Energy-Recovery-Linac (multi-turn ERL, vgl. Abschn. 1.3) stellt besondere Ansprüche an eine zerstörungsfreie Strahldiagnose, bei der mindestens zwei Strahlen gleichzeitig vermessen werden sollen. Einerseits ist die effektive Wiederholfrequenz der Bunche mindestens verdoppelt und andererseits muss zwischen den verschiedenen Strahlen unterschieden werden können. Neben dem S-DALINAC existieren zur Zeit vier weitere supraleitende Beschleunigeranlagen, die den multi-turn ERL-Betrieb verwirklicht haben oder sich im Bau befinden [6]. Die zerstörungsfreien Positionsmessungen dieser Anlagen sind wie folgt geplant bzw. umgesetzt.

- Der Beschleuniger *Cornell-BNL Test Accelerator* (CBETA) der Cornell Universität in Ithaca konnte zum ersten Mal den supraleitenden multi-turn ERL-Betrieb nachweisen, ohne jedoch

---

eine tatsächliche Leistungsreduktion der Beschleunigungskavitäten zu messen [7, 8]. Zur Bestimmung der Strahlposition wurden einzelne Probe-Bunche mit Ladungen im pC-Bereich mit Hilfe von Pick-ups gemessen. Der zeitliche Abstand einzelner Messungen betrug dabei 7,2 ns. Damit konnten die Positionen der individuellen Umlaufbahnen des Strahls in der gemeinsamen Strahlführung nacheinander, doch nicht simultan bestimmt werden.

- Ein ähnliches System soll bei der Erweiterung des *Continuous Electron Beam Accelerator Facility* (CEBAF) Beschleunigers der *Thomas Jefferson National Accelerator Facility* (JLab) auf einen fünffachen multi-turn ERL zum Einsatz kommen [9]. Hier soll für einen Probepuls die Elektronik der existierenden HF-Monitore verbessert werden, sodass dann alle Strahldurchgänge separat gemessen werden können. Zusätzlich sollen HF-Monitore der doppelten Frequenz an ausgewählten Stellen installiert werden.
- Für den im Bau befindlichen *Mainz Energy recovering Superconducting Accelerator* (MESA) Beschleuniger der Johannes Gutenberg-Universität in Mainz [10] sind zur zerstörungsfreien Strahlpositionsmessung zwei Konzepte vorgesehen. Ähnlich zu dieser Arbeit sollen Drahtscannermessungen, sowie Messungen mit HF-Monitoren verwendet werden [11].
- Der *Powerful Energy Recovery Linac Experiment* (PERLE) Beschleuniger sieht vor, Pick-ups zur Strahlpositionsmessung zu verwenden [12].

Diese Lösungen kommen für den S-DALINAC nicht in Frage, da es keine Möglichkeit für einen Probepuls oder Probepuls gibt. Es muss daher eine neue Messmethode entwickelt werden.

Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird zunächst der S-DALINAC, sowie dessen ERL-Betrieb vorgestellt. In Kapitel 2 werden die physikalischen Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit wichtig sind, erklärt. In Kapitel 3 werden die Simulationen beschrieben, die für die Konzipierung des HF-Monitors durchgeführt wurden. Kapitel 4 schildert den Aufbau beider Messsysteme, während in Kapitel 5 die Analyse der Messdaten beschrieben wird. Abschließend werden in Kapitel 6 die Ergebnisse beider Messmethoden diskutiert und verglichen.

## 1.2 S-DALINAC

Der *Supraleitende Darmstadt Linear Accelerator* S-DALINAC [13] ist ein rezirkulierender Elektronenbeschleuniger am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt. Er wurde 1991 in Betrieb genommen [14] und zuletzt 2016 umfangreich erweitert [15, 16]. Ein Übersichtsplan über die Strahlführung des S-DALINAC ist in Abb. 1.1 zu sehen. Die Elektronen können entweder in einer thermionischen Quelle erzeugt und auf eine Energie von  $E_{\text{kin}} = 250$  keV oder in einer spinpolarisierten Quelle erzeugt und auf  $E_{\text{kin}} = 125$  keV vorbeschleunigt werden [17]. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit wird nur die thermionische Quelle zur Strahlerzeugung genutzt. Da diese einen kontinuierlichen Elektronenstrahl erzeugt, muss der Strahl für die weitere Beschleunigung in Elektronenpakete, sogenannte Bunches, geschnitten werden. Das passiert in einer, den Beschleunigungsstrukturen vorgelagerten Chopper- und Prebunchersektion. Im Chopper wird der Strahl auf eine Kreisbahn gelenkt

---

und daraufhin über eine Blende geführt, wo der Großteil des Strahls aufgefangen wird. Dadurch wird die Betriebsfrequenz von 2,9973 GHz auf den Strahl aufgeprägt. Die Pakete durchlaufen dann den Prebuncher, ein Hohlraumresonator, der zeitlich zurückliegende Elektronen innerhalb des Bunches beschleunigt und zeitlich vorangehende Elektronen abbremst, sodass zum Eintritt in die kommende Beschleunigungsstruktur der Bunch möglichst kurz ist ("velocity bunching"). Anschließend beginnt der supraleitende Teil des Beschleunigers. Der Injektor besteht aus einer sechs- und zwei 20-zelligen Kavitäten, die den Strahl auf bis zu 10 MeV beschleunigen. Danach kann der Strahl in den Hauptbeschleuniger, bestehend aus acht 20-zelligen Kavitäten, geleitet werden, womit er in bis zu drei Rezirkulationen auf die Designenergie von 130 MeV beschleunigt und in die Extraktionsstrahlführung in Richtung der Experimentierhalle geleitet werden kann. Die Kavitäten werden bei einer Temperatur von 2 K im supraleitenden Zustand betrieben. Damit ist es möglich am S-DALINAC Elektronenstrahlen im continuous wave (cw) Modus bereitzustellen.

Während die niedrigen Injektorenergien bis 10 MeV ausschließlich für Kernresonanzfluoreszenzexperimente am DHIPS Messplatz [18, 19] in der Beschleunigerhalle bei Strahlströmen von bis zu 60  $\mu\text{A}$  genutzt werden, befinden sich drei weitere Messplätze in der angrenzenden Experimentierhalle. Dort werden Elektronenstreuungsexperimente bei Strahlströmen von bis zu 20  $\mu\text{A}$  am Q-CLAM Spektrometer [20, 21] und am  $169^\circ$ -Spektrometer [22] durchgeführt. An einem weiteren Messplatz, dem NEPTUN-Photonentagger, werden Bremsstrahlungsphotonen für experimente erzeugt [23]. Zusätzlich zu Kernphysikexperimenten wurde 2023 in der Beschleunigerhalle die Compton-Rückstreuquelle COBRA (Compton Backscattering at a Recirculating Accelerator) [24] installiert, bei der ein Laser mit dem beschleunigten Elektronenstrahl kollidiert. Unter anderem kann die Energie der rückgestreuten Photonen gemessen und darüber auf die Elektronenstrahlenergie geschlossen werden.

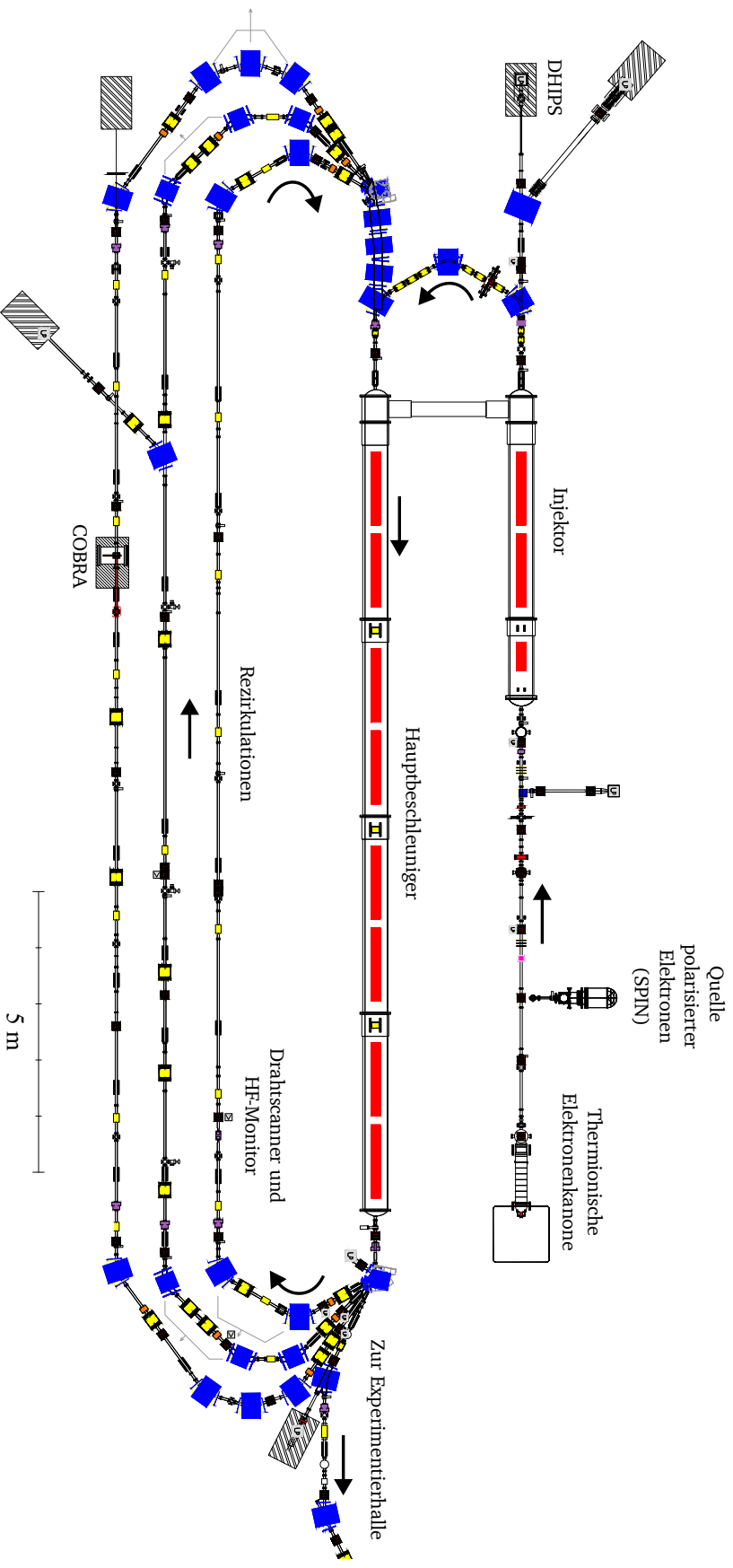


Abbildung 1.1: Eine schematische Abbildung des Beschleunigers. Der Elektronenstrahl kann beim Durchlaufen aller drei Rezirkulationen auf eine Energie von bis zu 130 MeV beschleunigt werden. Die Pfeile geben die Strahlrichtung an.

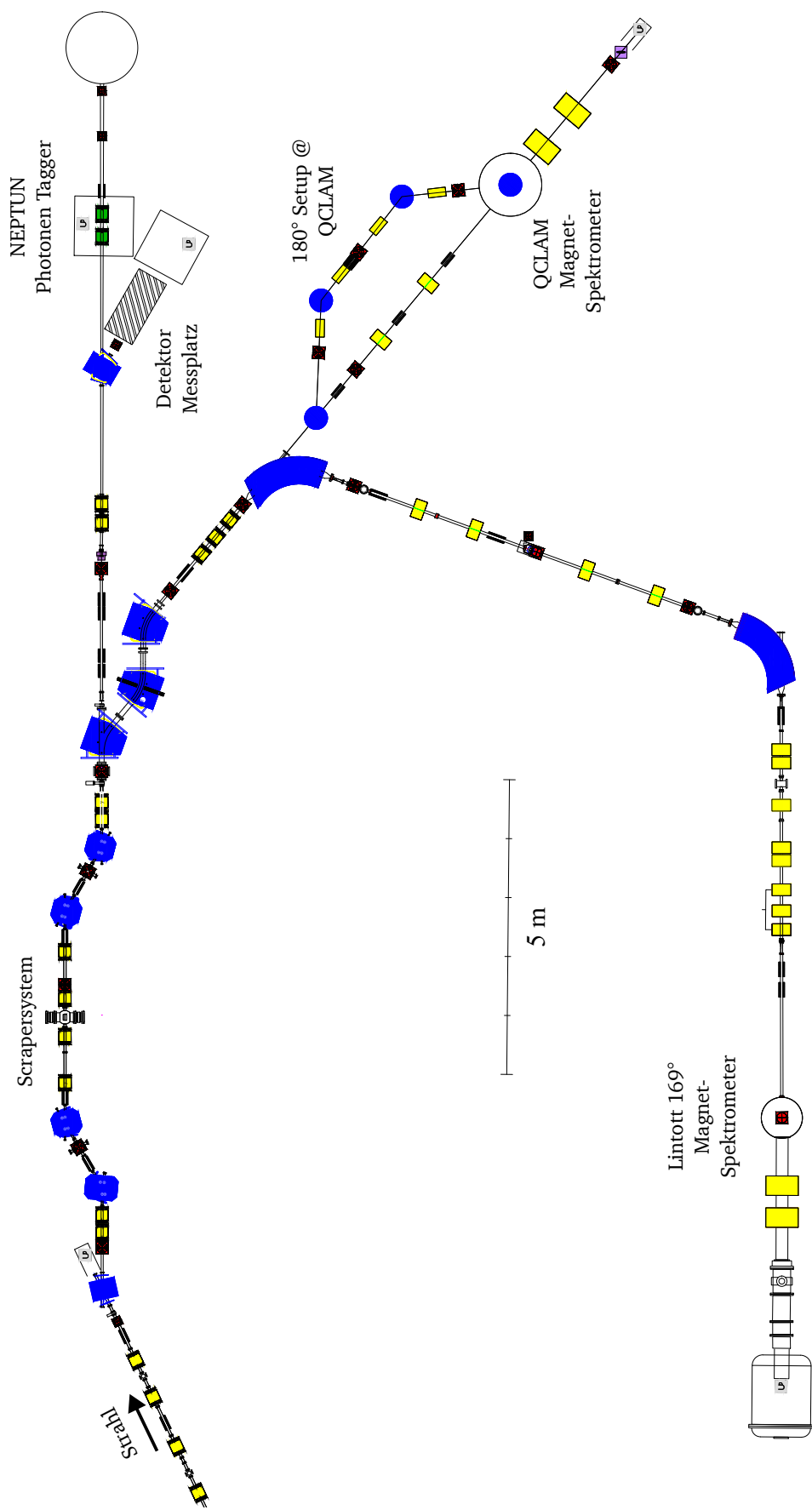


Abbildung 1.2: Eine schematische Abbildung der Strahlführung in der Experimentierhalle. Der Strahl durchläuft zunächst ein Scrapersystem und kann danach an die drei Experimentierplätze NEPTUN, QCLAM und Lintott geleitet werden.

---

## 1.3 Energy Recovery Linac

Die Umbaumaßnahmen 2016 beinhalteten eine weitere Rezirkulation (mittlere Rezirkulation s. Abb. 1.1) mit einem Weglängensystem, das es ermöglicht die Länge der Strahlführung um bis zu  $\pm 5$  cm zu verlängern. Dadurch kann die Phase der Elektronenbunche beim Wiedereintritt in den Hauptbeschleuniger um bis zu  $360^\circ$  verändert werden. Damit ist es möglich den S-DALINAC als sogenannten Energy Recovery Linac (ERL) zu betreiben [25].

Beim ERL liegt das Hauptaugenmerk darauf, dass die von Kavitäten beschleunigten Teilchen nach einer oder mehreren Rezirkulationen mit einem Phasenverschub von  $180^\circ$  wieder in die Kavitäten eingeschossen werden. Die Teilchen durchfliegen die Kavitäten während der abbremsenden Phase wodurch die kinetische Energie der Teilchen an die Kavitäten abgegeben und für nachfolgende Elektronenbunche zur Verfügung gestellt wird. Dieses Prinzip wurde 1965 von M. Tigner vorgestellt [26]. Die Entwicklung supraleitender Beschleunigungskavitäten war eine wesentliche Voraussetzung für einen effizienten Betrieb im ERL-Modus. Durch deren minimale elektrische Verluste kann die gespeicherte Energie wieder an zu beschleunigende Teilchen abgegeben werden, was zu einer Steigerung der Effizienz führt. Die erste Demonstration eines supraleitenden ERLs folgte durch den *superconducting accelerator driven free electron laser* (SCA/FEL) der Universität Stanford 1986 [27]. In 2018 wurde der Betrieb als ERL zum ersten Mal am S-DALINAC und damit auch zum ersten Mal an einem supraleitenden Beschleuniger in Deutschland demonstriert [28]. Dabei wurde der Strahl einmal durch den Hauptbeschleuniger geleitet und beschleunigt. Anschließend wurde er durch die zweite Rezirkulation geführt, in der die Strahlphase um  $180^\circ$  verschoben und der Strahl wieder in den Hauptbeschleuniger eingeschossen wurde. Die Strahlenergie betrug bei dieser Demonstration 22,5 MeV. Für höhere Strahlenergien kann der Strahl mehrfach beschleunigt und im Anschluss mehrfach wieder abgebremst werden. Wie schon in Abschnitt 1.1 erwähnt, konnte dieser sogenannte multi-turn ERL-Betrieb das erste Mal 2019 an CBETA erfolgreich umgesetzt werden [8]. Im Jahr 2021 wurde der multi-turn ERL-Betrieb am S-DALINAC erstmals erfolgreich gezeigt [29]. Hier konnte auch erstmals bei einem multi-turn ERL die dadurch eingesparte Leistung in den Beschleunigungskavitäten gemessen werden. Bei dieser Betriebsart wurde der Strahl zweimal beschleunigt und anschließend wieder zweimal abgebremst. Dabei teilen sich der einmal beschleunigte Strahl und der einmal abgebremste Strahl dieselbe Strahlführung (erste Rezirkulation), haben aber nicht notwendigerweise dieselbe Flugbahn in dieser Strahlführung.

Das Prinzip der geteilten Strahlführung erschwert die Einstellung und Optimierung des Strahls erheblich, denn alle Strahlführungselemente wirken sowohl auf den einfach beschleunigten, als auch auf den einfach gebremsten Strahl. Dennoch ist dieser Modus äußerst ökonomisch, da weder zusätzlicher Platz, noch zusätzliche Elemente benötigt werden. Der Vollständigkeit halber soll hier ebenfalls auf das Konzept eines individuell rezirkulierenden ERLs hingewiesen werden [30]. Dessen Vorteil liegt darin, dass der Strahl an jeder Stelle der Rezirkulationen individuell manipuliert werden kann.



---

## 1.4 Motivation

Um die Flugbahn des Elektronenstrahls zu messen, können Leuchtschirme an zahlreichen Positionen in den Strahl gefahren werden. Dies ist allerdings eine nicht-zerstörungsfreie Messung, da der Strahl im Schirm gestoppt bzw. vom Schirm stark aufgeweitet wird und anschließend verloren geht. Beim Betrieb von mehrfach rezirkulierenden ERLs kommt es zwangsläufig zu einer Überlagerung mehrerer Strahlen in der gleichen Strahlführung. Im Fall von einem ERL mit gemeinsamer Strahlführung wie am S-DALINAC, trifft das nicht nur auf die Sektionen vor und hinter den Beschleunigungskavitäten zu, sondern auch auf mindestens eine Rezirkulationsstrahlführung. Zur Aufrechterhaltung des ERL-Betriebs muss in diesen Bereichen die Strahldiagnose wie z.B. die transversale Strahlpositionsmessung, zerstörungsfrei ablaufen. Für die erstmalige Einstellung des mehrfach rezirkulierenden ERLs am S-DALINAC wurden zur Positionsbestimmung ringförmige Leuchtschirme in der ersten Rezirkulationsstrahlführung verwendet. Der einfach beschleunigte Strahl konnte die Schirme durch ein Loch in der Mitte passieren, während der einfach gebremste Strahl auf den Schirmen sichtbar war. Diese Schirme konnten nur während des Einstellvorgangs verwendet werden und mussten für die Messungen bei höheren Strahlströmen aus der Strahlführung gefahren werden. In dieser Arbeit sollte daher eine zerstörungsfreie Positionsmessung entwickelt werden, die es ermöglicht während des ERL-Betriebs die Strahlpositionen des einfach beschleunigten und des einfach abgebremsten Strahls gleichzeitig zu messen. Eine besondere Herausforderung ist der Betrieb bei niedrigen Strahlströmen von 100 nA, was Bunchladungen von etwa 30 aC entspricht, während der Strahl abgestimmt wird. Da herkömmliche kapazitive oder induktive Strahlpositionsmonitore (Pick-ups) für diese niedrigen Bunchladungen nicht geeignet sind, müssen alternative Messmethoden benutzt werden.

Im ERL-Modus hat der Strahl eine effektive Wiederholfrequenz der Bunche von 5,9946 GHz in der ersten Rezirkulationsstrahlführung. Das erste Messprinzip, das in dieser Arbeit entwickelt wurde, ist eine Positionsmessung mit einem HF-Monitor, dessen  $TM_{110}$ -Mode bei der doppelten Grundfrequenz von fast 6 GHz liegt. Die  $TM_{110}$ -Mode ist die so genannte Dipolmode. Sie kann zur Positionsmessung verwendet werden, da die Feldstärke für kleine Offsets linear vom Strahlstrom und dem transversalen Offset zum Resonatorzentrum abhängt.

Eine alternative Positionsmessung ist eine Drahtscannermessung, bei der ein dünner Draht horizontal und vertikal durch den Strahl gefahren und die Sekundärteilchenemission mit einem Szintillationsdetektor außerhalb des Strahlrohrs gemessen wird. Da die Zählrate proportional zur Strahlintensität ist, die auf den Draht trifft, kann das Strahlprofil gemessen und mit einem kalibrierten Drahtscannerantrieb auch die Strahlposition bestimmt werden.

In ihrer Kombination sollen die beiden Methoden die Messdaten der anderen Messstation verifizieren und Vor- und Nachteile beider Techniken aufzeigen.



---

## 2 Theoretische Grundlagen

---

In diesem Kapitel wird auf die theoretischen Grundlagen eingegangen, um eine Basis zum Verständnis, der in dieser Arbeit verwendeten physikalischen Konzepte und Mechanismen zu bilden. Zur genaueren Recherche wird auf [31], [32] und [33] verwiesen. Es wird zunächst die Beschreibung elektromagnetischer Wellen in leitenden, zylindrischen Hohlraumresonatoren dargestellt. Anschließend folgt die Herleitung wichtiger Charakteristika dieser Kavitäten. Abschließend wird die Wechselwirkung ionisierender Strahlung mit Materie thematisiert.

Elektromagnetische (EM) Felder werden genutzt, um Teilchen in Hochfrequenz-Kavitäten (HF-Kavitäten) zu beschleunigen oder um die Leistung in die Kavitäten einzukoppeln bzw. Leistung zu den Kavitäten zu transportieren. Zum Beschleunigen müssen die EM-Felder eine Komponente in die Richtung besitzen, in die beschleunigt werden soll. Im in der Beschleunigerphysik gängigen Koordinatensystem ist das die  $z$ -Komponente.

Die Beschleunigung kann auf zwei unterschiedliche Weisen geschehen:

1. Die EM-Welle bewegt sich in dieselbe Richtung wie das Teilchen mit einer Phasengeschwindigkeit, die mit der Teilchengeschwindigkeit übereinstimmt (Traveling Wave).
2. Das Teilchen bewegt sich durch eine stehende Welle, bei der die Phasengeschwindigkeit irrelevant bzw. Null ist (Standing Wave).

### 2.1 Wellengleichung

Zur Beschreibung der elektromagnetischen Felder bilden die Maxwell-Gleichungen die Grundlage. Im Folgenden sollen die Maxwell-Gleichungen dazu genutzt werden, die Wellengleichung der Felder herzuleiten, die zum Beschleunigen oder auch zum Messen des Strahls benötigt werden. Im homogenen und linearen Medium ohne freie Ladungsträger lauten die Maxwell-Gleichungen (in

SI-Einheiten) für das elektrische Feld  $\vec{E}$  und das magnetische Feld  $\vec{B}$  [34]:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 0 \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \epsilon\mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}.\end{aligned}\tag{2.1}$$

Hierbei ist  $\epsilon = \epsilon_0 \cdot \epsilon_r$  die Dielektrizitätskonstante,  $\mu = \mu_0 \cdot \mu_r$  die magnetische Permeabilität und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Es handelt sich hierbei um gekoppelte Differenzialgleichungen, die zum Lösen erst entkoppelt werden müssen. Dazu wird jeweils die Rotation der dritten und vierten Maxwell-Gleichung gebildet. Für das elektrische Feld ergibt sich

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= \vec{\nabla} \times \left( -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \times \vec{B} \\ &= -\frac{\partial}{\partial t} \left( \epsilon\mu \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \\ &= -\epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}.\end{aligned}\tag{2.2}$$

Unter Zuhilfenahme der Relation  $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{a}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{a}) - \nabla^2 \vec{a}$  und der ersten Maxwell-Gleichung  $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$  lautet die linke Seite der Gleichung

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} \\ &= -\nabla^2 \vec{E}\end{aligned}\tag{2.3}$$

Daraus ergibt sich die Wellengleichung für das elektrische Feld

$$\nabla^2 \vec{E} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0\tag{2.4}$$

und analog für das magnetische Feld

$$\nabla^2 \vec{B} - \epsilon\mu \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = 0.\tag{2.5}$$

Zum Lösen dieser Gleichungen wird eine Lösung der Form  $\vec{A} = \vec{A}_0 e^{i\omega t}$  mit  $\vec{A} = \vec{E}$  oder  $\vec{A} = \vec{B}$  gesucht, wobei  $\omega$  die Kreisfrequenz ist. Wird die zeitliche Ableitung  $\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = i\omega \vec{A}$  gebildet, so ergibt sich für das elektrische Feld

$$\nabla^2 \vec{E} - i^2 \epsilon\mu \omega^2 \vec{E} = 0.\tag{2.6}$$

Hier kann die Kreiswellenzahl  $k^2 = \epsilon\mu\omega^2$  verwendet werden, um die Gleichung umzuschreiben zu

$$\nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} = 0 \quad (2.7)$$

Für eine ebene Welle in  $z$ -Richtung verschwinden die transversalen Ableitungen  $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$ . Daraus ergibt sich die Wellengleichung für das elektrische Feld

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \right) \vec{E} = 0 \quad (2.8)$$

mit der Lösung

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - kz)} \quad (2.9)$$

und analog für das magnetische Feld.

## 2.2 Elektrische Felder in zylindrischen Kavitäten

Zur Beschleunigung werden im Allgemeinen zylindrische Kavitäten genutzt. In diesen lassen sich aufgrund der symmetrischen und gleichmäßigen Feldverteilung sehr hohe Feldstärken erreichen. In Zylinderkoordinaten  $(r, \varphi, z)$  ist die  $z$ -Komponente der Wellengleichung (2.7) gegeben durch

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} E_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E_z + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} E_z + \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_z + k^2 E_z = 0. \quad (2.10)$$

Für den Fall einer stehenden Welle im Wellenleiter mit dem Ansatz  $E_z = E_0 e^{i(\omega t - m\varphi - k_z z)}$  ergibt sich mit den Ableitungen  $\frac{\partial}{\partial \varphi} E_z = -im$  und  $\frac{\partial}{\partial z} E_z = -ik_z$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} E_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E_z + \left( k_c^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) E_z = 0. \quad (2.11)$$

Hierbei ist die kritische Wellenzahl  $k_c$ , auch cut-off Wellenzahl genannt, gegeben durch

$$k_c^2 = k^2 - k_z^2 = \epsilon_r \mu_r \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2, \quad (2.12)$$

wobei hier die Relation  $\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$  verwendet wurde. Gleichung 2.11 ist eine Besselsche Differentialgleichung, deren Lösung gegeben ist durch eine Bessel-Funktion  $J_m$  der Ordnung  $m$  in der Form

$$E_z = E_0 J_m(k_c r) e^{i(\omega t - m\varphi - k_z z)}. \quad (2.13)$$

### 2.2.1 Transversal magnetische Moden in zylindrischen Kavitäten

Soll ein elektrisches Feld in einer zylindrischen Kavität beschrieben werden, so müssen geeignete Randbedingungen gewählt werden. Die einfachste Form einer solchen Kavität ist die sogenannte

Pillboxkavität. Eine Skizze einer solchen Kavittat mit Radius  $R$  und Länge  $l$  ist in Abb. 2.1 (a) gezeigt. Am Zylindermantel muss das elektrische Feld verschwinden ( $E_z = 0$ ). Das bedeutet, dass die Bessel-Funktion der Ordnung  $m$  eine  $n$ -te Nullstelle am Ort  $k_c R = a_{mn} = 0$  haben muss. Außerdem sind Eintritts- und Austrittsfläche am Ort  $z = \pm \frac{l}{2}$  mit geraden Wänden abgeschlossen, sodass  $ik_z = \frac{p\pi}{l}$  mit  $p \in \mathbb{N}_0$ .

Als transversal magnetische Moden ( $\text{TM}_{mnp}$ ) bezeichnet man die Moden, bei denen das Magnetfeld in Ausbreitungsrichtung verschwindet und das elektrische Feld anhand von Gl. (2.13) beschrieben werden kann. Die Indizes  $m$ ,  $n$ , und  $p$  sind ganze Zahlen und geben die Anzahl an Maxima des elektrischen Felds in den drei Koordinaten  $\varphi$ ,  $r$  und  $z$  an. In Abb. 2.1 (b) ist der Verlauf der Bessel-Funktionen nullter (blau) und erster (orange) Ordnung in Abhängigkeit des Radius innerhalb zweier Wände einer Pillboxkavität von  $-R$  bis  $R$  gezeigt. Die kritische Wellenzahl ist dann nach (Gl. 2.12) gegeben durch

$$k_c^2 = \epsilon_r \mu_r \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{p^2 \pi^2}{l^2}. \quad (2.14)$$

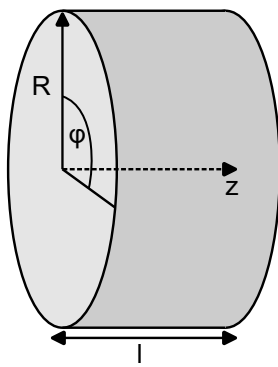
Löst man diese Gleichung nach der Frequenz  $f = \frac{\omega}{2\pi}$ , so erhält man die Resonanzfrequenz der  $\text{TM}_{mnp}$ -Mode:

$$f_{mnp} = \frac{c}{2\pi \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \sqrt{\left(\frac{a_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{l}\right)^2}. \quad (2.15)$$

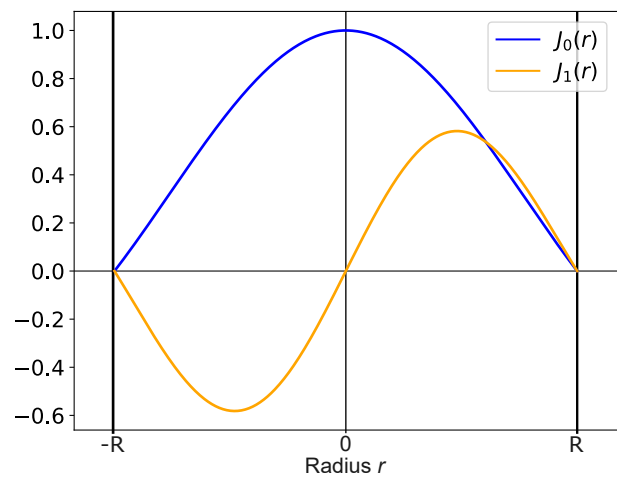
In Abb. 2.2 (a) ist für eine Pillboxkavität das elektrische Feld (links) in bei  $\varphi = 0^\circ$  und das magnetische Feld (rechts) bei  $\varphi = 90^\circ$  der  $\text{TM}_{010}$ -Mode gezeigt. Diese Mode ist die erste angeregte TM-Mode in einer zylindrischen Kavittat und wird daher Fundamentalmode genannt. Sie wird in Beschleunigungskavitäten genutzt, um Energie auf den Strahl zu übertragen. In Abb. 2.2 (b) ist die  $\text{TM}_{110}$ -Mode gezeigt. Diese Mode wird Dipolmode genannt und wird z.B. auch für den in dieser Arbeit entwickelten HF-Monitor zur Positionsmessung des Strahls genutzt. Ihre Resonanzfrequenz kann berechnet werden, indem die Parameter  $m = 1$ ,  $n = 1$ , und  $p = 0$  in Gl. (2.15) eingesetzt werden. Damit ergibt sich

$$f_{110} = \frac{c}{2\pi \sqrt{\epsilon_r \mu_r}} \cdot \frac{a_{11}}{R} \quad (2.16)$$

mit der ersten Nullstelle der Bessel-Funktion erster Ordnung  $a_{11} = 3,8317$ .

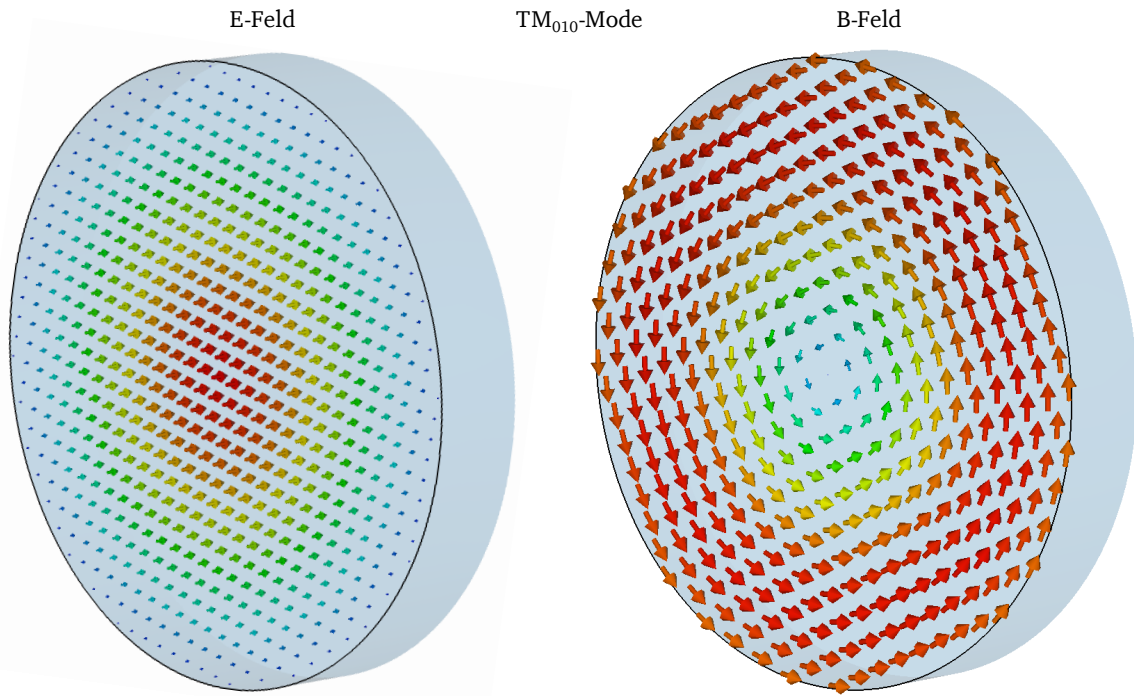


(a)

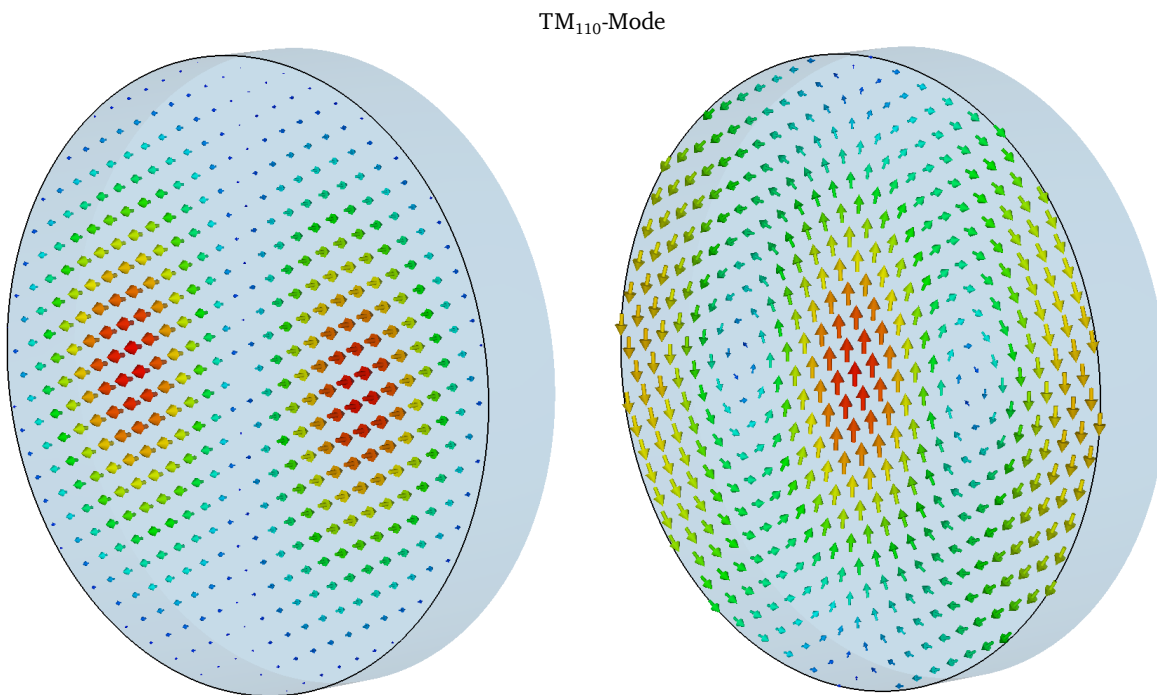


(b)

Abbildung 2.1: (a) Abgebildet ist die Zeichnung einer Pillboxkavität in zylindrischen Koordinaten. Die Kavität hat den Radius  $R$ , die Länge  $l$  und Endkappen am Ort  $z = \pm \frac{l}{2}$ . (b) Gezeigt ist der Verlauf der Bessel-Funktionen nullter Ordnung  $J_0(r)$  in blau und erster Ordnung  $J_1(r)$  in orange. Die Radien  $-R$  und  $R$  stellen die Begrenzungen einer Pillboxkavität dar, weshalb dort die Bessel-Funktionen eine Nullstelle besitzen.



(a)



(b)

Abbildung 2.2: (a) Gezeigt ist das elektrische Feld (links) bei  $\varphi = 0^\circ$  und das magnetische Feld (rechts) bei  $\varphi = 90^\circ$  der  $TM_{010}$ -Mode in einer Pillboxkavität. Diese Mode nennt man die Fundamentalmode, die in Beschleunigungskavitäten erregt wird. (b) Gezeigt ist das elektrische Feld (links) bei  $\varphi = 0^\circ$  und das magnetische Feld (rechts) bei  $\varphi = 90^\circ$  der  $TM_{110}$ -Mode in einer Pillboxkavität. Diese Mode nennt man die Dipolmode, die in HF-Monitoren zur Positionsmessung erregt wird.



## 2.3 Wichtige Kenngrößen einer Kavität

Zur Beschreibung der Leistungsfähigkeit und Vergleichbarkeit verschiedener Kavitäten haben sich einige Parameter etabliert, die in den Folgenden Abschnitten eingeführt werden. Die für diese Arbeit wichtigen Kenngrößen sind die Güte  $Q$  einer Kavität, der Koppelfaktor  $\kappa$  und die Shuntimpedanz  $R_s$ .

### 2.3.1 Güte

Um die Fähigkeit eines Resonators Energie zu speichern zu beschreiben, wird die Leerlaufgüte  $Q_0$  verwendet. Sie ist definiert als das Verhältnis der gespeicherten Energie  $W$  zur Leistung  $P_{\text{diss}}$ , die während einer Schwingungsperiode durch ohmsche Verluste dissipiert wird:

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P_{\text{diss}}}. \quad (2.17)$$

Die Güte ist maßgeblich davon abhängig, wie hoch der ohmsche Widerstand der Resonatorwände ist, bzw. wie gut die elektrische Leitfähigkeit des Materials ist, aus dem der Resonator besteht. Da ein HF-Resonator kein perfekter Leiter ist, dringen die Felder ein wenig in die inneren Wände ein. Die Eindringtiefe  $\delta_s$  wird Skintiefe genannt und lautet

$$\delta_s = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \mu_w \omega \sigma_w}} \quad (2.18)$$

mit der elektrischen Leitfähigkeit des Wandmaterials  $\sigma_w$  und dessen magnetischer Permeabilität  $\mu_w$ . Die dissipierte Leistung kann über das Integral der Leistungsverluste pro Oberfläche über die gesamte Innenfläche des Resonators berechnet werden und die gespeicherte Energie ist das Volumenintegral des quadrierten elektrischen Felds. Eine genauere Herleitung kann in [35] nachgelesen werden. Schlussendlich ergibt sich dadurch die Güte für eine Pillboxkavität zu

$$Q_0 = \frac{l}{\delta_s} \frac{\mu_w}{\mu} \frac{a_{mn}}{a_{mn} + l} \quad (2.19)$$

und ist somit proportional zu  $\sqrt{\sigma_w}$ .

Während die aus Edelstahl gefertigten HF-Monitore aus [4] gemessene Leerlaufgüten von etwa 1000 haben, haben die supraleitenden Kavitäten des S-DALINAC Güten im Bereich von  $1 \cdot 10^9$  [36]. Für den Fall eines zur Strahldiagnose verwendeten HF-Monitors muss zum Messen des angeregten Felds im Resonator zusätzlich zur dissipierten Leistung auch Leistung über eine Antenne ausgekoppelt werden. Diese externe Verlustleistung  $P_{\text{ext}}$  kann über die externe Güte  $Q_{\text{ext}} = \frac{\omega W}{P_{\text{ext}}}$  beschrieben werden. Damit ergibt sich eine gesamte belastete Güte  $Q_L$ , die ausgedrückt werden kann als

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_{\text{ext}}} + \frac{1}{Q_0}. \quad (2.20)$$

Die Güte steht außerdem in Verbindung mit der Bandbreite  $\Delta\omega$  der Resonanzkurve eines Hohlraumresonators über die Beziehung:

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega}. \quad (2.21)$$

Dabei bezeichnet  $\Delta\omega$  die Halbwertsbreite, die einem Signalpegel von  $-3$  dB im Vergleich zum Resonanzmaximum entspricht. Man nennt sie deshalb auch 3 dB-Bandbreite.

### 2.3.2 Kopplung

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt kann Leistung über Antennen aus einem Resonator ausgekoppelt werden. Dabei wird zwischen drei Arten der Kopplung unterschieden. Zum einen kann die sogenannte induktive Kopplung verwendet werden, bei der eine schleifenförmige Antenne in eine Region starken Magnetfelds eingebracht wird, sodass in der Schleife eine Spannung induziert wird. Bei einem HF-Monitor würde dann diese Antenne radial angebracht werden. Als zweites kann eine Stabantenne in eine Region starken elektrischen Felds eingebracht werden, sodass dort ein Dipolstrom induziert wird. Dabei wird von kapazitiver Kopplung gesprochen und die Antenne wird longitudinal am HF-Monitor angebracht. Als dritte Möglichkeit kann ein Wellenleiter direkt mit dem Resonator verbunden werden, sodass das elektromagnetische Feld durch eine Öffnung in den Resonator gelangt. Der Kopplungsfaktor  $\kappa$  ist ein Maß dafür, wie viel Leistung aus dem HF-Monitor ausgekoppelt wird:

$$\kappa = \frac{P_{\text{ext}}}{P_{\text{diss}}} = \frac{Z_0}{Z_{\text{ext}}}. \quad (2.22)$$

Die Parameter  $Z_0$  und  $Z_{\text{ext}}$  sind die Wellenwiderstände oder Impedanzen von Kavität und Antenne. Außerdem kann auch die belastete Güte über den Kopplungsfaktor ausgedrückt werden:

$$Q_L = \frac{Q_0 \cdot Q_{\text{ext}}}{Q_0 + Q_{\text{ext}}} = \frac{Q_0}{1 + \kappa}. \quad (2.23)$$

Bei einem Kopplungsfaktor von  $\kappa = 1$  liegt kritische Kopplung vor. Hier ist der Leistungstransfer zwischen Resonator und Antenne maximal. Auch die Wellenwiderstände zwischen Kavität und Antenne sind gleich und daher liegt Impedanzanpassung vor. Das bedeutet anschaulich, dass es beim Übergang zwischen Kavität und Antenne zu keinen Reflexionen kommt. Für  $\kappa < 1$  ist die Kopplung unterkritisch und für  $\kappa > 1$  ist sie überkritisch.

### 2.3.3 Shuntimpedanz

Die Impedanz einer Kavität ist eine komplexe Größe. Im Resonanzfall wird sie zu einer reellen Größe und kann aus der Beschleunigungsspannung  $U$  berechnet werden:

$$R_s = \frac{|\int_0^l E_z(z) dz|^2}{2P_{\text{diss}}} = \frac{U^2}{2P_{\text{diss}}}. \quad (2.24)$$

Diese Impedanz wird Shuntimpedanz genannt und kann als Maß für die Anregungsstärke einer Mode betrachtet werden. Hierbei wird als Vereinfachung angenommen, dass der Integrationspfad der Trajektorie eines Teilchens entspricht. Bildet man nun den Quotient aus Shuntimpedanz und Güte, so erhält man einen Faktor, der allein von der Resonatorgeometrie abhängt und als Geometriefaktor (oder  $R$  über  $Q$ ) bezeichnet wird:

$$\left(\frac{R_s}{Q_0}\right) = \frac{U^2}{Q_0 \cdot 2P_{\text{diss}}} = \frac{U^2}{2\omega W}. \quad (2.25)$$

Setzt man die in die  $TM_{110}$ -Mode bei der transversalen Ablage  $r = x$  induzierte Spannung ins Verhältnis zur maximal induzierten Spannung am Ort  $r = r_{E_{\text{max}}}$ , so ergibt sich mit Gl. (2.13)

$$\frac{U_{110}(x)}{U_{110}(r_{E_{\text{max}}})} = \frac{J_1\left(\frac{a_{11}x}{R}\right)}{J_1^{\text{max}}} \quad (2.26)$$

mit  $J_1^{\text{max}} = 0,582$ . Das bedeutet, dass das Verhältnis nur von den verschiedenen Werten der Bessel-Funktion abhängt. Damit kann man die induzierte Spannung umschreiben zu

$$U_{110}(x) = \frac{2 \cdot g_{110} \cdot q}{J_1^{\text{max}}} \cdot \frac{a_{11}x}{2R}. \quad (2.27)$$

Hier wird verwendet, dass für kleine Argumente  $J(\xi) = \frac{1}{2}\xi$  gilt. Außerdem kann nach dem sogenannten *fundamental theorem of beam loading* die maximale induzierte Spannung mit dem Verlustfaktor  $g$  ausgedrückt werden als [31, 37]:

$$U_{110} = 2 \cdot q \cdot g_{110} \quad \text{mit} \quad g_{110} = \frac{\omega_{110}}{2} \cdot \left(\frac{R}{Q}\right)_{110}. \quad (2.28)$$

Damit ergibt sich

$$U_{110}(x) = q \cdot x \cdot \left(\frac{R}{Q}\right)_{110} \cdot \frac{\omega a_{11}}{2J_1^{\text{max}}R}, \quad (2.29)$$

woraus deutlich erkennbar ist, dass die induzierte Spannung dieser Mode linear von der Ladung  $q$  bzw. des Strahlstroms  $I$  und der transversalen Ablage  $x$  abhängt. Dies macht sie zu einer idealen Messgröße für die Messung der Strahlposition.

## 2.4 IQ-Demodulation

Bei einem HF-Monitor wird durch den Strahl eine stehende Welle in dessen Innerem angeregt. Die Parameter von Interesse sind die Amplitude und die Phase des Monitorsignals. Die Änderung dieser Parameter, z.B. durch Änderung der Strahlposition, geschieht deutlich langsamer als die Anregungsfrequenz von 6 GHz. Um das gemessene Signal aus dem HF-Monitor auszuwerden, wird das Signal mit einem bekannten, gleichmäßigen Signal auf eine niedrige Frequenz heruntergemischt. Dies geschieht bei der IQ-Demodulation. Dafür wird ein Referenzsignal in einen Demodulator eingespeist. Das ist ein Bauteil, in dem das Signal zunächst geteilt wird. Anschließend wird einer

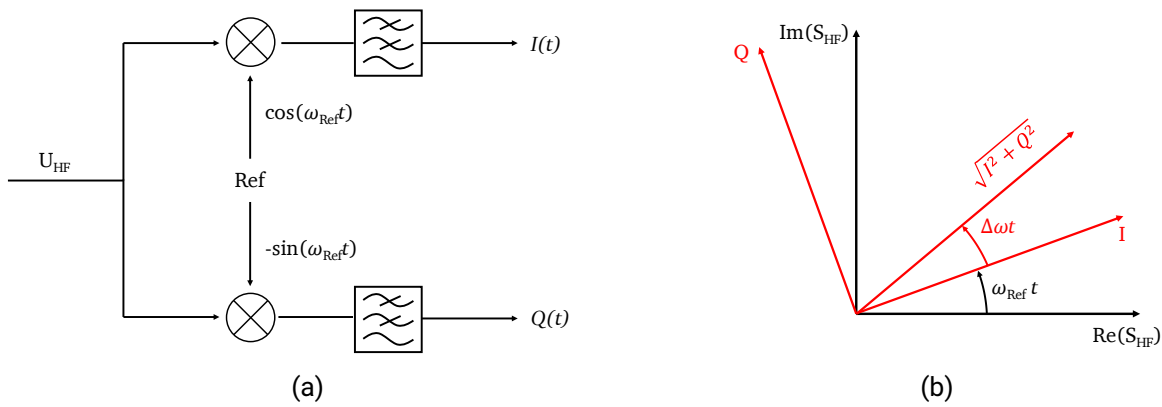


Abbildung 2.3: (a) Gezeigt ist ein Schaltbild eines Demodulators. Das Referenzsignal wird geteilt, danach einmal direkt und einmal um  $90^\circ$  phasenverschoben mit dem HF-Signal gemischt. Die Summensignale werden durch einen Tiefpassfilter unterdrückt. Aus den Differenzsignalen entstehen die I- und Q-Signale. (b) Gezeigt ist das IQ-Diagramm, das aus der Koordinatentransformation ins rotierende Koordinatensystem des Referenzsignals hervorgeht. Der IQ-Vektor rotiert mit dem Frequenzunterschied zwischen Referenzsignal und dem HF-Signal des Monitors. Die Länge des Vektors ist gegeben durch  $|\vec{IQ}| = \sqrt{I(t)^2 + Q(t)^2}$ .

der beiden Teile um  $90^\circ$  phasenverschoben und diese beiden Signale werden jeweils mit dem Signal des Monitors gemischt. Ein Schaltbild des Demodulators ist in Abb. 2.3 gezeigt. Das Mischen der Signale entspricht einer Multiplikation. Bei einem nicht phasenverschobenen Referenzsignal der Form  $S_{\text{Ref}}(t) = \cos(\omega_{\text{Ref}}t)$  und einem HF-Monitorsignal der Form  $S_{\text{HF}}(t) = A(t) \cos(\omega_{\text{HF}}t + \phi(t))$  ergibt sich ein gemischtes *In-Phase*- (I-) Signal von

$$I(t) = A(t) \cos(\omega_{\text{HF}}t + \phi) \cdot \cos(\omega_{\text{Ref}}t) \quad (2.30)$$

$$= \frac{A(t)}{2} (\cos((\omega_{\text{Ref}} - \omega_{\text{HF}})t + \phi(t)) + \cos((\omega_{\text{Ref}} + \omega_{\text{HF}})t)). \quad (2.31)$$

Da die Frequenzen des Monitors und der Referenz sich nur leicht unterscheiden ( $\omega_{\text{HF}} = \omega_{\text{Ref}} + \Delta\omega$ ), kann mit Hilfe eines Tiefpassfilters der zweite Cosinusterm unterdrückt werden und es bleibt nur das Signal des Unterschieds zwischen beiden Frequenzen übrig:

$$I(t) = \frac{A(t)}{2} \cos(\Delta\omega t + \phi(t)). \quad (2.32)$$

Für das um  $90^\circ$  phasenverschobene Referenzsignal ergibt sich analog ein gemischtes sogenanntes *Quadratur*- (Q-) Signal:

$$Q(t) = \frac{A(t)}{2} \sin(\Delta\omega t + \phi(t)). \quad (2.33)$$

Die IQ-Demodulation entspricht einer Koordinatentransformation von Real- und Imaginärteil des Signals in das mitbewegte Koordinatensystem der Referenz. In Abb. 2.3 ist das IQ-Koordinatensystem dargestellt. Das bedeutet, dass in den IQ-Koordinaten ein Vektor existiert, der mit der Frequenz  $\Delta\omega$

rotiert, den Offset  $\phi(t)$  besitzt und die Länge  $|\vec{IQ}| = \sqrt{I(t)^2 + Q(t)^2}$  hat. Der Betrag des Vektors ist direkt proportional zur Spannung des Eingangssignals und daher ist er für die  $TM_{110}$ -Mode nach Gl. (2.29) auch linear Abhängig vom Strahlstrom  $I$  und der transversalen Strahlblage  $x$  und kann bei konstantem Strahlstrom somit direkt als Maß für die Strahlposition benutzt werden. Optimalerweise ergibt sich dann bei einer Messung des Signals eines HF-Positionsmonitors in Abhängigkeit der Strahlposition eine Betragsfunktion, deren Minimum im Zentrum der Kavität bei  $|\vec{IQ}| = 0$  liegt.

## 2.5 Anregung einer $TM_{110}$ -Mode mit zwei Strahlen

Bei der Anregung der  $TM_{110}$ -Mode eines positionssensitiven Resonators mit zwei Strahlen, die jeweils eine Frequenz der halben Resonanzfrequenz haben und zueinander  $180^\circ$  phasenverschoben sind, müssen zusätzliche Aspekte berücksichtigt werden. So löschen sich die Signale im Resonator stets gegenseitig aus, wenn beide Strahlen punktsymmetrisch zur Resonatormitte positioniert sind.

Passiert ein Elektron  $i$  pro fester Zeiteinheit  $t$  den HF-Monitor mit der Strahlblage  $x_i$ , so resultiert eine Spannung  $U_i$  (siehe Gl. (2.29)). Die Gesamtspannung ergibt sich folglich zu

$$U_{\text{ges}} = \sum_{i=1}^N U_i = \sum_{i=1}^N h x_i. \quad (2.34)$$

Da der HF-Monitor genutzt werden soll um die Position zweier Strahlen zu untersuchen, wird die Anzahl der Elektronen pro Zeiteinheit entsprechend des zugehörigen Strahls mit  $N_1$  und  $N_2$  bezeichnet. Es gilt dann mit  $N = N_1 + N_2$ :

$$\begin{aligned} U_{\text{ges}} &= \sum_{i=1}^N U_i = \sum_{i=1}^N h x_i = h \sum_{i=1}^{N_1+N_2} x_i = h \left( \sum_{i=1}^{N_1} x_i + \sum_{i=N_1+1}^{N_1+N_2} x_i \right) \\ &= h \left( \sum_{i=1}^{N_1} x_i + \sum_{i=1}^{N_2} x_{i+N_1} \right) \\ &= h \left( N_1 \frac{1}{N_1} \sum_{i=1}^{N_1} x_i + N_2 \frac{1}{N_2} \sum_{i=1}^{N_2} x_{i+N_1} \right) \\ &= h (N_1 \bar{x}_1 + N_2 \bar{x}_2), \end{aligned} \quad (2.35)$$

wobei  $\bar{x}_1$  und  $\bar{x}_2$  die Schwerpunkte der beiden Strahlen sind. Anstelle der Teilchenzahl pro Zeiteinheit kann wegen  $I = Ne/t$  die Gesamtspannung auch über die Ströme  $I_1$  und  $I_2$  der beiden Strahlen gewichtet werden:

$$U_{\text{ges}} = \frac{h}{e} (I_1 \bar{x}_1 + I_2 \bar{x}_2). \quad (2.36)$$

Da die Messelektronik nur die IQ-Vektorlänge und somit den Betrag der Spannung  $|U|$  sowie die Phase  $\phi$  des Signals messen kann, muss über letztere auf das Vorzeichen von  $\bar{x}$  geschlossen werden. Das gemessene Signal  $S$  ist somit eine Funktion der Gesamtspannung,  $S(|U(I_1, \bar{x}_1, I_2, \bar{x}_2)|)$ .

---

Um die Strahlposition des zweiten Strahls schlussendlich extrahieren zu können, muss der Strahlstrom  $I_2$  des zweiten Strahls bekannt sein bzw. gemessen werden. Außerdem muss die Signalfunktion  $S$  durch den ersten Strahl für die verschiedenen möglichen Strahlströme gemessen oder durch Anpassen einer Fitfunktion genähert werden. Danach können aus den gemessenen gemeinsamen Signalen über die Fitfunktion und das Signal des ersten Strahls die Strahlposition des zweiten Strahls bestimmt werden. Hierbei wird allerdings nicht berücksichtigt, dass der Resonator durch zwei Strahlen mit einer effektiven Frequenz, die der Resonanzfrequenz entspricht, stärker angeregt wird, als durch einen Strahl mit halber Resonanzfrequenz. Die Abklingzeit des Resonators muss im Vergleich zur Periodendauer der halben Resonanzfrequenz groß genug sein. Das Abklingen des Felds kann über die Güte ausgedrückt werden und somit ist die Feldamplitude proportional zu

$$E \propto e^{-\frac{\omega}{2Q_L} \cdot t}. \quad (2.37)$$

Mit einer Periodendauer von  $t = 333$  ps, der Resonanzfrequenz von  $\omega = 2\pi \cdot 6$  GHz und einer belasteten Güte von etwa  $Q_L = 850$  fällt die Amplitude um 0,04 %. Das ist gering genug, damit dieser Effekt vernachlässigt werden kann.

## 2.6 Ionisierende Strahlung und deren Wechselwirkung mit Materie

Beim Einsatz des Drahtscanners wechselwirken die Elektronen des Strahls mit dem Material des Drahts. Hierbei entsteht ionisierende Strahlung, die wiederum aufgrund ihrer Wechselwirkung mit dem Detektormaterial messbar wird. Im folgenden wird daher eine kurze Einführung dazu gegeben. Anschließend werden die beiden Detektortypen, die in dieser Arbeit verwendet wurden, kurz beschrieben.

### 2.6.1 Wechselwirkung von Elektronen mit Materie

Die Wechselwirkung von Elektronen mit Atomen kann unterschieden werden in Interaktionen der Elektronen mit der Hülle eines Atoms oder mit dessen Atomkern. Bei der Interaktion mit der Hülle kann es zu einer Anregung eines Hüllenelektrons kommen, dessen Abregung entweder über die Aussendung eines Photons erfolgt oder über Bewegungsenergie zur Erwärmung des Materials beiträgt. Wenn der Energieübertrag des Anregungselektrons an das Hüllenelektron so groß ist, dass dieses aus der Atomhülle herausgeschlagen wird, spricht man von Ionisierung. Die dadurch entstandene Lücke in der Atomhülle kann unter Aussendung eines Photons neu besetzt werden.

Bei der Wechselwirkung von Elektronen mit dem Atomkern kann es zu elastischer Streuung kommen, bei der das Elektron ohne bedeutenden Energieverlust vom Kern abgelenkt wird. Durch die Richtungsänderung wird Bremsstrahlung erzeugt, deren Energiespektrum bis zur kinetischen Energie des Elektrons reicht. Kommt es zu einem Energieübertrag des Elektrons an den Kern, so wird von

---

inelastischer Streuung gesprochen. Dadurch wird der Atomkern angeregt und die Abregung erfolgt über das Aussenden von Photonen oder Kernbausteinen.

### 2.6.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Die durch die beschriebenen Wechselwirkungsprozesse erzeugten Photonen können ebenfalls mit der Materie interagieren und ihre Energie teilweise oder vollständig übertragen. Es wird dabei im Wesentlichen zwischen drei Prozessen unterschieden. Beim Photoeffekt gibt das einfallende Photon seine gesamte Energie an ein Hüllenelektron ab. Dieses kann die Atomhülle verlassen und dessen Lücke kann durch Aussenden eines Photons neu besetzt werden. Im Gegensatz dazu kommt es beim Comptoneffekt nur zu einem teilweisen Energieverlust des Photons. Dennoch kann auch hier ein Hüllenelektron ausgelöst werden.

Bei Photonen ab einer Energie von 1022 keV kann es zur sogenannten Paarbildung kommen. Hierbei wird das Photon vernichtet und stattdessen ein Elektron-Positron-Paar erzeugt. Daraufhin kann das erzeugte Elektron wiederum mit Materie wechselwirken und das erzeugte Positron unter Aussendung eines Photons mit einem weiteren Elektron rekombinieren.

### 2.6.3 Szintillationsdetektor

Ionisierende Strahlung kann mit Hilfe eines Szintillationsdetektors nachgewiesen werden. Es gibt verschiedene Arten szintillierenden Materials und die genaue Funktionsweise ist vom Material abhängig. Unter Szintillation wird die Erzeugung von Lumineszenz verstanden, wobei nach der zeitlichen Verzögerung der Emission von Fluoreszenz, Phosphoreszenz und verzögerter Fluoreszenz unterschieden wird. Fluoreszenz ist die Erzeugung prompter Lichtblitze durch schnelle Abregung eines angeregten Zustands. Die Anregung erfolgt bei Elektronen durch Ionisation des szintillierenden Materials. Der Nachweis von hochenergetischen Photonen ( $> \text{keV}$ ) erfolgt indirekt über Elektronen, die durch Photoeffekt, Compton-Effekt oder Paarbildung im Szintillationsmaterial entstanden sind. Einige Szintillatoren enthalten sogenannte Frequenzschieber. Damit werden die durch Fluoreszenz erzeugten Emissionsphotonen zu höheren Wellenlängen verschoben, sodass sie keine weiteren Fluoreszenzzentren anregen und der Lichttransport im Material weniger behindert wird. Ein Szintillationsdetektor ist in Abb. 2.4 gezeigt.

Die durch die nachzuweisende Strahlung emittierten Photonen treffen auf die Photokathode eines Photomultipliers (Photomultiplier Tube, PMT). Dort lösen sie durch den Photoeffekt Elektronen aus, die anschließend über Dynoden zur Anode geleitet werden. Durch die Dynoden werden dabei die Photoelektronen kaskadenartig um einen Faktor von bis zu  $10^9$  vervielfältigt, sodass die an der Anode ankommenden Elektronen als Signal ausgelesen werden können. Der Faktor der Vervielfältigung hängt dabei von der an den Dynoden angelegten Hochspannung ab und wird auch "Gain" genannt. Die Pulslänge eines Szintillationsdetektors liegt im Bereich weniger Nanosekunden, sodass hohe Zählraten möglich sind.

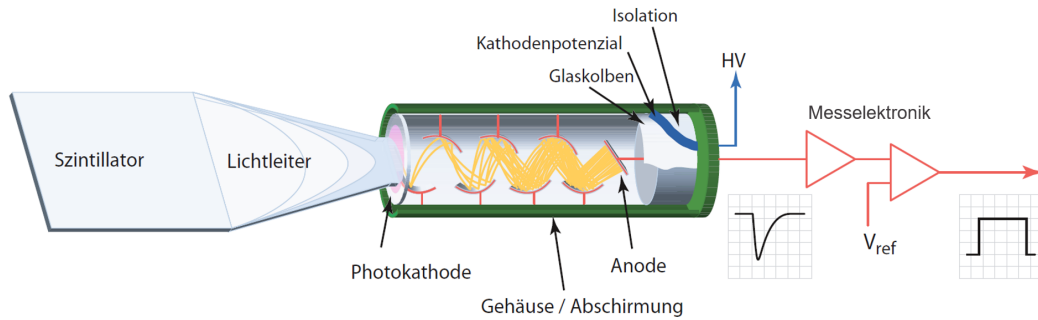


Abbildung 2.4: Abgebildet ist das System eines Szintillationsdetektors mit Szintillator, Photomultiplier und dem Schema für eine anschließende Messelektronik. Die im Szintillator durch ionisierende Strahlung erzeugten Photonen treffen auf die Photokathode eines Photomultipliers und werden dann vervielfältigt. Entnommen aus [33].

## 2.6.4 Cherenkovdetektor

Bei einem Cherenkovdetektor können geladene Teilchen unter Ausnutzung des Cherenkov-Effekts detektiert werden [38]. Beim Durchgang elektrisch geladener Teilchen durch ein transparentes Medium wird Licht ausgesendet, sofern die Teilchengeschwindigkeit über der Phasengeschwindigkeit des Mediums liegt. Die Moleküle des Materials werden auf dem Weg des Teilchens polarisiert. Die Depolarisation geschieht durch das Aussenden elektromagnetischer Wellen, die sich bei kleinen Teilchengeschwindigkeiten alle durch destruktive Interferenz vernichten. Da nun die Bewegung des Teilchens schneller ist, als die Moleküle in einer symmetrischen Form um das Teilchen polarisieren und depolarisieren können, bildet sich ähnlich einem Machkegel eine Wellenfront, die nicht vernichtet wird. Analog zu der Detektion bei Szintillatoren, können die Lichtblitze hier ebenfalls mit einem Photomultiplier erfasst werden. Auch der Cherenkovdetektor erlaubt hohe Zählraten, da ein hochenergetisches Elektron entweder nach kurzer Zeit das Detektorvolumen durchdrungen hat oder so viel Energie verloren hat, dass kein Cherenkov-Licht mehr emittiert wird. Der Winkel  $\theta$  der Lichtausbreitung errechnet sich analog zum Mach-Kegel mit dem Brechungsindex des Materials  $n$  und  $\beta = v/c$ :

$$\cos(\theta) = \frac{1}{n\beta}. \quad (2.38)$$

In dieser Arbeit wurde ein Detektor aus Acrylglas genutzt, dessen Brechungsindex etwa bei  $n = 1,5$  liegt. Die abgestrahlte Energie pro Wellenlängenintervall  $d\lambda$  lässt sich abhängig von den Materialeigenschaften durch die Frank-Tamm-Formel beschreiben [39]. Die Anzahl der pro Wellenlänge emittierten Photonen ist näherungsweise gegeben durch [40]:

$$\frac{dN}{d\lambda} \sim \frac{1}{\lambda^2} \cdot \sin^2(\theta). \quad (2.39)$$

Demnach werden mehr Photonen bei kurzen Wellenlängen erzeugt. Der zur Detektion der Lichtpulse verwendete Photomultiplier sollte demnach eine hohe Sensitivität bei kleinen Wellenlängen aufweisen.



---

## 3 Konzeption eines 6 GHz Hohlraumresonators

---

Für die simultane, zerstörungsfreie Positionsmessung des einfach beschleunigten und des einfach abgebremsten Strahls eignet sich ein Hohlraumresonator, der in der  $TM_{110}$ -Mode betrieben wird. Die Maße eines solchen Positionsmonitors können für einfache geometrische Strukturen, wie z.B. eine Zylinderkavität ohne Strahlrohre, nach Gl. (2.16) berechnet werden. Für komplexere Strukturen werden im Allgemeinen Simulationsprogramme benutzt, die die Lösungen der Maxwell-Gleichungen numerisch bestimmen. Im nachfolgenden Abschnitt wird beschrieben, wie die Simulationen zur Konzeption des Positionsmonitors durchgeführt wurden.

### 3.1 Test eines bisher am S-DALINAC verbauten Positionsmonitors

Die Materialwahl des 6 GHz Positionsmonitors erfolgte anhand von Erfahrungsberichten über ältere HF-Monitore am S-DALINAC [4] und dem Test eines der bisher am S-DALINAC verbauten, aber nicht verwendeten Positionsmonitors. Die bisher am S-DALINAC verbauten Positionsmonitore sind für den regulären Strahlbetrieb bei 3 GHz ausgelegt. Sie bestehen aus Edelstahl, da sich vorangegangene Monitore aus Kupfer als zu temperaturempfindlich herausgestellt hatten [4]. Um die Leistungsfähigkeit der Monitore beurteilen zu können, wurde eine Testmessung durchgeführt. Dabei wurde die Messelektronik verwendet, die aktuell auch bei den Phasenmonitoren zum Einsatz kommt. Die Messergebnisse sind in den Abbildungen 3.1 und 3.2 zusammengefasst. In der ersten Messung (Abb. 3.1) wurde der Signalpegel des Monitors in Abhängigkeit des transversalen Offsets gemessen. Die Messung wurde für zwei Strahlströme durchgeführt: 100 nA (Abb. 3.1(a)) und 500 nA (Abb. 3.1(b)). Während bei 500 nA der Signalverlauf der erwarteten Betragsfunktion folgt, kann bei 100 nA kein solcher Verlauf festgestellt werden. In Abb. 3.2 ist die Signalstärke des Monitors in Abhängigkeit des Strahlstroms bei einem horizontalen Strahloffset von 8,4 mm aufgetragen. Der erwartete lineare Verlauf ist nur von 200 nA bis 500 nA zu erkennen. Bei 100 nA weicht der Verlauf stark vom Linearen ab. Es ist zu vermuten, dass bei diesem Strahlstrom die Signalstärke nicht ausreicht und die Auflösungsgrenze der Messelektronik erreicht ist oder andere Übersprechverhalten dominieren. Das bedeutet, dass die Güte von Edelstahlkavitäten für die vorgesehenen ERL-Messungen bei einem Fädelstrom von maximal 100 nA nicht ausreichend ist.

Die Wahl des Materials fiel deshalb auf Aluminium. Aluminium hat im Vergleich zu Edelstahl eine um den Faktor 26 erhöhte elektrische Leitfähigkeit. Nach Gl. (2.19) erhöht sich dadurch die Güte des

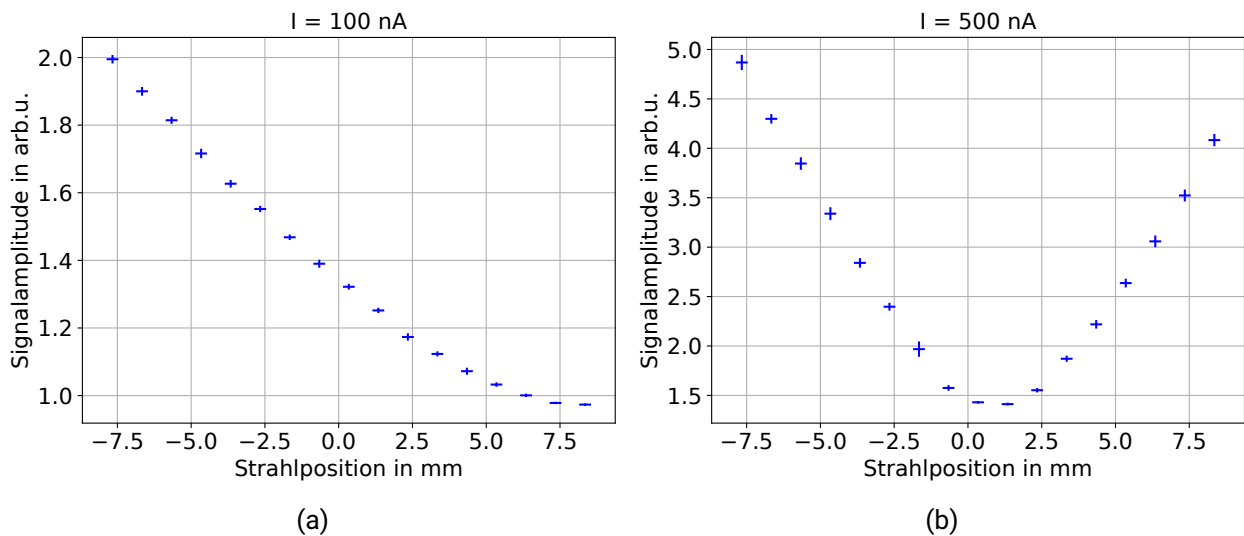


Abbildung 3.1: Gezeigt ist die Signalamplitude des getesteten 3 GHz Positionsmonitors in Abhängigkeit der transversalen Strahlblage für einen Strahlstrom von (a) 100 nA und (b) 500 nA. Nur bei höheren Strahlströmen ist der erwartete V-förmige Verlauf zu sehen. Bei Strahlströmen von 100 nA, wie sie beim S-DALINAC zum Einstellen des Strahls benutzt werden, ist die Signalamplitude zu gering.

Monitors um etwa einen Faktor von 5. Im Vergleich zu Kupfer ist die elektrische Leitfähigkeit und somit die Güte geringer, wodurch sich nach Gl. (2.21) eine größere Bandbreite der Resonanz ergibt. Somit ist auch die Empfindlichkeit gegenüber Änderung der Ausdehnung durch Temperaturdrifts geringer und Aluminium stellt einen idealen Kompromiss zwischen erwarteter Signalstärke und Handhabbarkeit dar. Aufgrund der größeren Bandbreite im Vergleich zu Kupferkavitäten ist es mit Aluminiumkavitäten möglich die Zellen ohne zusätzlichen Abstimmkolben zu konzipieren.

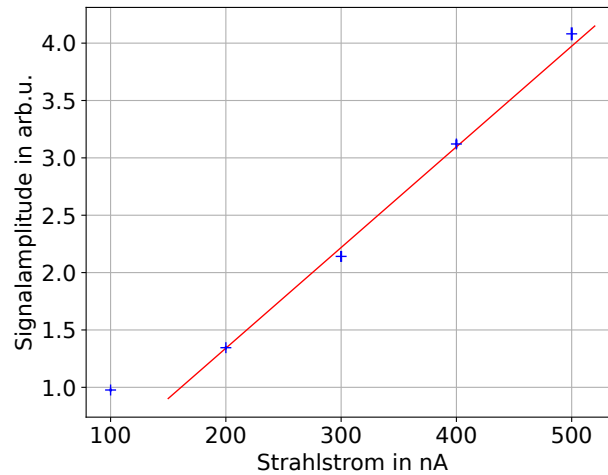


Abbildung 3.2: Die Signalamplitude des getesteten 3 GHz Monitors ist in Abhängigkeit des Strahlstroms bei einer konstanten Strahlablage von 8,4 mm dargestellt. Der erwartete lineare Verlauf kann erst ab einem Strahlstrom von 200 nA gesehen werden.

### 3.2 Simulation des 6 GHz Positionsmonitors

Für die Simulationen des 6 GHz Positionsmonitors wurde das Programm CST STUDIO SUITE verwendet [41]. Mit diesem können Geometrien erstellt und diesen Materialeigenschaften zugewiesen werden. Für die erstellten Geometrien kann die Feldverteilung der verschiedenen Schwingungsmoden angezeigt und ausgewertet werden. Eine Schnittansicht der  $yz$ -Ebene der simulierten Kavität ist in Abb. 3.3 gezeigt. Dort ist die Feldverteilung der  $TM_{110}$ -Mode, die in der  $y$ -Achse angeregt wird, in der Schnittebene abgebildet. Der Monitor wurde mit zwei getrennten Hohlraumzellen konzipiert, um eine unabhängige horizontale und vertikale Positionsmessung zu ermöglichen. Um die  $TM_{110}$ -Mode entlang der gewünschten Achse anzuregen, wurden Modentrenner eingebaut. Zwei kapazitive Antennen werden für die Auskopplung jedes Positionssignals verwendet. Nachfolgend werden die einzelnen Simulationsschritte beschrieben.

Die Simulation des Monitors erfolgte schrittweise. Im ersten Schritt wurde untersucht, welche Auswirkungen das Anbringen von Strahlrohren auf eine einzelne Pillboxkavität der geforderten Resonanzfrequenz hat. Im einfachsten Fall für eine Kavität unter Vakuum und ohne Strahlrohre ist nach Gl. (2.16) für die Resonanzfrequenz von  $f_{110} = 5,9946$  GHz der Radius  $R_{110} = 30,5$  mm. Werden nun Strahlrohre mit dem Radius  $R = 17,5$  mm, der dem Standardstrahlrohr des S-DALINAC entspricht, hinzugefügt, so verringert sich die resultierende Resonanzfrequenz der gewünschten Mode im Resonator. Dies hätte durch eine Verringerung des Resonatorradius kompensiert werden müssen, doch in der Simulation zeigte sich, dass bei kleineren Resonatorradien die gewünschte Mode nicht mehr angeregt wird. Aus diesem Grund war eine Verringerung des Strahlrohrradius erforderlich. Abbildung 3.4 (a) zeigt die Shuntimpedanz für einen Monitor mit einer Zelle in Abhängigkeit von der horizontalen Position für verschiedene Strahlrohrradien. Es fällt auf, dass sich die gewünschte Mode erst ab einem Radius von  $R \leq 14$  mm ausbildet und mit weiter verringertem Radius verstärkt. Um die transversale Akzeptanz des Strahls nicht zu stark einzuschränken, wurde ein Strahlrohrradius

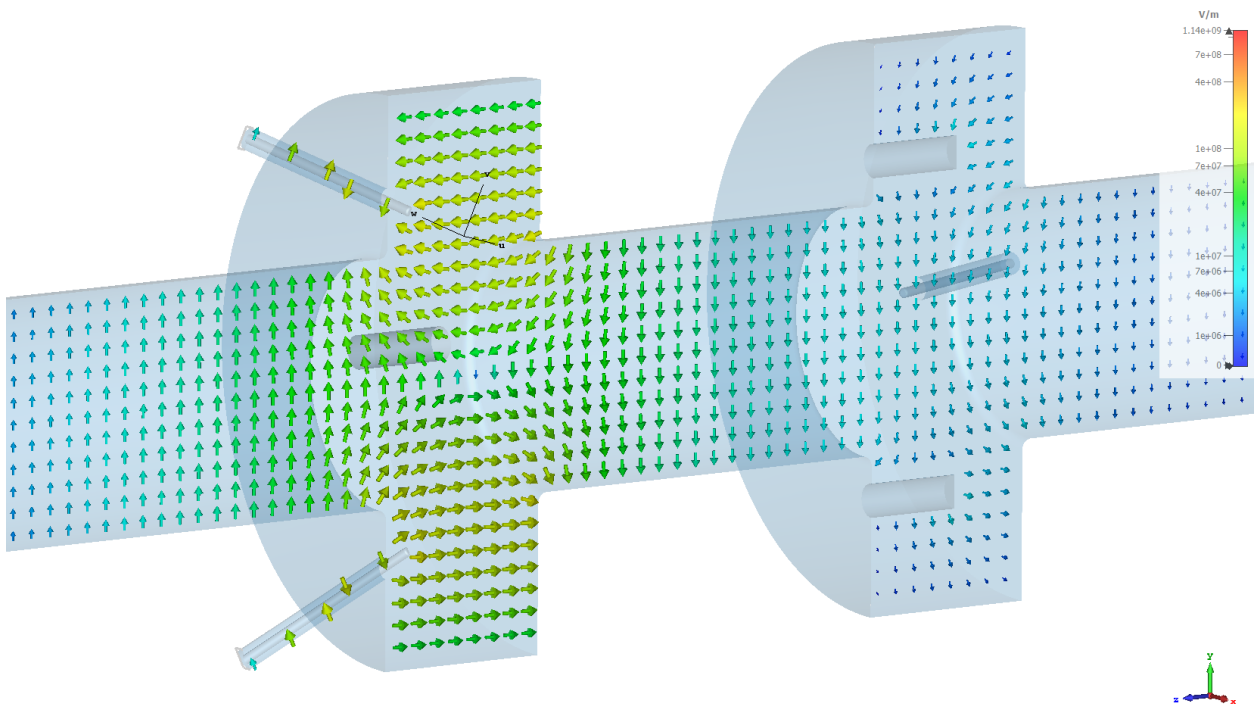


Abbildung 3.3: Abgebildet ist eine Schnittansicht der  $yz$ -Ebene der simulierten Kavität. Zusätzlich ist die Feldverteilung der  $TM_{110}$ -Mode, die in der  $y$ -Achse angeregt wird, gezeigt. Der Monitor besteht aus zwei Zellen. In den Zellen sind Modentrenner angebracht, die dafür sorgen, dass sich die Mode in der Achse ausbildet, in der die kapazitiven Antennen angebracht sind.

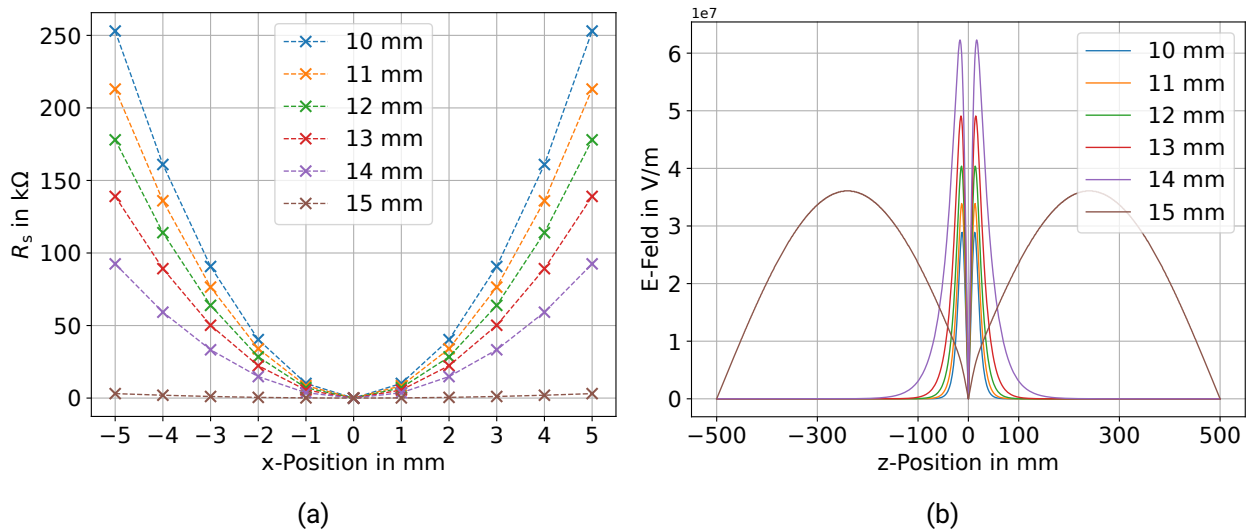


Abbildung 3.4: (a) Die longitudinale Shuntimpedanz der simulierten Pillboxkavität ist in Abhängigkeit der Horizontalposition für verschiedene Strahlrohrradien dargestellt. Die gewünschte TM<sub>110</sub>-Mode bildet sich erst ab einem Radius von 14 mm aus. Mit kleineren Strahlrohrradien wird die Anregung stärker. (b) Gezeigt wird der longitudinale Verlauf der  $z$ -Komponente des elektrischen Felds entlang der Strahlachse für verschiedene Strahlrohrradien. Bei einem Radius von 13 mm ragt das Feld noch etwa 100 mm in das Strahlrohr.

von 12,5 mm für die weiteren Simulationsschritte ausgewählt. In Abb. 3.4 (b) ist für die gleichen Strahlrohrradien die  $z$ -Komponente des elektrischen Felds über der  $z$ -Position des Monitors mit Strahlrohrlangen von jeweils 500 mm zu beiden Seiten der Zelle aufgetragen. Bei der  $z$ -Position von  $\pm 100$  mm ist das Feld auf unter 1 % abgefallen, weshalb die Strahlrohrlange des Monitors auf 100 mm festgelegt wurde.

Als nächstes wurde eine zweite Zelle zur Simulation hinzugefügt und die Zellenlänge als auch Distanz zwischen beiden Zellen betrachtet. Für eine ideale Pillboxkavität und einem Teilchen, das mit Lichtgeschwindigkeit durch die Zelle fliegt, entspricht die optimale Zellenlänge der halben Wellenlänge der Resonanzfrequenz. Dies ist für eine Kavität mit nicht vernachlässigbaren Strahlrohren nicht mehr der Fall. Deshalb wurde die Shuntimpedanz in Abhängigkeit der Zellenlänge  $l_{\text{Zelle}}$  simuliert. Das Ergebnis ist in Abb. 3.5 (a) zu sehen. Die Shuntimpedanz zeigt ein leichtes Optimum bei  $l_{\text{Zelle}} = 18,2$  mm, wobei die deutlich sichtbaren Ausreißer vernachlässigt wurden. In einem weiteren Schritt wurden Modentrenner zur Simulation hinzugefügt, da der Monitor in seiner Endfassung aus zwei Zellen bestehen soll und dadurch eine zwischen beiden Transversalachsen möglichst entkoppelte Messung erreicht wird. Die Modentrenner sind Kupferzylinder, die in den jeweiligen Zellenboden eingeschraubt wurden. Durch das Kurzschließen der nicht-erwünschten Mode erzwingen sie die Anregung der erwünschten Mode in der Achse, in der die Antennen angebracht sind. Das heißt, dass in der Zelle, in der die horizontale Position der Strahlen gemessen werden soll, die Modentrenner in vertikaler Richtung angeordnet sind und äquivalent für die Zelle der vertikalen Positionsmessung. Die Modentrenner wurden symmetrisch zur Zellenmitte angebracht. Die Simulationen haben ergeben,

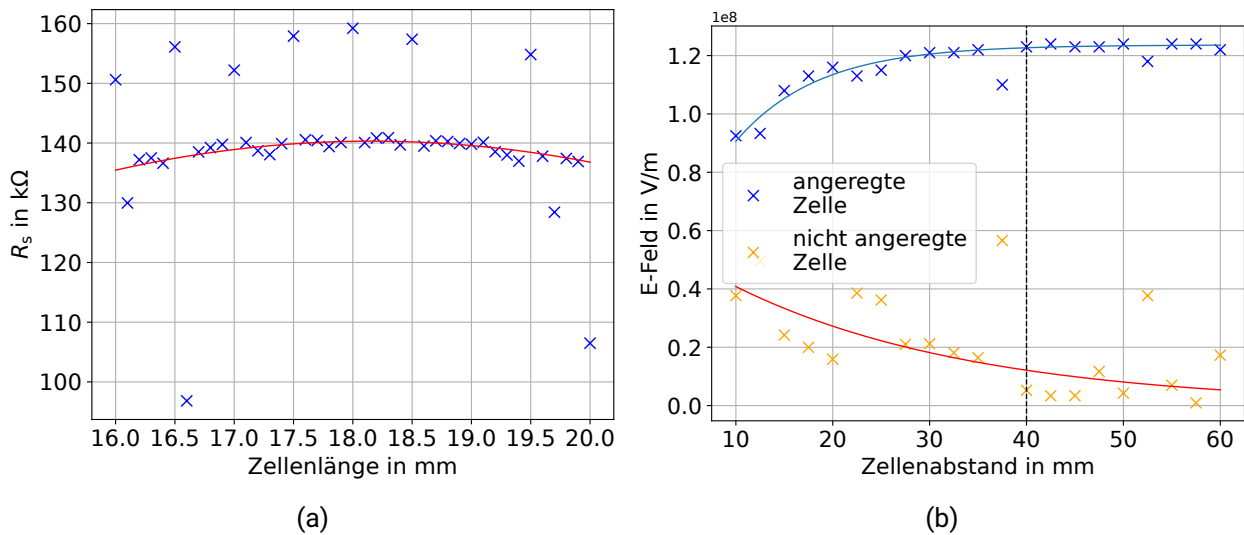


Abbildung 3.5: (a) Die longitudinale Shuntimpedanz in Abhängigkeit der Zellenlänge. Ein quadratischer Fit (rot) führt zu einem Optimum der Zellenlänge von 18,2 mm. (b) Das elektrische Feld bei einem transversalen Abstand von 15 mm zur Anregungsachse der angeregten Zelle (blaue Marker) und der um  $90^\circ$  versetzten Achse in der nicht angeregten Zelle (orangefarbene Marker). Beide Datensätze wurden mit einer Exponentialfunktion gefittet. Das Verhältnis zwischen beiden Feldamplituden ist bei einem Zellenabstand von 40 mm auf unter 10 % gefallen.

dass Größe und Abstand zur Zellenmitte keinen Einfluss auf die Funktionsweise haben. Anschließend wurde untersucht, wie groß die Entfernung beider Zellen zueinander sein muss, um ein Übersprechen der Signale zwischen den Zellen zu minimieren und gleichzeitig eine kompakte Bauweise beizubehalten. Dafür wurde die Feldstärke des elektrischen Felds in beiden Zellen in Abhängigkeit der Distanz zwischen den Zellen betrachtet (siehe Abb. 3.5 (b)). Hierbei wurde das elektrische Feld in einem transversalen Abstand von 15 mm zur Zellenmitte jeweils in der Anregungsachse der angeregten Zelle (blaue Marker) und der um  $90^\circ$  versetzten Achse in der nicht angeregten Zelle (orangefarbene Marker) untersucht. An beide Datensätze wurde außerdem eine Exponentialfunktion gefittet. Es zeigt sich, dass das Verhältnis zwischen beiden Feldamplituden bei einem Zellenabstand von 40 mm auf unter 10 % gefallen ist, was als ausreichend bei gleichzeitiger Kompaktheit gewertet wurde.

Die Messung der Feldamplitude soll kapazitiv erfolgen. Hierbei werden Stabantennen genutzt, die an den Resonatorenenden in das elektrische Feld ragen. Im Gegensatz dazu würde eine induktive Kopplung an das Magnetfeld bedeuten, dass schleifenförmige Antennen an den äußeren Wänden in das Feld ragen müssten. Diese Kopplungsart wurde verworfen, da hierbei die Einstellung der Kopplung erheblich schwieriger ist und eine vergleichsweise große Durchgangsbohrung notwendig wäre. Das System aus Stabantenne und dessen Durchgangsbohrung in den Resonatordeckel entspricht einer Koaxialleitung, deren Impedanz für minimale Reflexion auf  $50 \Omega$  angepasst werden musste. Mit einem Antennendurchmesser von  $d = 1$  mm kann der Durchmesser der Bohrung  $D$  über [32]

$$\ln \frac{D}{d} = \frac{Z_L \cdot 2\pi}{Z_0} \quad (3.1)$$

Tabelle 3.1: Zusammenstellung der Parameter des Monitors, wie sie aus den Simulationen resultieren.

Monitorparameter	Größe
Resonatorradius	28,7 mm
Zellenlänge	18,2 mm
Zellenabstand	40 mm
Strahlrohrradius	12,5 mm
Strahlrohrlänge	100 mm
Modentrennerradius	1,7 mm
Modentrennerlänge	10 mm
Resonanzfrequenz	5,9925 GHz
$R_s/Q_0$	15,7 $\Omega$
$Q_0$	8640

berechnet werden. Hierbei ist  $Z_L = 50 \Omega$  der gewählte Wellenwiderstand und  $Z_0 = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}}$  der Wellenwiderstand des Vakuums. Daraus ergibt sich ein Durchmesser der Bohrung von  $D = 2,3$  mm.

Durch Variieren des Resonatorradius  $R_{\text{res}}$  wurde der Monitor auf die gewünschte Zielfrequenz angepasst. Der finale Resonatorradius  $R_{\text{res}}$  beträgt 28,7 mm. Das Maximum der Feldverteilung im Resonator liegt bei  $r_{E_{\text{max}}} = 0,481 \cdot R_{\text{res}} = 13,8$  mm. Aufgrund der verhältnismäßig großen Strahlrohröffnung mussten die Antennen seitlich etwas versetzt werden und ragen nicht in das Feldmaximum. Sie wurden um  $25^\circ$  in Richtung Strahlmitte gedreht, um den Feldrückgang etwas zu kompensieren. In Tab. 3.1 sind alle Parameter des Monitors, wie sie aus den Simulationen erhalten wurden, zusammengefasst.





---

## 4 Umsetzung des Messaufbaus

---

In diesem Kapitel wird die Konstruktion des HF-Monitors sowie des Drahtscanners vorgestellt. Im weiteren Verlauf des Kapitels werden zunächst die einzelnen Komponenten des HF-Monitors beschrieben. Anschließend wird gezeigt, wie die Kopplung eingestellt wird und die Zellen auf die geforderte Resonanzfrequenz abgestimmt werden. Zuletzt wird auf den Signalweg und die Signalverarbeitung eingegangen, die während der Kommissionierungsmessung verwendet wurde. Im zweiten Abschnitt wird die Konstruktion des Drahtscanners beschrieben. Außerdem werden der Detektoraufbau und die Signalverarbeitung erklärt.

Der Messaufbau ist in Abb. 4.1 zu sehen. In dieser Abbildung kommt der Strahl von unten und passiert zuerst den HF-Monitor. Anschließend sieht man ein Vakuumkreuz mit dem Drahtscanner am oberen linken Anschluss. Am oberen rechten Anschluss ist ein Leuchtschirm verbaut mit gegenüberliegender *charge-coupled device* (CCD)-Kamera. Hinter dem Kreuz ist ein Cherenkovdetektor für die Drahtscannermessung platziert. Ein Plastikszintillator war während der Aufnahme nicht installiert, wurde aber für die Messkampagne in 2021 auf gleicher Höhe gegenüber des Cherenkovdetektors platziert.

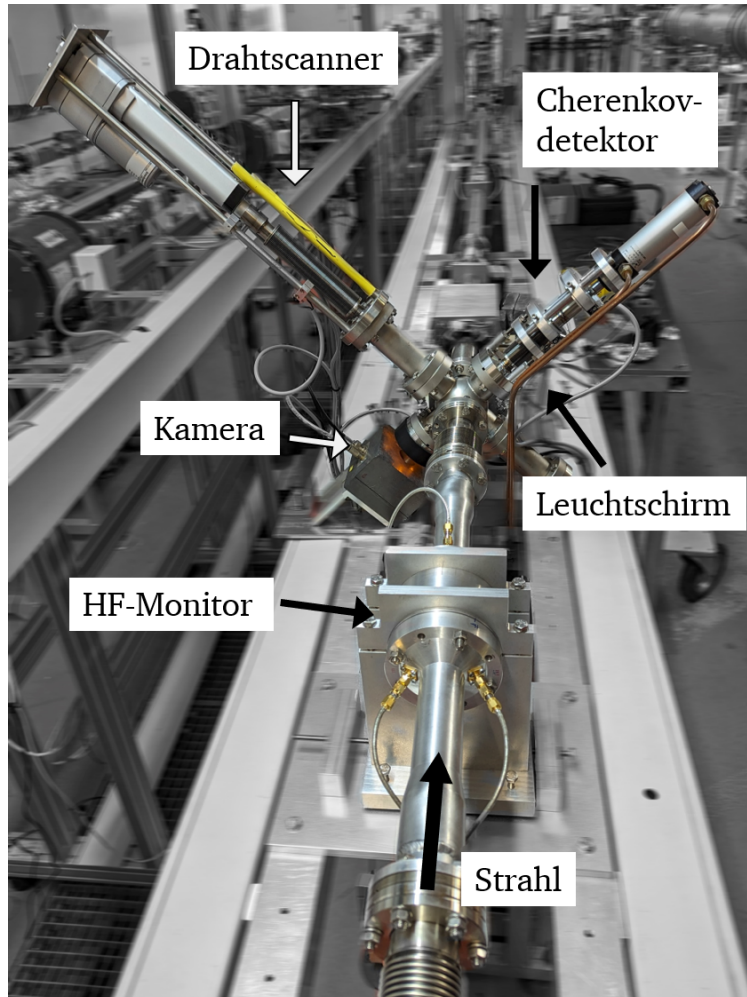


Abbildung 4.1: Gezeigt ist der Messaufbau beider Messsysteme in der Strahlführung. Im Bild kommt der Strahl von unten und passiert zuerst den HF-Monitor. Anschließend passiert der Strahl ein Vakuumkreuz, an das der Drahtscanner und ein Leuchtschirm installiert sind. Gegenüber des Leuchtschirms ist eine CCD-Kamera platziert. Ein Cherenkov-Detektor zur Messung der Sekundärteilchenrate ist hinter dem Kreuz installiert. Ein Plastikszintillator war während der Aufnahme nicht installiert, wurde aber für die Messkampagne in 2021 auf gleicher Höhe gegenüber des Cherenkovdetektors platziert.

---

## 4.1 HF-Monitor

Der HF-Monitor besteht im Wesentlichen aus drei Teilen: Einem Topf, der das Volumen der beiden Zellen beinhaltet und zwei Deckel mit Strahlrohr, die die Zellen abschließen. Abbildung 4.2 zeigt eine Schnittansicht des in dieser Arbeit entworfenen 6 GHz HF-Monitors. Die einzelnen Komponenten sind in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben.

### Topf

Der Topf bestimmt die Resonatorgeometrie und somit die Resonanzfrequenz der Zellen. Gewindebohrungen für die Modentrenner wurden in die jeweiligen Topfböden gebohrt. Der Abstand der Modentrenner zur Strahlachse beträgt 20 mm. Zum Abdichten des Vakuums wurden Nuten für Viton-Ringdichtungen eingefräst.

### Deckel

Beide Deckel sind zusammen mit dem jeweiligen Strahlrohr aus einem Stück gefertigt. In den Deckel wurden die Durchgangslöcher für die Antennen gebohrt. Da die Antennen externe Bauteile sind, ist eine Dichtung notwendig, um die Vakuumtauglichkeit des Monitors sicherzustellen. Dort, wo die Antennen platziert werden können, sind die Flächen abgeflacht und Nuten für Viton-Ringdichtungen eingefräst. Um die allgemeine Stabilität des Monitors zu gewährleisten, besitzen die Strahlrohre eine Wandstärke von 5 mm. Die Verjüngung des Strahlrohrdurchmessers auf den simulierten Wert von 25 mm ist auf einer Länge von 109,3 mm ausgeführt, bevor sich der Strahlrohrdurchmesser auf 32 mm vergrößert. Die Länge ist damit 9,3 mm länger als in Abschnitt 3.2 gefordert und der damit verbundene Abfall des Felds auf unter 0,5 % übertrifft die Vorgaben der Simulation. Bei der Verjüngung des Durchmessers lag ein besonderes Augenmerk darauf, dass die Innenflächen keine Kanten besitzen, sondern sanfte Übergänge, um eventuelle Reflexionen der HF-Signale zu vermeiden. Ein Kombinationsflansch aus Aluminium und Edelstahl wurde mit der Aluminiumseite an das Strahlrohr des Monitors geschweißt. Die Edelstahlseite besitzt die Conflat 40 Standardmaße, mit der der Monitor an das bestehende Strahlrohrsystem angeflanscht werden konnte. Dieser besondere Flansch war notwendig, da Aluminium ein zu weiches Material ist, um damit einen langfristig haltbaren Flansch herzustellen.

### Antenne

Die Antennen bestehen aus einer *SubMiniature version A* (SMA)-Durchführung an die ein versilberter Kupferdraht angelötet ist. Während Vakuumtests hat sich gezeigt, dass die Vakuumdichtigkeit der Durchführungen für Ultrahochvakuum nicht grundsätzlich erfüllt ist. Zusätzlich erhöhte sich die Leckrate der Durchführungen nach dem Anlöten der Drähte, vermutlich verursacht durch den thermischen Stress während des Lötvorgangs. Die Vakuumtauglichkeit der Antenne konnte schlussendlich

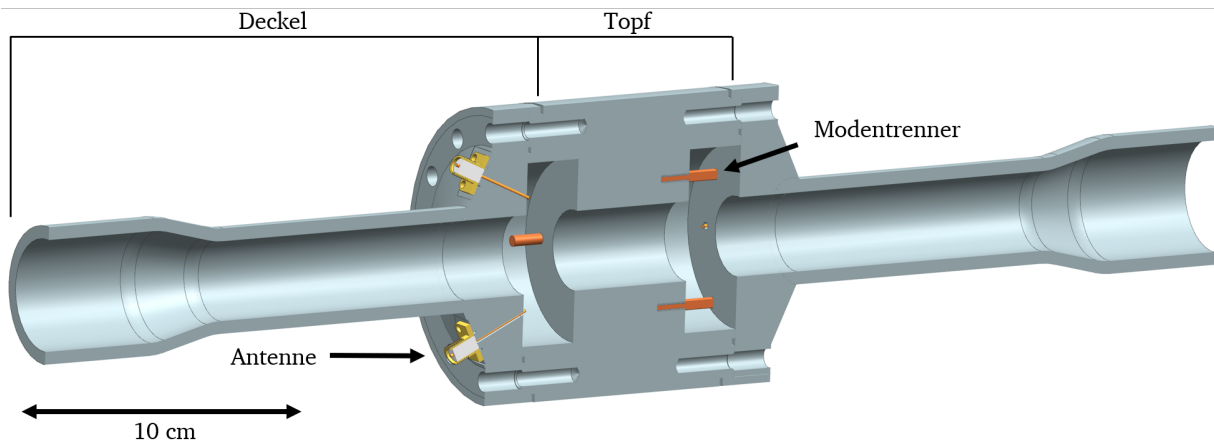


Abbildung 4.2: Zu sehen ist eine Schnittansicht des in dieser Arbeit entworfenen 6 GHz HF-Monitors aus Aluminium. Er besteht aus einem Topf, auf den zwei Deckel aufgeschraubt werden. Der Strahlrohrdurchmesser verjüngt sich von 32 mm auf 25 mm. In der linken Zelle sind beide Antennen für die vertikale Positionsmessung sichtbar. In der rechten Zelle sind beide Modentrenner zur Unterdrückung der vertikalen Modenanregung sichtbar.

dadurch gewährleistet werden, dass in den Signalausgang der Durchführung etwas Vakuumfett eingebracht und anschließend ein SMA-Kabel auf die Durchführung geschraubt wurde. Messungen des Ohmschen Widerstands von Innenleiter des Kabels und der Antennenspitze mit und ohne Vakuumfett ergaben keinen Unterschied, sodass angenommen werden kann, dass sich die elektrische Leitfähigkeit des Systems aus Kabel und Antenne nicht durch das Fett verändert.

#### 4.1.1 Einstellung der Kopplung und Abstimmung der Resonanzfrequenz

Die Einstellung der Kopplung der Antennen an den Resonator erfolgte über die Länge der Antennen. Das Ziel des Einstellvorgangs war es, die Antennen kritisch an den Resonator zu koppeln. Das bedeutet, dass im System von Antenne und Resonator keine Reflexionen auftreten und die maximale Signalstärke ausgekoppelt werden kann (vgl. Abschn. 2.3.2).

Bei der Einstellung der Kopplung wurde wie folgt vorgegangen: Durch den Abstand zwischen beiden Zellen können diese als einzelne Resonatoren angesehen werden und wurden deshalb auch einzeln eingestellt. Zunächst wurden sie mit nur einer Antenne bestückt. Diese Antenne wurde schrittweise mit einem Seitenschneider gekürzt und anschließend mit Schleifpapier entgratet. Bei jedem Schritt wurde die Antenne im Resonator installiert und mit Hilfe eines Netzwerkanalysators die Reflexionskurve gemessen. Zur optischen Einschätzung wurde der Netzwerkanalysator im Smith-Chart-Modus betrieben. Wenn dort die angezeigte Reflexionskurve das Zentrum kreuzte, war die Impedanz der angeschlossenen Schaltung (Antenne und Kavität) gleich der Impedanz des Analysators mit Kabel ( $50 \Omega$ ) und kritische Kopplung wurde erreicht. Exemplarisch ist eine solche Kurve in Abb. 4.3 (a) gezeigt.

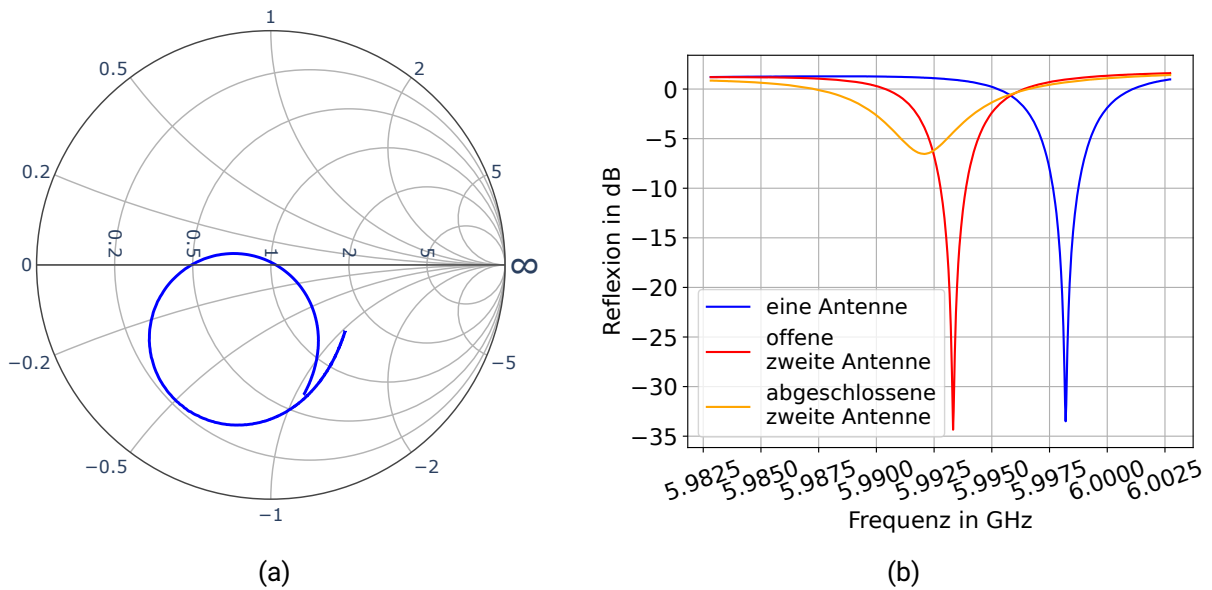


Abbildung 4.3: (a) Gezeigt ist das Smith-Chart und der Verlauf der Reflexionskurve mit einer angeschlossenen Antenne. Die Kurve kreuzt das Zentrum, was eine kritische Kopplung zeigt. (b) Dargestellt ist der Verlauf der Reflexionskurven in dB bei einer angeschlossenen Antenne (blau), beiden angeschlossenen Antennen (rot) und einem Abschlusswiderstand auf der zweiten Antenne (orange). Durch das Einbringen der zweiten Antenne verschiebt sich die Resonanzfrequenz deutlich. Durch das Abschließen ändert sich die Kopplung.

Nachdem die Antenne auf die passende Länge gebracht worden ist, wurde auch die zweite Antenne auf diese Länge gekürzt und im Resonator installiert. Durch das Kürzen der Antennen und das Anbringen der zweiten Antenne hatte sich die Resonanzfrequenz verschoben. Als dritter Schritt wurde auf die zweite Antenne ein  $50\ \Omega$ -Abschlusswiderstand angebracht, um in dieser Konfiguration die endgültige Resonanzfrequenz zu bestimmen. Dadurch änderte sich die Frequenz erneut und auch die Kopplung wurde deutlich breiter. Der Verlauf der Reflexionskurven mit einer angeschlossenen Antenne (blau), beiden angeschlossenen Antennen (rot) und einem Abschlusswiderstand auf der zweiten Antenne (orange) ist in Abb. 4.3 gezeigt. Durch eine Anpassung der Größen der Modentrenner konnte die Resonanzfrequenz wieder auf die Zielfrequenz abgestimmt werden. Da der Resonator für die Einstellung der Kopplung nicht unter Vakuum stand, wurde als Zielfrequenz die Resonanzfrequenz in Luft angepeilt. Diese ist mit  $5,9927\ \text{GHz}$  etwa  $1,9\ \text{MHz}$  niedriger als die Zielfrequenz in Vakuum von  $5,9946\ \text{GHz}$ . Die Anpassung der Modentrenner hatte allerdings wiederum Einfluss auf die Kopplung der Antennen, sodass diese erneut angepasst werden mussten. Dieses iterative Verfahren wurde wiederholt, bis bei gleichzeitiger kritischer Kopplung mit einer angeschlossenen Antenne die Zielfrequenz innerhalb der  $3\ \text{dB}$ -Bandbreite der Resonanzfrequenz bei abgeschlossener zweiter Antenne lag.

Anhand der Reflexionskurve können auch Leerlaufgüte, belastete Güte und Kopplungsfaktor bestimmt werden. In Tab 4.1 sind die gemessenen Parameter zusammengefasst. Die Differenz der Resonanzfrequenz zur Zielfrequenz ist  $0,4\ \text{MHz}$  was deutlich innerhalb der  $3\ \text{dB}$ -Bandbreite von

Tabelle 4.1: Zusammenfassung der gemessenen Parameter beider Zellen des HF-Monitors

Monitorparameter	horizontale Zelle	vertikale Zelle
Resonanzfrequenz	5,9923 GHz	5,9923 GHz
Leerlaufgüte $Q_0$	2763	2485
belastete Güte $Q_L$	876	842
Kopplungsfaktor $\kappa$	0,893	0,929

3,3 MHz für die horizontale Zelle bzw. 2,9 MHz für die vertikale Zelle liegt. Die Leerlaufgüte ist im Vergleich zur Simulation um 2/3 reduziert. Mehrere Ursachen kommen dafür in Frage. Einerseits sind die Innenflächen nicht poliert und Unebenheiten oder kleine Einkerbungen können die Anregung der Mode beeinträchtigen. Außerdem stand der Monitor zwischen Konstruktion und Frequenzabstimmung einige Zeit an Luft. Durch Oxidation der Aluminiumflächen kann die elektrische Leitfähigkeit beeinträchtigt worden sein. Zuletzt sind Resonatordeckel und -topf verschraubt nicht verschweißt oder verlötet. Dadurch existiert an der Grenzfläche ein schmaler Spalt, der die Ausbreitung der Felder stören kann.

#### 4.1.2 Signalverarbeitung

Die Signalverarbeitung des 6 GHz Positionmonitors ist in Abb. 4.4 schematisch dargestellt. Die Signale aus den beiden Antennen einer Zelle werden in einen 180°-Hybridkoppler vom Typ RFHB02G08GPI der Firma RF-Lambda geleitet [42]. Das Differenzsignal wird über insgesamt drei in Reihe geschaltete Breitbandvorverstärker des Typs KU LNA BB 050700 A der Firma Kuhne [43] um etwa 80 dB verstärkt und in ein von der hauseigenen Elektronikwerkstatt entwickeltes HF-Board geleitet. Die Verarbeitung des Signals geschieht durch eine Basisband-IQ-Demodulation durch Mischen des Monitorsignals mit dem frequenzverdoppelten Signal des Lokaloszillators. Die Ausgangsparameter des Boards sind die Phase und die IQ-Vektorlänge des Signals.

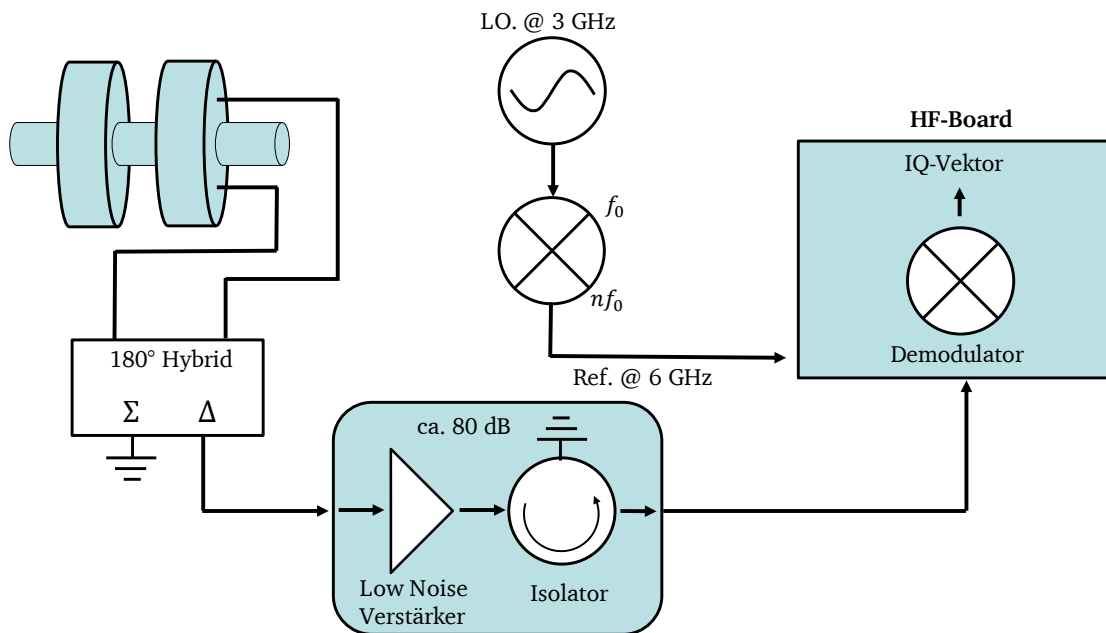


Abbildung 4.4: Gezeigt ist die schematische Darstellung der Signalverarbeitung des 6 GHz Monitors. Die Signale beider Antennen einer Zelle werden in einem 180°-Hybridkoppler betragsmäßig addiert (also das Differenzsignal verwendet) und anschließend um etwa 80 dB verstärkt. Danach wird das Signal in einem hauseigenen HF-Board mit dem frequenzverdoppelten Lokalszillatorsignal gemischt. Die IQ-Vektorlänge wird als Ausgangsparameter erhalten.

## 4.2 Drahtscanner

Eine alternative Methode zur Strahlpositionsmessung stellt eine Messung mit Hilfe eines Drahtscanners dar. Im folgenden Abschnitt wird zunächst die Konstruktion des Drahtscanners und anschließend das dazugehörige Detektorsystem beschrieben.

### 4.2.1 Konstruktion des Drahtscanners

Mit einem Drahtscanner kann der auf dem Draht deponierte Strom gemessen werden. Dieser ist proportional zur Strahlintensität und kann somit zur Bestimmung der Strahlausdehnung verwendet werden. Eine solche Messung wurde am S-DALINAC bereits durchgeführt [44]. Dabei wurde der Drahtscanner allerdings im normal-leitenden Teil des Beschleunigers bei niedrigen Strahlenergien (250 keV) verwendet. Bei höheren Strahlenergien wird weniger Ladung im Draht deponiert, sodass mit der verfügbaren Messelektronik keine sinnvolle Messung möglich ist. Die Drahtscannermessung wird in dieser Arbeit deshalb über die Messung der sekundären Teilchen verwirklicht. Bei einer solchen Messung ist die Zählrate proportional zur Intensität des Strahls, die den Draht trifft.

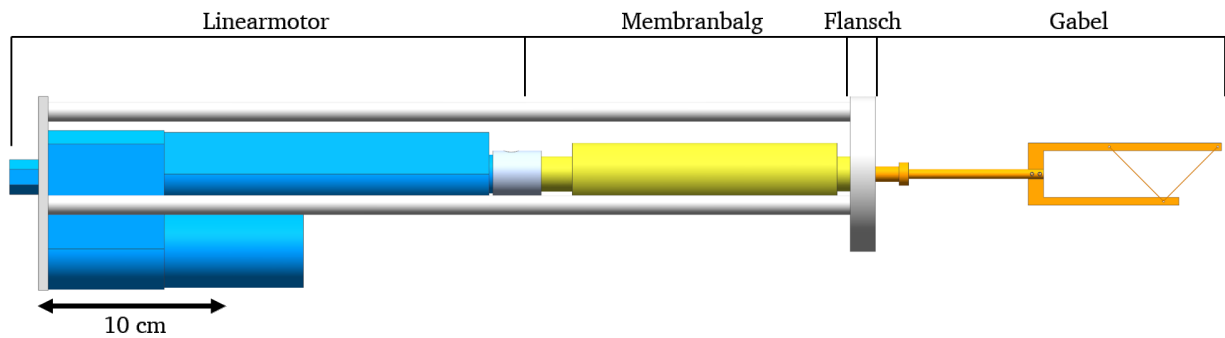


Abbildung 4.5: In dieser Zeichnung ist der entworfene Drahtscanner und dessen zugehörige Komponenten abgebildet. Der Linearmotor ist in blau und der Membranbalg in gelb dargestellt. Motor und Balg werden mittels Edelstahlstäben aus Vollmaterial auf dem Flansch befestigt. Die Drahtscannergabel, sowie die beiden in einem  $45^\circ$ -Winkel angebrachten Drähte von  $100\ \mu\text{m}$  Dicke sind in orange abgebildet.

In dieser Arbeit wurde ein neuer Drahtscanner entwickelt. Eine Zeichnung des Drahtscanners ist in Abb. 4.5 gezeigt. Es handelt sich um ein System aus zwei Wolframdrähten mit einer Drahtdicke von  $100\ \mu\text{m}$ , die jeweils in einem  $45^\circ$ -Winkel in eine Gabel eingespannt wurden. Gabel und Drähte sind in orange dargestellt. Die Gabel wird von einem Linearmotor mit 10 cm Verfahrensweg mit gleichmäßiger Geschwindigkeit bewegt, sodass die Drähte durch den Strahl gefahren werden. Der genutzte Motor ist in blau dargestellt. Er ist vom Typ DSZY1-24-10-100-POT-IP65 der Firma Drive System Europe und wird mit einer Spannung von bis zu 24 V versorgt [45]. Um die Vakuumdichtigkeit herzustellen, sind Gabel und Motor mit einem Membranbalg (gelb) verbunden. Außerdem wurde ein Flansch mit Gleitdurchführung konstruiert, an den ein Gestell zum Befestigen der Konstruktion mittels Edelstahlstäben aus Vollmaterial angeschraubt werden kann.

Der Drahtscanner wurde an einen Sechsfach-CF40-Vakuumkreuz angeflanscht. Kammer und Drahtscanner sind um  $45^\circ$  um die Strahlachse rotiert. Dadurch kann der daraus resultierende horizontal gespannte Draht genutzt werden, um das vertikale Strahlprofil zu vermessen und der vertikal gespannte Draht wird für die Vermessung des horizontalen Profils genutzt. Im Linearmotor ist außerdem ein Potentiometer verbaut, das abhängig von der Wegstrecke des Kolbens einen Widerstand im Bereich von  $0,3 - 9,7\ \text{k}\Omega$  ausgibt. Dadurch kann die Motorposition ausgegeben und die Position der Drähte bestimmt werden. Auf dem gegenüberliegenden Ast ist ein Rohrstück angebracht, um ein vollständiges Durchfahren der Drähte garantieren zu können. Neben dem Drahtscanner ist an dem Kreuz ein fahrbarer Leuchtschirm installiert, um die relative Positionsänderung des Strahls mit den Messungen von Drahtscanner und HF-Monitor kalibrieren und vergleichen zu können. Zur Aufnahme der Bilder des Leuchtschirms ist an einem weiteren Anschluss eine CCD-Kamera platziert. Eine Zeichnung der Drahtscannergabel in der Vakuumkammer ist in Abb. 4.6 gezeigt.

Zur Detektion der produzierten Sekundärteilchen wurde ein System bestehend aus einem Szintillationsdetektor und einem Cherenkovdetektor gewählt. Die Detektoren in Kombination mit einer Photomultiplier Tube (PMT) wurden bereits in [46] erfolgreich verwendet.



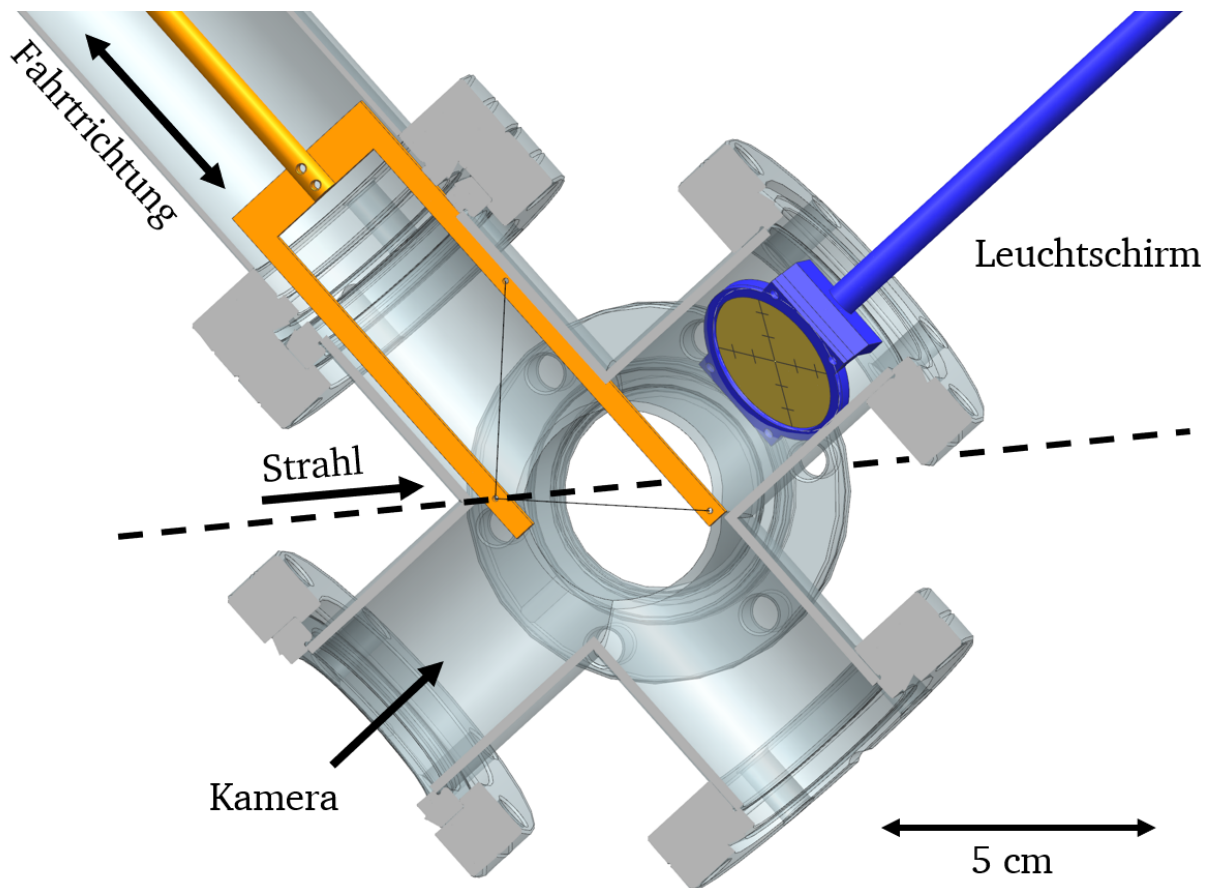


Abbildung 4.6: Zu sehen ist die Drahtscannergabel innerhalb des Vakuumkreuzes (orange). Die Fahrtrichtung des Drahtscanners verläuft von oben-links nach unten-rechts. Die Drähte sind vergrößert dargestellt. Von oben-rechts kann ein Leuchtschirm in den Strahl gefahren werden (blau). Eine Kamera zum Abfilmen des Schirms ist unten-links installiert.

## 4.2.2 Detektorsystem

### Cherenkovdetektor

Um die sekundären Elektronen zu detektieren, wurde ein Cherenkovdetektor, bestehend aus Acrylglas und einem Photomultiplier, ausgewählt. Dieser Detektortyp bietet den Vorteil einer geringeren Anfälligkeit gegenüber photonischen Untergrunds, da nur geladene Teilchen detektiert werden. Dadurch kann der Detektor auch bei höheren Strahlströmen und Intensitäten genutzt werden.

### Plastikszintillator

Der Plastikszintillator vom Typ *BC-408* der Firma Luxium Solutions (früher Saint-Gobain Crystals) [47] ist ein Szintillator auf der Basis von Polyvinyltoluol. Er zeichnet sich durch eine sehr gute allgemeine Tauglichkeit aus [48]. Der Szintillator eignet sich zur Detektion von niederenergetischen

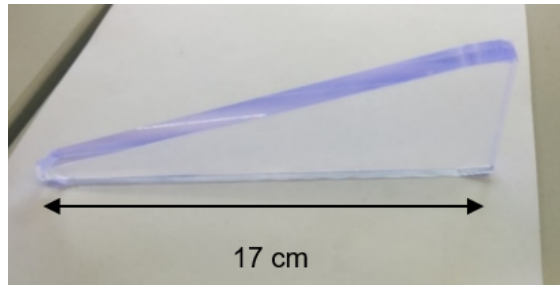


Abbildung 4.7: Der angefertigte Plastikszintillator vom Typ *BC-408*.

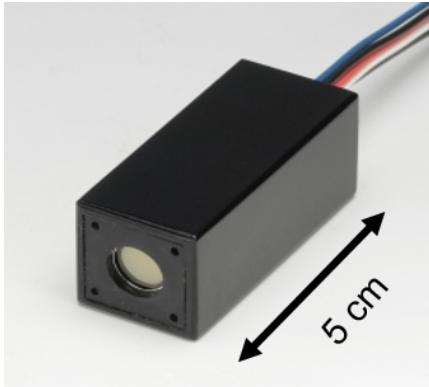
Photonen (100 keV), sowie von Elektronen und anderen geladenen Teilchen und ist damit sehr gut geeignet die sekundär erzeugten Teilchen beim Auftreffen des Strahls auf den Draht zu detektieren. Mit einer Anstiegszeit von 0,9 ns und einer Abklingzeit von 2,1 ns sind theoretisch bis zu  $3 \cdot 10^8$  Teilchen pro Sekunde messbar. Der Szintillator ist sensitiver als der Cherenkovdetektor, wodurch er sich auch für die Nutzung bei niedrigem Strahlstrom eignet. Der für die Messung angefertigte Szintillator ist in Abb. 4.7 zu sehen.

## Photomultiplier

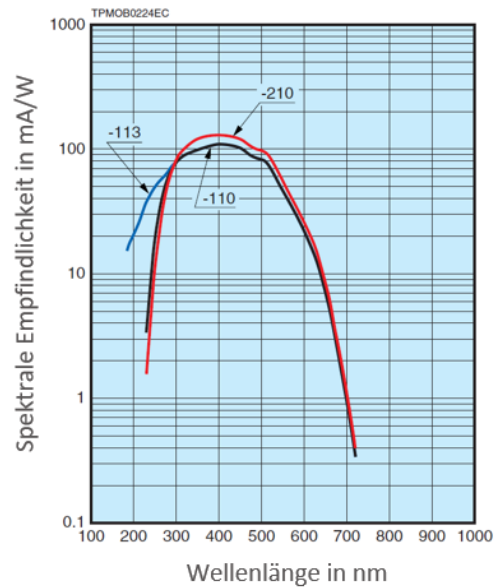
Das Acrylglas des Cherenkovdetektors, sowie der Plastikszintillator, wurden mit Hilfe eigens angefertigter Aluminiumhalterungen auf die zur Verfügung stehenden Photomultiplier aufgesetzt und befestigt. Beide PMTs sind vom Typ *Hamamatsu H10721-110*. Der Photomultiplier ist in Abb. 4.8 (a) zu sehen. Das Maximum der Intensität des Cherenkov-Lichts liegt im sichtbaren blauen bis ultravioletten Bereich des elektromagnetischen Spektrums [33]. Auch die Wellenlänge des Emissionsmaximums liegt beim verwendeten Szintillatormaterial mit 425 nm in diesem Bereich. Die Photokathode des PMT besitzt ihre maximale Sensitivität ebenfalls in diesem Wellenlängenbereich (bei ca. 400 nm). Dies ist in Abb. 4.8 (b) gezeigt. Aus diesem Grund ist dieser Photomultiplier für den Cherenkovdetektor sowie den Plastikszintillator geeignet. Die PMT wird mit einer Versorgungsspannung von 5 V betrieben. Die benötigte Hochspannungserzeugung ist im Photomultiplier integriert und kann über eine Regelungsspannung eingestellt werden. Über ein Potentiometer im verwendeten Netzteil kann die Regelungsspannung zwischen 0,1 V und 1,1 V eingestellt werden. Bei diesem Netzteil können zwei Photomultiplier dieser Art gleichzeitig betrieben werden. Daher wurde auch der Szintillationsdetektor damit betrieben.

## Messelektronik

Die Messelektronik wurde für dieses Experiment zusammen mit der hauseigenen Elektronikwerkstatt angefertigt. Das Messboard besteht aus einem Field Programmable Gate Array (FPGA), in den die Rücklese der Motorkolbenposition und die Raten beider Detektoren eingehen und verarbeitet werden.



(a)



(b)

Abbildung 4.8: (a) Der Photomultiplier vom Typ *Hamamatsu H10721-110* mit integrierter Hochspannungserzeugung. (b) Die Sensitivität der Photokathode des PMT in Abhängigkeit der Wellenlänge. Das Maximum des verwendeten PMT mit der Endung *-110* liegt bei etwa 400 nm. Beide entnommen und modifiziert aus [49].

Pro Positionsschritt des Drahtscanners wird die Anzahl der detektierten Sekundärteilchen gemessen und auf das Messboard geschrieben. Erst über einen Knopfdruck im Interface des Kontrollsystems werden die Daten vom Board im Kontrollsystem angezeigt und können dann exportiert werden. Dieser Zwischenschritt ermöglicht die Aufnahme deutlich höherer Raten, da die Limitierung über das hausinterne Netzwerk bei der Datenaufnahme kein Faktor darstellt. Allerdings erhöht sich somit auch die gesamte Messdauer für eine Drahtscannerrfahrt auf etwa 30 s.



---

## 5 Analyse

---

In diesem Kapitel wird zunächst die Kalibrierung der Messsysteme beschrieben. Im Anschluss wird auf die Messung und die Datenverarbeitung des HF-Monitors eingegangen. Die Ergebnisse aus einer Messkampagne im Winter 2023 werden zusammen mit einer Unsicherheitsabschätzung dargestellt. Im letzten Abschnitt wird eine Drahtscannermessung und deren Ergebnisse aus einer Strahlzeit in 2021 beschrieben.

Der Messablauf des Drahtscanners und des HF-Monitors sind ähnlich, vor allem wenn der einfach beschleunigte und der einfach abgebremste Strahl nahe beieinander positioniert sind. Bei den Messungen muss zuerst der einfach beschleunigte Strahl alleine vermessen werden, während z.B. der zweifach beschleunigte Strahl in der zweiten Rezirkulation geblockt wird. Im Anschluss können beide Strahlen zusammen vermessen werden. Die Strahlinformationen des einfach abgebremsten Strahls ergeben sich dann aus der Differenz beider Messungen. Danach kann die Positionsmessung für den einfach abgebremsten Strahl beliebig wiederholt werden, unter der Voraussetzung, dass sich der einfach beschleunigte Strahl nicht bewegt. Sollte sich die Position des einfach beschleunigten Strahls ändern, muss dieser erneut alleine gemessen werden. Die absolute Position steht nach der Kalibrierung der Messsysteme zur Verfügung. Die Kalibrierung fand bei beiden Messmethoden statt, indem der Strahl auf den Leuchtschirm geschossen und die Positionsänderung auf dem Schirm mit der Messung verglichen wurde. Das detaillierte Vorgehen ist in den beiden folgenden Abschnitten beschrieben.

### 5.1 Kalibrierung der Messsysteme

#### 5.1.1 Optische Positionsmessung mit Hilfe des Leuchtschirms

Der in der Messung verwendete Leuchtschirm hat einen Durchmesser von 28 mm und besitzt ein Fadenkreuz, das Markierungen in einem 5 mm Abstand aufweist. Wie anhand Abb. 4.6 zu sehen ist, wird der Leuchtschirm unter einem Winkel von  $45^\circ$  in den Strahl gefahren, da das Vakuumkreuz für den Drahtscanner unter diesem Winkel montiert sein muss (siehe Abschn. 4.2). Der Schirm selbst ist zur Betrachtung um  $45^\circ$  in Richtung der Kamera gekippt. Da der Strahl nicht unter  $90^\circ$  auf den Schirm trifft, muss die Skalierung des Fadenkreuzes angepasst werden. Der kreisrunde Schirm wird im Kamerabild durch eine Ellipse beschrieben, deren Skala zusätzlich rotiert ist. Der Strahl trifft

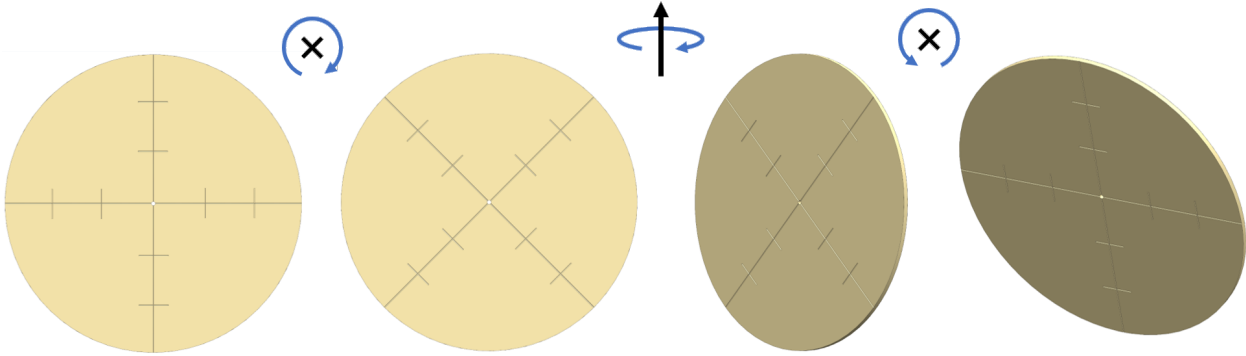


Abbildung 5.1: Schematisch sind die drei Rotationsschritte des Targetplättchens abgebildet, um die Verzerrung zwischen den Skalenteilen und der tatsächlichen Strahlposition zu berechnen. Zuerst geschieht eine  $45^\circ$  Drehung um die  $z$ -Achse, anschließend eine Drehung um  $45^\circ$  um die  $y$ -Achse und zuletzt eine Drehung um  $-45^\circ$  um die  $z$ -Achse.

demnach auf einen aus seiner Perspektive elliptischen Leuchtschirm, der um  $45^\circ$  rotiert ist, wobei die aufgedruckte Skala so rotiert wurde, dass sie jeweils parallel zur  $x$ - und  $y$ -Achse ist. Die Verzerrung kann durch die Multiplikation mehrerer Rotationsmatrizen berechnet werden. Um die tatsächliche Skalierung auszurechnen, müssen aus Sicht des Strahls drei Rotationen im dreidimensionalen Raum ausgeführt werden. Zuerst wird das Targetplättchen in seinem Rahmen um  $45^\circ$  um die  $z$ -Achse rotiert. Danach wird der Rahmen um  $-45^\circ$  um die  $y$ -Achse rotiert. Zuletzt wird das System aus Plättchen, und Rahmen wieder um  $-45^\circ$  um die  $z$ -Achse rotiert. Eine Zeichnung der drei Rotationsschritte ist in Abb. 5.1 gezeigt. Die Matrixmultiplikation der Drehmatrizen angewandt auf den Einheitsvektor lautet wie folgt:

$$\begin{aligned}
 & \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & 0 & \sin(\alpha) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\alpha) & 0 & \cos(\alpha) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) & 0 \\ \sin(\alpha) & \cos(\alpha) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \\
 & = \begin{pmatrix} 0,854x + 0,146y - 0,5z \\ 0,146x + 0,854y + 0,5z \\ 0,5x - 0,5y + 0,707z \end{pmatrix}.
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Mit dem Winkel  $\alpha = 45^\circ$  ergibt sich ein Skalierungsfaktor von 0,854 zwischen zwei Skalenteilen ( $\cong 1$  cm) des Fadenkreuzes und der tatsächlichen transversalen Strahlablage.

### 5.1.2 Kalibrierung des HF-Monitors

Um den HF-Monitor zu kalibrieren, wurde der einfach beschleunigte Elektronenstrahl unter verschiedenen transversalen Positionen und mit verschiedenen Strahlströmen durch den Resonator geschossen und die Signalpegel des Monitors gemessen. Somit konnte das System aus Resonator, Signalweg und Signalverarbeitung auf Strahlstrom und -position kalibriert werden, um im Anschluss bei gemessener Signalhöhe und gemessenem Strahlstrom die Position bestimmen zu können. In Abb.

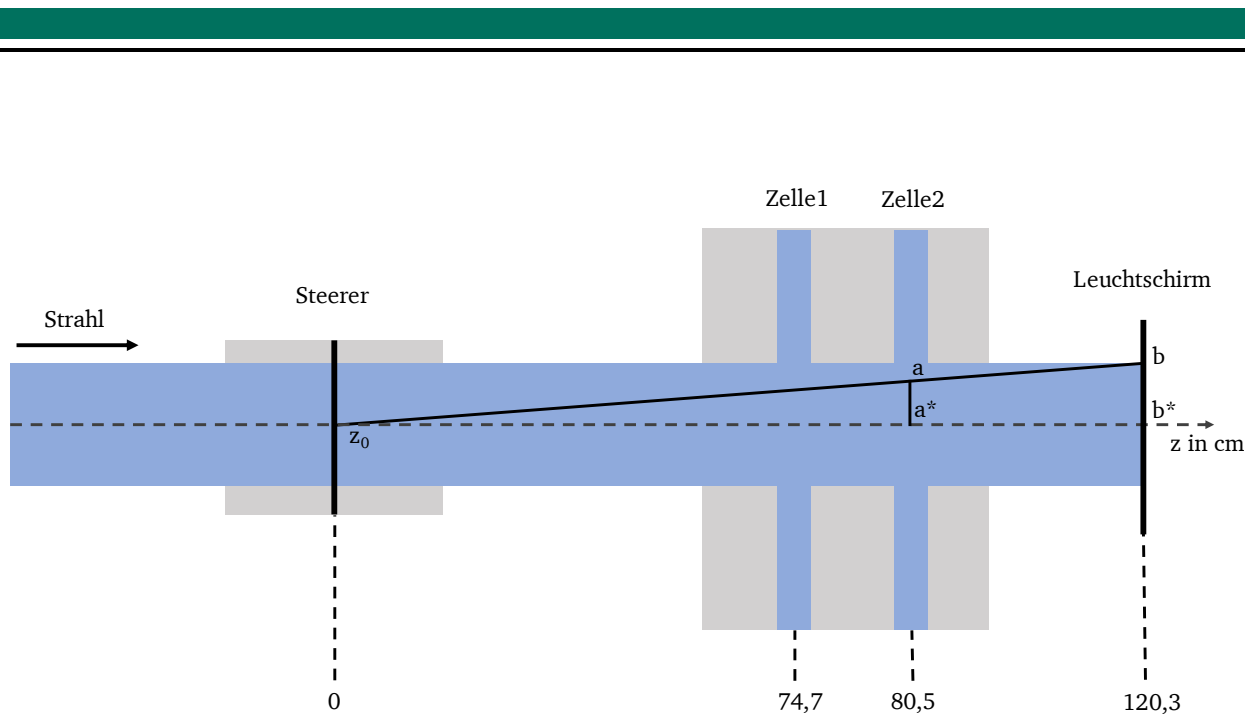


Abbildung 5.2: Eine Zeichnung der Strahlführung zeigt die Abstände der Zellen und des Leuchtschirms ausgehend von der Mitte des Steuerers. Dieser Punkt wird als Startpunkt für die Ablenkung des Strahls angesehen. Für die Kalibrierung des HF-Monitors kann mit Hilfe des Strahlensatzes von der Strahlposition auf dem Leuchtschirm auf die Position innerhalb der Zellen geschlossen werden.

5.2 ist eine Zeichnung der Strahlführung vom Steerer bis zum Leuchtschirm zu sehen. Zusätzlich sind die Abstände der einzelnen Elemente ausgehend von der Mitte des Steuerers angegeben. Bei der Bestimmung der Abstände wurde pauschal von einer Unsicherheit von 1 mm ausgegangen. Mit Hilfe dieses fixen Startpunktes für die transversale Ablenkung und der Vermessung der Strahlposition auf dem Leuchtschirm, kann unter Verwendung des Strahlensatzes die Position in den Zellen des HF-Monitors bestimmt werden. Für die Kalibrierungsmessung ist die Strahlposition  $z_0$  am Punkt der Ablenkung notwendig. Diese Stelle befindet sich in der Mitte des Steerermagneten, daher ist dort keine Positionsmessung möglich. Deshalb wurde der Strahl so positioniert, dass eine Ablenkung um die gleichen Amplitudenwerte des Steuerers auch sehr ähnliche Signalstärken des Monitors produzierten. Es konnte aber nicht festgestellt werden, unter welchem anfänglichen Winkel zur optimalen Strahlachse der Strahl durch den Monitor auf den Leuchtschirm trifft. Der Weglängenunterschied des Strahls im Vergleich zum Abstand von Steerermitte zu Leuchtschirm ist für eine transversale Ablenkung auf dem Schirm von 20 mm  $|z_0 b| - |z_0 b^*| = 0,17$  mm. Das ist vernachlässigbar im Vergleich zum Abstand von Steerer zu Leuchtschirm und wurde daher nicht berücksichtigt. Über die Messung auf dem Leuchtschirm ergibt sich eine vertikale Strahlablage von  $(2,22 \pm 0,03)$  mm/A und eine horizontale Strahlablage von  $(2,48 \pm 0,04)$  mm/A. Der Strahlensatz lautet dann

$$|aa^*| = \frac{|z_0 a^*|}{|z_0 b^*|} \cdot |bb^*| \quad (5.2)$$

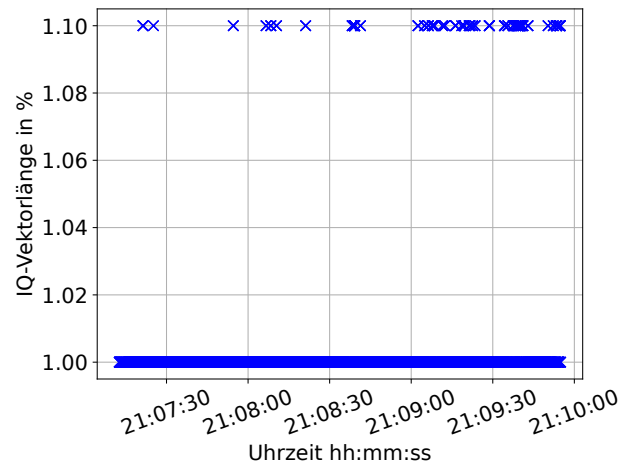


Abbildung 5.3: Die Länge des IQ-Vektors aufgenommen über einen Zeitraum von etwa 2,5 min, wobei der Strahl vor der ersten Beschleunigungskavität geblockt wurde, um das Signalrauschen zu messen. Das Rauschen beträgt 1,0 %.

und führt zu einer Ablage in der vertikalen Zelle von  $(1,49 \pm 0,02)$  mm/A und in der horizontalen Zelle von  $(1,54 \pm 0,03)$  mm/A.

Zum Zeitpunkt der Messung stand nur ein einsatzfähiges HF-Board zur Verfügung, sodass auch nur eine Zelle gleichzeitig ausgewertet werden konnte. Die Messung der zweiten Zelle folgte im Anschluss. Bei der ersten Messung wurde die Zelle für die vertikale Positionsmessung kalibriert. Zunächst wurde das Rauschen des Messsystems untersucht. Abbildung 5.3 zeigt eine Messung der Signalhöhe bei der der Strahl im Injektor geblockt wurde. Die Signalhöhe ist angegeben als IQ-Vektorlänge. Diese ist normiert auf die maximale Signalhöhe, die das HF-Board ausgeben kann. Es ist zu erkennen, dass fast alle Datenpunkte bei 1,0 % liegen mit einzelnen Ausreißern bei 1,1 %. Für die Daten der weiteren Messungen wurde deshalb der Wert von 1,0 % subtrahiert, um das Rauschen zu kompensieren.

Für alle Messungen mit einem Strahl im Resonator wurde der Steerer F1SV01 oder F1SH01 von  $-3$  A bis  $3$  A in 31 Schritten ( $0,2$  A pro Schritt) verfahren. Die Datenverarbeitungsrate des Kontrollsystems beträgt ungefähr  $10$  Hz und die Messdauer pro Schritt wurde auf  $10$  s gesetzt. Daraus ergeben sich etwa  $100$  Datenpunkte aus denen anschließend der Mittelwert gebildet wurde. Die Standardabweichung dient als Angabe für die statistische Unsicherheit. Die eingestellten Strahlströme wurden auf einem Faraday Cup in der warmen Injektorstrahlführung gemessen (IOF2). Die Schwankung des abgelesenen Stroms ist auf  $0,5$  % abgeschätzt.

In Abb. 5.4 ist beispielhaft die Messung der vertikalen Strahlablage für mehrere Strahlströme von  $20$  nA bis  $200$  nA gezeigt. Als erstes kann man erkennen, dass die Messung nur bis zu einem Strahlstrom von  $100$  nA dem erwarteten linearen Verhalten folgt. Bei höheren Strömen ist der Verlauf der Signalamplitude deutlich nicht-linear. In diesem Bereich kommt es bei der Signalverarbeitung zu einer Sättigung. Bis zu einer IQ-Vektorlänge von etwa  $8$  % beträgt die Abweichung des gemessenen Signals zu einer Betragsfunktion weniger als  $5$  % und wird als linear betrachtet. Darüber hinaus muss eine andere Funktion gefunden werden, die das Sättigungsverhalten abbilden kann. Eine logistische



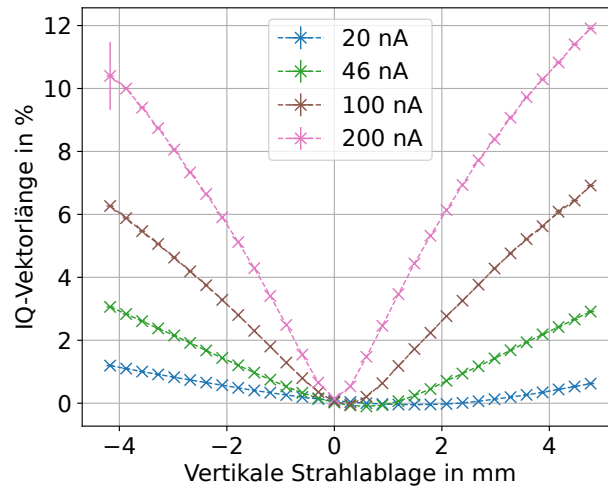


Abbildung 5.4: Die Länge des IQ-Vektors in Abhängigkeit der vertikalen Strahlablage für vier verschiedene Strahlströme. Der erwartete lineare Verlauf ist für 200 nA nicht mehr gegeben. Die Lage des Signalminimums zeigt eine Abhängigkeit vom Strahlstrom.

Funktion der Form

$$S(|U|) = \frac{A}{1 + e^{-B \cdot |U|}} \quad (5.3)$$

kann den Verlauf der gemessenen Signalkurven beschreiben, wobei die Parameter A und B einen Grenzwert und eine Stauchung darstellen.  $|U|$  ist der Betrag der Gesamtspannung der Kavität (vgl. Gl. (2.36)), die von Strahlstrom und -position von einem oder zwei Strahlen abhängt.

Weiterhin ist deutlich erkennbar, dass die Position des Signalminimums eine Abhängigkeit des Strahlstroms aufweist. Bei 20 nA liegt das Signalminimum bei einer Ablage von etwa 0,8 mm, während bei einem Strom von 200 nA das Minimum bei etwa  $-0,2$  mm liegt. Da es nicht möglich ist, dass sich der Resonator in Abhängigkeit des Strahlstroms bewegt, ist davon auszugehen, dass das Minimum der Signale in der Resonatormitte liegt und damit die Nullposition des Strahls verkörpert. Es muss sich also die Strahlposition in Abhängigkeit des Strahlstroms verändert haben. Deshalb wurden die Positionswerte der Daten um diese Abweichungen korrigiert und somit alle Signalminima auf die Nullposition gesetzt. Erst dadurch ist die Ablage des Strahls gleichbedeutend mit der tatsächlichen transversalen Position innerhalb des Resonators.

In Abbildung 5.5 sind nun die Signalamplituden für die vertikale Zelle (a) und die horizontale Zelle (b) für alle gemessenen Strahlströme gezeigt. Bei der hier gezeigten sowie für alle weiteren Messungen für die horizontale Strahlposition ist die  $x$ -Achse invertiert. Das hat den Grund, dass ein rechtshändiges Koordinatensystem in Strahlrichtung betrachtet wird. Die gleiche Perspektive wird bei der Betrachtung der Leuchtschirme mit CCD-Kameras genutzt. Damit können die Messungen mit Drahtscanner und HF-Monitor auch direkt mit denen der Leuchtschirme verglichen werden.

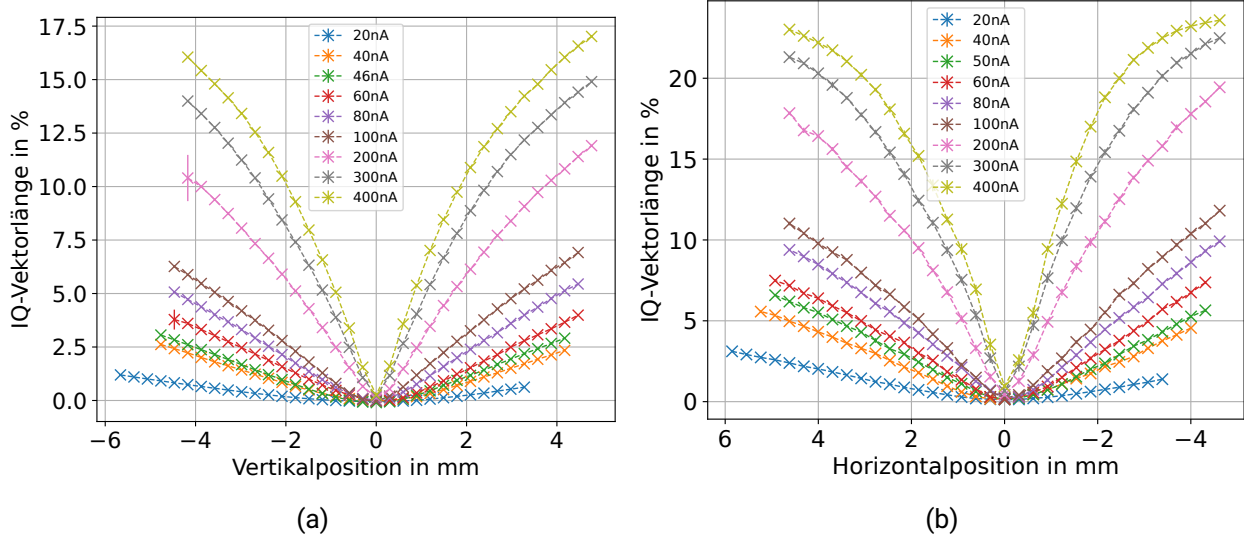


Abbildung 5.5: Die IQ-Vektorlänge ist in Abhängigkeit der vertikalen (a) und horizontalen (b) Strahlposition für alle gemessenen Strahlströme aufgetragen. Die Nullpositionen wurden korrigiert.

## Auflösungsvermögen des HF-Monitors

Zur genaueren Charakterisierung einzelner Aspekte des Monitors, wurden weitere Einzelmessungen aufgenommen. Um eine genauere Aussage über das Auflösungsvermögen des Monitors zu erhalten, wurden kleinschrittigere Messungen um die jeweiligen Signalminima bei einem Strahlstrom von 100 nA durchgeführt. Die Messungen sind in Abb 5.6 gezeigt. Das Auflösungsvermögen des Monitors hängt von der Signalstärke und damit von Strahlstrom und Strahlposition ab. In den gezeigten Messungen wurden jeweils zwei Abschnitte hervorgehoben. Der jeweils größere Abschnitt gibt den Wert der schlechtesten Auflösung an. Bei Messungen um das jeweilige Minimum beträgt die Auflösung für die Vertikalposition 0,38 mm und für die Horizontalposition 0,32 mm. Falls präzisere Messungen durchgeführt werden sollen, ist es ratsam den Strahl mit einem transversalen Offset durch den Monitor zu schießen. Auf den Flanken der Verteilung wurde beispielhaft jeweils ein weiterer Abschnitt hervorgehoben. Dort beträgt die Positionsauflösung für die Vertikalposition 0,03 mm und für die Horizontalposition 0,05 mm.

## Übersprechen

In einer weiteren Messung wurde aufgenommen, inwieweit die jeweils nicht angeschlossene Zelle ein Übersprechen verursacht. Dabei wurde in der zu messenden Zelle, z.B. in der vertikalen, der Strahl nur horizontal bewegt. Entsprechend umgekehrt wurde die Messung für die horizontale Zelle durchgeführt. Für eine perfekte Kavität ohne Übersprechverhalten sollte das Messsignal konstant sein, also kein Anteil der nicht angeschlossenen Zelle in der angeschlossenen Zelle gemessen werden. Bei einem Übersprechen kann ein V-förmiger Verlauf erwartet werden, da der Anteil der nicht angeschlossenen Zelle auf das konstante Signal aus der angeschlossenen Zelle aufaddiert wird. Ein

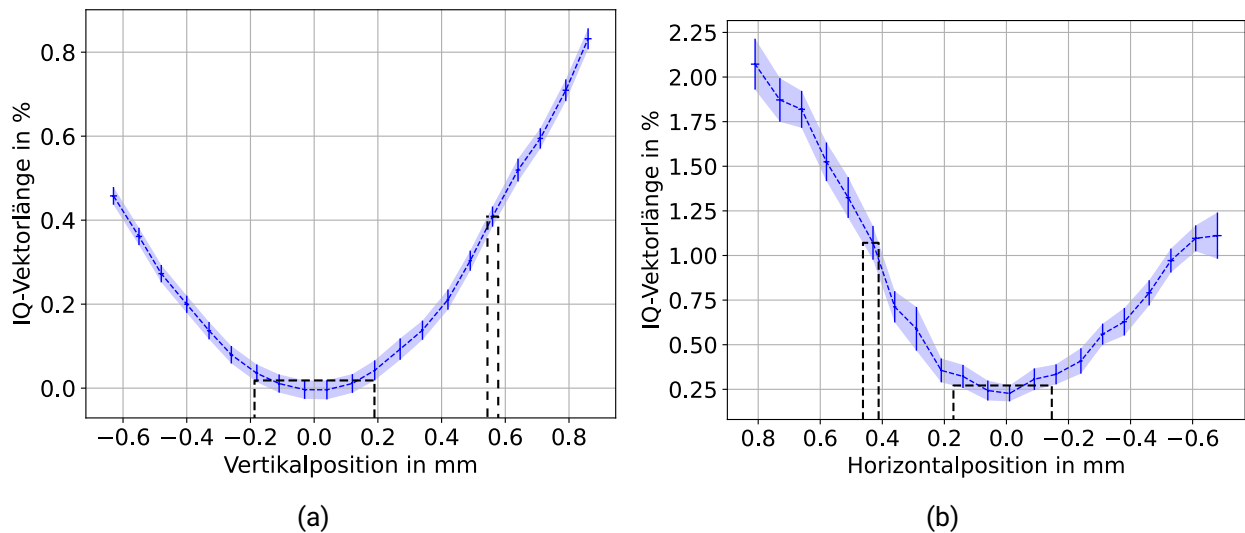


Abbildung 5.6: Genauere Messung des Signalminimums beider Zellen für einen Strahlstrom von 100 nA. Zur besseren Anschauung wurden die vertikalen Fehlerbalken blau umrahmt. Die Positionsauflösung lässt sich anhand der markierten Abschnitte abschätzen. (a) Die vertikale Positionsauflösung um das Signalminimum beträgt 0,38 mm, auf den Flanken beträgt die Auflösung 0,03 mm. (b) Die horizontale Positionsauflösung um das Signalminimum beträgt 0,32 mm, auf den Flanken beträgt die Auflösung 0,05 mm.

solcher Verlauf wurde während eines Monitortests Anfang 2023 gemessen. Dabei wurde der Monitor im normalleitenden Injektorbereich des S-DALINAC aufgebaut. Das Ergebnis einer Messung der horizontalen Zelle bei vertikaler Ablenkung ist in Abb. 5.7 gezeigt. Das Signal zeigt einen deutlich V-förmigen Verlauf. Das kann zunächst auch darauf zurückzuführen sein, dass der in dieser Messung verwendete Steerer nicht perfekt ausgerichtet war und der Strahl über die Nullposition der Zelle geführt wurde. Allerdings entspricht das Signalminimum der Messung nicht dem in dieser Messkampagne gemessenen minimal möglichen Signal der Zelle. Somit muss der Anteil des gemessenen Signals vom Übersprechen aus der nicht angeschlossenen Zelle stammen. In der Messung betrug das maximale Übersprechen etwa 2,5 Prozentpunkte des Messsignals. Während der Kommissionierung wurde diese Messung für beide Zellen wiederholt. Die Ergebnisse der Messung sind in Abb. 5.8 gezeigt. Hierbei ist deutlich zu sehen, dass die Messsignale einem linearen Verlauf folgen. Das kann dadurch erklärt werden, dass die Steermagnete den Strahl nicht perfekt in den jeweiligen Ebenen ablenken. Ein Übersprechverhalten kann in dieser Messung nicht beobachtet werden, da der Anteil des Signals der angeschlossenen Zelle zu stark dominiert. Der Anteil des Signals aus der jeweils anderen Zelle kann erst ermittelt werden, wenn der Strahl durch das eigentliche Signalminimum geführt wird.

### 5.1.3 Kalibrierung des Drahtscanners

Wie schon erwähnt, kann die Absolutposition des Elektronenstrahls ermittelt werden, wenn die Positionen der Drähte im System des Drahtscanners bekannt sind. Die Daten aus den Drahtscanner-

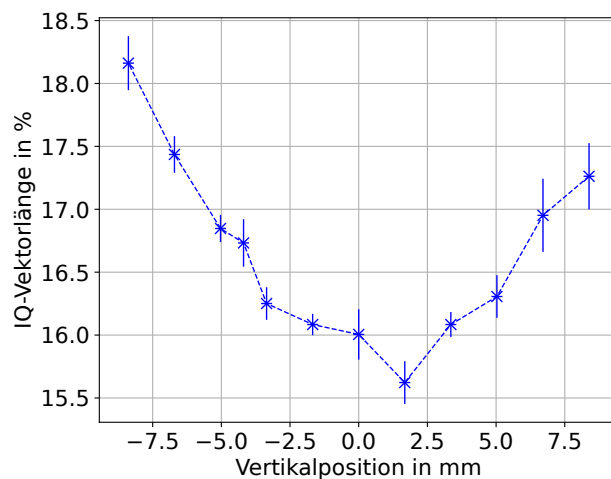


Abbildung 5.7: Messung des Übersprechens während einer separaten Testmessung. In der horizontal sensitiven Zelle wird das Messsignal bei Variation der Vertikalposition aufgenommen. Es folgt einem V-förmigen Verlauf, der einem Übersprechen von maximal 3 % entspricht.

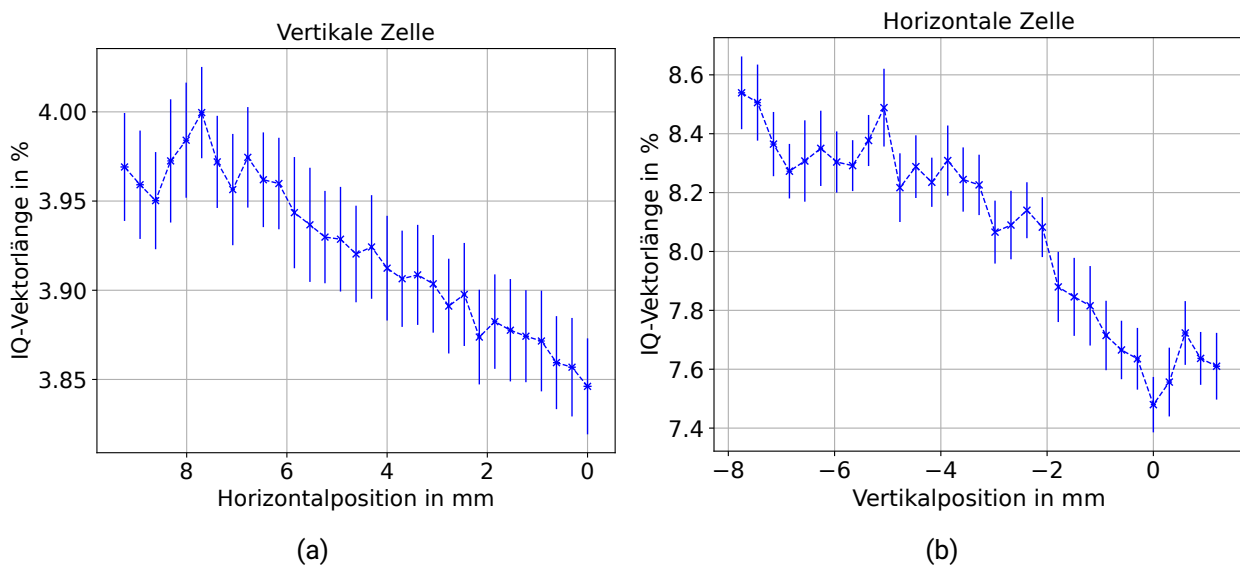


Abbildung 5.8: Messung der Signalstärke bei einer Modenanregung in der jeweils anderen Zelle. (a) Bei einer konstanten Vertikalposition wurde die Horizontalposition variiert und die Signalstärke in der vertikal sensitiven Zelle gemessen. (b) Bei einer konstanten Horizontalposition wurde die Vertikalposition variiert und die Signalstärke in der horizontal sensitiven Zelle gemessen. Beide Messungen folgen einem linearer Verlauf.

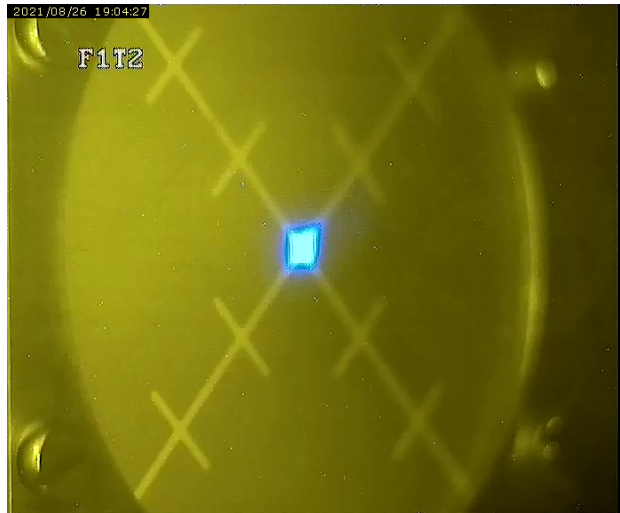


Abbildung 5.9: Ein Kamerabild zeigt den Strahl mittig auf dem Leuchtschirm. Diese Strahleinstellung wurde für die Kalibrierung des Drahtscanners genutzt.

messungen enthalten neben den Zählraten der beiden Detektoren pro Fahrtschritt auch die Auslese des im Motor enthaltenen Potentiometers. Dieses gibt die Länge des Verfahrwegs des Motorkolbens an, an dem der Vakuumbalg des Drahtscanners montiert ist. Für die Kalibrierung wird der Strahl mittig auf dem Leuchtschirm platziert und eine Drahtscannermessung durchgeführt. Durch einen Gaußfit an die Drahtscannerdaten kann die Strahlmitte der entsprechenden Motorposition zugeordnet werden. Da die Drähte in einem  $45^\circ$ -Winkel durch den Strahl gefahren werden, muss bei der Zuordnung von Motorposition zu XY-Position auf den Faktor  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  geachtet werden. Das tatsächlich gemessene Signal ist außerdem eine Faltung der transversalen Intensitätsverteilung des Elektronenstrahls, die als gaußförmig angenommen wird, und des kreisförmigen Drahtes. Wenn die Drahtdicke klein ist im Vergleich zur Strahlbreite, kann hierbei vereinfacht angenommen werden, dass sich die Strahlbreite  $\sigma_{\text{Strahl}}$  berechnet aus [50]

$$\sigma_{\text{Strahl}} = \sqrt{\sigma_{\text{Mess}}^2 - 4 \cdot r_{\text{Draht}}^2} \quad (5.4)$$

mit der gemessenen Strahlbreite  $\sigma_{\text{Mess}}$  und dem Drahtdurchmesser  $r_{\text{Draht}}$ .

In Abb. 5.9 ist ein Bild des Leuchtschirms gezeigt, bei dem der Elektronenstrahl in der Mitte platziert wurde. In Abb. 5.10 ist die Zählrate des Cherenkovdetektors gegenüber der Motorposition für die vertikale (a) und die horizontale (b) Messung gezeigt. Diese Messung wurde mehrfach wiederholt, um die Reproduzierbarkeit des Messsystems zu überprüfen. Aus den Fitparametern ergeben sich die Zuordnungen für das Strahlzentrum und die finalen Werte wurden aus dem Mittelwert und der Standardabweichung der Messungen bestimmt. Der vertikale Mittelpunkt befindet sich bei einer Motorposition von  $(61,01 \pm 0,12)$  mm und der horizontale Mittelpunkt bei  $(85,08 \pm 0,08)$  mm. Somit liegt auch die Genauigkeit der Strahlpositionsmessung des Drahtscanners für die Vertikalmessung bei  $120 \mu\text{m}$  und die Horizontalmessung bei  $80 \mu\text{m}$ .

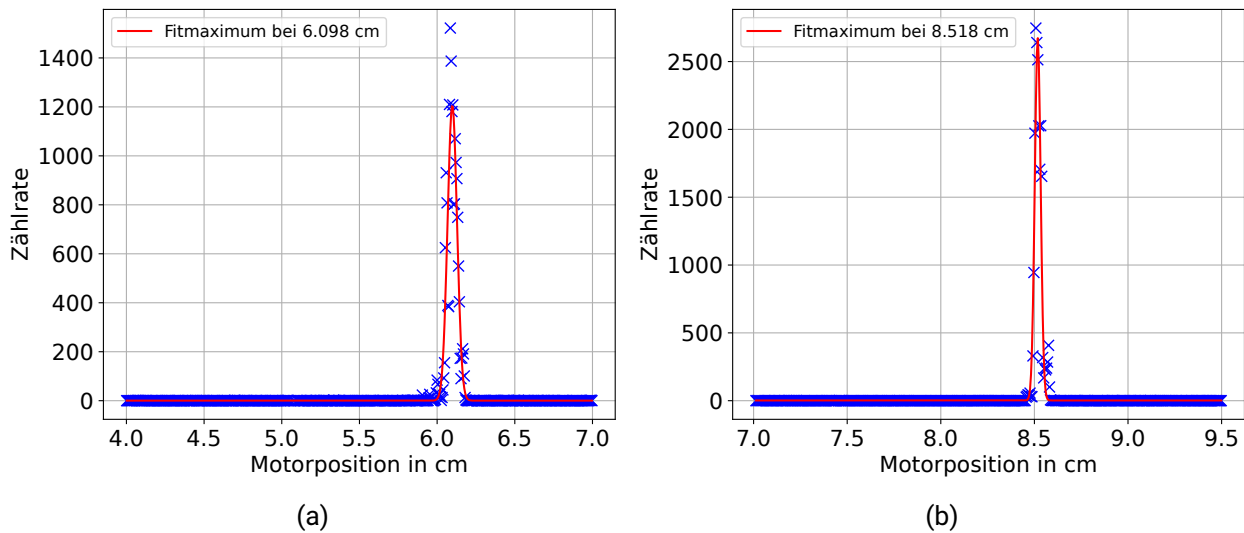


Abbildung 5.10: Die Zählrate des Cherenkovdetektors ist über der Motorposition des Drahtscanners bei einem auf dem Leuchtschirm mittig platzierten Strahl aufgetragen. Diese Messung wurde mehrfach wiederholt, um die jeweilige Mittelposition der Drähte zu erhalten. (a) Der vertikale Mittelpunkt befindet sich bei einer Motorposition von  $(61,01 \pm 0,12)$  mm. (b) Der horizontale Mittelpunkt befindet sich bei einer Motorposition von  $(85,08 \pm 0,08)$  mm.

## 5.2 Ergebnisse HF-Monitor

Während der Kommissionierung 2023 konnte eine Messung aufgenommen werden, bei der der einfach abgebremste Strahl zeitgleich zum einfach beschleunigten Strahl durch den HF-Monitor geleitet wurde. Die Strahlqualität war während dieser Strahlzeit nicht hoch genug, um den Strahl auch ein zweites Mal abzubremsen und somit den Betriebsmodus als mehrfach rezirkulierenden ERL zu erhalten. Dies war für die Positionsmessung in der ersten Rezirkulationsstrahlführung nicht notwendig. Dennoch reichte die Strahlqualität in dieser Phase ebenfalls nicht aus, um eine reproduzierbare Messung des einfach abgebremsten Strahls durchzuführen. Bei der einzigen verwertbaren Messung wurde die Strahlposition mit Hilfe eines vertikalen Steerers im zweiten Bogen der zweiten Rezirkulationsstrahlführung verändert. Diese Änderung hatte nur Einfluss auf den einfach abgebremsten Strahl. Im Gegensatz zu den Kalibrationsmessungen wurde der Steerer in einem sehr kurzen Zeitintervall von nur etwa 15 Sekunden verändert und der Strahl in dieser Zeit zwischen den Akzeptanzgrenzen bewegt. In Abb. 5.11 ist der Plan des S-DALINAC schematisch dargestellt. Der Ort des verwendeten Vertikalsteerers ist markiert. In Abb. 5.12 ist der zeitliche Ablauf von Signalamplitude in blau und Steererstrom in rot gezeigt. Außerdem sind zwei Zeitintervalle hervorgehoben. Vor und nach dem ersten Zeitintervall befand sich der einfach abgebremste Strahl am Rand der vertikalen Akzeptanz des Monitors. Deshalb schwankt die Signalamplitude in diesen Bereichen besonders stark. Es ist zu vermuten, dass hohe Strahlverluste zum starken Schwanken geführt haben. Im ersten Zeitintervall (blauer Hintergrund) wurde der Steerer benutzt, um die vertikale Strahlposition zu verändern. Diese Änderung kann sehr deutlich auch im Signalverlauf beobachtet werden. Das Signal zeigt den typi-

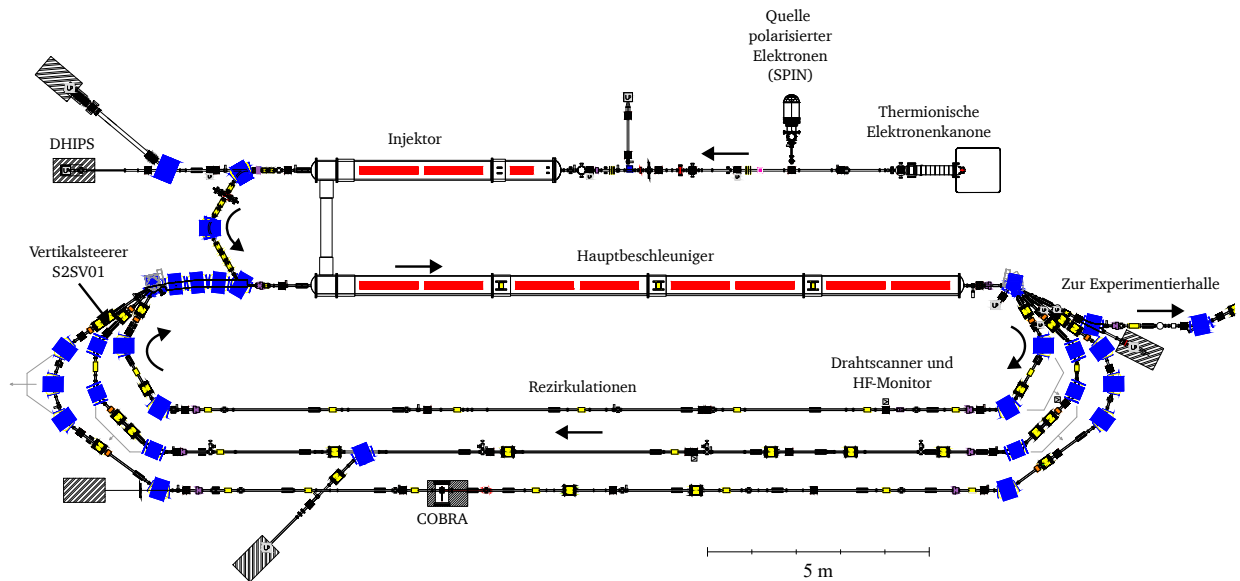


Abbildung 5.11: In dieser Abbildung ist der Plan des S-DALINAC mit markiertem Vertikalsteerer S2SV01 gezeigt. Dieser wurde verwendet, um die Strahlposition des einfach abgebremsten Strahls am Ort des HF-Monitors zu verändern.

sehen V-förmigen Verlauf, der jedoch nicht symmetrisch ist. Die Asymmetrie kann dadurch erklärt werden, dass die Position des Strahlverlusts auch vor der Position des Monitors liegen kann und der Strahl somit im Monitor nicht die gleiche transversale Auslenkung erreicht hat. Zu Beginn des zweiten Zeitintervalls (roter Hintergrund) wurde der Strahl in der zweiten Rezirkulation abgeblockt, sodass nur noch der einfach beschleunigte Strahl den Monitor passierte. Es ist deutlich sichtbar, dass dadurch die Signalamplitude von etwa 7 % auf ungefähr 0,7 % gesunken ist. Das bedeutet, dass in diesem Bereich nur noch der einfach beschleunigte Strahl den Monitor anregte und die Anregung davor durch beide Strahlen gleichzeitig geschehen sein muss.

Um eine Vergleichbarkeit mit den Ergebnissen der Messungen des einfach beschleunigten Strahls erreichen zu können, wurden die Signale des ersten Zeitintervalls abhängig vom Steererstrom aufgetragen. Das Ergebnis ist in Abb. 5.13 gezeigt. Der Strahlstrom, der bei dieser Messung eingestellt war, betrug 110 nA und die Signalamplitude im zweiten Zeitintervall betrug  $(0,50 \pm 0,05) \%$ . Mit Hilfe der Kalibrationssmessungen kann so die Strahlposition des einfach beschleunigten Strahls bestimmt werden. Die Signalamplitude als alleinige Information ist dabei nicht ausreichend, da sie zwei Positionswerten zugeordnet werden kann. Wird zusätzlich auch die Phase des Signals betrachtet, so kann man erkennen, dass negative Phasen auch mit negativen Positionen verknüpft sind. Dadurch kann die Strahlposition zu  $(-0,70 \pm 0,04) \text{ mm}$  bestimmt werden. Die Menge an Strahlverlust und somit der Strahlstrom des einfach abgebremsten Strahls ist allerdings nicht bekannt. Somit kann keine Aussage über die Zuordnung der gemessenen Signalamplitude und der Transversalposition des einfach abgebremsten Strahls getroffen werden. Wäre der Strahlstrom bekannt, kann über

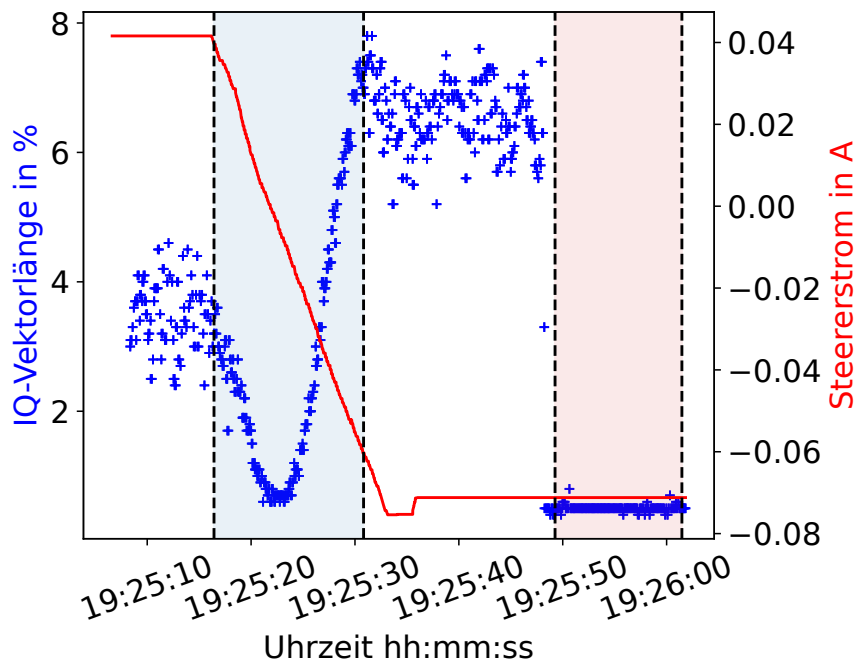


Abbildung 5.12: Gezeigt ist der Verlauf der Signalstärke (blaue Marker) sowie des Stroms des Steermagneten S2SV01 in der zweiten Rezirkulation (rot) bei einem Strahlstrom von 110 nA. Im ersten Zeitintervall (blauer Hintergrund) wurde der Steererstrom variiert, was zu einem sichtbar V-förmigen Verlauf der Signalstärke geführt hat. Im zweiten Zeitintervall (roter Hintergrund) wurde der zweifach beschleunigte Strahl in der zweiten Rezirkulation blockiert, was zu einem abrupten Abfall der Signalstärke geführt hat, da nur noch der einfach beschleunigte Strahl den HF-Monitor durchquerte.

Anpassungen von logistischen Funktionen (Gl. (5.3)) oder im linearen Bereich der Elektronik über lineare Funktionen die Strahlposition des zweiten Strahls berechnet werden.



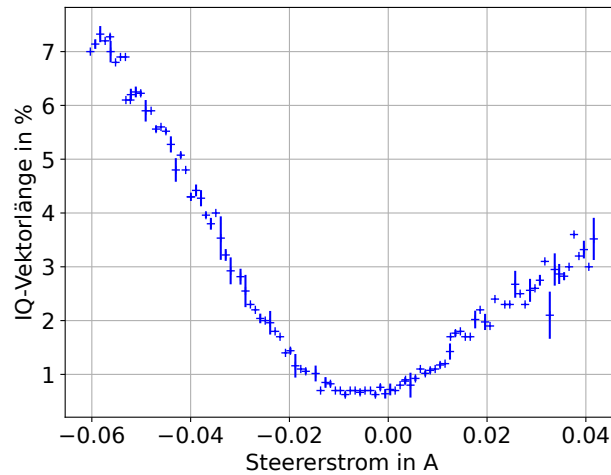


Abbildung 5.13: Die Signale aus dem ersten Abschnitt von Abb. 5.12 in Abhängigkeit des Steererstroms. Analog zu den Messungen mit dem einfach beschleunigten Strahl kann auch für den einfach abgebremsten Strahl der erwartete V-förmige Verlauf gesehen werden.

### 5.3 Ergebnisse Drahtscanner

Schon bei der ERL Strahlzeit in 2021 kam der Drahtscanner zum Einsatz. Da der Drahtscanner auf der Hin- und auch auf der Rückfahrt mit den Drähten durch den Strahl fährt, wird der Elektronenstrahl bei jeder Fahrt zweimal vermessen. In der Abfrage des Potentiometers entsteht herstellerbedingt ein Versatz zwischen den beiden Fahrten. Da die Kalibration nur für die Hinfahrt durchgeführt wurde, werden bei den Messungen immer nur diese berücksichtigt und die Daten der Rückfahrt verworfen.

Die Messungen wurden für die beiden Strahlströme von 10 nA und 100 nA durchgeführt. Es hat sich während der Messungen jedoch gezeigt, dass bei 10 nA der Cherenkovdetektor zu unsensitiv war und dessen Zählraten zu gering für eine ausreichende Statistik waren. Bei 100 nA kam der Szintillationsdetektor in die Sättigung und wurde übersteuert. Daher wurde für die weitere Analyse nur die Messungen des Szintillationsdetektors bei 10 nA betrachtet. Für diese Messung wurde die Versorgungsspannung des Motors von 24 V auf 8 V herabgesetzt. Dadurch fuhr der Motor langsamer und die Auflösung des Drahtscanners konnte verbessert werden.

Die Messung wurde nach dem oben genannten Verfahren durchgeführt. Zuerst wurde nur der einfach beschleunigte Strahl vermessen. In Abb. 5.14 ist die Zählrate in Abhängigkeit der horizontalen (a) und der vertikalen (b) Position gezeigt. An den deutlich sichtbaren Peak wurde jeweils eine Gaußfunktion gefittet. Die Strahlmittelpunkte liegen bei  $x = (-0,92 \pm 0,08)$  mm und  $y = (-2,30 \pm 0,12)$  mm und der Strahlradius beträgt  $\sigma_x = (0,46 \pm 0,03)$  mm und  $\sigma_y = (0,22 \pm 0,01)$  mm. Für die Unsicherheiten der Mittelpunkte wurde die Positionsgenauigkeit des Drahtscanners mit der jeweiligen Fitunsicherheit quadratisch addiert und für die der Strahlradien wurde die Fitunsicherheit verwendet.

Im Anschluss an diese Messung wurde zusätzlich auch der einfach abgebremste Strahl vermessen. Die Messergebnisse sind in Abb. 5.15 gezeigt. An die Daten wurde eine Addition zweier Gaußfunktionen

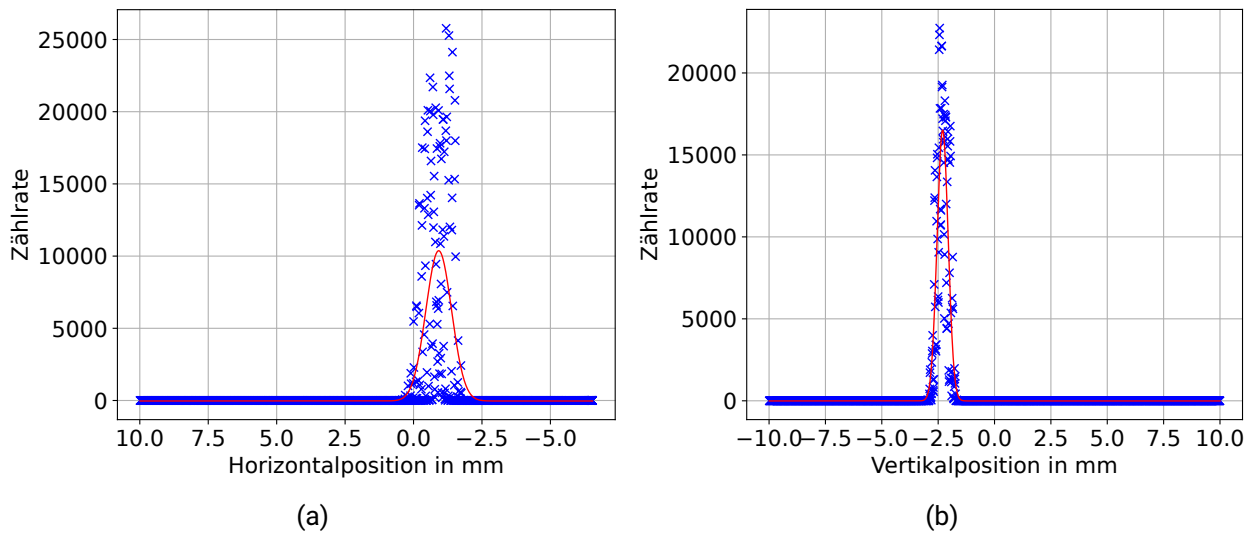


Abbildung 5.14: Drahtscannermessung des einfach beschleunigten Strahls. Eine Gaußkurve wurde an die jeweiligen Messungen angepasst. (a) Für die horizontale Messung ist die Strahlposition  $x = (-0,92 \pm 0,08)$  mm und der Strahlradius  $\sigma_x = (0,46 \pm 0,03)$  mm. (b) Für die vertikale Messung ist die Strahlposition  $y = (-2,30 \pm 0,12)$  mm und der Strahlradius  $\sigma_y = (0,22 \pm 0,01)$  mm.

gefittet (rot) und daraus die Gaußfunktionen der Einzelstrahlen bestimmt (einfach beschleunigt in orange und einfach abgebremst in gelb). Wieder sind die beiden scharfen Peaks gut zu erkennen, zusätzlich aber auch zwei weitere, weniger scharfe Peaks. Diese können dem einfach abgebremsten Strahl zugeordnet werden. Die Strahlmittelpunkte der einfach abgebremsten Strahlen liegen bei  $x = (-4,26 \pm 0,26)$  mm und  $y = (-5,35 \pm 0,16)$  mm und der Strahlradius beträgt  $\sigma_x = (2,25 \pm 0,38)$  mm und  $\sigma_y = (1,31 \pm 0,11)$  mm. Es ist auch deutlich erkennbar, dass die Untergrundrate im ERL-Modus erheblich angestiegen ist. Eine mögliche Erklärung dafür ist Strahlverlust im ERL-Modus, der schon in [29] für einen Rückgang der Energierückgewinnungseffizienz gesorgt hat. Der Strahlverlust trat aber primär beim zweiten Abbremsvorgang auf. Der Strahlverlust kann allerdings auch mithilfe der Drahtscannermessung abgeschätzt werden, indem die Integrale der Peaks verglichen werden. Als Fläche unter den Peaks wurde jeweils der Gaußfit von  $-\infty$  bis  $\infty$  integriert, wobei der Untergrund abgezogen wurde. Dabei zeigt sich, dass die Fläche des vertikalen ERL-Strahls  $(69,4 \pm 10,9)$  % der Fläche des einfach beschleunigten Strahls beträgt. Die Fläche des horizontalen ERL-Strahls beträgt allerdings  $(132,3 \pm 33,3)$  % der Fläche des horizontal einfach beschleunigten Strahls. Die Unsicherheiten der Integrale wurden bestimmt, indem die Integrale jeweils mit den maximalen und minimalen Fitparametern (z.B.  $\sigma_x + \Delta\sigma_x$  und  $\sigma_x - \Delta\sigma_x$ ) berechnet und die Differenz zum ursprünglichen Integral gebildet wurde.

Es wäre zu erwarten, dass es keinen Unterschied gibt zwischen dem vertikalen und dem horizontalen Flächenverhältnis. Das vertikale Flächenverhältnis stimmt etwa mit dem in [29] zu erwartenden Wert für die Menge an Strahlverlust überein, wobei beide Messungen zwar in der gleichen Messkampagne aufgenommen wurden, die Strahlen jedoch unterschiedlich optimiert gewesen sein können. Das Flächenverhältnis der horizontalen Strahlen ist allerdings un-intuitiv, denn zu erwarten wäre

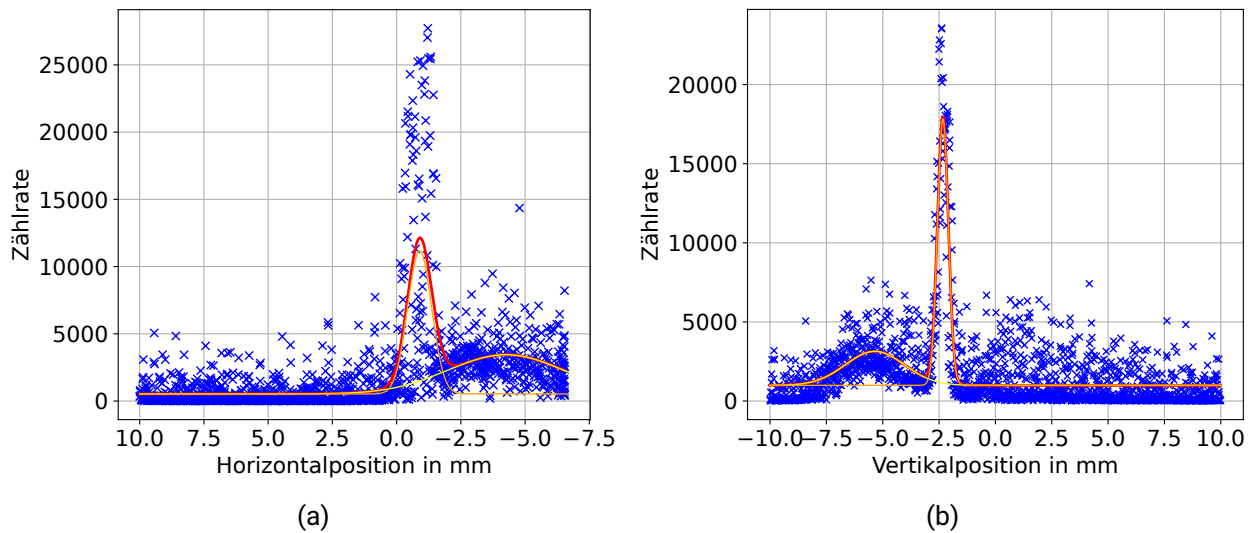


Abbildung 5.15: Die Drahtscannermessung des einfach beschleunigten und ERL-Strahls. Eine Addition zweier Gaußkurven wurde an die jeweiligen Messungen angepasst (rot). Außerdem sind die daraus resultierenden Gaußkurven für den einfach beschleunigten Strahl (orange) und den einfach abgebremsten Strahl (gelb) gezeigt. (a) Für die horizontale Messung ist die Strahlposition des ERL-Strahls  $x = (-4,26 \pm 0,26)$  mm und der Strahlradius  $\sigma_x = (2,25 \pm 0,38)$  mm. (b) Für die vertikale Messung ist die Strahlposition des ERL-Strahls  $y = (-5,35 \pm 0,16)$  mm und der Strahlradius  $\sigma_y = (1,31 \pm 0,11)$  mm.

ein Verhältnis kleiner als 1, da der einfach abgebremste Strahl an Strahlstrom verliert. Ein Grund dafür kann in der schlechten Fitgenauigkeit der Gaußkurve für den einfach beschleunigten Strahl gefunden werden. Eine genauere Betrachtung der Peaks und der gefitteten Gaußkurven kann Aufschluss über die Ursache der geringen Fitgenauigkeit geben. In Abb. 5.16 sind die Peaks für den einfach beschleunigten Strahl in horizontaler (a) und vertikaler (b) Richtung vergrößert dargestellt. Außerdem wurden zur besseren Anschauung die Marker verbunden. Nun ist deutlich sichtbar, dass innerhalb des Strahls eine Mikrostruktur auftritt. Diese Mikrostruktur konnte bei allen Drahtscannermessungen gemessen werden. Sie hat die Form einer Sinusschwingung, deren Amplitude sich mit der Gaußfunktion des Strahls verändert. Die Schwingungsperiode kann abgeschätzt werden, indem die Geschwindigkeit des Drahtscanners bestimmt wird. Durch ein aufgenommenes Video der Drahtscannerrfahrt und den bekannten Maßen der Drahtscannergabel kann über die Fahrtzeit und die zurückgelegte Strecke die Fahrtgeschwindigkeit zu  $v = (4,82 \pm 0,26)$  mm/s bestimmt werden. Zählt man die Anzahl der Einzelpeaks, so ergibt sich für die Horizontalmessung 10,77 Peaks/mm und für die Vertikalmessung 10,93 Peaks/mm. Daraus lässt sich eine Schwingungsperiode von  $(51,9 \pm 2,8)$  Hz für die Horizontalmessung und  $(52,7 \pm 2,8)$  Hz für die Vertikalmessung ableiten. Auf den Strahl war also eine 50 Hz Struktur aufgeprägt, die der Drahtscanner auflösen konnte. Diese Mikrostruktur führte zu einer deutlichen Verschlechterung der Strahlqualität. Insbesondere in horizontaler Richtung bilden sich zwei Strahlschwerpunkte aus, die mit der Störfrequenz schwingen. Abbildung 5.17 zeigt noch einmal die Rohdaten der Horizontalmessung mit einem Strahl (blaue Linie). Zusätzlich wurde ein gleitender Mittelwert angewandt (rote Marker), bei dem für jeden Punkt die vorherigen 10 und

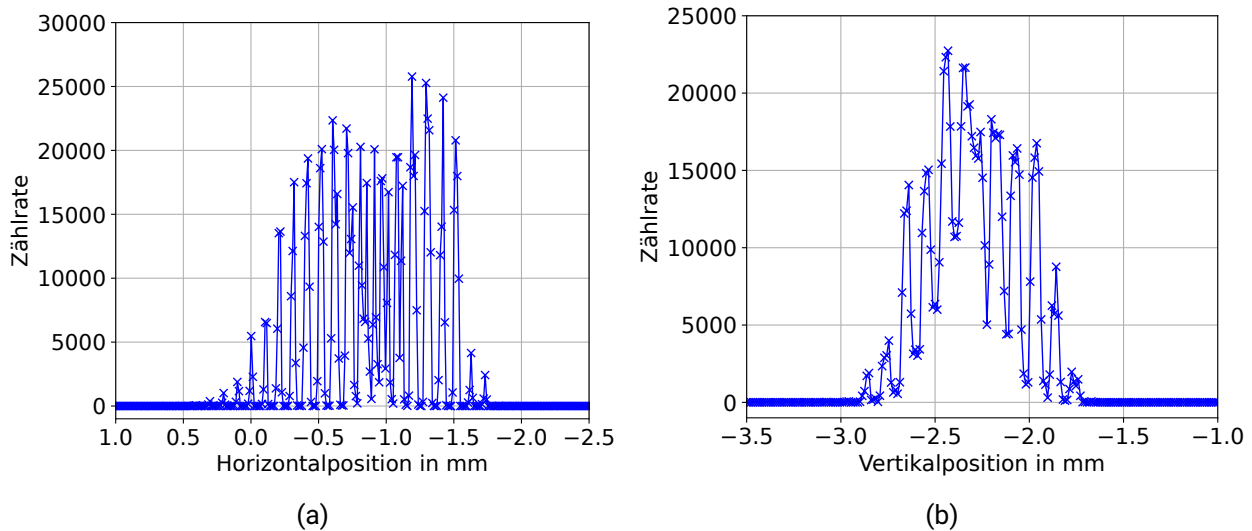


Abbildung 5.16: Für die Drahtscannermessungen des einfach beschleunigten Strahls sind die Peaks der horizontalen (a) und der vertikalen (b) Messung vergrößert dargestellt. Außerdem wurden die Marker mit Linien verbunden. Dadurch wird eine mit etwa 50 Hz schwingende periodische Mikrostruktur innerhalb des Strahls erkennbar.

die nachfolgenden 10 Werte gemittelt wurden. Die rote Fläche gibt die Standardabweichung der jeweiligen 20 Werte an. An die Punkte wurde eine Addition zweier Gaußkurven gefittet (rote Linie). Diese zeigt die beiden Strahlschwerpunkte bei  $x_1 = (-1,30 \pm 0,08)$  mm und  $x_2 = (-0,69 \pm 0,08)$  mm deutlich. Das bedeutet, dass auch der Strahlradius mit  $\sigma_x = (0,26 \pm 0,01)$  mm geringer ist, als es aus dem Fit aus Abb. 5.14 (a) hervorgeht, wobei hier die Radien der beiden Strahlschwerpunkte gemittelt wurden.

Mit Hilfe des gleichen vertikalen Steuerers im zweiten Bogen der zweiten Rezirkulation S2SV01, der auch bei der Monitormessung eingesetzt wurde (vgl. Abb. 5.11), konnte die vertikale Position des einfach abgebremsten Strahls verändert werden, ohne den einfach beschleunigten Strahl zu beeinflussen. Der Steerer wurde in fünf Schritten um 30 mA stärker eingestellt. Die jeweilige Drahtscannermessung ist in Abb. 5.18 gezeigt. Dort ist gut zu erkennen, dass sich nur die vertikale Position des einfach abgebremsten Strahls um 9,08 mm zu höheren y-Werten verschiebt. Außerdem ist erkennbar, dass bei höheren y-Werten die Untergrundzählrate deutlich verringert ist. Bei dieser Position war der zweite Abbremsvorgang des ERL-Modus nicht mehr gewährleistet. Im Umkehrschluss kann man also davon ausgehen, dass die Erhöhung des Untergrunds während des vollständigen ERL-Modus von Strahlverlusten herrührt, die mit dem zweiten Abbremsvorgang zusammenhängen. Das kann auch als Erklärung angesehen werden, dass die ERL-Effizienz in [29] nach dem ersten Abbremsvorgang 100 % beträgt und erst im zweiten Abbremsvorgang sinkt.

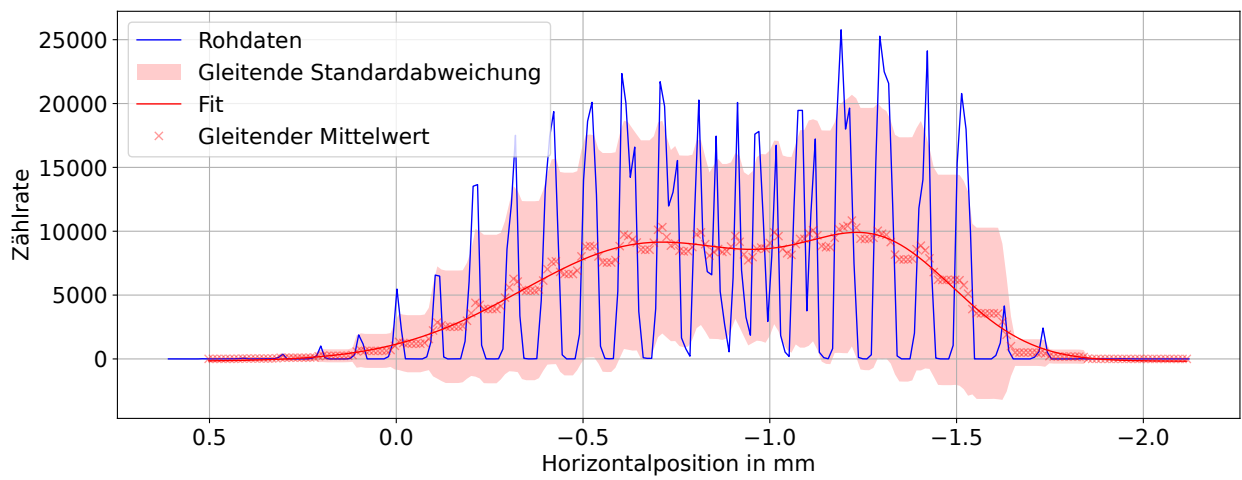


Abbildung 5.17: Auf die Daten der Horizontalmessung des einfach beschleunigten Strahls (blau) wurde ein gleitender Mittelwert angewandt mit einem Binning von 20 Daten pro Wert (rote Marker). An diese Werte wurde eine Addition zweier Gaußkurven gefittet (rote Linie) woraufhin zwei Strahlschwerpunkte innerhalb des Strahls erkennbar werden.

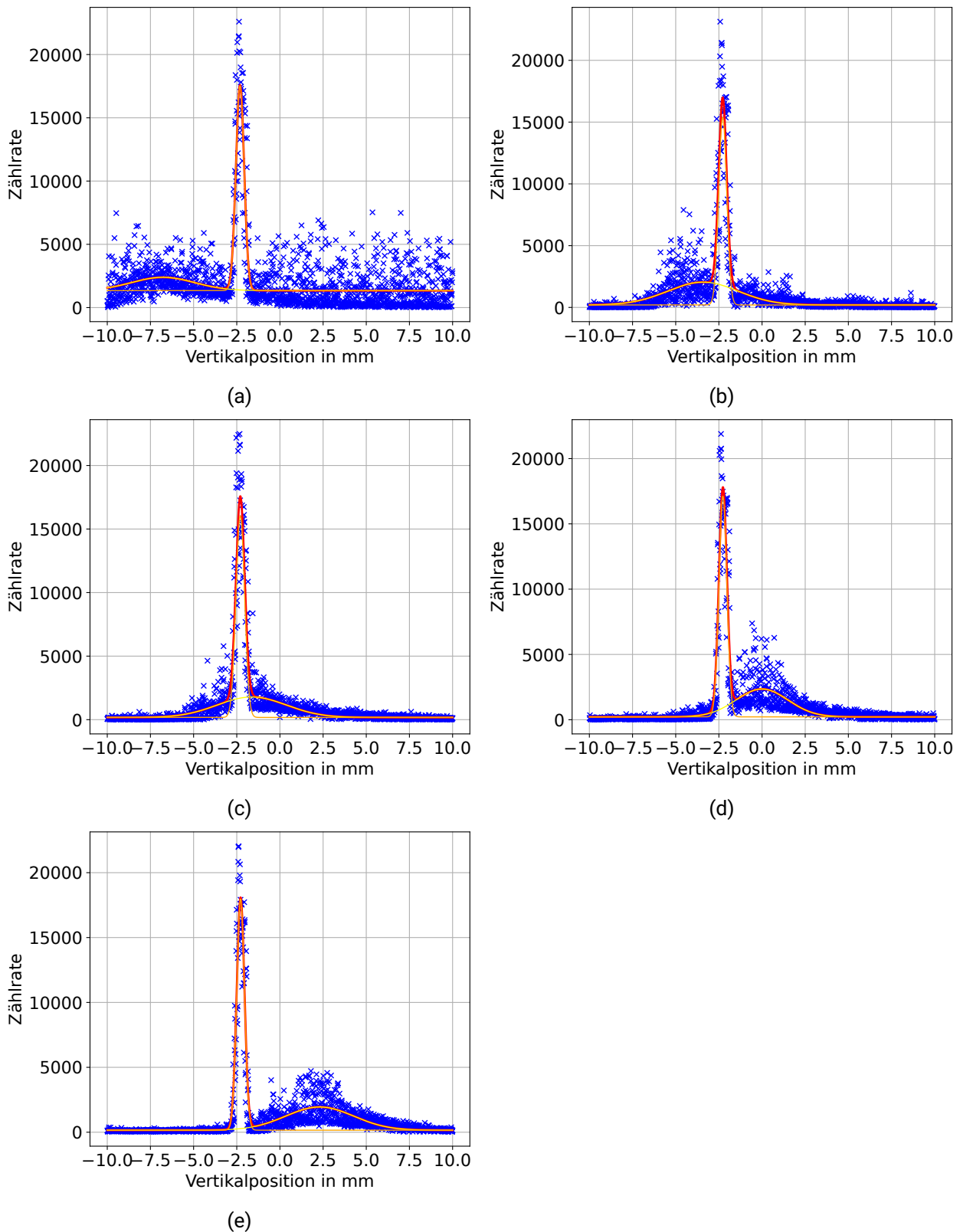


Abbildung 5.18: Mithilfe des Vertikalsteererers S2SV01 im zweiten Bogen der zweiten Rezirkulation wurde ausschließlich die Vertikalposition des einfach abgebremsten Strahls um insgesamt 9,08 mm verändert. An die Daten wurden Gaußkurven gefittet. Die Steererwerte und zugehörigen Strahlschwerpunkte des ERL-Strahls lauten:  
 (a) S2SV01: 1,198 A, Position:  $(-6,77 \pm 0,26) \text{ mm}$  (b) S2SV01: 1,208 A, Position:  $(-3,42 \pm 0,16) \text{ mm}$  (c) S2SV01: 1,218 A, Position:  $(-1,63 \pm 0,16) \text{ mm}$  (d) S2SV01: 1,228 A, Position:  $(0,00 \pm 0,14) \text{ mm}$  (e) S2SV01: 1,238 A, Position:  $(2,30 \pm 0,15) \text{ mm}$ .

---

## 6 Diskussion

---

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Strahlpositionsmessungen mit Hilfe des 6 GHz HF-Monitors und des Drahtscanners diskutiert. Dabei sollen beide Methoden verglichen und ihr Einsatzzweck im laufenden Betrieb erörtert werden. Im Anschluss wird ein Ausblick gegeben, in dem unter anderem diskutiert wird, wie die Positionsmessung im mehrfachrezirkulierenden ERL-Betrieb verbessert werden kann.

### 6.1 Vergleich der Messmethoden

In dieser Arbeit wurden zwei Messsysteme entwickelt, aufgebaut und getestet, die eine (quasi) nicht-destruktive Messung der Strahlposition im multi-turn ERL-Betrieb des S-DALINAC ermöglichen. Es wurde gezeigt, dass beide Methoden in der Lage sind die Position zweier Strahlen in der gleichen Strahlführung simultan im cw-Betrieb zu messen. Die Ergebnisse der Positionsmessungen von HF-Monitor und Drahtscanner konnten leider nicht in der selben Messkampagne aufgenommen werden. Die Strahlqualität im ERL-Betrieb war bei beiden Messkampagnen nicht vergleichbar, daher ist es nicht möglich einen direkten Vergleich beider Methoden für diesen Betriebsmodus zu ziehen. Dennoch sollen im Folgenden beide Messsysteme gegenübergestellt und ihre jeweiligen Unterschiede und ihre Vor- und Nachteile herausgearbeitet werden. Die wichtigsten Parameter sind zusätzlich in Tab. 6.1 aufgelistet.

Während der Messung im multi-turn ERL-Betrieb war bei der Nutzung des HF-Monitors ein deutlicher Zusammenhang zwischen der Änderung der Vertikalposition des einfach abgebremsten Strahls und der gemessenen Signalstärke zu sehen. Für die Drahtscannermessung konnte zusätzlich eine genaue Angabe über die Positionsänderung des einfach abgebremsten Strahls im Verhältnis zum Strom des verwendeten Vertikalsteerers gegeben werden. Zudem ist es bei der Drahtscannermessung generell möglich auch das Strahlprofil zu messen, wohingegen der HF-Monitor nur die Position des Strahlschwerpunkts messen kann. Während einer ERL-Messung kann die Signalamplitude des HF-Monitors durch eine Stromänderung oder eine Positionsänderung des einfach beschleunigten Strahls oder des einfach gebremsten Strahls hervorgerufen werden. Ohne weitere Diagnose führt eine Strom- oder Positionsänderung des einfach beschleunigten Strahls zu einer fehlerhaften Interpretation der Position des einfach abgebremsten Strahls. Das ist bei der Drahtscannermessung nur der Fall, falls beide Strahlen übereinander liegen und die gleiche Strahlform besitzen. Außerdem kann eine

---

Änderung der Stromstärke beim HF-Monitor nur durch Normierung auf eine nicht-destruktive Strahlstrommessung detektiert werden, wobei die Strahlqualität bzw. Strahlform unerheblich ist. Bei der Drahtscannermessung kann durch Integration der Fläche unterhalb des Peaks auf die Strahlintensität geschlossen werden, allerdings ist die Genauigkeit deutlich von der Strahlqualität abhängig.

Mit beiden Methoden kann die Position eines einzelnen Strahls bestimmt werden. Dabei ist die Positionsauflösung des HF-Monitors abhängig von der Strahlposition. Die beste Auflösung würde bei einem Strahl mit transversalem Offset erreicht und beträgt  $30\ \mu\text{m}$  für die Vertikalposition und  $50\ \mu\text{m}$  für die Horizontalposition. Um die Mittellage ist sie jedoch um bis zu einem Faktor 10 verschlechtert. Die Positionsauflösung des Drahtscanners ist über den gesamten Messbereich konstant und beträgt  $120\ \mu\text{m}$  für die Vertikalposition und  $80\ \mu\text{m}$  für die Horizontalposition.

Beide Messmethoden können für den Strahleinstellungsprozess am S-DALINAC bei  $100\ \text{nA}$  genutzt werden. Die Reichweite des Strahlstroms reicht beim HF-Monitor von  $20\ \text{nA}$  bis  $400\ \text{nA}$ , wobei bei Strömen größer als  $100\ \text{nA}$  eine Sättigung der Elektronik beobachtet werden kann. Diese muss aufwändig korrigiert bzw. kalibriert werden, sollten bei höheren Strömen gleiche Ablenkungen gemessen werden. Bei der Drahtscannermessung beträgt der minimale Strahlstrom mindestens  $10\ \text{nA}$  bei der Nutzung des Szintillationsdetektors. Bei höheren Strahlströmen von  $100\ \text{nA}$  kann der Cherenkovdetektor verwendet werden. Sollen noch höhere Ströme verwendet werden, wäre es denkbar, durch verstärkte Abschirmung das aktive Volumen der Detektoren zu verringern und so die Zählrate zu reduzieren.

Die zeitliche Auflösung des HF-Monitors ist durch das Kontrollsystem auf etwa  $10\ \text{Hz}$  beschränkt. Dem gegenüber konnte durch die Reduktion der Fahrtgeschwindigkeit des Drahtscanners die Zeitauflösung auf etwa  $420\ \text{Hz}$  erhöht werden, sodass dadurch auch die  $50\ \text{Hz}$ -Störung auf dem Strahl gemessen werden konnte. Die Messung mittels HF-Monitor erfolgt direkt und kann als dauerhafte Online-Messung ohne zeitliche Einschränkung genutzt werden. Im Gegensatz dazu dauert eine Drahtscannerfahrt inklusive Abrufen der Daten vom FPGA etwa  $30\ \text{Sekunden}$ . Dieses Zeitintervall ist zu groß, um damit den Strahl effizient einstellen zu können.

Auch wenn eine Drahtscannermessung nicht vollständig nicht-destruktiv ist, konnte am S-DALINAC kein Einfluss der Drahtscannerfahrt auf den Betriebsmodus festgestellt werden. Somit können beide Methoden als nicht-destruktiv angesehen werden.

Der HF-Monitor benötigt mit  $50\ \text{cm}$  Gesamtlänge deutlich mehr Platz als der Drahtscanner, der in ein Standard-Vakuumkreuz von  $12,5\ \text{cm}$  eingebaut werden kann. Zudem führt der HF-Monitor zwangsweise zu einer Verringerung der Akzeptanz durch die notwendige Reduzierung der Strahlrohrquerschnitts. Auch der Fertigungsaufwand und die notwendige Präzision bei der Fertigung im  $10\ \mu\text{m}$ -Bereich sind höher.



Tabelle 6.1: Gegenüberstellung der wichtigsten Parameter beider Messsysteme.

Parameter	6 GHz HF-Monitor	Drahtscanner
Messparameter	Strahlposition	Strahlposition und -Profil
Positionsauflösung vertikal	30 $\mu\text{m}$ bis 380 $\mu\text{m}$	120 $\mu\text{m}$
Positionsauflösung horizontal	50 $\mu\text{m}$ bis 320 $\mu\text{m}$	80 $\mu\text{m}$
Zeitauflösung	10 Hz	420 Hz
Messdauer	dauerhaft (online)	etwa 30 s
Destruktivität	nicht-destruktiv	näherungsweise nicht-destruktiv
Platzbedarf	50 cm	12,5 cm


## 6.2 Ausblick

Beide Methoden sind weiterhin in der Strahlführung des S-DALINAC installiert und stehen für weitere Messkampagnen zur Verfügung. Für eine zukünftige Messkampagne im multi-turn ERL-Betrieb sollen nun einige Punkte aufgezeigt werden, die zu einer Verbesserung der Messergebnisse beitragen können.

Die Messung der 50 Hz-Störung des Strahls zeigt auf, wie stark die Strahlqualität verbessert werden kann, wenn diese Störung behoben oder zumindest deutlich reduziert wird. Mit Hilfe eines 50 Hz-Kompensators sollen bei einem erneuten ERL-Betrieb mit stabilisiertem Strahl beide Messsysteme verwendet werden. Ohne die 50 Hz-Störung könnte die Genauigkeit der Drahtscannermessung und der Resonatormessung verbessert werden. Beim Drahtscanner durch die reproduzierbare Messung der Mittelposition und bei der Resonatormessung durch die verminderte Schwankung beim Mitteln über die aufgenommenen Daten. Außerdem kann eine Bestimmung des Strahlstroms durch eine Drahtscannermessung dann zu deutlich genaueren Ergebnissen kommen.

Zusätzlich befindet sich zur Zeit eine neue HF-Elektronik mit deutlich vergrößerter dynamischer Reichweite im Test. Diese ist zwar zunächst für den Betrieb der 3 GHz Monitore ausgelegt, kann aber anschließend auch auf 6 GHz angepasst werden. Die notwendigen Komponenten sind platzsparender, sodass es auch möglich sein kann, die Signalverarbeitung in der Beschleunigerhalle in der Nähe des HF-Monitors zu installieren und so die Notwendigkeit hoher Signalverstärkung zu reduzieren. Damit kann auch ein eventuelles Sättigungsverhalten der Verstärker und die dadurch folgende Nichtlinearität der Monitorsignale verringert werden. Der HF-Monitor kann auch bei zukünftigen Strahlzeiten im konventionellen Betrieb als Strahldiagnose fungieren. Bei jeder Strahlzeit kann nach dem Einstellen des Strahls der Monitor zur Überwachung und frühzeitigen Erkennung von Veränderungen der Strahlage benutzt werden. Sofern lediglich relative Messungen erforderlich sind, können aufwendige Kalibrationen entfallen.

Zuletzt soll darauf hingewiesen werden, dass die Herausforderung der simultanen Detektion zweier Strahlen im gemeinsamen Strahltransport für einen individuell rezirkulierenden multi-turn ERL nicht gegeben ist. Bei ausreichender Bunchladung kann auf konventionelle Strahldiagnose zurückgegriffen



---

werden, bei der jeder Strahl einzeln gemessen wird und damit die vollständigen Informationen erhalten werden.



---

## **7 Anhang**

---

### **7.1 Technische Zeichnungen des 6 GHz HF-Monitors**

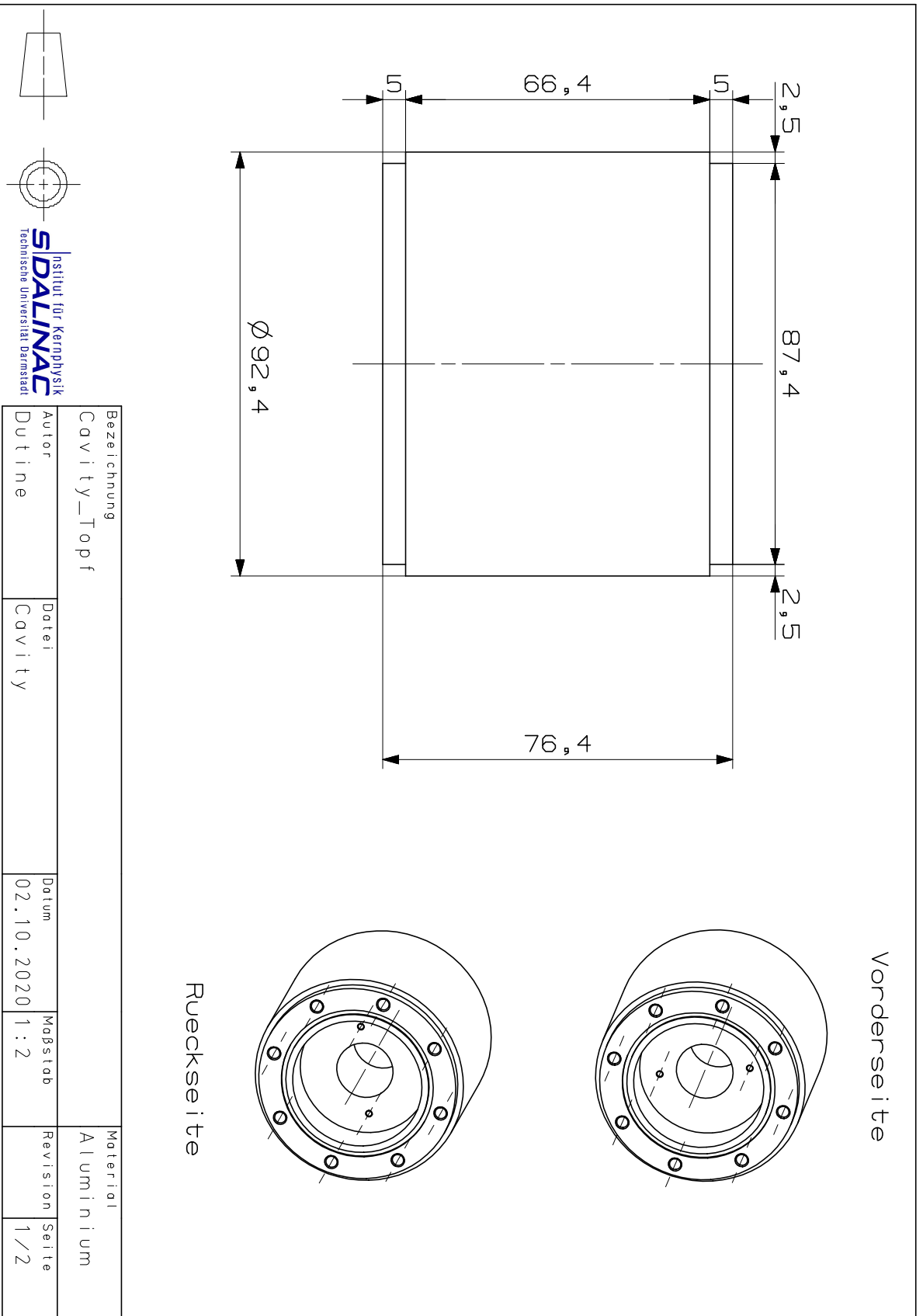


Abbildung 7.1: Technische Zeichnung des Resonatortopfs Teil 1.

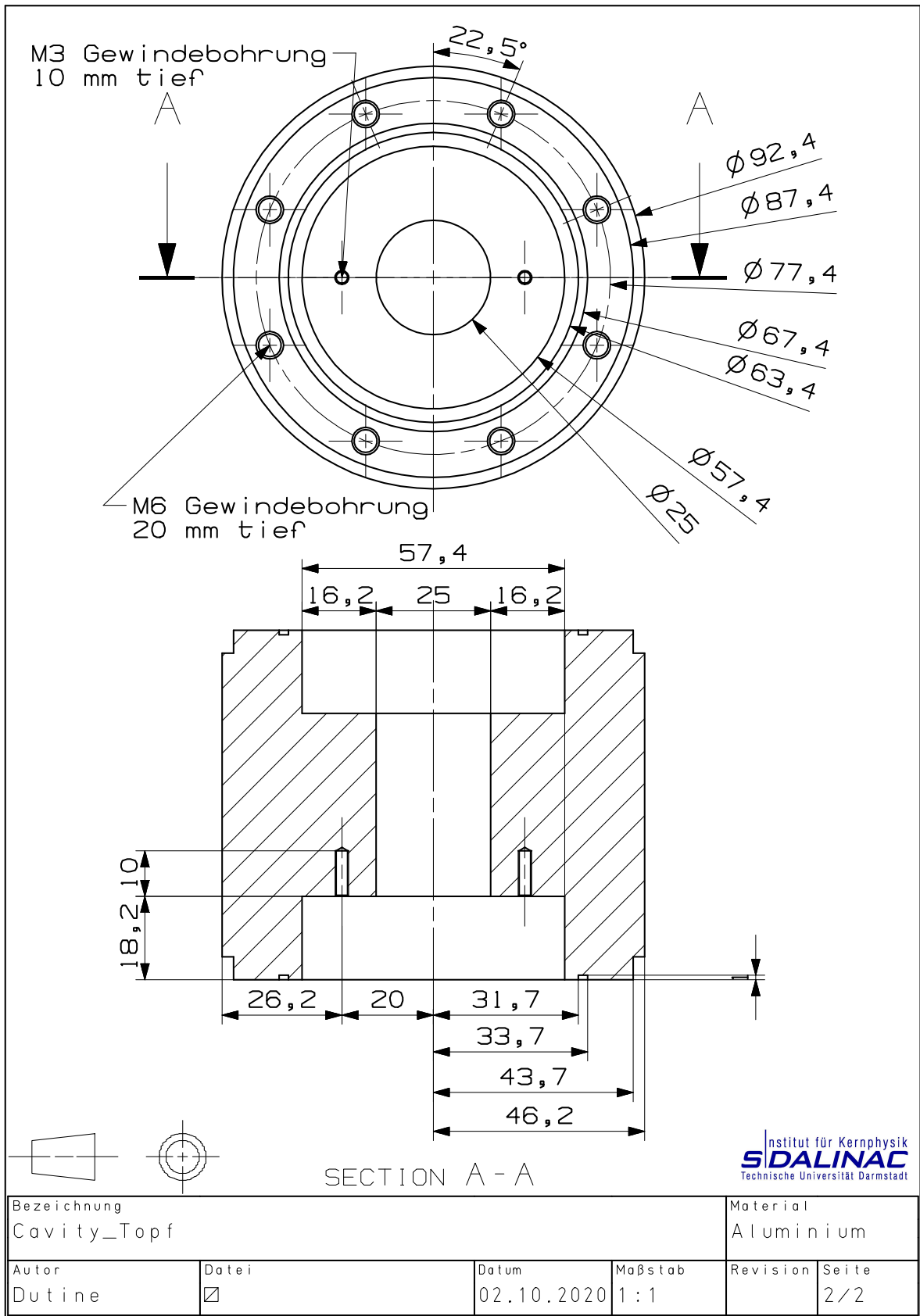


Abbildung 7.2: Technische Zeichnung des Resonatortopfs Teil 2.

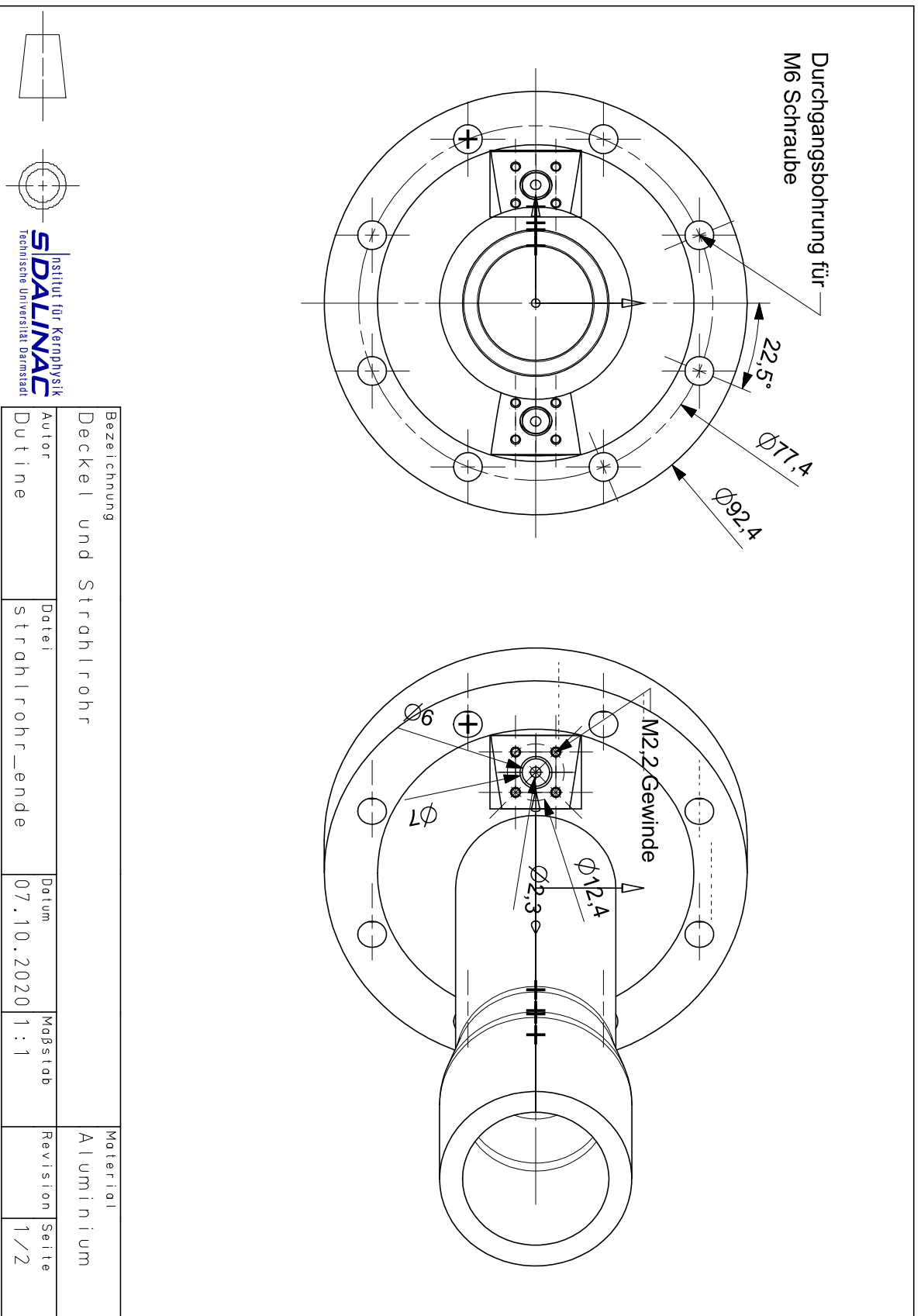


Abbildung 7.3: Technische Zeichnung des Resonatordeckels Teil 1.

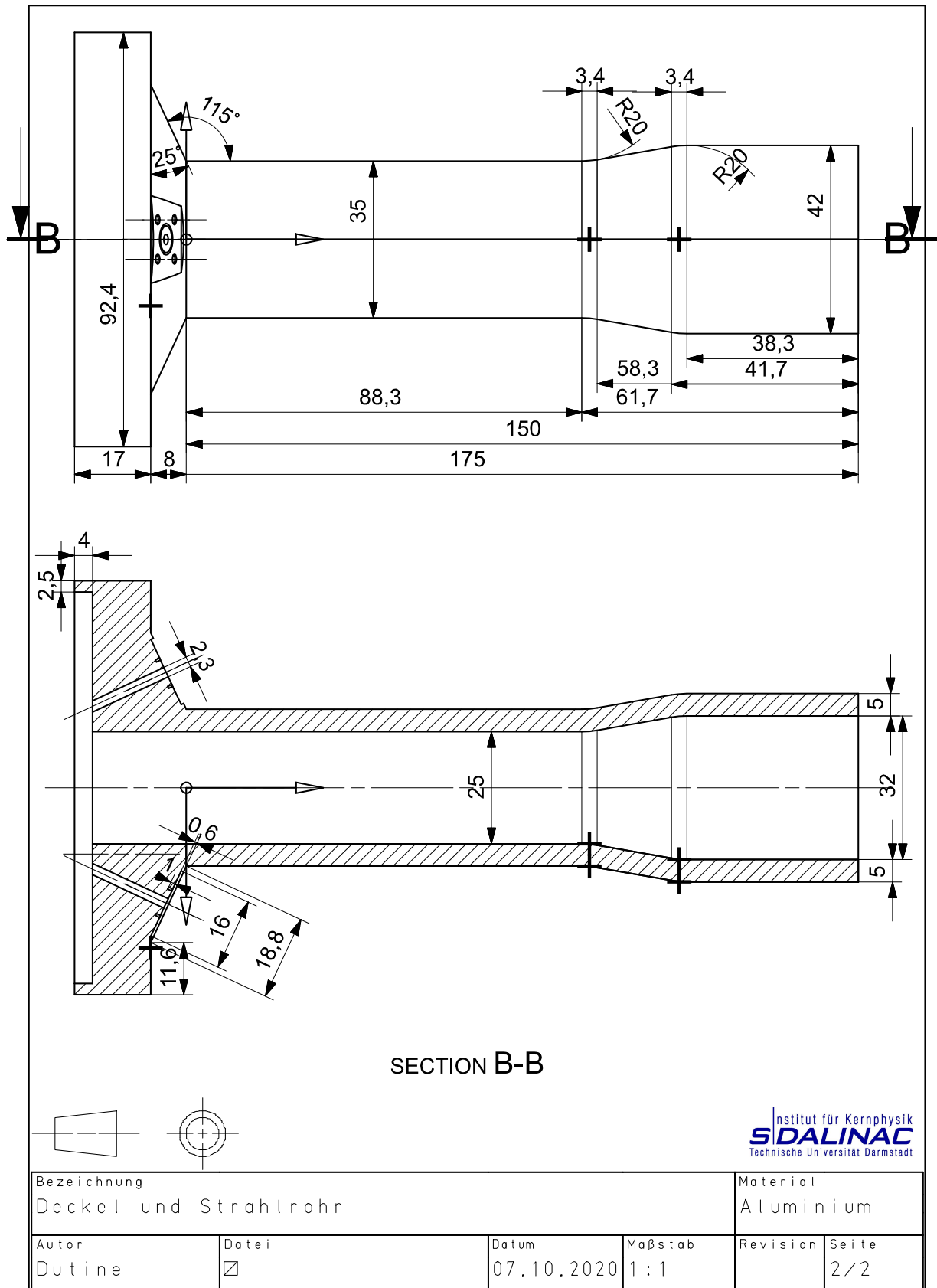


Abbildung 7.4: Technische Zeichnung des Resonatordeckels Teil 2.

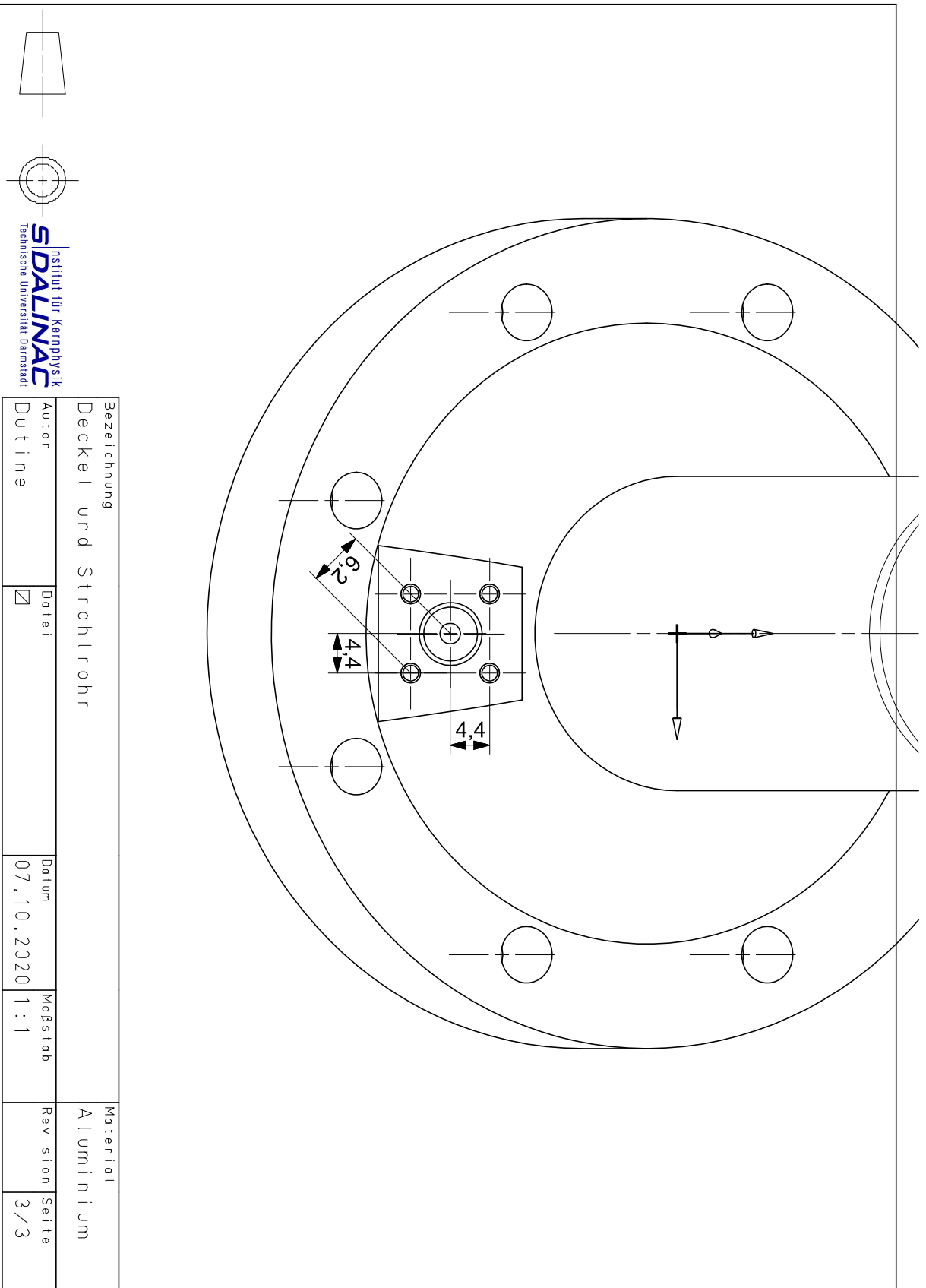


Abbildung 7.5: Technische Zeichnung des Resonatordeckels Teil 3.



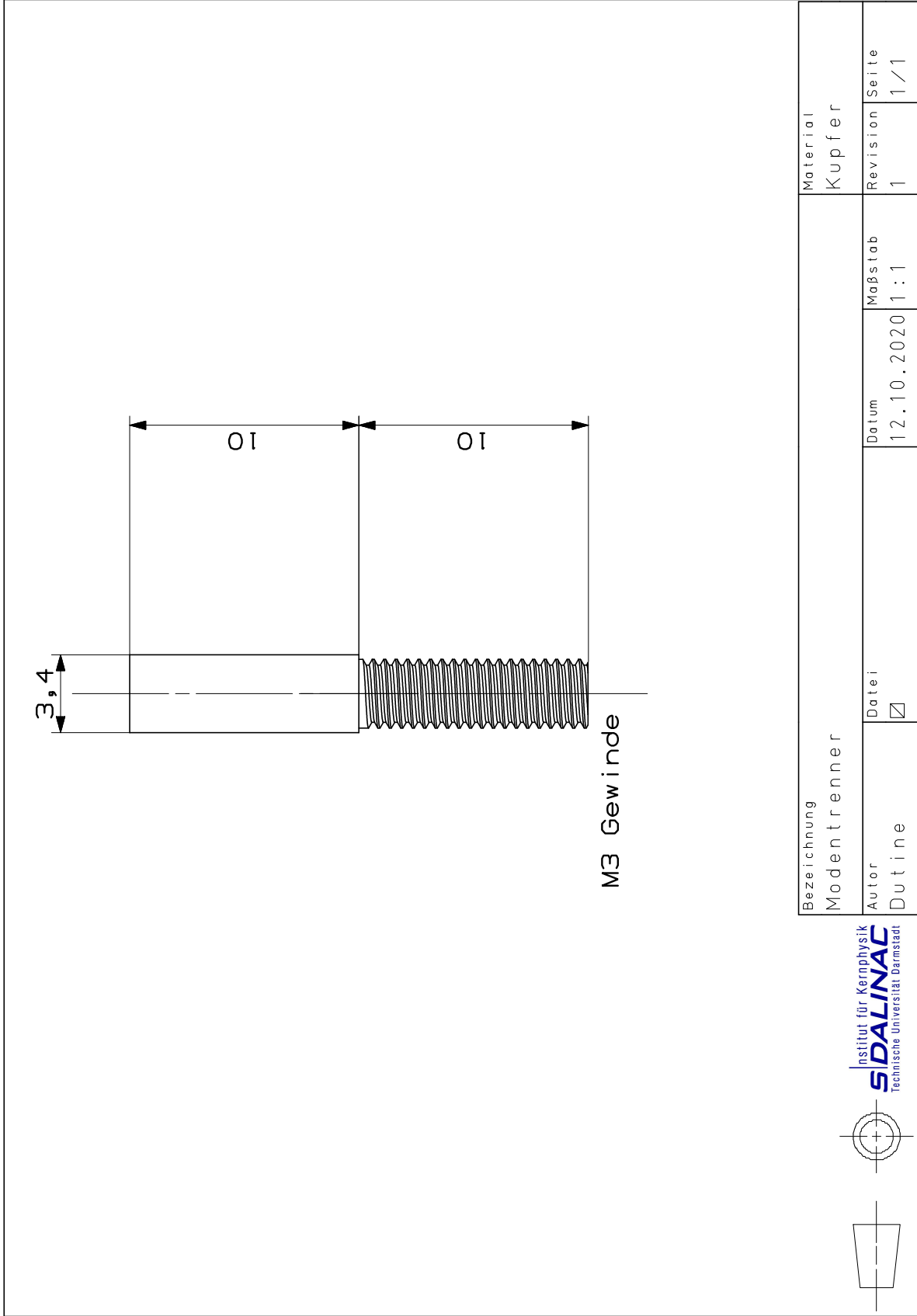


Abbildung 7.6: Technische Zeichnung eines Modentrenners.



---

## 7.2 Technische Zeichnungen der Drahtscannerkomponenten

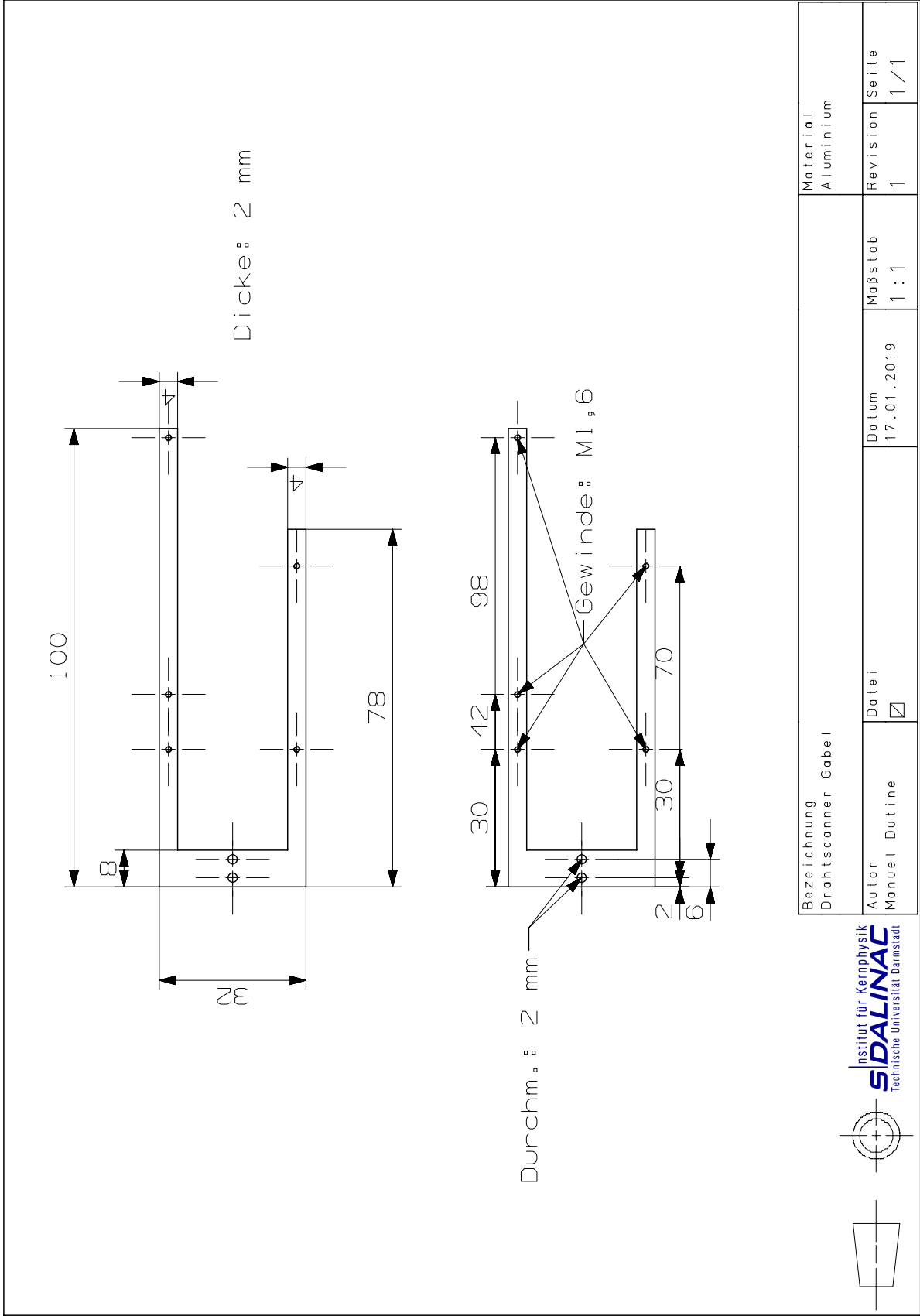


Abbildung 7.7: Technische Zeichnung des Drahtscannergabel.

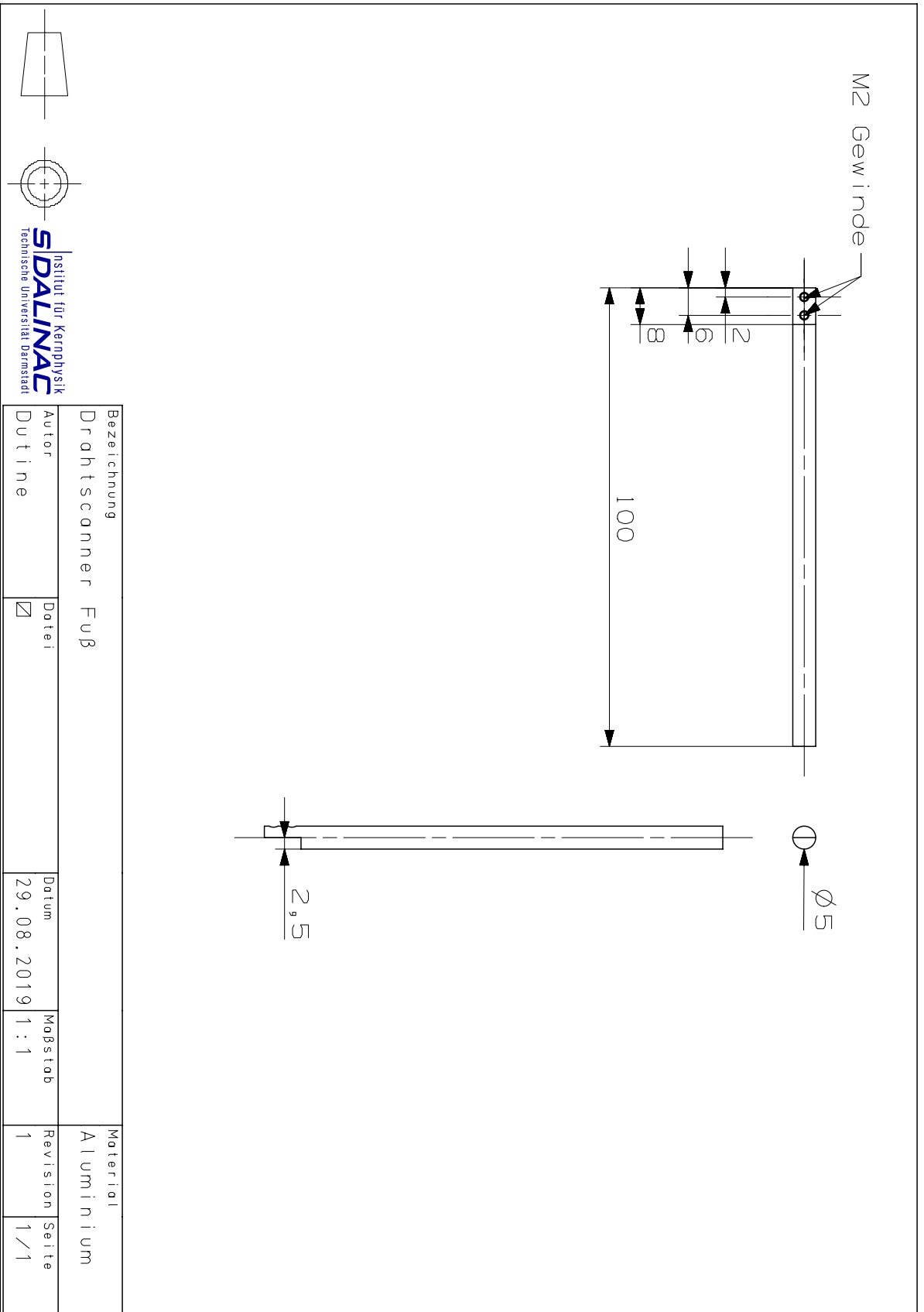


Abbildung 7.8: Technische Zeichnung des Drahtscannerfuß.

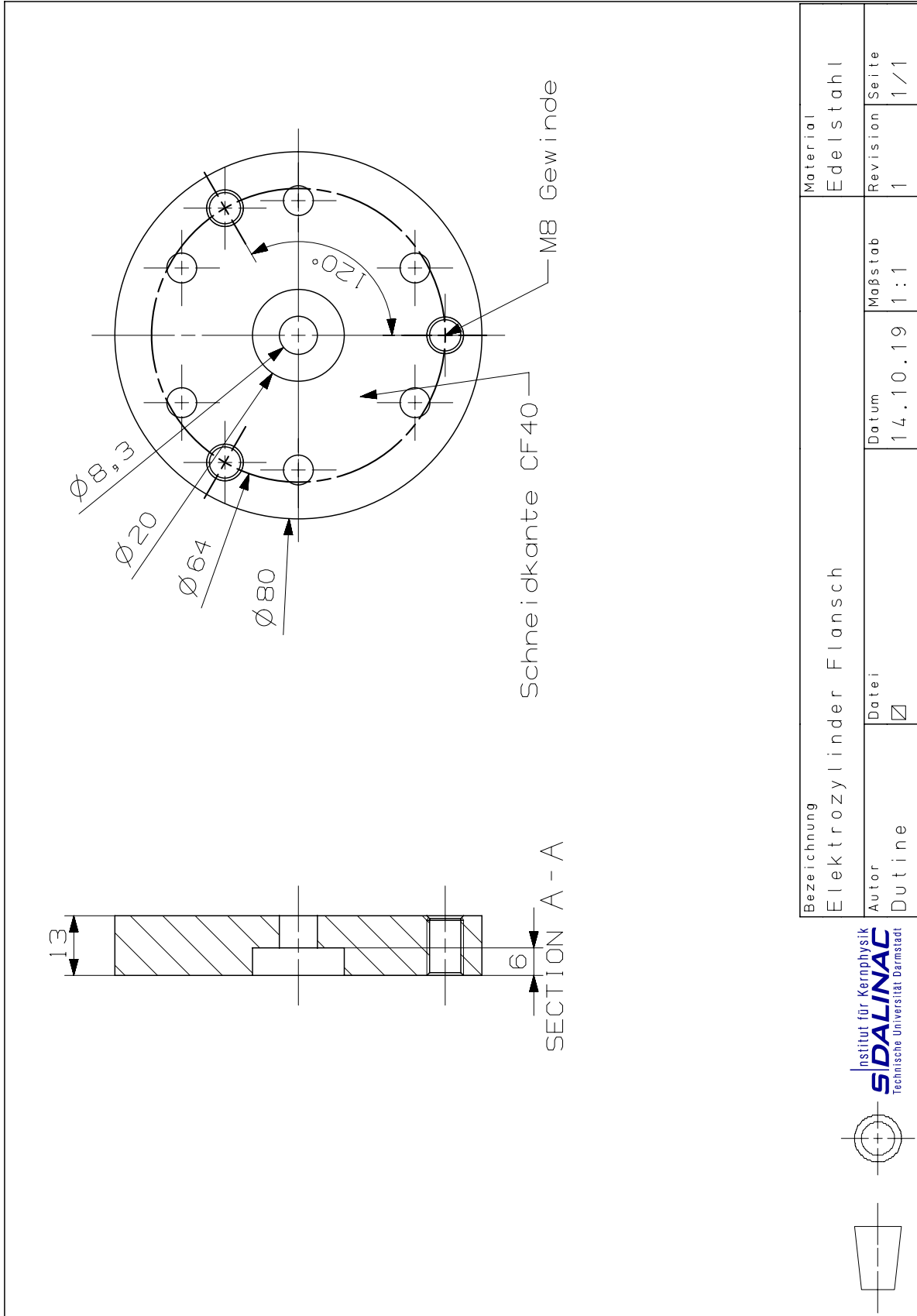
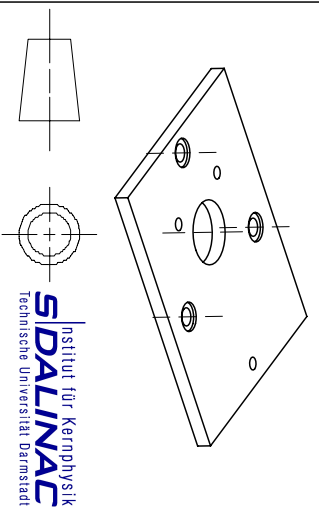
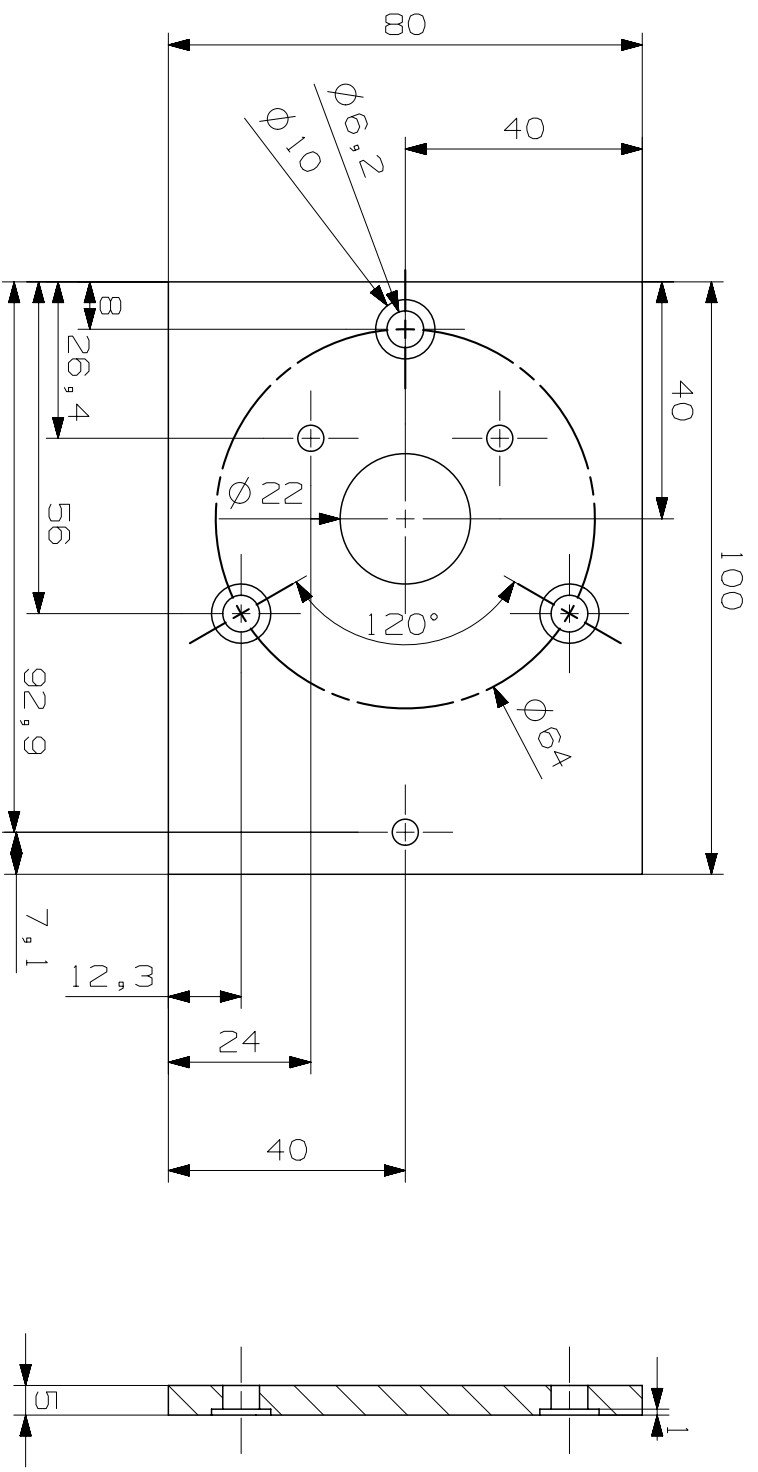


Abbildung 7.9: Technische Zeichnung des Flanschs.



Bezeichnung		Material	
Elektrozyylinder Halteplatte		Aluminium	
Autor	Datei	Datum	Maßstab
SchlieBmann	<input checked="" type="checkbox"/>	09.01.20	1:1
		Revision	Seite
		1	1/1

Institut für Kernphysik  
**SIDALINAC**  
 Technische Universität Darmstadt

Abbildung 7.10: Technische Zeichnung der Halteplatte für den Motor.

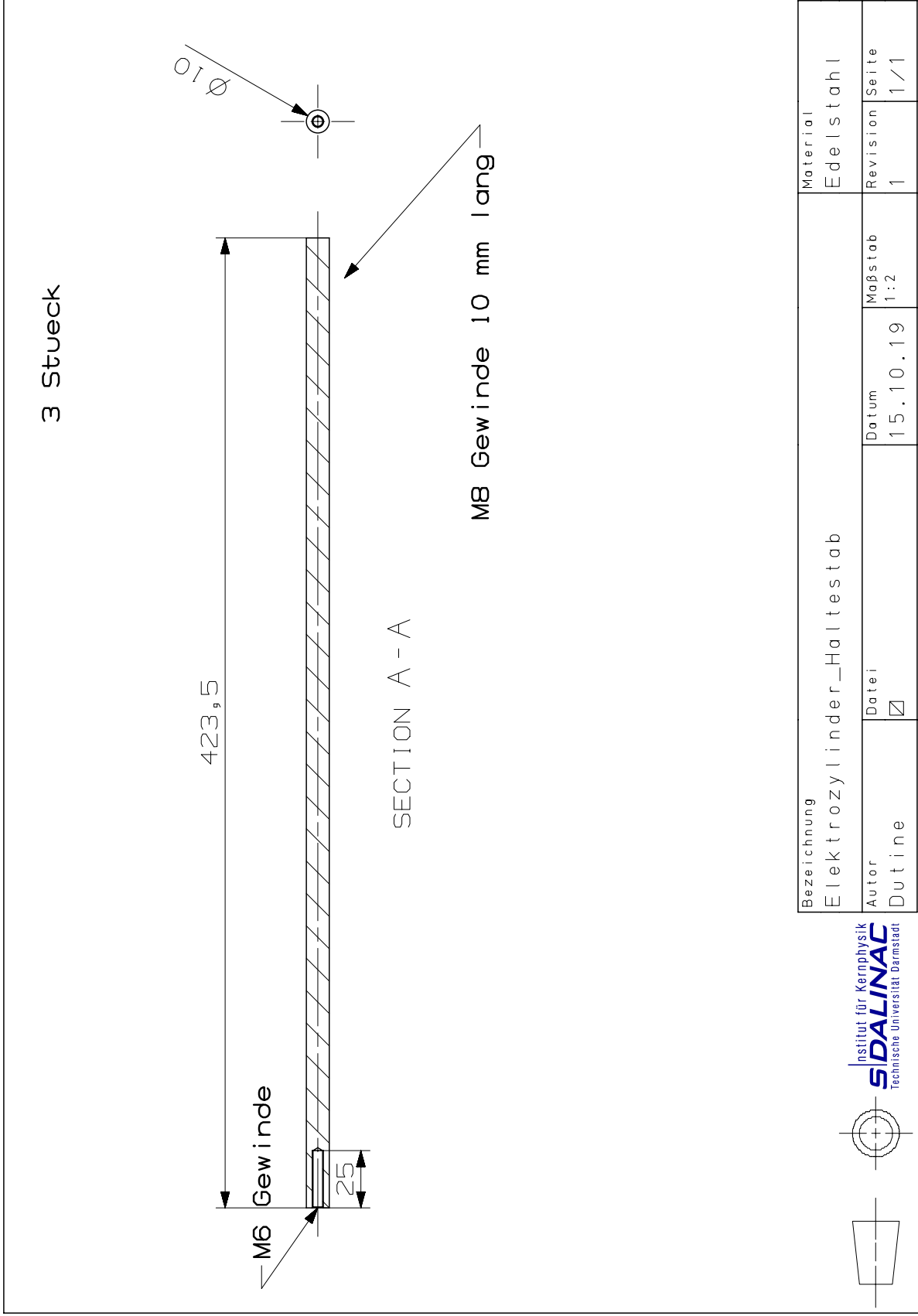


Abbildung 7.11: Technische Zeichnung des Haltestabs für den Motor.

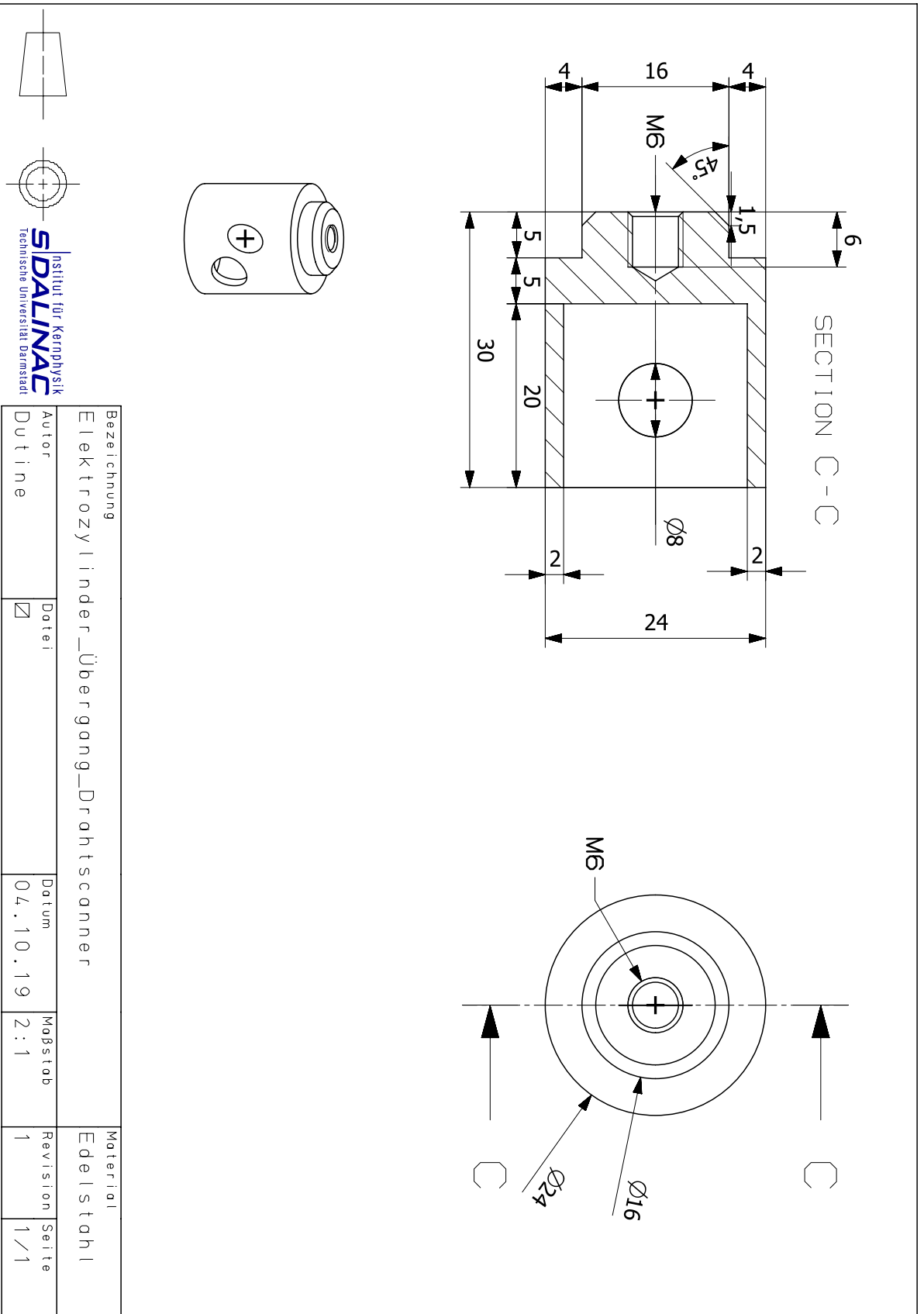


Abbildung 7.12: Technische Zeichnung des Übergangs zwischen Motorkolben und Balg.



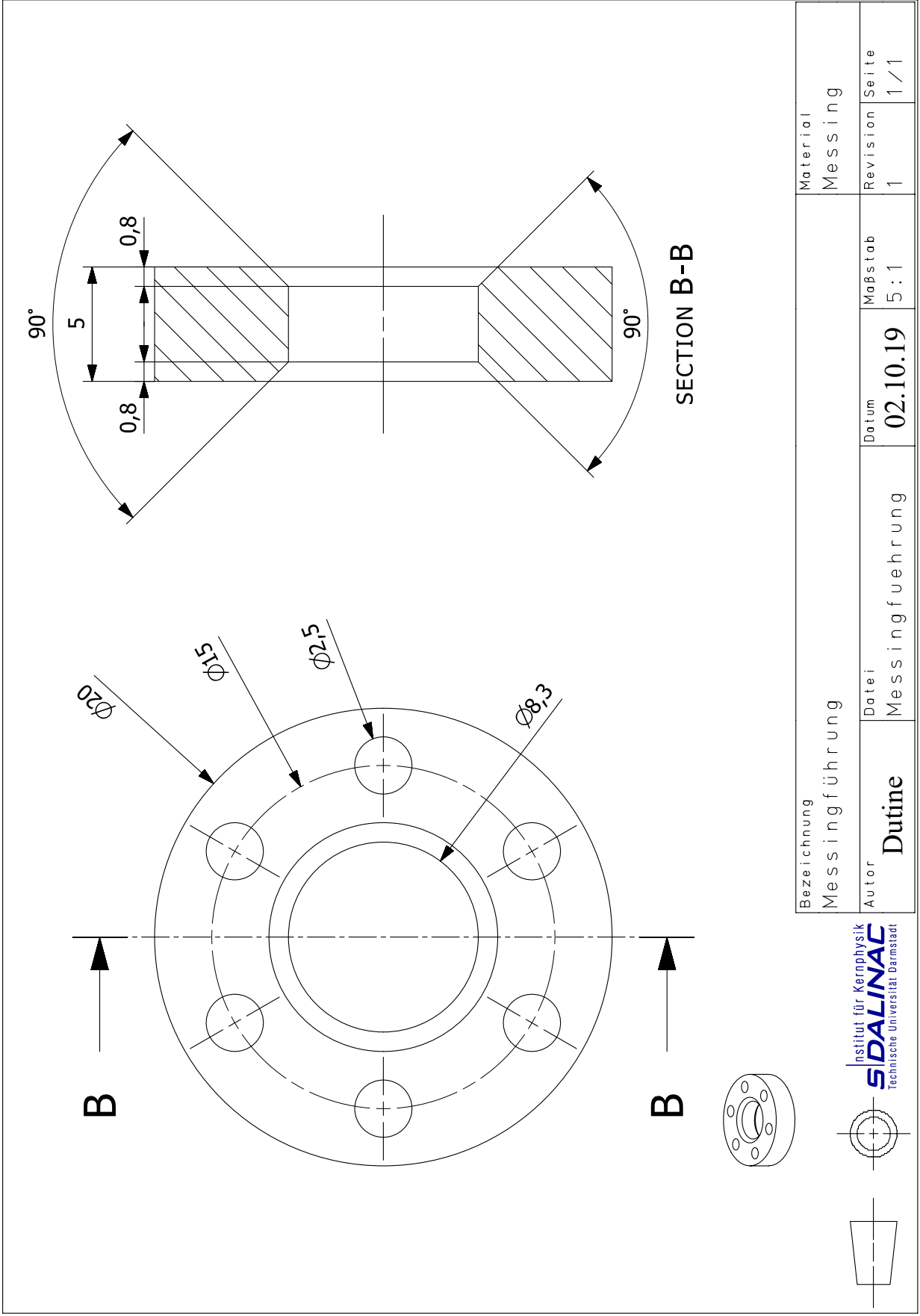


Abbildung 7.13: Technische Zeichnung der Messingführung.



---

# Abbildungsverzeichnis

---

1.1	Strahlführung des S-DALINAC . . . . .	4
1.2	Strahlführung in der Experimentierhalle . . . . .	5
2.1	(a) Zeichnung einer Pillboxkavität (b) Verlauf der Bessel-Funktionen nullter und erster Ordnung . . . . .	13
2.2	(a) E-Feld und B-Feld der $TM_{010}$ -Mode (b) E-Feld und B-Feld der $TM_{110}$ -Mode . . . . .	14
2.3	(a) Schaltbild eines Demodulators (b) Das IQ-Koordinatensystem . . . . .	18
2.4	Schematischer Aufbau eines Szintillationsdetektors . . . . .	22
3.1	Signalamplitude des 3 GHz Monitors in Abhängigkeit der Strahlposition . . . . .	24
3.2	Signalamplitude des 3 GHz Monitors in Abhängigkeit des Strahlstroms . . . . .	25
3.4	(a) Die longitudinale Shuntimpedanz der simulierten Pillboxkavität in Abhängigkeit der Horizontalposition (b) Der Verlauf der z-Komponente des elektrischen Felds entlang der Strahlachse . . . . .	27
3.5	(a) Longitudinale Shuntimpedanz in Abhängigkeit der Zellenlänge (b) Elektrisches Feld in Abhängigkeit des Zellenabstands . . . . .	28
4.1	Fotografie des Messaufbaus mit HF-Monitor und Drahtscanner . . . . .	32
4.2	Schnittansicht des 6 GHz HF-Monitors . . . . .	34
4.3	(a) Smith-Chart mit kritischer Kopplung (b) Reflexionskurven bei Kopplungseinstellung . . . . .	35
4.4	Schematische Darstellung der Signalverarbeitung des 6 GHz Monitors . . . . .	37
4.5	Zeichnung des Drahtscanners und seiner Komponenten . . . . .	38
4.6	Zeichnung der Drahtscannergabel im Vakuumkreuz . . . . .	39
4.7	Fotografie des Plastiksintillators . . . . .	40
4.8	Der verwendete Photomultiplier . . . . .	41
5.1	Zeichnung der Rotationsschritte des Targetplättchens . . . . .	44
5.2	Zeichnung der Strahlführung für Strahlensatz . . . . .	45
5.3	Messung des Rauschens . . . . .	46
5.4	Messung der vertikalen Strahlablage . . . . .	47
5.5	IQ-Vektorlänge in Abhängigkeit der vertikalen (a) und horizontalen (b) Strahlposition . . . . .	48
5.6	Vergrößerte Darstellung des Ausschnitts um das Signalminimum . . . . .	49
5.8	Messung des Übersprechens der jeweils anderen Zelle . . . . .	50

---

5.9	Kamerabild des mittig platzierten Strahls1 . . . . .	51
5.10	Drahtscannermessung der Strahlmittelpunkte . . . . .	52
5.11	Plan des S-DALINAC mit markiertem Vertikalsteerer S2SV01 . . . . .	53
5.12	Messung des ERL-Strahls mittels HF-Monitor . . . . .	54
5.13	Messung des einfach abgebremsten Strahls . . . . .	55
5.14	Drahtscannermessung des einfach beschleunigten Strahls . . . . .	56
5.15	Drahtscannermessung des einfach beschleunigten und ERL-Strahls . . . . .	57
5.16	Drahtscannermessungen des einfach beschleunigten Strahls, vergrößerte Darstellung	58
5.17	Anwendung eines gleitenden Mittelwerts auf die Drahtscannerdaten . . . . .	59
5.18	Drahtscannermessung verschiedener Vertikalpositionen des ERL-Strahls . . . . .	60
7.1	Technische Zeichnung des Resonatortopfs Teil 1. . . . .	66
7.2	Technische Zeichnung des Resonatortopfs Teil 2. . . . .	67
7.3	Technische Zeichnung des Resonatordeckels Teil 1. . . . .	68
7.4	Technische Zeichnung des Resonatordeckels Teil 2. . . . .	69
7.5	Technische Zeichnung des Resonatordeckels Teil 3. . . . .	70
7.6	Technische Zeichnung eines Modentrenners. . . . .	71
7.7	Technische Zeichnung des Drahtscannergabel. . . . .	73
7.8	Technische Zeichnung des Drahtscannerfuß. . . . .	74
7.9	Technische Zeichnung des Flanschs. . . . .	75
7.10	Technische Zeichnung der Halteplatte für den Motor. . . . .	76
7.11	Technische Zeichnung des Haltestabs für den Motor. . . . .	77
7.12	Technische Zeichnung des Übergangs zwischen Motorkolben und Balg. . . . .	78
7.13	Technische Zeichnung der Messingführung. . . . .	79

---

# Literatur

---

- [1] P. Strehl. *Beam Instrumentation and Diagnostics*. Springer-Verlag, 2006. DOI: 10.1007/3-540-26404-3.
- [2] E. Kaster. „Konstruktion und Aufbau eines Mikrowellenresonators als Messvorrichtung für die Strahlage am Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger“. Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, unveröffentlicht. 1982.
- [3] H. Weise. „Aufbau und Erprobung eines Hochfrequenzmesssystems zur Bestimmung der Strahlage und Strahlintensität am Darmstädter Supraleitenden 130 MeV Elektronenbeschleuniger“. Diplomarbeit, Technische Universität Darmstadt, unveröffentlicht. 1987.
- [4] S. Döbert. „Nichtlineare Zeitreihenanalyse der Feldamplitude der supraleitenden Beschleunigungsstrukturen und Aufbau eines HF-Monitorsystems zur zerstörungsfreien Strahldiagnose am S-DALINAC“. Diss. Technische Universität Darmstadt, D17, 1999.
- [5] M. Herbert. „Aufbau und Test eines Phasenmonitors für die Strahlstabilisierung am Injektor des S-DALINAC“. Bachelorarbeit, Technische Universität Darmstadt, unveröffentlicht. 2013.
- [6] C. Adolphsen et al. *The Development of Energy-Recovery Linacs*. 2022. DOI: 10.48550/ARXIV.2207.02095.
- [7] G. H. Hoffstaetter et al. *CBETA Design Report, Cornell-BNL ERL Test Accelerator*. 2017. DOI: 10.48550/ARXIV.1706.04245.
- [8] A. Bartnik et al. „CBETA: First Multipass Superconducting Linear Accelerator with Energy Recovery“. In: *Physical Review Letters* 125.4 (Juli 2020), S. 044803. DOI: 10.1103/physrevlett.125.044803.
- [9] S. Bogacz et al. „ER@CEBAF: A Test of 5-Pass Energy Recovery at CEBAF“. In: *JLab Proposal PR12-16-008* (2016).
- [10] R. E. Heine, K. Aulenbacher und R. Eichhorn. „MESA - Sketch of an Energy Recovery Linac for Nuclear Physics Experiments at Mainz“. In: *Proceedings of IPAC 2012* (2012).
- [11] M. Dehn et al. „Beam Diagnostics and Instrumentation for MESA“. In: *Proceedings of IPAC 2022* (2022). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2022-MOPOPT028.
- [12] D. Angal-Kalinin et al. „PERLE. Powerful Energy Recovery Linac for Experiments. Conceptual Design Report“. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 45.6 (2018), S. 065003. DOI: 10.1088/1361-6471/aaa171.

- 
- [13] N. Pietralla. „The Institute of Nuclear Physics at the TU Darmstadt“. In: *Nuclear Physics News* 28.2 (2018), S. 4–11. DOI: 10.1080/10619127.2018.1463013.
- [14] A. Richter. „Operational Experience at the S-DALINAC“. In: *Proceedings of EPAC 1996* (1996), S. 110–114.
- [15] M. Arnold et al. „Construction and Status of the Thrice Recirculating S-DALINAC“. In: *Proceedings of IPAC 2017* (2017), S. 1384–1387.
- [16] M. Arnold. „Auslegung, Planung und Aufbau einer dritten Rezirkulation mit ERL-Modus für den S-DALINAC.“ Diss. Technische Universität Darmstadt, D17, 2017.
- [17] Y. Fritzsche. „Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC“. Diss. Technische Universität Darmstadt, D17, 2011.
- [18] K. Sonnabend et al. „The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 640.1 (2011), S. 6–12. DOI: 10.1016/j.nima.2011.02.107.
- [19] M. Zweidinger et al. „Contemporary Research with Nuclear Resonance Fluorescence at the S-DALINAC“. In: *AIP Conference Proceedings* (2015). DOI: 10.1063/1.4909583.
- [20] M. Knirsch. „Konzeption, Aufbau und Erprobung eines hochauflösenden QCLAM-Spektrometers mit großem Raumwinkel und hoher Impulsakzeptanz am Elektronenbeschleuniger S-DALINAC“. Diss. Technische Hochschule Darmstadt, 1991.
- [21] C. Lüttge et al. „Large-Aperture System for High-Resolution 180° Electron Scattering“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 366.2-3 (1995), S. 325–331. DOI: 10.1016/0168-9002(95)00497-1.
- [22] D. Schüll et al. „High Resolution Electron Scattering Facility at the Darmstadt Linear Accelerator DALINAC“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 153.1 (1978), S. 29–41. DOI: 10.1016/0029-554x(78)90613-4.
- [23] D. Savran et al. „The Low-Energy Photon Tagger NEPTUN“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 613.2 (Feb. 2010), S. 232–239. DOI: 10.1016/j.nima.2009.11.038.
- [24] M. G. Meier. „Entwicklung und Aufbau der Laser-getriebenen Compton-Rückstreuquelle COBRA für Strahldiagnose am S-DALINAC“. Diss. Technische Universität Darmstadt, D17, Veröffentlichung in Vorbereitung, 2024.
- [25] M. Arnold et al. „ERL Mode of S-DALINAC: Design and Status“. In: *Proceedings of ERL 2017* (2018). DOI: 10.18429/JACOW-ERL2017-MOIDDCC006.
- [26] M. Tigner. „A Possible Apparatus for Electron Clashing-Beam Experiments“. In: *Il Nuovo Cimento* 37.3 (1965), S. 1228–1231. DOI: 10.1007/bf02773204.

- 
- [27] T. Smith, H. Schwettman, R. Rohatgi, Y. Lapierre und J. Edighoffer. „Development of the SCA/FEL for Use in Biomedical and Materials Science Experiments“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 259.1–2 (1987), S. 1–7. DOI: 10.1016/0168-9002(87)90421-9.
- [28] M. Arnold et al. „First Operation of the Superconducting Darmstadt Linear Electron Accelerator as an Energy Recovery Linac“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 23.2 (2020). DOI: 10.1103/physrevaccelbeams.23.020101.
- [29] F. Schliessmann et al. „Realization of a Multi-Turn Energy Recovery Accelerator“. In: *Nature Physics* 19.4 (2023), S. 597–602. DOI: 10.1038/s41567-022-01856-w.
- [30] G. Pérez Segurana, I. R. Bailey und P. H. Williams. „Construction of Self-Consistent Longitudinal Matches in Multipass Energy Recovery Linacs“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 25.2 (2022), S. 021003. DOI: 10.1103/physrevaccelbeams.25.021003.
- [31] H. Wiedemann. *Particle Accelerator Physics*. Springer International Publishing, 2015. DOI: 10.1007/978-3-319-18317-6.
- [32] D. M. Pozar. *Microwave Engineering*. 4th. Wiley, 2011.
- [33] H. Kolanoski und N. Wermes. *Teilchendetektoren, Grundlagen und Anwendungen*. Springer Verlag, 2016. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6.
- [34] J. C. Maxwell. „A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field“. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 155 (1865), S. 459–512. DOI: 10.1098/rstl.1865.0008.
- [35] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, 2003. DOI: 10.1002/3527600434.eap109.
- [36] R. B. F. Grewe. „Untersuchung der supraleitenden Eigenschaften von Niobnitrid anhand Messungen an einzelligen 3 GHz-Resonatoren“. Diss. Technische Universität Darmstadt, D17, 2020. DOI: 10.25534/TUPRINTS-00012803.
- [37] P. B. Wilson et al. „Bunch Lengthening and Related Effects in SPEAR II“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 24.3 (1977), S. 1211–1214. DOI: 10.1109/tns.1977.4328899.
- [38] P. A. Cherenkov. „Visible Radiation Produced by Electrons Moving in a Medium with Velocities Exceeding that of Light“. In: *Physical Review* 52.4 (1937), S. 378–379. DOI: 10.1103/physrev.52.378.
- [39] I. M. Frank und I. E. Tamm. „Coherent Visible Radiation of Fast Electrons Passing Through Matter“. In: *Compt. Rend. Acad. Sci. URSS* 14.3 (1937), S. 109–114.
- [40] M. Fischer. „Optische Fasern zum Nachweis geladener Teilchen für die Online-Strahlverlustmessung am S-DALINAC“. Bachelorarbeit, Technische Universität Darmstadt, unveröffentlicht. 2016.
- [41] CST. *CST Studio Suite*. 2019. URL: [www.cst.com](http://www.cst.com).
- [42] RF-Lambda. 180° Hybridkoppler vom Typ RFHB02G08GPI (Zugriff 09.05.2024). URL: <https://www.rflambda.com/pdf/hybrid/RFHB02G08GPI.pdf>.

- 
- [43] Kuhne. Breitbandvorverstärker vom Typ KU LNA BB 050700 A. (Zugriff: 09.05.2024). URL: <https://kuhne.alaris.tech/product?i=1324&n=Broadband%20Low%20Noise%20Amplifier,%20500%20...%207000%20MHz#gsc.tab=0>.
- [44] P. Dijkstal, M. Arnold, C. Burandt, F. Hug und N. Pietralla. „Automated Transverse Beam Emittance Measurement using a Slow Wire Scanner at the S-DALINAC“. In: *Proceedings of IPAC 2015* (2015). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2015-MOPHA020.
- [45] Drive System Europe by MSW. Elektrozyylinder DSZY1-24-10-100-POT-IP65 (Zugriff: 09.05.2024). URL: <https://www.msw-motion.de/produkt/dszy1-pot/>.
- [46] M. Dutine. „Entwicklung und Test einer Messung der Strahlqualität am S-DALINAC“. Masterarbeit, Technische Universität Darmstadt, unveröffentlicht. 2018.
- [47] Luxium Solutions. URL: [www.luxiumsolutions.com](http://www.luxiumsolutions.com).
- [48] Luxium Solutions. „Premium Plastic Scintillators“. (Zugriff: 03.06.2024). URL: <https://www.luxiumsolutions.com/radiation-detection-scintillators/plastic-scintillators/bc400-bc404-bc408-bc412-bc416>.
- [49] Hamamatsu. „Photosensor Modules H10720/H10721 Series“. Datenblatt. (Zugriff: 11.06.2024). URL: [https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/H10720\\_H10721\\_TPM01062E.pdf](https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/H10720_H10721_TPM01062E.pdf).
- [50] P. Forck. „Beam Instrumentation and Diagnostics“. In: *CERN Accelerator School: General Introductory Course on Accelerator Physics and Technologies* (2020). DOI: 10.48550/ARXIV.2009.10411.



---

## Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle all jenen meinen Dank aussprechen, die zum Erfolg meiner Promotion beigetragen haben.

Zuerst gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla für meine Aufnahme als Doktorand in seiner Gruppe und die Möglichkeit zusätzlich zu meiner Promotion als Operateur am S-DALINAC zu arbeiten. Die Möglichkeit, praktische Erfahrungen im Betrieb, aber auch in der Wartung des Beschleunigers und der technischen Anlagen zu sammeln, war für mich immer ein besonderer Anreiz. Außerdem möchte ich mich für die Möglichkeit bedanken an nationalen und internationalen Konferenzen, sowie der United States Particle Accelerator School (USPAS) teilnehmen zu können.

Herrn Prof. Dr. Joachim Enders gilt mein Dank für die Übernahme des Korreferates meiner Dissertation und dafür, dass er mir nach meinem Bachelorstudium die Möglichkeit gab zur Joint University Accelerator School (JUAS) zu gehen, mit der mein Interesse an Beschleunigern erst entfacht wurde.

Ich möchte der Feinmechanikwerkstatt und der Elektronikwerkstatt danken, die eine phantastische Arbeit bei der Herstellung der von mir benötigten Komponenten geleistet haben.

Außerdem möchte ich Lars Jürgensen, Ruben Grewe und Michaela Arnold für das Korrekturlesen meiner Arbeit danken. Sie haben sich während der Arbeitszeiten, aber im Besonderen auch in ihrer Freizeit meiner Dissertation gewidmet und nur durch ihre Anmerkungen konnte meine Arbeit zu einem erfolgreichen Abschluss geführt werden. Dazu möchte ich Felix Schließmann für seine mathematischen Fachkenntnisse danken und Ruben Grewe, Dominic Schneider und Katharina Ide, die mir mit besseren Programmierkünsten als meinen geholfen haben bei kniffligen Auswerteskripten. Grundsätzlich möchte ich mich bei allen bedanken, die mich mit ihrer Fachkompetenz, guten Tipps und zahlreichen Diskussionen unterstützt haben.

Ein besonderer Dank gilt der gesamten Beschleunigergruppe unter der Leitung von Michaela Arnold. Durch das besondere Arbeitsklima und den tollen Zusammenhalt wurde ich immer wieder von neuem für meine Arbeit motiviert. Ob beim lauten Musikhören während der Schrauberarbeiten, dem seit über anderthalb Jahren andauernden Kuchenmontag, die Grillevents oder das Herstellen von Sticksoffeis. Diese gemeinsamen Aktionen haben dazu geführt, dass ich täglich auf der Arbeit nicht nur Kollegen treffe, sondern Freunde gefunden habe.

Ich danke meinen Eltern, die meine Entscheidung Physik zu studieren zwar kritisch gesehen, mich aber dennoch immer bedingungslos unterstützt haben.

Der größte Dank gilt meiner Frau Sonja. Aus deinem immerwährenden Zuspruch, deiner dauerhaften Unterstützung und deinem mitfühlenden Trost in frustrierenden Momenten konnte ich immer wieder neue Kraft schöpfen. Ich danke dir, dass du jederzeit für mich da bist.