

# Entwicklung und Aufbau der Laser-getriebenen Compton-Rückstreuquelle COBRA für Strahldiagnose am S-DALINAC

**Development and Implementation of the Laser-Compton Backscattering Source COBRA for Beam Diagnostics at the S-DALINAC**

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

Genehmigte Dissertation von Maximilian Georg Meier, M.Sc. aus Bad Homburg v.d.Höhe

Tag der Einreichung: 16.01.2024, Tag der Prüfung: 05.02.2024

1. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders
2. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla  
Darmstadt, Technische Universität Darmstadt



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT

Fachbereich Physik  
Institut für Kernphysik  
AG Enders

Entwicklung und Aufbau der Laser-getriebenen Compton-Rückstreuquelle COBRA für  
Strahldiagnose am S-DALINAC

Development and Implementation of the Laser-Compton Backscattering Source COBRA  
for Beam Diagnostics at the S-DALINAC

Genehmigte Dissertation von Maximilian Georg Meier, M.Sc.

Tag der Einreichung: 16.01.2024

Tag der Prüfung: 05.02.2024

Darmstadt, Technische Universität Darmstadt

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-276948

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/27694>

Jahr der Veröffentlichung auf TUprints: 2024

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://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 – Weitergabe unter gleichen Bedingungen 4.0 International

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

*LASER. 'A solution in search of a problem'*

- Theodore Harold Maiman (1927 - 2007)



---

# Zusammenfassung

---

Die Charakterisierung der Elektronenstrahlenergie und Energieunschärfe von Beschleunigern ist ein wichtiger Aspekt für viele Experimente. Hierzu gibt es je nach Beschleunigeranlage und Typ unterschiedlichste Methoden. Eine vielversprechende Methode ist die Verwendung der inversen Compton-Streuung oder Compton-Rückstreuung, bei der ein Photon an einem relativistischen Elektron streut und dabei ein Energieübertrag vom Elektron auf das Photon stattfindet. Dieser Zusammenhang kann vereinfacht über eine doppelte Lorentztransformation der Photonenenergie mit  $E = 4\gamma^2 E_p$  ausgedrückt werden, wobei  $\gamma$  der Lorentzfaktor gegeben durch das Elektron ist und  $E_p$  die Energie des ursprünglichen Photons. Das gestreute Photon hat somit quadratisch proportional zum Impuls der Elektronen an Energie gewonnen. Mit der detektierten Energie des gestreuten Photons kann anschließend auf die Elektronenenergie rückgeschlossen werden.

Diese Dissertation beschreibt die Entwicklung und den Aufbau einer Laser-getriebenen Compton-Rückstreuquelle am supraleitenden Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger (S-DALINAC) des Instituts für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt, welcher als mehrfach rezirkulierender ERL (Akronym für engl. Energy Recovery LINAC) betrieben werden kann. Die Compton-Rückstreuquelle COBRA (Akronym für engl. Compton Backscattering at a Recirculating Accelerator) wurde entwickelt und aufgebaut für den Betrieb als Elektronenstrahldiagnose. Mit ihr soll zunächst die kinetische Energie und die Energieunschärfe gemessen werden. Außerdem bietet das System eine gute Basis für spätere Weiterentwicklungen in Richtung einer Strahlungsquelle für Röntgenphotonen, wodurch ein neuer Anwendungsbereich geschaffen würde.

Im Verlauf dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen zur Compton-Rückstreuung geschaffen, woraus Entwicklungs-Aspekte für eine Compton-Rückstreuquelle abgeleitet werden können. Anschließend wird der S-DALINAC und die aktuell verwendeten Messmethoden der Strahlparameter vorgestellt. Ein zentrales Element für die COBRA-Quelle ist für den S-DALINAC und die Anwendung als Strahldiagnose ein geeignetes Lasersystem zu charakterisieren. Hierzu wurde ein Simulationsprogramm auf Basis der analytischen Rechnungen der Compton-Rückstreuung erstellt. Die Ergebnisse, wie auch das finale Lasersystem werden vorgestellt. Es zeigt sich, dass ein 100-W-Lasersystem für die erfolgreiche Strahldiagnose benötigt wird. Trotz der Positionierung des Lasersystems in einem ca. 50 m entfernten Laserlabor konnte eine Transmission der Leistung von 96 % gewährleistet werden.

Der zweite Teil der Entwicklung beinhaltet die geometrische Auslegung der Überlagerung des Elektronen- und Laserstrahls. Hierzu wurde ein robustes und dennoch flexibles Design gewählt. Dieses soll erste Messungen der Strahlenergie ermöglichen und möglichst viel Anpassungspotential liefern. Die gewählte Geometrie der Frontalkollision spielt dabei eine zentrale Rolle, bietet es doch die Maximierung der Parameter Photonenfluss und Energie, bei gleichzeitig vereinfachter Analyse der Diagnosedaten. Die Frontralkollision wurde durch den Einsatz eines Off-Axis-Parabolspiegels erreicht, welcher in der Strahlachse

---

der Elektronen positioniert wird. Um den Elektronen den Durchgang durch den Spiegel zu vereinfachen, wurde dieser mit einer zentralen Bohrung versehen. Der Laserstrahl hingegen wird durch den Parabolspiegel um  $90^\circ$  umgelenkt und fokussiert. Dieser Aufbau hat dadurch eine gewisse Flexibilität der Laserstrahlparameter, so kann jederzeit die Strahlgröße und auch der Kollisionswinkel (in geringem Maße) angepasst werden. Abschließend konnte die entwickelte Compton-Rückstreuquelle COBRA innerhalb der dritten Rezirkulation des S-DALINAC aufgebaut werden. Es wurden Messungen zur Charakterisierung des Laserstrahls am Interaktionspunkt durchgeführt. Hier konnten Strahlgrößen von  $50\ \mu\text{m}$  bis  $100\ \mu\text{m}$  mit 93% der Laserleistung erreicht werden. Dies bildet eine gute Grundlage für die anschließende Inbetriebnahme von COBRA.

---

# Abstract

---

Characterising the electron beam energy and energy uncertainty of accelerators is an important aspect of many experiments. There are various methods for this, depending on the accelerator system and type. One promising method is the use of inverse Compton scattering or Compton backscattering, in which a photon scatters off a relativistic electron and energy is transferred from the electron to the photon. This relationship can be expressed in simplified terms using a double Lorentz transformation of the photon energy with  $E = 4\gamma^2 E_p$ , where  $\gamma$  is the Lorentz factor given by the electron and  $E_p$  is the energy of the original photon. The scattered photon has thus gained energy proportional to the square of the electron's momentum, the photon is boosted in energy. The detected energy of the scattered photon can then be used to calculate the electron energy.

This dissertation describes the development and construction of a laser-driven Compton backscattering source at the superconducting Darmstadt Electron Linear Accelerator (S-DALINAC) of the Institute of Nuclear Physics at the Technical University of Darmstadt, which can be operated as a multiple recirculating ERL (Energy Recovery LINAC). The Compton backscattering source COBRA (Compton Backscattering at a Recirculating Accelerator) was developed and constructed for operation as an electron beam diagnostics device. It will initially be used to measure the kinetic energy and the energy uncertainty. In addition, the system offers a good basis for later developments in the direction of a monochromatic X-ray photon source, which would create a new area of application.

In the course of this work, the theoretical basis for Compton backscattering is established. From this, development aspects for a Compton backscattering source can be derived. The S-DALINAC and the methods currently used to measure the beam parameters are then presented. A central element for the COBRA source is to characterise a suitable laser system for the S-DALINAC and its application as beam diagnostics. A simulation programme based on the analytical calculations of Compton backscattering was created for this purpose. The results and the final laser system are presented. It is shown that a 100 W laser system is required for successful beam diagnostics. Despite the positioning of the laser system in an approx. 50 m distant laser laboratory, a transmission of the power of 96 % could be guaranteed.

The second part of the development involves the geometric design of the superposition of the electron and laser beams. A robust yet flexible design was chosen for this. This should enable initial measurements of the beam energy and provide as much customisation potential as possible. The selected geometry of the frontal collision plays a central role here, as it maximises the photon flux and energy parameters while simplifying the analysis of the diagnostic data. The frontal collision was achieved by using an off-axis parabolic mirror, which is positioned in the beam axis of the electrons. To make it easier for the electrons to pass through the mirror, it was provided with a central hole. The laser beam, on the other hand, is deflected and focussed by the parabolic mirror by  $90^\circ$ . This setup therefore has a certain flexibility in the laser beam parameters, meaning that the beam

---

size and also the collision angle can be adjusted (to a small extent) at any time. Finally, the developed Compton backscattering source COBRA was set up within the third recirculation of the S-DALINAC. Measurements were carried out to characterise the laser beam at the interaction point. Here, beam sizes of 50  $\mu\text{m}$  to 100  $\mu\text{m}$  with 93 % of the laser power could be achieved. This forms a good basis for the subsequent commissioning of COBRA.

---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Elektromagnetische Strahlung durch beschleunigte Ladung</b>	<b>3</b>
2.1	Bremsstrahlung . . . . .	4
2.2	Synchrotronstrahlung . . . . .	4
2.3	Thomson-Streuung . . . . .	5
2.4	Compton-Streuung . . . . .	6
2.5	Inverse Compton-Streuung . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Compton-Rückstreuung</b>	<b>9</b>
3.1	Energie der gestreuten Photonen . . . . .	10
3.1.1	Bezugssystem Invarianten und Elektronen Rückstoßfaktor . . . . .	12
3.1.2	Bandbreite . . . . .	13
3.2	Fluss, Wirkungsquerschnitt und Luminosität der Streuung . . . . .	15
3.2.1	Compton-Wirkungsquerschnitt . . . . .	15
3.2.2	Luminosität . . . . .	17
3.3	Quellengröße, Divergenz und Emittanz . . . . .	18
3.4	Spektrale-Dichte und Brillanz . . . . .	18
3.5	Elektronenstrahl-Diagnose durch Compton-Rückstreuung . . . . .	19
3.6	Analytische Berechnungen . . . . .	21
3.6.1	BW-Flux-Code . . . . .	21
3.6.2	Erkenntnisse . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Elektronenbeschleuniger für eine Compton-Rückstreuquelle</b>	<b>27</b>
4.1	S-DALINAC . . . . .	27
4.1.1	Injektor . . . . .	28
4.1.2	Hauptbeschleuniger . . . . .	31
4.1.3	Extraktion . . . . .	33
4.1.4	Elektronenstrahl-Parameter des S-DALINAC . . . . .	33
4.2	Elektronenspeicherring für Compton-Rückstreuquellen . . . . .	37
4.3	Diskussion . . . . .	37
<b>5</b>	<b>Lichtquellen für Compton-Rückstreuquellen</b>	<b>39</b>
5.1	Laser . . . . .	39
5.1.1	Lasertypen . . . . .	39
5.1.2	Laserarchitekturen . . . . .	41
5.1.3	Energiespeicher: optischer Resonator . . . . .	43
5.2	Freier Elektronen Laser . . . . .	43
5.3	Diskussion . . . . .	44

<b>6</b>	<b>Entwicklung der Laser-Compton-Rückstreuquelle COBRA am S-DALINAC</b>	<b>47</b>
6.1	Konzepte für eine LCB-Quelle am S-DALINAC . . . . .	47
6.1.1	Räumliche Gegebenheiten . . . . .	48
6.1.2	Mögliche Geometrien . . . . .	48
6.2	Finales Konzept - COBRA . . . . .	50
6.2.1	Compton-Rückstreuquelle . . . . .	51
6.2.2	Parabolspiegel . . . . .	53
6.2.3	Testmessung zum Verlust von Elektronen am Parabolspiegel . . . . .	57
6.3	Elektronenstrahlverlauf an COBRA . . . . .	58
6.4	Lasersystem . . . . .	63
6.4.1	Mittlere Leistung . . . . .	63
6.4.2	Repetitionsrate und Synchronisation mit dem Master-Oszillator des S-DALINAC . . . . .	64
6.4.3	Strahllagestabilität und räumliche Qualität der Laserpulse . . . . .	65
6.4.4	Pulslänge . . . . .	65
6.4.5	Wellenlänge und spektrale Breite . . . . .	65
6.4.6	Einbindung in das Kontrollsystem des S-DALINAC . . . . .	66
6.4.7	Übersicht über die geforderten Parameter . . . . .	66
6.5	Resultierende Parameter für COBRA . . . . .	67
6.6	Nachweis der gestreuten Photonen . . . . .	71
6.6.1	Low-Energy Photon Spectrometer . . . . .	71
6.6.2	Effizienzkalibrierung und Auflösung LEPS . . . . .	72
6.6.3	Detektor-Aufbau . . . . .	74
6.6.4	Untergrundmessung am Detektor-Messplatz . . . . .	76
6.6.5	Bestimmung der Elektronenenergie und deren Unschärfe . . . . .	79
<b>7</b>	<b>Aufbau und Inbetriebnahme der Laser-Compton-Rückstreuquelle COBRA am S-DALINAC</b>	<b>81</b>
7.1	Lasersystem . . . . .	81
7.1.1	Laseraktives Medium - Yb:YAG . . . . .	81
7.1.2	Konfiguration des Lasersystems . . . . .	82
7.1.3	Parameter des Lasersystems . . . . .	85
7.2	Optischer Aufbau . . . . .	97
7.2.1	Laserlabor . . . . .	98
7.2.2	Transport-Teleskop . . . . .	98
7.2.3	Freistrahtransport zu COBRA am S-DALINAC . . . . .	100
7.2.4	COBRA . . . . .	101
7.2.5	Strahllagestabilisierung . . . . .	102
7.2.6	Charakterisierung des Laserstrahls . . . . .	104
7.3	Aufbau und Inbetriebnahme von COBRA . . . . .	108
7.3.1	COBRA-Aufbau und Justage der Komponenten . . . . .	108
7.3.2	Schirm Test . . . . .	111
7.3.3	Ablauf finale Inbetriebnahme . . . . .	111
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>113</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>115</b>
A.1	Technische Zeichnungen . . . . .	115



A.2	Datenblatt LEPS: CANBERRA GL0215-7935-7 . . . . .	118
A.3	Datenblatt MRC PSD . . . . .	120
<b>Curriculum Vitae</b>		<b>xx</b>
<b>List of Publications</b>		<b>xxi</b>



---

# 1 Einleitung

---

Brillante, monochromatische und abstimmbare Photonen-Strahlungsquellen im keV- bis MeV-Bereich ( $<1$  nm Wellenlänge) werden für eine Vielzahl von Anwendungen benötigt. Dies reicht von Röntgenbeugung, Spektroskopie, Tomografie in der Materialforschung, Biophysik und Medizin [1–6] bis hin zu photonuklearen Reaktionen, wie Kernresonanzfluoreszenz und photoinduzierte Kernspaltung [7–9]. Photonenstrahlen mit Energien im Bereich von 1 keV bis ca. 500 keV werden meist durch Synchrotronstrahlung (Abschnitt 2.2) in Elektronenspeicherringen [10, 11] (Abschnitt 4.2) oder in Freie-Elektronen-Lasern (FEL) [12, 13] (Abschnitt 5.2) ( $<25$  keV) erzeugt. Diese Anlagen haben meist den Nachteil sehr groß zu sein, da sie Elektronen im GeV-Bereich für die Strahlung benötigen. Umso höher die Photonenenergie sein soll, umso höher muss die Elektronenenergie werden, womit der technische Aufwand steigt. Somit sind Photonenquellen im MeV-Bereich mit der Synchrotronstrahlung kaum zu erreichen. Unter diesen Umständen wird der Effekt der Compton-Rückstreuung (Abschnitt 2.5 und Kapitel 3) relevant. Dieser bietet einen deutlich größeren Energiegewinn der Photonen aus dem Elektronenstrahl. Die zu erreichende Photonenenergie kann mit  $E = 4\gamma^2 E_p$  abgeschätzt werden, wobei  $\gamma$  der Lorentzfaktor, skaliert mit der Elektronenenergie, und  $E_p$  die Photonenenergie ist. Die Energieverteilung der rückgestreuten Photonen zeigt dabei eine Winkelabhängigkeit, wodurch mit einfacher Kollimation schmalbandige elektromagnetische Strahlung erzeugt werden kann. Dies zeigt, dass mit der Compton-Rückstreuung an bestehenden Beschleunigeranlage bereits die benötigten Energien im MeV-Bereich erreicht werden können. Somit können einerseits hochenergetische monochromatische Photonenquellen für die Kernphysik [14], wie auch Röntgenstrahlungsquellen (1 keV bis 200 keV) für Röntgenbeugung und Spektroskopie mit kleiner Baugröße [5] realisiert werden. Dies stellt eine Weiterentwicklung der bis dahin verwendeten breitbandigen Bremsstrahlung (Abschnitt 2.1) für solche Anwendungen dar. Ein Überblick über die durch beschleunigte Ladung erzeugte elektromagnetische Strahlung wird im folgenden Kapitel 2 gegeben.

Als Treiber von Compton-Rückstreuquellen sind zwei Arten der Elektronenbeschleuniger besonders relevant: das Synchrotron [14–16] und der Energie-rückgewinnender linear-Beschleuniger (engl. Energy recovery LINAC (ERL)) [17–19]. Der ERL scheint dabei besonders gut geeignet, da er die Strahlqualität eines LINACs mit einem hohen möglichen Elektronenstrom und hoher Repetitionsrate, auf kleinerem Raum vereinen kann. Auch hier können Energien im Bereich von MeV bis GeV mit mehrfacher Rezirkulation durch die Beschleunigerstrukturen erreicht werden. Allerdings bleibt vor allem die normierte Emittanz, welche zunächst durch die Elektronenquelle geprägt ist, aufgrund der zum Synchrotron verhältnismäßig wenigen Umläufe erhalten. Diese Eigenschaft und die hinzu kommende Möglichkeit der Energierückgewinnung macht den ERL zu einem gut geeigneten Treiber für Photonenquellen.

In dieser Arbeit wurde eine Laser-getriebene Compton-Rückstreuquelle, COBRA (engl. Compton Backscattering at a Recirculating Accelerator), entwickelt die am supralei-

---

tende Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger S-DALINAC, mit Möglichkeit zum ERL-Betrieb, inbetrieb genommen werden soll. Diese Photonenquelle soll in Zukunft die Weiterentwicklung von Compton-Rückstreuquellen an ERLs vorantreiben. Zu Beginn liegt die Hauptaufgabe zunächst in der zerstörungsfreien Elektronenstrahldiagnose, der Elektronenenergie und Energiebandbreite, was die Entwicklung des Beschleunigers, aber vor allem die Experimente voranbringen kann. Denn für viele Experimente an den Elektronenspektrometern des S-DALINAC ist die Kenntniss über Energiedrifts während der Messzeit und die präzise Bestimmung der Energieunschärfe von großer Bedeutung. Die Entwicklung der Compton-Rückstreuquelle COBRA ist durch die Gegebenheiten des vorhandenen Beschleunigers S-DALINAC geprägt, dies schließt die Verwendung eines Lasers als Photonenquelle, wie auch die Standortwahl der Quelle selbst mit ein. Ein separates Lasersystem bietet dabei den Vorteil der Unabhängigkeit zum Beschleunigersystem, somit bleiben die zu messenden Parameter des Elektronenstrahls unabhängig vom Laserstrahl. Um ein Verständnis für die Effekte und Zusammenhänge der Compton-Rückstreuquellen zu bekommen, werden die wichtigsten theoretischen Grundlagen in Kapitel 3 vorgestellt. Aus den hieraus resultierenden Erkenntnissen kann im späteren Verlauf der Arbeit, die Entwicklung der Compton-Rückstreuquelle am S-DALINAC besser nachvollzogen werden. Eine Beschreibung des S-DALINAC folgt dann in Kapitel 4. Hier wird der Beschleuniger im Allgemeinen vorgestellt und verschiedene Betriebsmodi beschrieben. Ebenfalls enthält dieses Kapitel eine Beschreibung der bisher am S-DALINAC verwendeten Möglichkeiten der Elektronenstrahldiagnose und die resultierenden Strahlparameter. Diese sind äußerst wichtig für eine verlässliche Entwicklung von COBRA. Zusätzlich werden die Unterschiede zu den für Compton-Rückstreuung meist verwendeten Elektronenspeicherringen aufgezeigt. In Kapitel 5 werden Lasertypen und der Freie-Elektronen-Laser als mögliche Lichtquellen für die Compton-Rückstreuung besprochen. Es wird aufgezeigt, welche Vor- und Nachteile die jeweiligen Systeme bieten.

Die Entwicklung von COBRA wird im Anschluss daran in Kapitel 6 besprochen. Hier werden zunächst die möglichen Entwürfe und das daraus resultierende finale Konzept vorgestellt. Anschließend werden die notwendigen Änderungen am S-DALINAC und das benötigte Lasersystem für COBRA vorgestellt. Die daraus resultierenden Parameter der Compton-Rückstreuquelle werden gezeigt, ebenso wie die gestreuten Photonen detektiert werden können.

Abschließend wird in Kapitel 7 das Lasersystem und dessen Parameter charakterisiert und der optische Aufbau von COBRA vorgestellt. Am Ende dieses Kapitels wird der finale Aufbau von COBRA gezeigt und welche Vorbereitungen für die ersten Messungen getroffen wurden.

Kapitel 8 stellt eine Zusammenfassung und Fazit, sowie den Ausblick auf die Zukunft von COBRA dar.

---

## 2 Elektromagnetische Strahlung durch beschleunigte Ladung

---

Ein geladenes Teilchen, welches beschleunigt wird, emittiert elektromagnetische Strahlung. Dies folgt zwangsläufig aus der Tatsache, dass die Lichtgeschwindigkeit und damit die Ausbreitungsgeschwindigkeit von elektromagnetischen Feldern auf  $v = c$  begrenzt ist. Hierdurch können Änderungen an z. B. elektrischen Feldern nicht instantan stattfinden. Anschaulich lässt sich dadurch begründen, dass die eigentlich geradlinig von der Ladung ausgehenden Feldlinien durch die Beschleunigung  $a$  gekrümmt werden. Dadurch entstehen nicht radiale Komponenten in den Feldvektoren, woraus eine elektromagnetische Welle entsteht. Die Leistung  $P$  der emittierten EM-Strahlung, eines sich nicht relativistisch ( $v \ll c$ ) bewegenden Teilchens der Ladung  $q$ , kann durch die Larmor Gleichung [20, 21] ausgedrückt werden

$$P = \frac{q^2}{6\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3} \left( \frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 . \quad (2.1)$$

Hierbei sind  $\epsilon_0$  die elektrische Feldkonstante,  $m_0$  die Ruhemasse des Teilchens und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. Daraus folgt, dass nur bei einer Impulsänderung EM-Strahlung emittiert wird. Aus dieser Betrachtung folgt auch, dass die Feldlinien am stärksten in transversaler Richtung gekrümmt bzw. geknickt werden, in longitudinaler Richtung dagegen überhaupt nicht. Die Abstrahlungscharakteristik entspricht demnach dem eines Hertzschen Dipols. Dies kann ausgedrückt werden durch [22]

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3} \left( \frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \sin^2 \vartheta . \quad (2.2)$$

Wird die Ladung nun periodisch beschleunigt, wie in einem Hertzschen Dipol, folgt für die Larmor-Gleichung [20]

$$P(t) = \frac{q^2 l^2 \omega^4}{6\pi\epsilon_0 c^3} \sin(kr - \omega t) , \quad (2.3)$$

wobei  $\omega$  die Frequenz der Oszillation,  $k$  die Wellenzahl und  $l$  die Schwingungslänge ist. Dadurch ergibt sich, dass eine durch oszillierende Ladungen emittierte Strahlung mit der gleichen Frequenz schwingt wie die Ladung selbst. Außerdem zeigt sich, dass die Leistung der emittierten Strahlung stark mit der Frequenz steigt ( $P \propto \omega^4$ ), die Strahlung polarisiert ist und die Abstrahlung dem Hertzschen Dipol ( $P \propto \sin^2 \theta$ ) entspricht. Diese Form der Strahlung ist jedoch kaum festzustellen [21]. In messbare Bereiche kommt die Strahlung erst, wenn die Teilchen relativistisch werden und sich auf Kreisbahnen bewegen und so eine Kraft senkrecht zu ihrer Bewegung erfahren. In diesem Fall ergibt sich für die abgestrahlte Leistung [21, 23]

$$P = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0 (m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} , \quad (2.4)$$

---

wobei  $E = pc$  die Energie des Elektrons bei  $v = c$  ist. Diese auftretende Strahlung kann hauptsächlich bei Elektronen festgestellt werden, da diese im Vergleich zu Protonen oder Ionen eine deutlich geringere Masse besitzen. Auch wird deutlich, dass diese Strahlung aufgrund ihrer Abhängigkeit zur vierten Potenz der Energie der Elektronen erst bei relativ hohen Energien bemerkbar wird. Für eine detaillierte Erläuterung zu dieser elementaren Strahlung sei auf [24] verwiesen.

---

## 2.1 Bremsstrahlung

---

Bremsstrahlung wird emittiert, wenn ein geladenes Teilchen sich in der Nähe von Atomkernen bewegt und durch das starke elektrische Feld eine Ablenkung und so Beschleunigung erfährt. Das Teilchen verliert Energie und es wird, wie im vorherigen Abschnitt besprochen, EM-Strahlung emittiert. Bremsstrahlung entsteht somit, wenn z. B. ein hochenergetisches Elektron ( $E_e$ : 10 MeV bis 100 MeV) auf ein dichtes Target mit hoher Ordnungszahl (z. B. Wolfram, Kupfer, Gold etc.) geschossen wird. Das dabei entstehende Spektrum ist breitbandig ( $0 \leq E_p \leq E_e$ ). Die maximale Energie ist nach dem Duane-Hunt-Gesetz die ursprüngliche kinetische Energie des Elektrons [25]. Die Leistung der emittierten Strahlung steigt mit der Ordnungszahl ( $P \propto Z^2$ ) oder mit der Dichte ( $P \propto N_{Atom}$ ). Da die gesamte Energieverteilung aus einer Vielzahl an Streuungen nur eine sehr schwache Winkelabhängigkeit zeigt, ist eine reine Kollimation des Strahls als Monochromator nicht ausreichend. Eine vollständige quantenelektrodynamische Betrachtung wurde von Bethe und Heitler [26] veröffentlicht. Für eine genauere Beschreibung von Bremsstrahlung kann auch die Arbeit von Koch und Motz [27] herangezogen werden.

---

## 2.2 Synchrotronstrahlung

---

Die Erzeugung von Synchrotronstrahlung ist vergleichbar zur Bremsstrahlung. Ein geladenes, relativistisches Teilchen, wird durch ein Magnetfeld von seiner geraden Bahn abgelenkt und erfährt dadurch eine transversale Beschleunigung. Dies führt zur Emission von EM-Strahlung. Da es sich um ein sich relativistisch bewegendes Teilchen handelt, ist die Abstrahlungscharakteristik, welche im Ruhesystem des Teilchens einem Hertzschen Dipol entspricht, im Laborsystem durch die Lorentz-Transformation in die Bewegungsrichtung gekrümmt. Sie entspricht einem Kegel mit einem halben Öffnungswinkel von  $\frac{1}{\gamma}$ , wobei  $\gamma$  der Lorentzfaktor ist [21]. Aufgrund dieser Eigenschaft und der gekrümmten Bahn bzw. Kreisbahn des geladenen Teilchens, ist die entstehende EM-Strahlung gepulst. Die Pulslänge ist dabei um den Faktor  $1/\gamma$  verkürzt. Daraus ergibt sich auch ein sehr breites Spektrum mit einer kritischen Frequenz

$$\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2R} \quad , \quad (2.5)$$

abhängig vom Krümmungsradius  $R$ . Die ersten Experimente dazu wurden an Synchrotrons durchgeführt, daher auch die Bezeichnung. Diese konnten aber aufgrund der sich ständig verändernden Energie kein gleichmäßiges Spektrum generieren. Außerdem änderte sich somit auch in geringem Maße der Radius und damit der Ursprungspunkt der Strahlung, was die Quellengröße vergrößert. Aus diesem Grund wurden im Lauf der Zeit für diesen Zweck Speicherringe gebaut, welche stabile Energien und kleinere Quellengrößen

brachten. Sie werden auch als zweite Generation von Synchrotron-Strahlungsquellen bezeichnet. Die Anforderungen an immer kleinere Quellengrößen bei höheren Intensitäten führten zur Entwicklung der dritte Generation, welche statt der einfachen Ablenk-magnete Wiggler oder Undulatoren verwendet. Diese bestehen aus periodisch wechselnd angeordneten Magnetfeldern, in denen das Elektron auf eine gleichmäßige Schwingungs-bahn gebracht wird. Dadurch wird, in die gleiche Richtung zu einer Probe hin, mehrfach EM-Strahlung emittiert. Die Intensität hängt dabei von der Länge bzw. der Zahl der Perioden ab. Der Unterschied zwischen Wiggler und Undulator liegt in der Ablenkstärke der verwendeten Magnetfelder. Dies ist bei Undulatoren deutlich schwächer, wodurch eine gerichteter Strahlung mit kleinerer Bandbreite emittiert wird. Um die Strahlung noch schmalbandiger zu bekommen, werden Monochromatoren eingesetzt. Dies wird u.a. durch Bragg-Reflexion (die Energieverteilung ist winkelabhängig) an perfekten Kristallen [28] mit anschließender Kollimation erreicht. Hierzu ist es jedoch erforderlich die Quel-lengröße und Divergenz immer weiter zu verkleinern bei immer größer werdendem Fluss der Synchrotronstrahlungsquellen. Dies führt zur Prägung des Parameters der Brillanz<sup>1</sup> [21, 29] von Strahlungsquellen. Sie ist gegeben durch

$$B = \frac{\Delta N}{t \cdot A \cdot \Delta\Omega \cdot \frac{\Delta\lambda}{\lambda}} \quad , \quad (2.6)$$

mit der Anzahl  $\Delta N$  der Photonen pro Zeit  $t$ , der Fläche  $A$ , dem Raumwinkel  $\Delta\Omega$  und der Photonenbandbreite  $\Delta\lambda/\lambda$ . Aktuell ist an vielen Beschleunigern die Emittanz<sup>2</sup> [21] des Elektronenstrahls der beschränkende Faktor für eine weitere Steigerung der Brillanz. Die heutigen Synchrotronstrahlungsquellen sind durch die zu erreichende maximale Ma-gnetfeldstärke und minimale Undulatorperiode auf Photonenenergien von bis zu 300 keV beschränkt. Es gibt somit kaum Möglichkeiten, MeV-Photonen zu erzeugen. Dennoch sind diese Quellen im Bereich der Röntgenstrahlung am attraktivsten und somit nach wie vor relevant für viele Forschungsbereiche wie der Materialforschung, Biophysik und Medizin [6]. Es gibt allerdings auch hier Bestrebungen, kleinere Anlagen mit vergleichbaren Para-metern zu entwickeln. Dadurch können komplexere Experiment-Aufbauten, aufgrund der besseren Verfügbarkeit, leichter und schneller weiterentwickelt werden, denn die Strahlzeiten an den großen Anlagen sind beschränkt und die Experimentierplätze müs-sen jedes mal wieder geräumt und für den nächsten Aufbau freigegeben werden. Dies macht es für aufwendige Experimente deutlich attraktiver, eine eigene Strahlungsquel-le zu verwenden. Die Entwicklung von Compton-Rückstreuquellen für den Bereich der Röntgenstrahlungsenergie bzw. Photonen-Energie im keV-Bereich wird dadurch interes-sant, da diese deutlich niedrigere Elektronen-Energien und daher kleinere Beschleuniger benötigen, wie im folgenden Kapitel erläutert wird.

---

## 2.3 Thomson-Streuung

---

Bei der Thomson-Streuung [30] beschleunigt einfallende EM-Strahlung ein quasi freies geladenes Teilchen (z. B. Elektron) und versetzt es in Schwingung in der Polarisations-ebene. Das schwingende Elektron (Hertzscher Dipol) emittiert wiederum EM-Strahlung mit der gleichen Frequenz. Die Polarisation bleibt dabei erhalten. Die Thomson-Streuung

<sup>1</sup>Ist ein Maß für die Qualität der Strahlung.

<sup>2</sup>Die Emittanz ist proportional zum Phasenraumvolumen des Elektronenstrahls.

wird als elastische Streuung bezeichnet. Es findet kein Energieübertrag auf das Elektron statt, da die Energie der einfallenden Strahlung deutlich kleiner ist als die Ruheenergie des Elektrons ( $E_p = hf \ll m_e c^2$ ). Sie ist ein Grenzfall der Compton-Streuung, wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird. Die Frequenz der EM-Welle muss jedoch deutlich größer sein als die Eigenfrequenz des Elektrons. Die Eigenfrequenz ist am kleinsten beim freien Elektron, aber auch an schwach gebundenen Elektronen kann Thomson-Streuung auftreten. Ist die Frequenz der Strahlung jedoch vergleichbar mit der Eigenfrequenz (z. B. bei stark gebundenen Elektronen), so tritt Rayleigh-Streuung auf. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Thomson-Streuung ist durch den Thomson-Wirkungsquerschnitt bestimmt [30]

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 6,652\,458\,732\,1(60) \cdot 10^{-29} \text{ m}^2 \quad . \quad (2.7)$$

---

## 2.4 Compton-Streuung

---

Die Compton-Streuung [31] zeigte erstmals nach der Entdeckung des Photoeffekts die Teilcheneigenschaften des Lichts. Der Compton-Effekt wurde 1922 durch ein Experiment von Arthur Holly Compton (Nobelpreis 1927) entdeckt, bei dem die Streustrahlung eines durch Röntgenstrahlung bestrahlten Materials auch größere Wellenlängen aufwies als die der ursprünglichen Strahlung [32]. Im Gegensatz zur Thomson-Streuung, dem Grenzfall der Compton-Streuung [33] wird bei dieser Streuung Energie an das Elektron übertragen. Die emittierte EM-Strahlung besitzt demnach nach der Streuung eine geringere Energie und damit kleinere Frequenz bzw. größere Wellenlänge. Je größer die Energie des Photons  $E_p$ , umso mehr Energie wird auf das Elektron übertragen. Der Rückstoß  $X$  des Elektrons kann mit [34]

$$X = \frac{4E_p}{m_e c^2} \quad , \quad (2.8)$$

ausgedrückt werden. Die Zunahme der Wellenlänge  $\Delta\lambda$  des Photons hängt jedoch nur vom Streuwinkel  $\theta$  ab [32]

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) = \lambda_C (1 - \cos\theta) \quad . \quad (2.9)$$

Dabei ist  $\lambda_C = h/m_e c = 2,4 \text{ pm}$  die Compton-Wellenlänge des Elektrons. Sie ist im Vergleich zur Compton-Wellenlänge des Protons  $\lambda_C = 1,3 \text{ fm}$  deutlich größer, weshalb die Zunahme der Wellenlängen von EM-Strahlung früher sichtbar wird. Aufgrund dieser geringen Wellenlängenzunahme ist die Compton-Streuung erst bei kleinen Wellenlängen messbar. Genauso wie bei der Thomson-Streuung bleibt die Polarisation erhalten.

---

## 2.5 Inverse Compton-Streuung

---

Die inverse Compton-Streuung wurde erstmals durch Feenberg und Primakoff [35–37], aufgrund der Beobachtung, dass Elektronen in ihrer Energie, aufgrund der kosmischen Strahlung durch Photonen aus Sternenlicht, reduziert werden, postuliert. Im Gegensatz zur Compton-Streuung ist hier das geladene Teilchen nicht in Ruhe, sondern bewegt sich mit relativistischer Geschwindigkeit  $v \approx c$ . Dadurch wird beim Rückstoß eines Photons am Elektron ein Impuls an das Photon übertragen und die Wellenlänge des Photons

verkürzt sich, wobei die kinetische Energie des Elektrons um den gleichen Faktor kleiner wird. Auch hier gibt es den Grenzfall der Thomson-Streuung, bei dem der Rückstoß des Elektrons zu vernachlässigen ist. Diesen Fall kann man klassisch durch Anwendung der speziellen Relativitätstheorie als relativistische Dopplerverschiebung beschreiben. Die Frequenz  $f$  des einfallenden Photons wird dabei mit der Lorentz-Transformation [38] in das Ruhesystem des Elektrons transformiert

$$f' = \gamma(1 - \beta \cos \theta)f \quad , \quad (2.10)$$

wobei  $\beta = v/c$  die relative Geschwindigkeit des Elektrons zur Lichtgeschwindigkeit darstellt,  $\gamma$  der Lorentzfaktor und  $\theta$  der Kollisionswinkel ist. Im Ruhesystem des Elektrons beginnt dieses nun, wie bei der Thomson-Streuung, mit der Frequenz  $f'$  zu schwingen und danach EM-Strahlung mit der gleichen Frequenz wieder zu emittieren. Die Abstrahlcharakteristik ist dabei gleich der des Hertzschen Dipols. Um die Frequenz der emittierten Strahlung in das Laborsystem zu überführen, muss eine erneute Lorentz-Transformation durchgeführt werden:

$$f'' = \gamma(1 - \beta \cos \theta)f' = \gamma^2(1 - \beta \cos \theta)^2 f \quad . \quad (2.11)$$

Für eine Frontalkollision  $\theta = \pi$  und ultrarelativistische Elektronen  $\gamma \gg 1$  vereinfacht sich die Gleichung zu

$$f'' \approx 4\gamma^2 f, \quad (2.12)$$

durch Multiplikation mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$  wird daraus die Energie des gestreuten Teilchens

$$E_p'' \approx 4\gamma^2 E_p. \quad (2.13)$$

Daraus ist zu erkennen, dass die gestreute Photonenenergie  $E_p''$  quadratisch mit der Elektronenenergie  $E_e$  relativ zur Ruheenergie  $\gamma = E_e/m_e c^2$  verstärkt wird. Somit können aus Photonen im sichtbaren Wellenlängenbereich Photonen erzeugt werden, die sich im keV- oder sogar MeV-Bereich befinden. Auch die Abstrahlcharakteristik des Hertzschen Dipols im Ruhesystem des Elektrons wird aufgrund der Lorentz-Transformation in die Bewegungsrichtung des Elektrons zu einem Kegel mit halben Öffnungswinkel  $\gamma/2$  transformiert. Genauso wie bei der Thomson-Streuung wird auch hier die Polarisation der EM-Strahlung erhalten. Der große Vorteil gegenüber der Bremsstrahlung ist die Winkelabhängigkeit der Energie der gestreuten Photonen, wodurch sie mittels eines Kollimators selektierbar wird. So kann ein quasi-monochromatischer Photonenstrahl erzeugt werden. Ein Nachteil ist jedoch, dass der Wirkungsquerschnitt (im Grenzfall Thomson-Wirkungsquerschnitt) sehr klein ist und so eine hohe Anzahl an Photonen und Elektronen benötigt wird, um einen ausreichenden Photonenfluss für die Anwendung der inversen Compton-Streuung zu generieren. Genauere Berechnungen zu der inversen Compton-Streuung können aufgrund des Welle-Teilchen-Dualismus durch zwei verschiedene Modelle ausgeführt werden. Dies kann jeweils aufgrund der zu betrachtenden Phänomene unterschiedlich sein. So bietet sich für die Einbeziehung des Elektronenspins auf den Wirkungsquerschnitt das Teilchenbild an, aber für die Erzeugung höherer harmonischer Anregungen, d.h. nichtlineare Effekte, das Wellenbild. Das Modell, in der der Laserstrahl als EM-Welle angenommen wird, leitet sich durch die Betrachtung des Lasers als Undulator ab, vergleichbar mit der Synchrotronstrahlung. Hierbei bewirkt das sinusförmig veränderliche elektrische Feld, dass die Elektronen oszillieren und somit Photonen emittieren. Dabei ist die Wellenlänge

---

deutlich kürzer als sie es bei Undulatoren (vgl. Undulatorperiode) wäre. Im Elektron-Photon-Kollisionsmodell wird die Streuung des Photons am Elektron betrachtet, wobei das Elektron „zurückgestoßen“ wird und das Photon an Energie gewinnt. In den folgenden Kapiteln wird das Elektron-Photon-Kollisionsmodell verwendet.

---

## 3 Compton-Rückstreuung

---

Der Compton-Effekt beschreibt die Streuung eines Photons an einem quasifreien<sup>1</sup>, ruhenden Elektron, wobei ein Energieübertrag durch Rückstoß des Photons an das Elektron stattfindet. Beim inversen Compton-Effekt überträgt ein relativistisches Elektron Energie auf ein einfallendes Photon, das typischerweise eine Wellenlänge im sichtbaren Bereich besitzt. Die im Winkel von  $\pi$  kegelförmig rückgestreuten Photonen, mit einem Öffnungswinkel von  $1/\gamma$ , besitzen, in Abhängigkeit von der Energie der wechselwirkenden Photonen und Elektronen, Energien im keV- oder MeV-Bereich. Oft werden die Begriffe Röntgenstrahlung und Gammastrahlung in diesem Zusammenhang genannt. Es soll hier darauf hingewiesen werden, dass diese Begrifflichkeit in diesem Zusammenhang historisch aus der Entstehung der Strahlung gewählt wurde. Dies ist aber nach der jeweiligen Definition nicht ganz korrekt. Fälschlicherweise werden die Begriffe oft im Zusammenhang mit den Energiebereichen von z.B. 100 eV bis ca. 200 keV für Röntgenstrahlung und ab ca. 200 keV (oft wird auch eine andere Grenzenergie zwischen den beiden Typen definiert) für Gammastrahlung verwendet. Röntgenstrahlung wird nach ihrer Herkunft aus der Röntgenröhre durch ihren Entdecker Wilhelm Conrad Röntgen [40] benannt. Sie beschreibt EM-Strahlung im Energiebereich oberhalb der UV-Strahlung, welche durch Geschwindigkeitsänderung von geladenen Teilchen, d.h. klassisch aus Bremsstrahlung oder als atomare charakteristische Strahlung, entsteht. Später wurde die Definition für erzeugte Photonen aus hochenergetischen Übergängen in Elektronenhüllen von Atomen und Molekülen noch erweitert. Gammastrahlung wiederum tritt nur durch Kernreaktionen oder radioaktive Zerfälle auf. Nach den Definitionen lässt sich die aus inverser Compton-Streuung entstehende Strahlung noch am ehesten als Röntgenstrahlung bezeichnen, da sie durch eine Geschwindigkeitsänderung der Elektronen auftritt. Da dies und der Energiebereich für die in diesem Projekt erzeugten Photonen zutrifft, wird die entstehende elektromagnetische Strahlung hier Röntgenstrahlung genannt. Zur Vollständigkeit soll noch erwähnt werden, dass sich die inverse Compton-Streuung in einem anderen Bild auch als periodische Ablenkung der Elektronen durch das EM-Feld beschreiben lässt, ähnlich zu einem Undulator in einem Synchrotron [41, 42]. In dieser Arbeit wird jedoch der Ansatz der Streuung von Photonen an Elektronen gewählt<sup>2</sup>. Hierbei beschreibt die Klein-Nishina-Formel den Wirkungsquerschnitt der Streuung [43] und einfache geometrische Zusammenhänge können genutzt werden, um die resultierende Energie zu berechnen.

---

<sup>1</sup>Quasifreie Elektronen kommen z. B. in Leitungs- und Valenzbändern von Festkörper vor, vgl. Bloch-Theorie [39].

<sup>2</sup>Mit diesem Ansatz kann der Elektronenrückstoß einfacher beschrieben werden. Da der Rückstoß Einfluss auf die weiter im Beschleuniger verbleibenden Elektronen haben kann, ist dies für diese Arbeit relevant.

### 3.1 Energie der gestreuten Photonen

Für eine vollständige Beschreibung der Elektron-Photon-Wechselwirkung reicht das klassische Bild nicht aus, denn der Rückstoß des Elektrons wird nicht beachtet. Deshalb muss das vollständige Quantenbild mit den Viererimpulsen, den Energie-Impulsvektoren, in der Energie- und Impulserhaltung betrachtet werden. Allgemein gilt [44]

$$P + K = P' + K' \quad , \quad (3.1)$$

wobei  $P$  und  $P'$  den Viererimpuls des Elektrons vor und nach dem Stoß,  $K$  und  $K'$  den Viererimpuls des Photons vor und nach dem Stoß beschreibt. Für die kontravarianten Energie-Impuls-Vektoren der eingehenden und ausgehenden Teilchen kann folgende Annahme getroffen werden

$$P^\mu = \gamma m_e (c, \vec{v}) \quad , \quad (3.2)$$

$$K^\mu = \frac{E_p}{c} (1, \vec{e}) \quad , \quad (3.3)$$

$$P'^\mu = \gamma' m_e (c, \vec{v}') \quad , \quad (3.4)$$

$$K'^\mu = \frac{E'_p}{c} (1, \vec{e}') \quad , \quad (3.5)$$

wobei  $\gamma$  und  $\gamma'$  der Lorentzfaktor des eingehenden und ausgehenden Elektrons,  $\vec{v}$  und  $\vec{v}'$  der Geschwindigkeitsvektor des eingehenden und ausgehenden Elektrons,  $\vec{e}$  und  $\vec{e}'$  der Einheitsvektor des einfallenden und gestreuten Photons und  $E_p$  und  $E'_p$  die Energie des eingehenden und ausgehenden Photons ist. Aus Gleichung (3.1) können nun zwei unabhängige Gleichungen gebildet werden. Zum Einen ergibt das Quadrieren der Gleichung (3.1)

$$(P + K)^2 = (P' + K')^2 \quad , \quad (3.6)$$

zum Anderen ergibt die Multiplikation der Gleichung (3.1) mit dem Viererimpuls des gestreuten Photons

$$K' \cdot (P + K) = K' \cdot (P' + K') \quad . \quad (3.7)$$

Nun können mit Hilfe der Minkowski-Metrik ( $\text{diag}(1, -1, -1, -1)$ ), die Produkte ausgerechnet werden:

$$P_\mu P^\mu = \gamma^2 m_e^2 (c^2 - v^2) = m_e^2 c^2 = P'_\mu P'^\mu \quad , \quad (3.8)$$

$$K_\mu K^\mu = \frac{E_p^2}{c^2} (-1 + \vec{e}^2) = 0 = K'_\mu K'^\mu \quad . \quad (3.9)$$

Damit folgt für Gleichung (3.6)

$$P_\mu K^\mu = P'_\mu K'^\mu \quad , \quad (3.10)$$

unter Verwendung der von  $K_\mu P^\mu = P_\mu K^\mu$  und für Gleichung (3.7)

$$K'_\mu P^\mu + K'_\mu K^\mu = K'_\mu P'^\mu \quad . \quad (3.11)$$

Wird nun Gleichung (3.10) in (3.11) eingesetzt ergibt sich

$$K'_\mu P^\mu + K'_\mu K^\mu = K'_\mu P^\mu \quad . \quad (3.12)$$

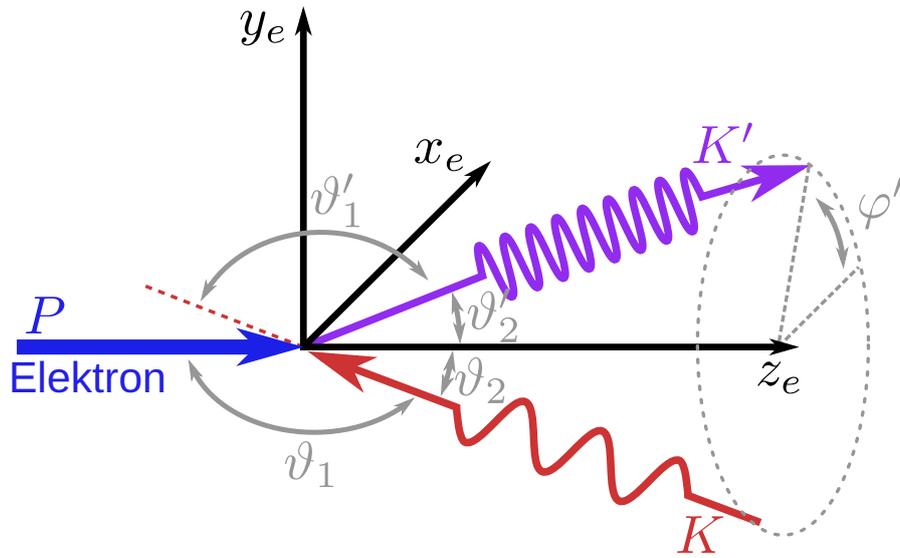


Abbildung 3.1: Compton-Rückstreuung eines einlaufenden Elektrons von links (blau) mit einem Laser-Photon (rot) unter einem Streuwinkel  $\vartheta_1$ . Das gestreute Photon (violett) wird unter dem Winkel  $\vartheta'_2$ , im Azimutwinkel  $\varphi'$  rückgestreut.

Daraus folgt durch Einsetzen der Vierervektoren (3.2), (3.3) und (3.5)

$$\frac{E'_p}{c} \gamma m_e (\vec{e}' \cdot \vec{v} - c) + \frac{E_p E'_p}{c^2} (\vec{e}' \cdot \vec{e} - 1) = \frac{E_p}{c} \gamma m_e (\vec{e} \cdot \vec{v} - c) \quad . \quad (3.13)$$

Nun können noch die Skalarprodukte durch ihre Winkelbeziehung dargestellt werden:

$$\vec{e} \cdot \vec{v} = v \cos \vartheta_1 \quad , \quad (3.14)$$

$$\vec{e}' \cdot \vec{v} = v \cos \vartheta'_2 \quad , \quad (3.15)$$

$$\vec{e}' \cdot \vec{e} = \cos \vartheta'_1 \quad , \quad (3.16)$$

womit für Gleichung (3.13) mit dem Geschwindigkeitsverhältnis  $\beta = \frac{v}{c}$ , der Elektronenenergie  $E_e = \gamma m_e c^2$  und unter Annahme  $\vartheta_2 = \pi - \vartheta_1$ , die allgemeine lineare rückstoß-korrigierte Formel für die Energie des gestreuten Photons folgt

$$E'_p = \frac{(1 + \beta \cos \vartheta_2) E_p}{(1 - \beta \cos \vartheta'_2) + (1 - \cos \vartheta'_1) \frac{E_p}{E_e}} \quad . \quad (3.17)$$

Im Falle einer Frontalkollision  $\vartheta_2 = 0$  und mit  $\vartheta'_1 = \pi - \vartheta'_2$  vereinfacht sich die Gleichung zu

$$E'_p = \frac{(1 + \beta) E_p}{(1 - \beta \cos \vartheta'_2) + (1 + \cos \vartheta'_2) \frac{E_p}{E_e}} \quad . \quad (3.18)$$

Hieraus wird die Winkelabhängigkeit der Energieverteilung deutlich, welche mittels Kollimation zur Wellenlängenselektion dienen kann. Setzt man durch räumliche Begrenzungen einen maximalen Streuwinkel  $\vartheta_2^{max}$  fest, werden alle Photonen, die mit einem Winkel  $\vartheta'_2 > \vartheta_2^{max}$  streuen, absorbiert. Die maximale Energie  $E'_p$  der rückgestreuten Photonen

tritt dabei bei 180°-Rückstreuung ( $\vartheta'_2 = 0$ ) auf. Es kann nun durch Lorentztransformation ins Schwerpunktsystem und anschließende Taylorreihenentwicklung mit der Annahme der Kleinwinkelnäherung  $\vartheta'_2 \ll 0$  sowie einem ultrarelativistischen Elektron ( $\beta \approx 1$ ) der Ausdruck für die Energie der gestreuten Photonen noch weiter vereinfacht werden zu

$$E'_p \approx \frac{4\gamma^2 E_p}{1 + \gamma^2 \vartheta'^2_2 + 4\gamma^2 \frac{E_p}{E_e}} \quad (3.19)$$

Bei der Betrachtung von 180° rückgestreuten Photonen und der Definition des Rückstoßfaktors  $X = 4\gamma^2 E_p / E_e$  ergibt sich

$$E'_p \approx \frac{4\gamma^2 E_p}{1 + X} \quad (3.20)$$

was gleichbedeutend mit der Compton-Kante die höchstmögliche rückgestreute Energie der Photonen bedeutet. Bei kleiner Photonenenergie, verglichen mit der Ruheenergie der Elektronen, ist der Rückstoß der Elektronen  $X \approx 0$  vernachlässigbar und es ergibt sich die bereits in Abschnitt 2.5 hergeleitete Beziehung für den Grenzwert der Thomson-Rückstreuung

$$E'_p = 4\gamma^2 E_p \quad (3.21)$$

Es zeigt sich erneut, dass auf die Photonenenergie eine Lorentz-Boost<sup>3</sup> wirkt. Dies wird auch relativistische Dopplerverschiebung genannt.

### 3.1.1 Bezugssystem Invarianten und Elektronen Rückstoßfaktor

Mit den Viererimpulsdefinitionen können die lorentzinvarianten Mandelstam-Variablen [34]  $s$ ,  $t$  und  $u$  gebildet werden

$$s = (P + K)^2 = (P' + K')^2 = (m_e c)^2 + 2P_\mu K^\mu = (m_e c)^2 + 2P'_\mu K'^\mu \quad (3.22)$$

$$t = (P - K)^2 = (P' - K')^2 = 2((m_e c)^2 - P_\mu P'^\mu) = -2K_\mu K'^\mu \quad (3.23)$$

$$u = (P + K')^2 = (P' + K)^2 = (m_e c)^2 - 2P_\mu K'^\mu = (m_e c)^2 - 2P'_\mu K_\mu \quad (3.24)$$

$$s + t + u = 2(m_e c)^2 \quad (3.25)$$

wobei  $s$  das Quadrat der Schwerpunktsenergie des Systems,  $t$  das Quadrat des Viererimpuls-Übertrags (Impulstransfer) beschreibt und  $u$  die Summe der beiden Mandelstam-Variablen  $s$  und  $t$  ist. Aus diesen kinematischen Invarianten können die bekannten Lorentzinvarianten gebildet werden

$$X = \frac{s - (m_e c)^2}{(m_e c)^2} \quad (3.26)$$

$$Y = \frac{(m_e c)^2 - u}{(m_e c)^2} \quad (3.27)$$

Diese können durch Einsetzen der Viererimpulse und umschreiben der Skalarprodukte wie folgt ausgedrückt werden:

$$X = \frac{2\gamma E_p (1 + \beta \cos \vartheta_2)}{m_e c^2} \quad (3.28)$$

<sup>3</sup>Eine durch Lorentztransformation erwirkte Erhöhung der Photonenenergie

$$Y = \frac{2\gamma E'_p(1 + \beta \cos \vartheta'_2)}{m_e c^2} , \quad (3.29)$$

wobei  $\beta = v/c$  eingesetzt wurde. Die Lorentzinvariante  $X$  ist hierbei der Rückstoßfaktor des Elektrons und ist zu verstehen als die Energiereduktion, die das Elektron erfährt. Wird nun der Fall der Frontalkollision ( $\vartheta_2 = 0$ ) gewählt und das Elektron als ultra-relativistisch ( $\beta = 1$ ) angenommen, ergibt sich für  $X$

$$X = \frac{4\gamma E_p}{m_e c^2} . \quad (3.30)$$

Für den Fall ( $X \ll 1$ ) ist der Rückstoß vernachlässigbar klein und die Betrachtung befindet sich wieder im Thomson-Streuungs-Regime. Somit ergibt sich für eine Streuung eines Photons von 1,2 eV Energie (Wellenlänge von 1030 nm) an einem Elektron der Energie 100 MeV ein Rückstoßfaktor von  $X = 0.00184$ . Daher kann in diesem Fall von Thomson-Rückstreuung gesprochen werden.

### 3.1.2 Bandbreite

Es existieren diverse Herleitungen und Darstellungen der Energie-Bandbreite ( $\sigma_{\Delta E'_p}/E'_p$ ) der gestreuten Photonen [45–47]. An dieser Stelle sollen drei verschiedene dargestellt werden. Die Energie-Bandbreite der gestreuten Photonen wird von unterschiedlichen Parametern des Elektronen- und Laserstrahls beeinflusst. Allgemein kann die Bandbreite bis zu einem gewissen Minimum durch die Kollimation ( $\theta_{col}$ ) beeinflusst werden. Dieser spezifische Winkel ist wiederum von der Energie der Elektronen abhängig, da die gestreuten Photonen im Kegel mit dem Öffnungswinkel ( $1/\gamma$ ) gestreut werden. So muss für die gleiche Energiebandbreite der Kollimationswinkel verkleinert werden für steigende Elektronenenergie. Es kann jedoch keine beliebige kleine Bandbreite durch Kollimation erreicht werden. So führt u. a. die räumliche transversale Ausdehnung der Strahlen schon dadurch zu einer gewissen Bandbreitenvergrößerung, da größere Winkel von Streuungen an den Rändern nicht kollimiert werden können. Diese minimale Bandbreite ist durch eine intrinsische Bandbreite beschränkt, welche sich aus den Strahlparametern von Elektronen- und Laserstrahl zusammen setzt. So wird diese u.a. durch

- die Elektronen-Energiebandbreite ( $\sigma_{\Delta E_e}/E_e$ ),
- die Laserbandbreite ( $\sigma_{\Delta E_p}/E_p$ ),
- die normierte Elektronenstrahl-Emittanz im Verhältnis zur Strahlgröße (1- $\sigma$ -Umgebung) am Interaktionspunkt ( $\epsilon_n/\sigma_e$ ),
- und die Strahldivergenz des Lasers am IP ( $M^2\lambda/4\pi\sigma_L$ ), gewichtet mit der Beugungsmaßzahl,

beeinflusst. Die Bandbreite (1- $\sigma$ -Umgebung) kann nach Petrillo et al. [19, 45, 48] dargestellt werden mit

$$\frac{\sigma_{\Delta E'_p}}{E'_p} = \sqrt{(\gamma_e \theta_{rms})^4 + \left( \frac{\sigma_{\Delta E'_p}}{E'_p} \right)_{in\,hom}^2} , \quad (3.31)$$

wobei  $\theta_{rms} \ll 1$  der Akzeptanzwinkel des Kollimators ist. Die intrinsische Bandbreite ( $\sigma_{\Delta E'_p}/E'_p$ )<sub>in $hom$</sub> , d.h. die Bandbreite unabhängig von jeglicher Kollimation, ist gegeben ist

durch

$$\left(\frac{\sigma_{\Delta E'_p}}{E'_p}\right)_{inhom} = \sqrt{4\left(\frac{\sigma_{\Delta E_e}}{E_e}\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_n}{\sigma_e}\right)^4 + \left(\frac{\sigma_{\Delta E_p}}{E_p}\right)^2 + \left(\frac{M^2\lambda}{4\pi\sigma_L}\right)^4} . \quad (3.32)$$

Jedoch wird bei dieser Beziehung der Rückstoß der Elektronen vernachlässigt. Sie ist demnach nur gültig im Grenzfall der Thomson Streuung ( $X \ll 1$ ). Diese Gleichung wurde unter der Berücksichtigung des Elektronenrückstoßes [46] erweitert zu

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{\Delta E'_p}}{E'_p} = & \left[ \left[ \frac{\Psi^2/\sqrt{12}}{1+\Psi^2} + \frac{\bar{P}^2}{1+\sqrt{12}\bar{P}^2} \right]^2 \right. \\ & \left. + \left[ \left( \frac{2+X}{1+X} \right) \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \right]^2 + \left[ \frac{1}{1+X} \frac{\Delta E_L}{E_L} \right]^2 + \left[ \frac{M^2\lambda_0}{2\pi\omega_0} \right]^4 + \left[ \frac{a_0^2/3}{1+a_0^2/2} \right]^2 \right]^{\frac{1}{2}} , \end{aligned} \quad (3.33)$$

mit

$$\bar{P} = (\sqrt{2}\epsilon_n)/(\sigma_e\sqrt{1+X}) . \quad (3.34)$$

In dieser Darstellung der Bandbreite wird für den Akzeptanzwinkel ( $\Psi = \gamma_{CM}\theta_s^{max} \ll 1$ ) der Lorentzfaktor im Schwerpunktsystem ( $\gamma_{CM} = \gamma/\sqrt{1+X}$ ) verwendet. Außerdem wurde die Betrachtung um den Laserstärke-Parameter ( $a_0 = 6.8(\lambda_0\omega_0)/\sqrt{(U_L(J))/(\sigma_t(\text{ps}))}$ ), mit der Laserpuls-Energie ( $U_L(J)$ ), erweitert, was nichtlineare Effekte mit in Betracht ziehen soll.

Für den linearen Bereich ( $a_0 \ll 1$ ) mit moderatem Rückstoßfaktor ( $X \sim 1$ ) ist die Bandbreitendefinition nach Ranjan et al. [47] gültig. Sie berücksichtigt zusätzlich Winkelabhängigkeiten bei jedem der Parameter, welche die Bandbreite beeinflussen. Außerdem berücksichtigt sie die asymmetrische Strahlformen und asymmetrische Emittanz. Die Bandbreite ist folgendermaßen definiert

$$\frac{\sigma_{\Delta E'_p}}{E'_p} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_\theta}{E_\sigma}\right)^2 + \left(\frac{\bar{\sigma}_{\Delta E_e}}{E_e}\right)^2 + \left(\frac{\bar{\sigma}_{\Delta E_p}}{E_p}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_\epsilon}{E_\epsilon}\right)^2} , \quad (3.35)$$

wobei es hier detaillierte Ausdrücke für den Kollimationsterm ( $\sigma_\theta/E_\sigma$ ), die Elektron-Energiebandbreite ( $\bar{\sigma}_{\Delta E_e}/E_e$ ), die Laserbandbreite ( $\bar{\sigma}_{\Delta E_p}/E_p$ ) und den Emittanz-Term ( $\sigma_\epsilon/E_\epsilon$ ) gibt

$$\frac{\sigma_\theta}{E_\sigma} = \frac{1}{\sqrt{12}} \frac{\psi^2}{1+X+\psi^2/2} , \quad (3.36)$$

$$\frac{\bar{\sigma}_{\Delta E_e}}{E_e} = \frac{2+X}{1+X+\psi^2} \frac{\sigma_{\Delta E_e}}{E_e} , \quad (3.37)$$

$$\frac{\bar{\sigma}_{\Delta E_p}}{E_p} = \frac{1+\psi^2}{1+X+\psi^2} \frac{\sigma_{\Delta E_p}}{E_p} , \quad (3.38)$$

$$\frac{\sigma_\epsilon}{E_\epsilon} = \frac{\sqrt{2}\gamma^2}{1+X} \sqrt{\frac{\epsilon_x^2}{\beta_x^{*2}} + \frac{\epsilon_y^2}{\beta_y^{*2}}} . \quad (3.39)$$

Hierbei sind ( $\psi = \gamma\theta$ ) der Akzeptanzwinkel, ( $\epsilon_{x,y}$ ) die Emittanz in x- bzw. y-Richtung, ( $\beta_{x,y}^*$ ) die Beta-Funktion am Interaktionspunkt in x- bzw. y-Richtung.

Es bleibt festzuhalten, dass die größte Auswirkung auf die Bandbreite durch den Kollimationswinkel und die Elektronenstrahlparameter wie Energiebandbreite, Strahlgröße und Emittanz kommt. Bei den Laser-Parametern ist die Bandbreite der größte Faktor. Die Strahlqualität und Fokussierung sind in Bezug auf die Qualität heutiger Lasersysteme in den meisten Anwendungen vernachlässigbar.

## 3.2 Fluss, Wirkungsquerschnitt und Luminosität der Streuung

Die Anzahl  $N$  der Streueignisse pro Zeit  $t$ , der Photonenfluss, wird für kollidierende Teilchenstrahlen durch den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und die Luminosität  $\mathcal{L}$  ausgedrückt:

$$\mathcal{F} = \frac{dN}{dt} = \sigma \mathcal{L} \quad . \quad (3.40)$$

Der Wirkungsquerschnitt beschreibt eine Fläche, die zur Streuwahrscheinlichkeit proportional ist. Die Luminosität hingegen bezieht sich darauf, wie viele Teilchen in dem Streubereich pro Zeiteinheit zusammentreffen. Somit ergibt sich die Gesamtzahl der gestreuten Teilchen aus dem Integral der Luminosität über die Zeit, multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt

$$N = \sigma \int \mathcal{L} dt \quad . \quad (3.41)$$

Dabei handelt es sich bereits um die über das Volumen  $V$  der Wechselwirkung integrierte Luminosität. Ein allgemeinerer Ausdruck für die Anzahl an Stößen pro Zeit und Volumen ist durch [49, 50]

$$\frac{d^2N}{dt dV} = \sigma n_1 n_2 \sqrt{(\vec{v}_1 - \vec{v}_2)^2 - \frac{(\vec{v}_1 \cdot \vec{v}_2)^2}{c^2}} \quad . \quad (3.42)$$

gegeben, wobei  $n_1$  und  $n_2$  die jeweilige Anzahl an Teilchen der Streupartner sind und  $v_1$  und  $v_2$  die Geschwindigkeiten.

### 3.2.1 Compton-Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für die Compton-Rückstreuung beschreibt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon und ein Elektron wechselwirken. Er wird mathematisch als effektive Querschnittsfläche beschrieben, in dem die Wechselwirkung stattfindet. Er wird meist in der Einheit Barn ( $1 \text{ b} = 100 \text{ fm}^2$ ) angegeben. Laut Fermis Goldener Regel [34] ist der Wirkungsquerschnitt für eine Streuung von zwei Teilchen gegeben durch eine Übergangsrate multipliziert mit dem Phasenraum und geteilt durch den Teilchenfluss. Die Übergangsrate wird dabei beschrieben durch das Quadrat der Streumatrix  $|\langle f | S | i \rangle|^2 = |S_{fi}|^2$ . Die Streuung kann durch die zwei Feynman-Diagramme in Abbildung 3.2 dargestellt werden. Die Amplitude der Streumatrix ist gegeben durch

$$M_{fi} = -4\pi q^2 n'_\mu \cdot n'_\nu (\bar{u}' Q^{\mu\nu} u) \quad , \quad (3.43)$$

mit

$$Q^{\mu\nu} = \frac{1}{s - (m_e c)^2} \gamma^\mu (\gamma P + \gamma K + m_e) \gamma^\nu + \frac{1}{u - (m_e c)^2} \gamma^\nu (\gamma P - \gamma K' + m_e) \gamma^\mu \quad , \quad (3.44)$$

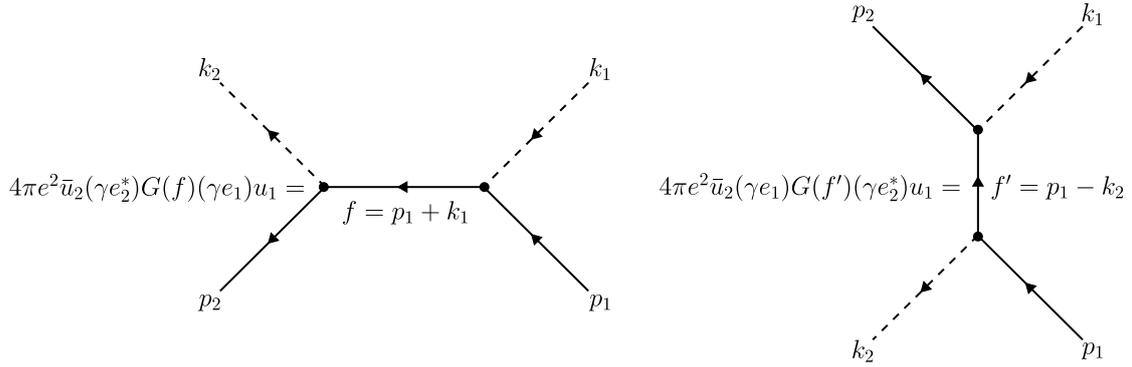


Abbildung 3.2: Die beiden Tree-level-Feynmandiagramme der Elektron-Photon Streuung. Das Photon wird mit gestrichelter, das Elektron mit durchgehender Linie dargestellt. Beide tragen zur Amplitude der Streumatrix der Compton-Streuung bei. Im ersten Diagramm wird das eingehende Photon  $K$  zusammen mit dem eingehenden Elektron  $P$  absorbiert und das ausgehende Photon  $K'$  zusammen mit dem ausgehenden Elektron  $P'$  wieder emittiert. Im zweiten Diagramm wird das ausgehende Photon  $K'$  gleichzeitig zur Annihilation des eingehenden Elektrons  $P$  emittiert und das eingehende Photon  $K$  wird absorbiert zeitgleich mit der Erzeugung des ausgehenden Elektrons  $P'$ . Die kontinuierliche Linie dazwischen repräsentiert dabei ein virtuelles Elektron, wobei sein Viererimpuls bestimmt wird durch die Erhaltung des Viererimpulses an den Vertizes [34].

wobei  $n, n'$  die Polarisation-Vierervektoren von dem eingehenden und ausgehenden Photon und  $u, u'$  die Dirac-Spinoren des eingehenden und ausgehenden Elektrons sind. Wie in Referenz [34] beschrieben, ergibt sich mit einer beliebigen Polarisierung für das Quadrat der Amplitude

$$|M_{fi}| \rightarrow 16\pi^2 q^4 \text{tr} \left( \rho^{(e)'} \rho_{\lambda\mu}^{p'} Q^{\mu\nu} \rho^{(e)} \rho_{\nu\sigma}^{(p)} \bar{Q}^{\lambda\sigma} \right) . \quad (3.45)$$

Zusammen mit der allgemeinen Gleichung für den Wirkungsquerschnitt

$$d\sigma = \frac{1}{64\pi} |M_{fi}|^2 \frac{dt d\phi}{I^2 2\pi} , \quad (3.46)$$

führt dies zum unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma$ . Unter Verwendung von  $I^2 = \frac{1}{4}(s - (m_e c)^2)^2$  und unter der Annahme, dass der Wirkungsquerschnitt unabhängig vom Azimutalwinkel  $\phi$  ist, ergibt sich dann

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} = & 8\pi r_e^2 \frac{(m_e c)^2}{(s - (m_e c)^2)^2} \left[ \left( \frac{(m_e c)^2}{s - (m_e c)^2} + \frac{(m_e c)^2}{u - (m_e c)^2} \right)^2 \right. \\ & \left. + \left( \frac{(m_e c)^2}{s - (m_e c)^2} + \frac{(m_e c)^2}{u - (m_e c)^2} \right) - \frac{1}{4} \left( \frac{s - (m_e c)^2}{u - (m_e c)^2} + \frac{u - (m_e c)^2}{s - (m_e c)^2} \right) \right] . \end{aligned} \quad (3.47)$$

Diese Form ist invariant gegenüber der Transformation in beliebige Bezugssysteme. Ausgedrückt mit den Lorentzinvarianten aus Gleichung (3.26) und (3.27) ergibt sich für den

invarianten Wirkungsquerschnitt [34]

$$\frac{d\sigma}{dY} = \frac{8\pi r_e^2}{X^2} \left[ \left( \frac{1}{X} - \frac{1}{Y} \right)^2 + \frac{1}{X} - \frac{1}{Y} + \frac{1}{4} \left( \frac{X}{Y} + \frac{Y}{X} \right) \right] , \quad (3.48)$$

wobei  $t$  aufgrund der Gleichung (3.25)  $u = 2(m_e c)^2 - s - t$  im Bereich  $(m_e c)^4/s \leq u \leq 2(m_e c)^2 - s$  ersetzt wurde. Die Mandelstam-Variablen sind für eine Elektron-Photon-Streuung nach Referenz [34] begrenzt auf

$$s \geq (m_e c)^2 , \quad (3.49)$$

$$t \leq 0 , \quad (3.50)$$

$$u \cdot s \leq (m_e c)^4 . \quad (3.51)$$

Dies folgt auch unmittelbar aus der Betrachtung von Gleichung (3.22) bis (3.24) für physikalisch sinnvolle Werte. Die angegebenen Limits können umgeformt werden zu den Lorentzinvarianten  $X$  und  $Y$

$$\frac{X}{X+1} \leq Y \leq X . \quad (3.52)$$

Wird der Wirkungsquerschnitt nun von  $X/(X+1)$  bis  $X$  integriert, folgt der totale Wirkungsquerschnitt für den unpolarisierten Fall

$$\sigma = 2\pi r_e^2 \frac{1}{X} \left[ \left( 1 - \frac{4}{X} - \frac{8}{X^2} \right) \log(1+X) + \frac{1}{2} + \frac{8}{X} - \frac{1}{2(1+X)^2} \right] . \quad (3.53)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt variiert somit zwischen dem klassischen Limit  $X \rightarrow 0$  und dem ultrarelativistischen Limit  $X \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} \lim_{X \rightarrow 0} \sigma &= \frac{8\pi r_e^2}{3} (1 - X) = \sigma_T (1 - X) \\ \lim_{X \rightarrow \infty} \sigma &= \frac{2\pi r_e^2}{X} \left( \log X + \frac{1}{2} \right) , \end{aligned} \quad (3.54)$$

wobei  $\sigma_T = 0,665 \text{ b}$  den totalen Thomson Wirkungsquerschnitt darstellt. Dies bedeutet für nicht signifikante Rückstoßfaktoren wird die Compton-Rückstreuung zur Thomson-Rückstreuung. Bei dem umgekehrten Fall, dass die Energie des Elektrons vollständig auf die Energie des Photons über geht, wodurch der Rückstoß maximal wird, handelt es sich um die ultrarelativistische Grenze. Hier nähert sich die Energie der gestreuten Photonen der Energie der einfallenden Elektronen an [24, 46].

### 3.2.2 Luminosität

Die Luminosität der Kollision zweier gepulster Teilchenstrahlen  $N_1$  und  $N_2$  in einem Winkel wurde von Suzuki 1976 [51] dargestellt. Den Ausführungen folgend, ergibt sich für den relativistischen Fall mit einem Streuwinkel  $2\vartheta$  zwischen zwei gepulsten Strahlen für die Luminosität

$$\mathcal{L} = N_1 N_2 2c B f \cos^2 \vartheta \int f_1(x_1, y_1, z_1, t) f_2(x_2, y_2, z_2, t) dx dy dz dt , \quad (3.55)$$

mit der Anzahl  $B$  von Pulsen und der Repetitionsrate  $f$ . Mit der Annahme von zwei gaußförmigen Verteilungen in alle drei Raumrichtungen folgt für die Verteilung  $f_i$

$$f_i = \frac{1}{\frac{3}{2}(2\pi) \sigma_{x_i} \sigma_{y_i} \sigma_{z_i}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left( \frac{x_i^2}{\sigma_{x_i}^2} + \frac{y_i^2}{\sigma_{y_i}^2} + \frac{(z_i - ct)^2}{\sigma_{z_i}^2} \right)\right) . \quad (3.56)$$

Nach der Integration der Gleichung (3.55) ergibt sich die Luminosität [48] nach Elektron-Photon-Streuung

$$\mathcal{L} = \frac{fBN_eN_p \cos(\vartheta)}{2\pi \sqrt{\sigma_{e,y}^2 + \sigma_{p,y}^2} \sqrt{(\sigma_{e,x}^2 + \sigma_{p,x}^2) \cos^2(\vartheta) + (\sigma_{e,z}^2 + \sigma_{p,z}^2) \sin^2(\vartheta)}} . \quad (3.57)$$

Bei einer Frontalkollision  $\vartheta = 0$  und symmetrischen Strahlen  $\sigma_x = \sigma_y$  vereinfacht sich die Luminosität zu

$$\mathcal{L} = \frac{fBN_eN_p}{2\pi (\sigma_e^2 + \sigma_p^2)} . \quad (3.58)$$

---

### 3.3 Quellengröße, Divergenz und Emittanz

---

Aufgrund der Größen des Elektronen- und Laserstrahls am Interaktionspunkt der Streuung besitzt auch die gestreute Strahlung eine Quellengröße. Die Quellengröße  $\sigma_s$  wird berechnet aus der Überlagerung von zwei gaußförmigen Intensitäts- bzw. Dichteverteilungen der jeweiligen Pulse. Aus der Multiplikation der beiden Gauß-Verteilungen ergibt sich

$$\sigma_s = \frac{\sigma_e \cdot \sigma_p}{\sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_p^2}} , \quad (3.59)$$

mit der Strahlgröße(1- $\sigma$ -Umgebung) des Elektrons  $\sigma_e$  und des Photons  $\sigma_p$ . Die Quellen-Divergenz  $\theta_{div}$  kann wie im vorherigen Kapitel beschrieben mit

$$\theta_{div} = 1/\gamma_e , \quad (3.60)$$

angenommen werden. Die resultierende Strahlemittanz  $\epsilon_s$  der gestreuten Photonen wird nach Curatolo et al. [46] beschrieben durch

$$\epsilon_s = \sigma_s \frac{\theta_{col}}{\sqrt[4]{12} \sqrt[9]{1+X}} , \quad (3.61)$$

mit dem quellenspezifischen Kollimationswinkel  $\theta_{col}$ .

---

### 3.4 Spektrale-Dichte und Brillanz

---

Die Spektrale-Dichte  $S$  einer Compton-Rückstreuquelle ist definiert als [46]

$$S = \frac{F_{tot}}{\sqrt{2\pi} 4\gamma_{CM}^2 E_p \frac{\sigma_{\Delta E'_p}}{E'_p}} , \quad (3.62)$$

wobei  $\gamma_{CM} \approx \gamma/\sqrt{1+X}$  der Lorentzfaktor im Schwerpunktsystem ist. Sie ist ein Maß für die Energiedichte des erzeugten Photonenspektrums. Die bei Synchrotronstrahlungsquellen

oft verwendete Spitzen-Brillanz  $\mathcal{B}^{peak}$  kann auch für Compton-Rückstreuquellen definiert werden als [46]

$$\mathcal{B}^{peak} = \frac{N_{col}}{(2\pi)^3 \epsilon_s^2 \sigma_{ph,\tau} \frac{\sigma_{\Delta E'_p}}{E'_p} [0.1\%] f} \quad , \quad (3.63)$$

mit  $\sigma_{ph,\tau} = \sqrt{\sigma_{e,\tau}^2 + \sigma_{L,\tau}^2}$  der Pulslänge (rms) der gestreuten Photonen und der Repetitionsrate  $f$ . Die durchschnittliche Brillanz  $\mathcal{B}^{ave}$  ist gegeben durch [46]

$$\mathcal{B}^{ave} = \frac{N_{col}}{(2\pi)^{\frac{5}{2}} \epsilon_s^2 \frac{\sigma_{\Delta E'_p}}{E'_{ph}} [0.1\%]} \quad . \quad (3.64)$$

### 3.5 Elektronenstrahl-Diagnose durch Compton-Rückstreuung

Die Messung des Energiespektrums der gestreuten Photonen in Kombination mit der Charakterisierung der Laserparameter ermöglicht die Rückrechnung auf die Energieverteilung der Elektronen im Beschleuniger selbst. Somit ist die Compton-Rückstreuung aufgrund des geringen Wirkungsquerschnitts hervorragend geeignet für eine nicht destruktive Messung von Elektronenstrahlparametern wie Energie und Energiebandbreite [52–55]. Die Berechnung der Elektronenergie und Bandbreite ergibt sich aus der Compton-Kante im Energiespektrum und der Breite selbiger. Um diese maximale Energie im Spektrum möglichst exakt bestimmen zu können, wird eine dem Spektrum entsprechende, Verteilung benötigt. In einfachen Rechnungen wurde dazu eine Faltung von einer Stufenfunktion [52–54]

$$h(x) = \begin{cases} 1 + a_4(x - a_1), & \text{für } x \leq a_1 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad , \quad (3.65)$$

mit der Steigung  $a_4$  vor der Kante, der Position der Kante  $a_1$  und einer Gauß-Funktion [52–54] mit der Standardabweichung  $a_2$

$$g(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a_2} e^{-\frac{x^2}{2a_2^2}} \quad (3.66)$$

verwendet. Die daraus resultierende Fit-Funktion für eine variable Position und Höhe der Compton-Kante lautet dann

$$f(E'_p; a_1, a_2, a_3, a_4, a_5) = a_3 \left[ \frac{1 + a_4(E'_p - a_1)}{2} \cdot \operatorname{erf} \left( \frac{E'_p - a_1}{\sqrt{2}a_2} \right) - \frac{a_2 a_4}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(E'_p - a_1)^2}{2a_2^2}} \right] + a_5 \quad , \quad (3.67)$$

mit

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt \quad . \quad (3.68)$$

Der Parameter  $a_1$  ist dabei die maximale Energie der gestreuten Photonen und kann durch Umstellen von Gleichung (3.20) bei Frontralkollision in die Elektronenenergie umgerechnet werden. Sollte keine Frontalkollision vorliegen, muss die Gleichung (3.17) umgestellt werden, wobei die Winkel der rückgestreuten Photonen auf  $0^\circ$  bzw.  $180^\circ$  angepasst werden müssen. Die Energiebandbreite der Elektronen steckt im Parameter

$a_2$ , der Standardabweichung der Gauß-Verteilung. Sie setzt sich zusammen aus der Auflösung des Detektors  $\sigma_{Det}$  und der gesuchten Energiebandbreite der Elektronen  $\sigma_{\Delta E_e}$ . Die Beziehung wird beschrieben durch

$$\frac{a_2}{E_p^{max}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{Det}}{E_p^{max}}\right)^2 + \left(2\frac{\sigma_{\Delta E_e}}{E_e}\right)^2} . \quad (3.69)$$

Für diese Methode wurden Genauigkeiten von  $2 \cdot 10^{-4}$  [52] später  $3,1 \cdot 10^{-5}$  [53] erreicht. Diese Fit-Funktion berücksichtigt jedoch nicht die durch die Kollimation und die Emittanz entstehenden Effekte auf die Compton-Kante. Eine verbesserte Verteilung wurde von C. Sun et al. [55] publiziert. Um die Präzision zu erhöhen, wurde eine exaktere Beschreibung als eine einfache Gauß-Funktion der Energieverteilung der gestreuten Photonen aufgestellt. Jedoch wurde auch hier die Annahme gemacht, dass der unpolarisierte Elektronenstrahl und Laserstrahl gaußförmige Verteilungen haben. Außerdem wurde die vertikale Emittanz des Elektronenstrahls und die Bandbreite des Lasers vernachlässigt und eine Frontalkollision angenommen. Aus diesen Annahmen heraus wurde folgende Gleichung zur Beschreibung des gestreuten Photonen Spektrums aufgestellt [55]

$$\begin{aligned} \frac{dN_{p'}}{E_p^{max}} &\approx \frac{r_e^2 L^2 N_e N_p}{2\pi^2 \hbar c \beta_0 \sqrt{\zeta_x} \sigma_{p'} \sigma_{\theta_x}} \int_{-y_0}^{y_0} \int_{-x_0}^{x_0} \int_{-\theta_{xmax}}^{\theta_{xmax}} \left( \frac{\bar{\gamma}}{1 + 2\bar{\gamma}a} \right) \times \\ &\times \left\{ \frac{1}{4} \left[ \frac{4\bar{\gamma}^2 E_p}{E_p'(1 + \bar{\gamma}^2 \theta_f^2)} + \frac{E_p'(1 + \bar{\gamma}^2 \theta_f^2)}{4\bar{\gamma}^2 E_p} \right] - \frac{\bar{\gamma}^2 \theta_f^2}{(1 + \bar{\gamma}^2 \theta_f^2)^2} \right\} \times \\ &\times \exp \left( -\frac{(\theta_x - x_c/L)^2}{2\sigma_{\theta_x}^2} - \frac{(\bar{\gamma} - \gamma_0)^2}{2\sigma_{\gamma}^2} \right) d\theta_x dx_c dy_c , \end{aligned} \quad (3.70)$$

mit

$$\begin{aligned} \bar{\gamma} &= \frac{2E_p' a}{4E_p - E_p' \theta_f^2} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{4E_p - E_p' \theta_f^2}{4a^2 E_p'}} \right) , \\ a &= \frac{E_p}{m_e c^2} , \\ \theta_f^2 &= \theta_x^2 + \left( \frac{\gamma_c}{L} \right)^2 , \\ \sigma_{\theta_x} &= \sqrt{\frac{\epsilon_x \xi_x}{\beta_x \zeta_x}} , \\ \xi_x &= 1 + \left( \frac{\beta_x}{L} \right)^2 + \frac{2k\beta_x \epsilon_x}{\beta_0} , \\ \zeta_x &= 1 + \frac{2k\beta_x \epsilon_x}{\beta_0} , \\ \theta_{xmax} &= \sqrt{\frac{4E_p}{E_p'} - \left( \frac{y_c}{L} \right)^2} . \end{aligned}$$

Hierbei sind  $\epsilon_x$  und  $\beta_x$  die Emittanz und Beta-Funktion des Elektronenstrahls in horizontaler Richtung,  $\gamma = E_e/m_e c^2$  und  $\sigma_{\gamma} = \sigma_{E_e}/m_e c^2$  die Elektronenstrahl-Energie und

Energiebandbreite normalisiert mit der Ruheenergie  $m_e c^2$ ,  $\beta_0$  und  $k = E_p/\hbar c$  die Rayleigh-Länge und die Wellenzahl des Laserstrahls,  $L$  der Abstand zwischen IP und Kollimator,  $x_0$  und  $y_0$  die Halbwertsbreite der horizontalen und vertikalen zirkularen Apertur, wobei der Radius gegeben ist durch  $R = \sqrt{x_0^2 + y_0^2}$ . Laut C. Sun et al. wird Gleichung (3.67) ungenau für sehr stark kollimierte Photonenstrahlen mit einem Kollimationsfaktor  $\alpha \leq 4$ . Dabei gilt [55]

$$\alpha = \frac{\gamma^2 \Delta\theta_c^2}{2\sqrt{2 \ln 2} \cdot \frac{2\sigma_{E_e}}{E_e}}, \quad (3.71)$$

somit können kleine Werte für  $\alpha$  durch eine niedrige Elektronen-Energie, eine große Elektronen-Bandbreite oder durch eine kleine Winkeldivergenz des kollimierten Photonenstrahls bedingt sein. Diese Einschränkungen können mit Gleichung (3.70) überwunden werden. Die Messgenauigkeit wurde mit dieser Fit-Funktion auf  $3 \cdot 10^{-5}$  [55] bei kleinen Kollimationswinkeln verbessert.

---

## 3.6 Analytische Berechnungen

---

Um ein Verständnis für die Möglichkeiten einer Compton-Rückstreuquelle am S-DALINAC<sup>4</sup> und die notwendigen Parameter für ein neues Lasersystem zu erhalten, wurden u.a. die analytischen Formeln aus diesem Kapitel und weitere aus diversen Veröffentlichungen [44, 46, 48, 54] für ein analytisches Python-Skript verwendet. Die Ergebnisse daraus sind in Abschnitt 6.4 zu finden. Eine grundlegendere Analyse von den Parametern Photonen-Bandbreite und -Fluss wurde mit dem im Folgenden vorgestellten Python-Programm durchgeführt.

### 3.6.1 BW-Flux-Code

Während der Zusammenarbeit mit Atoosa Meseck und Christoph Lorey von der Johannes Gutenberg-Universität Mainz wurde der Programmcode BW-Flux-Code<sup>5</sup> (Bandbreiten Photonenfluss Programm, engl. „Bandwidth Flux Code“) in Python entwickelt, welcher zur Untersuchung der Zusammenhänge von Bandbreite und Fluss der gestreuten Photonen, mit den jeweiligen Laser und Elektronenstrahlparametern dient. Dies wirkt unterstützend für das Projekt der Entwicklung von COBRA (engl. Compton Backscattering at a Recirculating Accelerator) am S-DALINAC (Abschnitt 4.1). Kann aber auch eine Ergänzung für die Durchführung der ausführlichen Simulation der Compton-Rückstreuung von Christoph Lorey [56, 57] als Vorauswahl der Parameter genutzt werden. Die Veröffentlichung von Curatolo et al. [46] und die darin enthaltenen analytischen Beschreibungen bilden die Grundlage für diesen Programmcode. Er beschreibt praktische Formeln für Bandbreite, Fluss, spektrale Dichte und Brillanz, die für jeden Wert des Rückstoßfaktors gültig sein sollen, d.h. sowohl für den Thomson-Bereich mit vernachlässigbarem Elektronenrückstoß, als auch für den tiefen Compton-Bereich mit großem Elektronenrückstoß. Das Programm wurde so geschrieben, dass eine interaktive Veränderung der Grundparameter direkt umgesetzt wird und die Auswirkungen auf Photonenfluss und Bandbreite, wie

<sup>4</sup>Supraleitender Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger S-DALINAC (Superconducting-DARmstadt electron-LINear-ACcelerator)

<sup>5</sup>Dieses Programm ist nach Anfrage beim Autor verfügbar unter: <https://git.rwth-aachen.de/maximilian.meier/bw-flux-code>

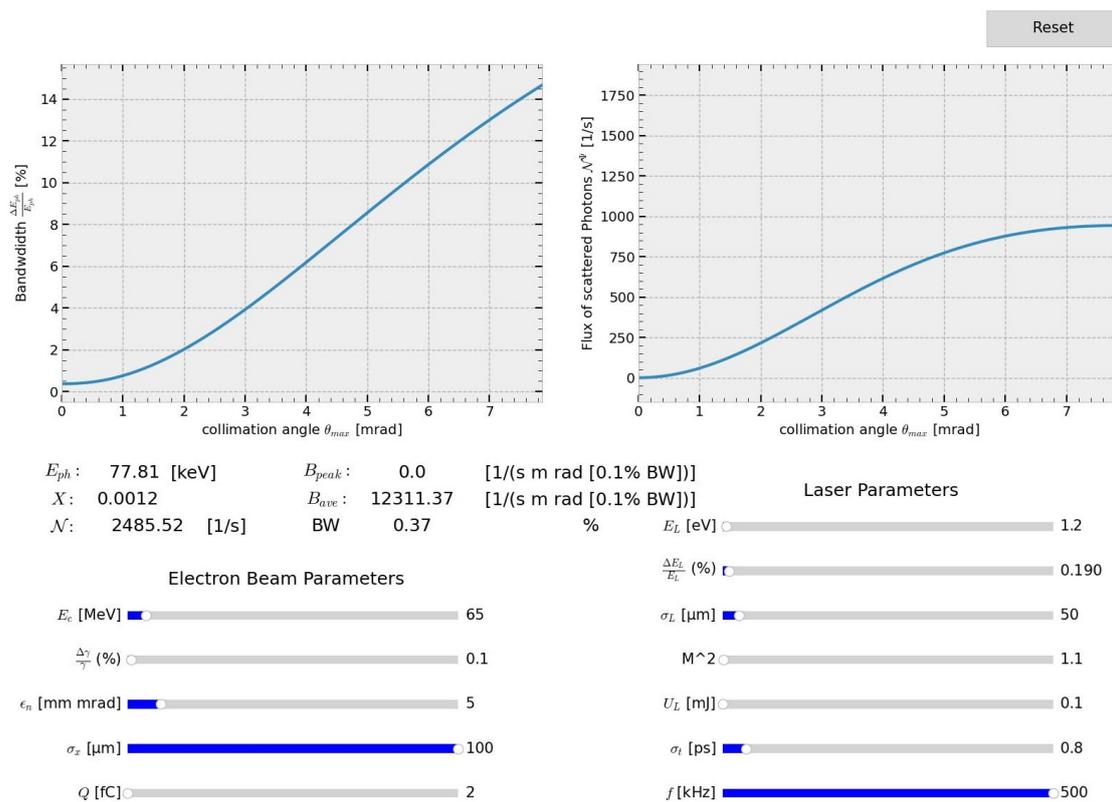


Abbildung 3.3: Interface des BW-Flux Code, es werden der berechnete Photonenfluss und die Bandbreite aufgetragen über dem Kollimationswinkel dargestellt. Im unteren Bereich sind die Elektronenstrahl- und Laserparameter mit Schieberegler zur Einstellung des gewünschten Wertes dargestellt.

in Abbildung 3.3 zu sehen, zeigt. Es wurde genutzt, um die Unterschiede möglicher Compton-Rückstreuquellen am S-DALINAC und MESA<sup>6</sup> [58] zu untersuchen.

Der Programmcode wurde zunächst mit den Ergebnissen aus [46] getestet. Die Bandbreite, Gleichung (3.33), und der Fluss, Gleichung (3.40), werden über dem Kollimationswinkel  $\theta_{max}$  aufgetragen. Dadurch kann über die Einstellung der optimalen Parameter ermittelt werden, welcher Kollimationswinkel für einen bestmöglichen Kompromiss zwischen Fluss und Bandbreite sinnvoll ist. Darüber hinaus werden die Parameter, maximale Photonenenergie Gleichung (3.17), Elektronenrückstoß Gleichung (3.30), Gesamtphotonenfluss, Spitzenbrillanz Gleichung (3.63) und mittlere Brillanz Gleichung (3.64) ausgegeben. Im unteren Bereich sind die Elektronenstrahl- und Laserparameter mit Schieberegler zur Einstellung des gewünschten Wertes dargestellt. Die Startparameter können als Datei im csv-Format eingelesen werden. In diesem Fall wurden die Parameter des S-DALINAC zusammen mit einem Yb:YAG Lasersystem, siehe Abschnitt 5.1.1 Lasertypen und Tabelle 7.1, gewählt.

<sup>6</sup>MESA – Mainz Energy-recovering Superconducting Accelerator

---

### 3.6.2 Erkenntnisse

Die aus dem BW-Flux-Code resultierenden Ergebnisse für den S-DALINAC sind in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Bandbreite reicht von 1,8 % bis zu 16 % im Kollimationswinkelbereich  $0 \mu\text{rad}$  bis  $5 \mu\text{rad}$ . Für den gleichen Winkelbereich steigt der Photonenfluss von null auf bis zu 17 500 Photonen pro Sekunde an, was 38 % des Gesamtflusses entspricht. Die Bandbreite bei Kollimationswinkel  $\theta_{col} = 0$  im Graph entspricht der intrinsischen Bandbreite der gestreuten Photonen, d.h. die kleinstmögliche Bandbreite. Parameter, wie Elektronenenergiebandbreite, Emittanz und Laserbandbreite haben einen sehr großen Einfluss auf die intrinsische Bandbreite, aber auch auf die Form der Kurve für steigende Kollimationswinkel, siehe Abbildung 3.4. Mit größer werdenden Elektronenstrahl- und Laserstrahlparametern wird die Bandbreite breiter. Der Einfluss auf die kleineren Kollimationswinkel ist bei größer werdenden Parametern (Elektronenstrahl und Laserstrahl) größer als für größere Winkel, wodurch der Verlauf stärker abgeflacht wird. Parameter wie Beugungsmaßzahl, Pulsenergie und Pulslänge des Lasers haben nur einen kleinen Einfluss auf die intrinsische Bandbreite (vgl. Definition von Gleichung (3.32)), aber so gut wie keinen Einfluss auf die Form der gesamten Kurve. Die Photonenenergie des Lasers hat nur einen Einfluss auf den Offset der Kurve, da dieser die Bandbreite aufgrund der Berechnung beeinflusst. Die Elektronenenergie hat einen deutlich größeren Einfluss auf den Verlauf. Für sehr kleine Energien bleibt die Bandbreite auch bei großen Kollimationswinkeln im Bereich der intrinsischen Bandbreite, was sich in einem sehr flachen Graphen bemerkbar macht. Mit steigender Elektronenenergie bleibt die Kurve zunächst konvex, fast parabolisch, aber mit immer größer werdender Steigung. Doch bei viel höheren Elektronenenergien entsteht in der Kurve ein Wendepunkt. Somit ist sie zunächst konvex und dann konkav. So erreicht die Bandbreite bei höheren Elektronenenergien in einem kleineren Raumwinkel einen höheren Wert oder sogar ihren Maximalwert. Das bedeutet, dass für Hochenergie-Beschleuniger und damit für höhere gewünschte Energien der gestreuten Photonen der Bereich, in dem der Kollimationswinkel gewählt werden kann, immer kleiner wird. Somit sollte eine niedrigere Wellenlänge des Lasers einer höheren Elektronenenergie vorgezogen werden, um höhere Energien der gestreuten Photonen zu erreichen, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist. Dies zeigt, dass die Bandbreite bei Einstellung III geringer bleibt als bei Einstellung I, wenn ein höherer Fluss durch einen größeren Kollimationswinkel angestrebt wird. Die Form der Kurve wird demnach durch den ersten Summanden in Gleichung (3.33) bestimmt, wobei der größte Beitrag von der Elektronenenergie stammt. Dies lässt sich veranschaulichen, indem man die verschiedenen Parameter in Gleichung (3.33) auf nahezu Null setzt. Die wichtigsten Parameter, die sowohl die Bandbreite der gestreuten Photonen, als auch den Fluss der gestreuten Photonen beeinflussen, sind die effektiven Strahlfleckgrößen. Je kleiner die Strahlgröße ist, desto höher ist die Elektronen- oder Photonendichte im Bündel oder Puls und desto größer ist der Fluss. Bei einer geringeren Strahlgröße haben jedoch die Emittanz und die Strahldivergenz des Elektronen- bzw. Laserstrahls einen größeren Einfluss und die Bandbreite nimmt zu. Dies bedeutet jedoch auch, dass die Strahlgröße umso kleiner werden kann, je kleiner die Emittanz ist. Auch in diesem Fall spielen die Elektronenstrahlparameter eine größere Rolle als die Laserstrahlparameter. In der anderen Richtung, d. h. mit zunehmender Strahlgröße, nimmt die intrinsische Bandbreite bis zu einem gewissen Grad ab, bis eine Sättigung eintritt. Daher ist es nicht sinnvoll, die Strahlgröße auf Kosten des Photonenflusses weiter zu erhöhen. Die optimale Wahl der Parameter hängt somit

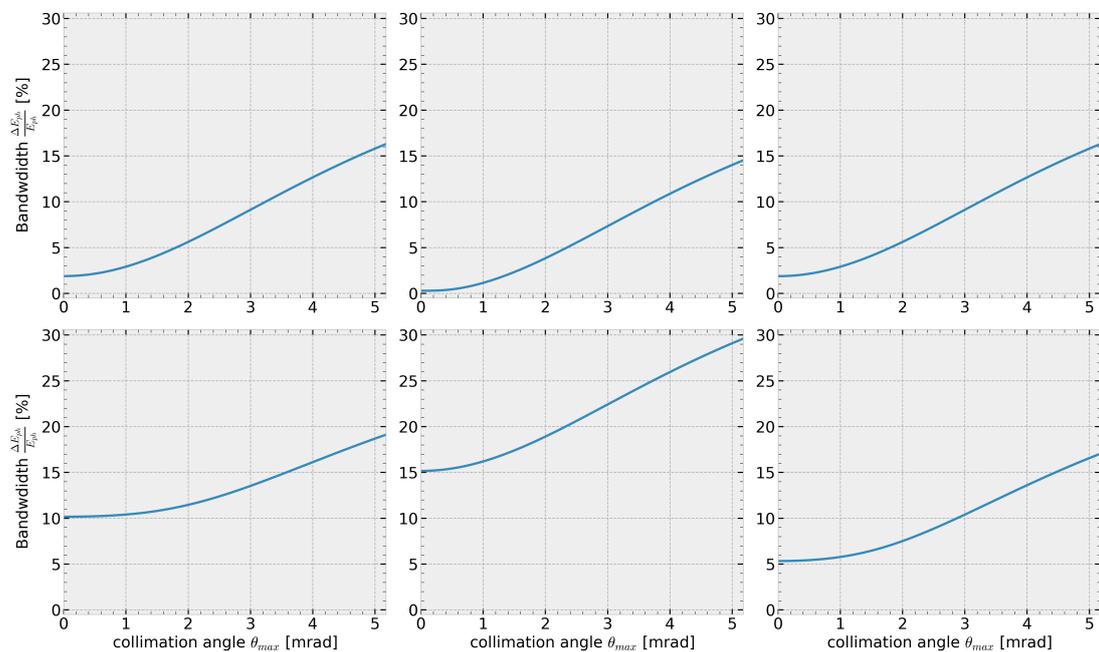


Abbildung 3.4: Die Energiebandbreite der gestreuten Photonen für drei unterschiedliche (Minimal- und Maximalwerte) der Energiebandbreite der Elektronen (I), der Emittanz des Elektronenstrahls (II) und Laserbandbreite (III). (Ia:  $\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 0,1\%$ , Ib:  $\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 5\%$ , IIa:  $\epsilon_{\gamma} = 1$  mm mrad, IIb:  $\epsilon_{\gamma} = 20$  mm mrad, IIIa:  $\frac{\Delta E_L}{E_L} = 0,1\%$ , IIIb:  $\frac{\Delta E_L}{E_L} = 5\%$ ).

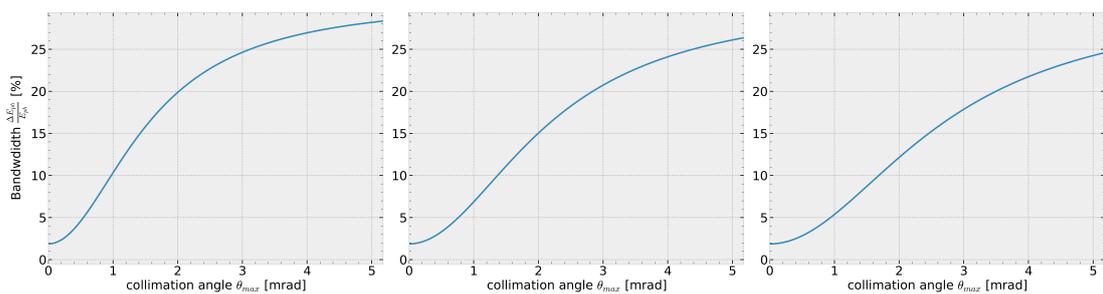


Abbildung 3.5: Die Energiebandbreite der gestreuten Photonen für drei unterschiedliche Einstellungen bei gleicher Energie der gestreuten Photonen von 2 MeV. Für die Einstellung I, II, III betragen die entsprechenden Elektronen-Energien 330 MeV, 235 MeV, 191 MeV und die Photonen-Energien 1,2 eV, 2,4 eV, 3,6 eV.

---

vom durchzuführenden Experiment ab. Es zeigt sich, dass es sinnvoll sein kann, eine Compton-Quelle so zu gestalten, dass die Strahlgröße jederzeit an die Bedürfnisse der Experimente angepasst werden kann. Mit diesem Werkzeug ist es dann möglich, den optimalen Betriebspunkt für jedes individuelle Experiment zu ermitteln. Der allgemeine Verlauf des Photonenflusses über den Kollimationswinkel kann durch keinen der Parameter verändert werden. Wird jedoch die Dichte der Photonen oder Elektronen sehr stark reduziert, kommt es zu einer starken Glättung, d.h. die mittlere Steigung nimmt erheblich ab. Jeder Parameter, der die Dichte der Teilchen erhöht, vergrößert d.h. den Fluss des gestreuten Photonenstrahls.



---

## 4 Elektronenbeschleuniger für eine Compton-Rückstreuquelle

---

Für die von den Wissenschaftlern verschiedener Fachbereiche benötigten brillanten Photonenstrahlen im keV- und MeV-Bereich aus Compton-Rückstreuquellen dienen hauptsächlich Elektronenspeicherringe [14–16, 59–62] oder Linearbeschleuniger (LINAC) [63–70] als Hochenergie-Elektronenquellen. Es wurden aber auch schon Compton-Rückstreuquellen mit anderen Beschleunigertypen, u. a. Mikrotrone [71], gebaut.

Die hier dargestellte Laser-getriebene Compton-Rückstreuquelle (Laser Compton Backscattering (LCB)) mit dem Namen COBRA (Compton Backscattering at a Recirculating Accelerator) soll die Weiterentwicklung im Bereich der rezirkulierenden Elektronenbeschleuniger mit Energierückgewinnung (Energie Recovery LINAC (ERL)) vorantreiben. Ein ERL hat das Potential höhere Ströme gegenüber einem konventionellen LINAC, bei gleichbleibender HF-Leistungsaufnahme und Strahlqualität zu erreichen. Dabei wird die Energie der beschleunigten Elektronen zurückgewonnen, wodurch die extern benötigte Leistung für die Beschleunigung reduziert wird. Im Vergleich dazu werden im Elektronenspeicherung die Elektronen wiederverwendet und nicht nur deren Energie. Damit wird das Konzept des ERL vergleichbar oder sogar unter bestimmten Voraussetzungen besser als ein Synchrotron [72]. Für eine weitere Erforschung dieses Konzepts wird u. a. auch die Möglichkeit von zerstörungsfreier Strahl-Diagnose benötigt. Außerdem sind jegliche Experimente und Anwendungen interessant, welche den Elektronenstrahl nur gering beeinflussen, um eine spätere Energierückgewinnung zu erreichen. In dieser Arbeit liegt der Fokus auf der Strahl-Diagnose mit COBRA<sup>1</sup> am Elektronen-Linearbeschleuniger S-DALINAC, welcher im nächsten Abschnitt im Detail vorgestellt wird.

---

### 4.1 S-DALINAC

---

Bei dem seit 1991 [73] am Institut für Kernphysik eingesetzten supraleitende Darmstädter Elektronen-Linearbeschleuniger S-DALINAC (Superconducting DARMstadt electron-LINear-ACcelerator) [74], siehe Abbildung 4.1, handelt es sich um einen supraleitend betriebenen, rezirkulierenden Linearbeschleuniger zur Erzeugung und Nutzung von Elektronenstrahlen. Dieser wird vorwiegend für kernphysikalische Experimente, aber auch für die Beschleunigerforschung genutzt. Charakteristisch für den S-DALINAC und seine Strahlparameter sind vor allem die drei Rezirkulationen. Diese ermöglichen die Elektronen, durch mehrfaches Durchlaufen des Beschleunigers, auf eine Energie von bis zu 130 MeV zu beschleunigen. Dies ermöglicht die Durchführung einer Vielzahl von kernphysikalischen Experimenten mit Strahlenergien im MeV-Bereich. Ein weiterer forschungsrelevanter Vorteil ist die Möglichkeit, die bereits beschleunigten Elektronen 180° phasenverschoben

---

<sup>1</sup>Aber auch die Weiterentwicklung von LCB-Quellen für Experimente



Abbildung 4.1: Fotografie des S-DALINAC: Im Vordergrund die drei Rezirkulationen und im Hintergrund die Kryostatmodule des Hauptbeschleunigers. Im hinteren rechten Bereich ist der COBRA Aufbau zu sehen. Gelb und grün sind Quadrupolmagneten, blau sind die Dipolmagnete.

gegenüber der beschleunigenden Phase erneut in den Linac einzuschleusen und sie somit durch Abgabe ihrer Energie an das Hochfrequenzfeld abzubremsen. Diese große Phasenverschiebung wurde durch ein neues Weglängensystem in der 2016 neu aufgebauten zusätzlichen Rezirkulation [75, 76] erreicht. Somit kann der S-DALINAC als mehrfach-rezirkulierender, Energie rückgewinnender Linearbeschleuniger (Energy Recovery Linac (ERL)) betrieben werden [18, 77, 78].

Abbildungen 4.1.1 und 4.3 zeigen den Grundriss des S-DALINACs. Der Beschleuniger kann in drei Bereiche aufgeteilt werden: Injektor, Hauptbeschleuniger mit Rezirkulationen, vgl. Abbildung 4.1.1 und Extraktion (Experimente), vgl. Abbildung 4.3.

#### 4.1.1 Injektor

Der Elektronenstrahl wird entweder in der thermionischen Elektronenkanone oder in einer Photoelektronenquelle erzeugt. Dabei basiert die thermionische Quelle auf kontinuierlicher Glühemission von Elektronen aus einem Wolfram-Draht und anschließender Beschleunigung durch ein statisches elektrisches Feld von 250 kV. Bei der photoinduzierten Quelle, dem S-DALINAC Polarized Injector (SPIn) [79, 80], werden Elektronen aus Halbleitermaterialien, genauer einer GaAs<sup>2</sup>-Kathode, durch Bestrahlung mit einem Laser aufgrund des Photoeffekt emittiert, auch hier werden die Elektronen mit einem elektrischen Feld mit einer statischen Spannung von zurzeit bis 125 kV vorbeschleunigt. Durch Verwendung eines speziellen GaAs-Kathodenmaterials<sup>3</sup> [80, 81], und eines zirkular polarisierten Lasers kann mit dieser Quelle ein spinpolarisierte Elektronenstrahl erzeugt werden. Die maximale Polarisation beträgt 86% [80]. Um die zur Injektion in die neue Einfangstruktur des supraleitenden Injektors [82] benötigte Energie zu erreichen, ist geplant, die Betriebsspannung von SPIn, durch ein neues Design auf einen Arbeitspunkt von 200 keV zu erhöhen [83].

Die darauf folgende Chopper-Buncher-Sektion bereitet den Elektronenstrahl auf die hochfrequente Wechselfeldbeschleunigung vor. Eine Chopper-Kavität lenkt den Elektronenstrahl mit der passenden Hochfrequenz von 2,9973 GHz [82] auf eine ellipsoide Bahn

<sup>2</sup>Galliumarsenid

<sup>3</sup>Superlattice GaAs-Kristall

---

ab, sodass sie sich der Elektronenstrahl auf einem in Ausbreitungsrichtung gerichteten Kegelmantel bewegt. Wodurch der Elektronenstrahl ellipsenförmig über eine Blende bewegt. Dies hat zur Folge, dass nur der Teil des Strahls transmittiert wird, der auf die Öffnung der Blende trifft, wodurch der Strahl in Elektronenpakete aufgeteilt wird. Diese sogenannten Bunche wiederholen sich mit der gewählten Hochfrequenz. Dies verursacht jedoch auch einen Teilchenverlust im Strahl.

Der anschließende Buncher wird dazu genutzt, die Elektronenpakete in ihrer longitudinalen Ausdehnung auf  $< 1$  ps zu komprimieren. Dies geschieht durch eine Aufprägung unterschiedlicher Geschwindigkeiten auf die Elektronen in longitudinaler Richtung mit anschließender Driftstecke, wodurch der Abstand zwischen Anfang und Ende des Bunches verkürzt wird. Der darauf folgende supraleitende Injektor kann die Elektronenpakete dann auf eine Energie von bis zu 10 MeV bei einem maximalen Elektronenstrom von  $60 \mu\text{A}$  beschleunigen. Der Betrieb findet im Dauerstrichbetrieb (cw - continuous wave) statt, eine Pulsung ist aktuell nicht möglich. Die Photoelektronenquelle könnte in Zukunft durch Pulsung des Lasers mit einer niedrigeren Frequenz, z. B. bei 40 MHz, einen gepulsten Betrieb ermöglichen [79, 84].

Die Beschleunigerstrukturen sind Hohlraumresonatoren mit einer meist elliptischen Zellengeometrie, die aus Niob gefertigt sind und die bei einer Temperatur von 2 K im supraleitenden Zustand betrieben werden. Der Injektor besteht aus einem 6-zelligen und zwei 20-zelligen Hohlraumresonatoren.

Nach dem Injektorbereich kann der vorbeschleunigte Elektronenstrahl am Aufbau für hochintensive Photonen (engl. Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS)) [85] genutzt werden. Hier kollidieren die Elektronen mit einer Metall-Platte aus z. B. Kupfer oder Gold und erzeugen Bremsstrahlung (vgl. Abschnitt 2.1). Mit dem daraus erzeugten Photonenspektrum, mit einer Maximalenergie entsprechend der Elektronen-Energie, kann u.a. Kern-Resonanz-Fluoreszenz [86] und photoinduzierte Spaltung [8, 87] in den unterschiedlichsten Isotopen untersucht werden.

Andernfalls wird der Elektronenstrahl über einen  $180^\circ$ -Bogen in den Hauptbeschleuniger eingeleitet. Innerhalb des Injektor-Bogens befindet sich ein Niederenergie-Scraper [88, 89]. Dieser besteht aus zwei Kupferbacken, die in den Strahl gefahren werden können. Da der Strahl innerhalb des Bogens horizontal nach der kinetischen Energie aufgefächert ist, lässt sich somit die Elektronenenergie innerhalb eines Bunches örtlich filtern, womit die Energiebandbreite reduziert werden kann.

Im rezirkulierenden Betrieb kann der Injektorbeschleuniger mit einem Energiegewinn von maximal 7,6 MeV und einem Strahlstrom von maximal  $19,74 \mu\text{A}$  betrieben werden.

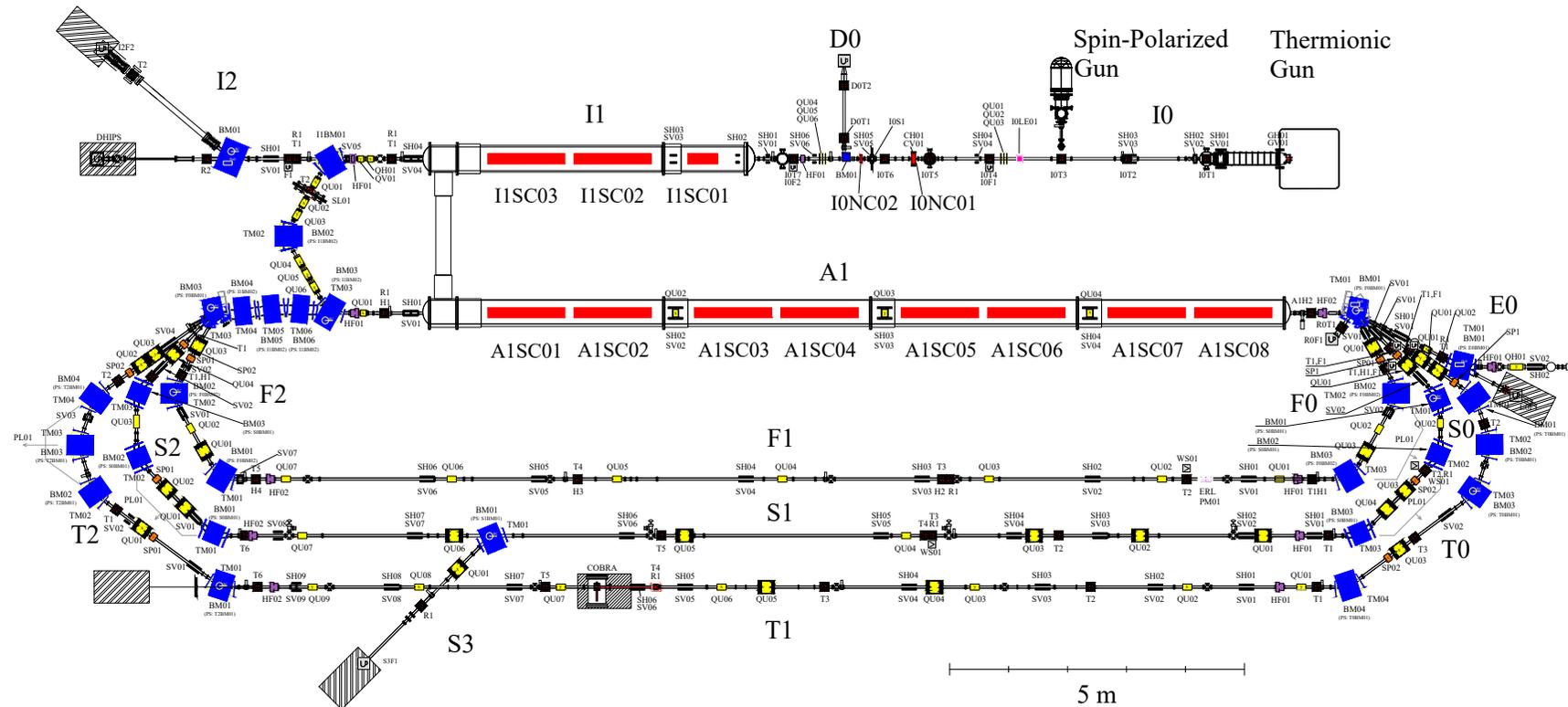


Abbildung 4.2: Technische Zeichnung des S-DALINAC: Gezeigt sind die thermionische Elektronenquelle und die Quelle zur Erzeugung polarisierter Elektronenpakete SPIn, der Injektor (I1), der Hauptbeschleuniger (A1), die drei Rezirkulationen (F,S,T), sowie die Zuführung (E0) zu den Experimentierplätzen.

---

### 4.1.2 Hauptbeschleuniger

Der Hauptbeschleuniger besteht aus acht 20-zelligen Niob-Resonatoren. Diese sind baugleich mit denen aus dem Injektorbeschleuniger. Dadurch ist ein Energiegewinn von bis zu 30,4 MeV erreichbar. Aufgrund des anschließenden Separations-Dipolmagneten und den drei verfügbaren Rezirkulationen kann der Elektronenstrahl den Hauptbeschleuniger 1, 2 oder 4 [75] mal durchqueren und somit eine maximale Energie von 130 MeV erreichen. Der Elektronenstrahl wird dabei durch Dipolmagnete abgelenkt. Quadrupole und Steerer-Magnete sind verfügbar, um den Strahl zwischen den Beschleunigungselementen und in den Rezirkulationen zu fokussieren und auf der vorgesehenen Bahn zu halten. Alle Rezirkulationen verfügen über ein verfahrbares Weglängensystem, mit dem die Flugzeit der Elektronenpakete zwischen den Haupt-Beschleuniger-Passagen angepasst werden kann. Dies hat zur Folge, dass die Phase der Pakete gegenüber der Phase des Hochfrequenzfeldes eingestellt werden kann, um eine optimale Beschleunigung zu erreichen. Bei der zweiten [75] und dritten [18] Rezirkulation ist ein größerer Phasenhub von  $180^\circ$  einstellbar, was ein Erreichen der Elektronenpakete im gegengerichteten elektrischen Feld innerhalb der Hohlraumresonatoren zur Folge hat und zum Abbremsen der Elektronen führt. Daraus folgt eine Energieübertragung auf das Hochfrequenzfeld, was den Betrieb des S-DALINAC als ERL ermöglicht. Durch die Erweiterung des Weglängensystems in der dritten Rezirkulation, kann nun ein dreifach rezirkulierender ERL potentiell demonstriert werden [90]. Dabei ist die Kombination aus mehrfach-rezirkulierendem LINAC und der Energierückgewinnung interessant, um kompaktere und energiesparende Elektronenbeschleuniger mit hoher Elektronenenergie und hohem Strahlstrom verfügbar zu machen.

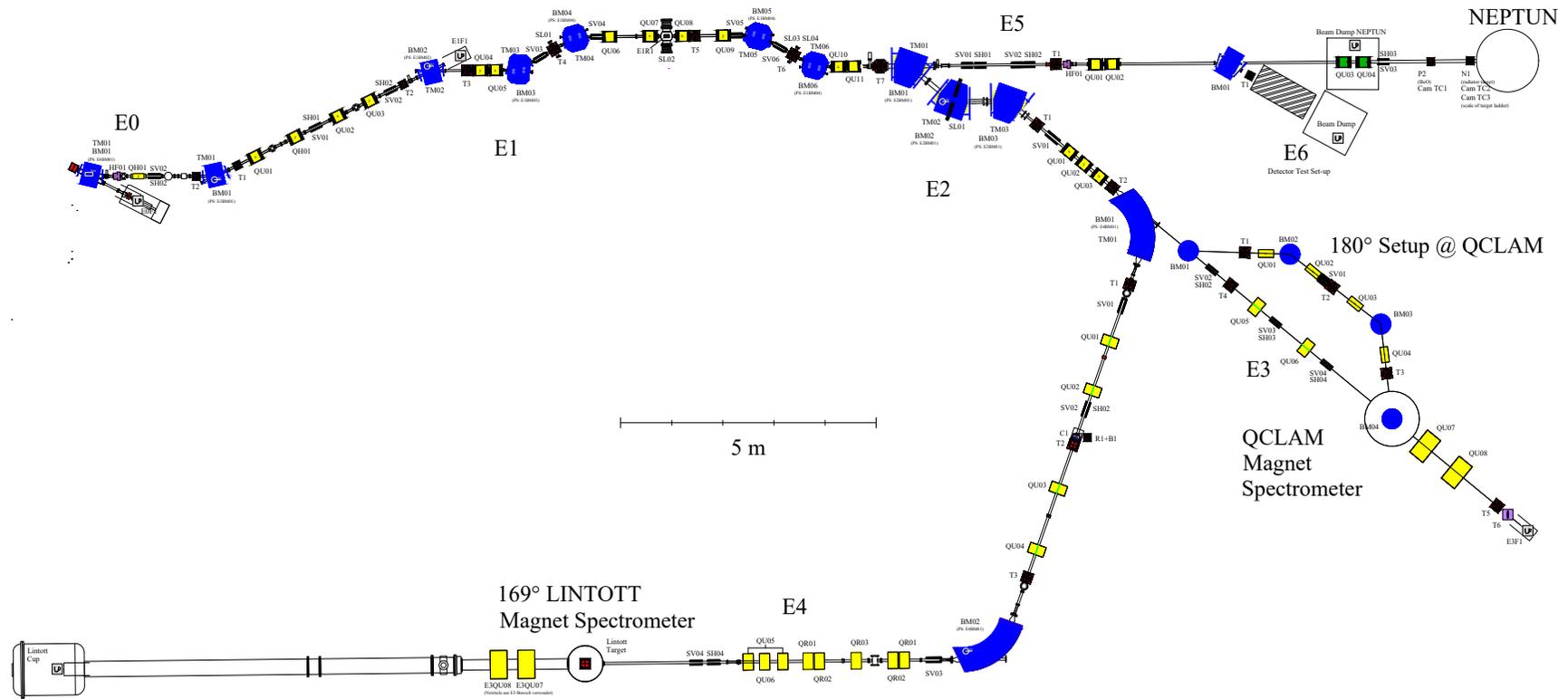


Abbildung 4.3: Technische Zeichnung der Extraktion des S-DALINAC: Gezeigt sind die verschiedenen Experimentierplätzen (DHIPS, QCLAM, LINTOTT, NEPTUN) und das Hochenergie-Scraper-System.

---

### 4.1.3 Extraktion

Wird der Strahl lediglich beschleunigt, kann er im konventionellen Modus in die Extraktion und damit an die Experimentierplätze, vgl. Abbildung 4.3, geführt werden. In der Extraktion besteht die Möglichkeit, die Elektronenpakete durch ein Hochenergie-Scraper-System [91] für die Experimente zu optimieren. Das System besteht aus einer dispersiven Schikane, welche durch Dipole und drei Scraper-Kammern gebildet wird. Hier werden Kupferelemente dafür verwendet, den Strahl räumlich zu begrenzen, um dadurch die Energiebandbreite und den Strahl-Halo zu verringern. Anschließend kann der Elektronenstrahl an einen der drei Experimentierplätze geführt werden.

Im Niederenergie-Photonentagger (NEPTUN [92, 93]) werden Photonen durch Bremsstrahlung erzeugt. Hierbei wird zeitgleich die Energie der einzelnen Elektronen, welche die Photonen erzeugt haben, in Korrelation zu den jeweiligen Photonen gemessen. Dies führt zu einer sehr guten Energieauflösung für die Experimente.

Das QCLAM (Quadrupole Clam Shell [94, 95]) und das 169°-Spektrometer (LINTOTT<sup>4</sup> [96, 97]) sind beides Elektronenspektrometer, bei denen die Elektronenenergie, durch Umlenkung der Elektronen im Magnetfeld eines großen Dipolmagneten, in einem anschließenden positionssensitiven Detektor gemessen werden kann. Dies ist möglich, da die Lorentzkraft abhängig von dem jeweiligen Impuls der Elektronen ist. Das 169°-Spektrometer besitzt eine bessere elektronenoptische Auflösung, das QCLAM kann dafür einen größeren Raumwinkel abdecken und ist sehr gut für Koinzidenzexperimente geeignet. Zudem können 180° rückgestreute Elektronen detektiert werden. Die Zeitauflösung soll zukünftig noch weiter verbessert werden. An beiden Spektrometern werden grundlagenforschungsorientierte Untersuchungen zur Kernstruktur und zur nuklearen Astrophysik durch Elektronen-Streuexperimente ( $e, e'$ ) und ( $e, e'x$ )<sup>5</sup> durchgeführt.

### 4.1.4 Elektronenstrahl-Parameter des S-DALINAC

Am S-DALINAC werden unterschiedliche Messmethoden verwendet, um die Parameter des Elektronenstrahls zu charakterisieren. Im niederenergetischen Bereich können andere Verfahren verwendet werden als im hochenergetischen. Eine besondere Herausforderung ist der relativ niedrige Strahlstrom, wodurch viele Messmethoden von z.B. Synchrotron-Beschleunigern nicht angewendet werden können. Im Rahmen der Arbeit ist der Hochenergiebereich, nach mindestens einem Hauptbeschleunigerdurchgang (17,6 MeV), von Interesse. Folgende Messmethoden werden am S-DALINAC eingesetzt:

- **Faraday-Becher**  
Messung des Strahlstroms durch Deposition der Elektronen in Materialien aus Metall z. B. Kupfer.
- **Spektrometer (Dipolmagnet)**  
Messung der Strahlenergie durch energieabhängige Ablenkung der Elektronen innerhalb eines Dipolmagnetfeldes. Durch den Zusammenhang  $B\rho = p/q$  kann mit gemessenem Magnetfeld  $B$  und bekanntem Ablenkradius  $\rho$  der Impuls bestimmt werden. Aus dem Impuls folgt die Energie.  
Messung der Impulsunschärfe über die entstehende Dispersion bei Durchgang durch

---

<sup>4</sup>Name des Herstellers

<sup>5</sup>Wird nur am QCLAM durchgeführt.

---

einen Dipolmagneten [98, 99]. Aufgrund der Technik kann nur eine obere Abschätzung gegeben werden, sofern die intrinsische Strahlgröße nicht bekannt ist.

- **RF „zero-crossing“ Methode**

Messung der Bunchlänge durch Erzeugung von Impulsunschärfe bei Nulldurchgang (keine netto Energieänderung für den zeitlich mittleren Bereich des Elektronenpakets) durch die Beschleunigungskavität [82, 100]. Die Impulsunschärfe kann anschließend, wie im vorherigen Punkt beschrieben gemessen werden. Daraus kann durch eine obere Abschätzung eine maximal mögliche Bunchlänge bestimmt werden.

- **Szintillator-Schirm**

Visuelle Bestimmung der Position und Strahlform durch Aufnahme des Szintillationslichts mittels einer Kamera. Am S-DALINAC wird Berylliumoxid BeO als Szintillator verwendet.

- **OTR-Schirm**

Visuelle Bestimmung der Strahlgröße durch entstehende optische Übergangsstrahlung (engl. optic transition radiation (OTR)) beim Übergang zwischen Materialien unterschiedlicher Permittivität (hier: Aluminium bedampfte Kaptonfolie). Die Auswertung geschieht durch Bildanalyse von einer Kamera.

- **Draht-Scanner**

Messen der Strahlposition und Strahlgröße mittels eines Drahtes, der durch den Elektronenstrahl gefahren wird. Im Hochenergiebereich des Elektronenstrahls kann dann durch Verwendung eines Szintillators die Sekundärstrahlung gemessen werden [101].

- **Quadrupolscan-Technik**

Messung der Emittanz durch die Quadrupolscan-Technik [102–104], mit der die Strahl-Matrixelemente bestimmt werden können. Dazu wird die Magnetfeldstärke des Quadrupols verändert und die dazugehörige Strahlgröße auf einem OTR- oder Szintillator-Schirm mittels einer Kamera gemessen.

- **Hochfrequenzmonitor**

Messung des Strahlstroms und der Strahlposition mittels einer 3 GHz oder 6 GHz (im Falle des ERLs) resonanten-Kavität [101] (Hochfrequenzmonitor).

- **Streak-Kamera (im Bau)**

Messung der Pulslänge durch zeitliche Analyse des durch die Elektronenbunche hervorgerufene OTR-Lichts [105].

- **COBRA (im Bau)**

Messung der Elektronen-Energie und Energiebandbreite durch Compton-Rückstreuung. Der Aufbau ist Hauptbestandteil dieser Arbeit. Das Konzept wurde bereits in [106] veröffentlicht.

Der Strahlstrom wird an unterschiedlichen Stellen durch Faraday-Becher und angeschlossene Strommesssysteme aufgenommen. Die Energie wird durch den Ablenkradius eines Dipolmagneten bestimmt. Dies kann durch die Elektronenspektrometer verifiziert werden.

---

Die Strahlposition und Form wird durch Szintillator-Schirme aus BeO an mehreren Stellen im Beschleuniger durch Kameras beobachtet. Die Buncheigenschaften, wie longitudinale und transversale Ausdehnung und die Emittanz werden an mehreren Stellen durch OTR-Targets gemessen. Diese geben ein sehr präzises Bild des Strahls und auch der Bunchlänge wieder, da dieser Effekt kein Nachleuchten produziert. Hiermit kann durch Zuhilfenahme von Kameras ein Bild des Strahlprofils und mit der Streak-Kamera das Zeitprofil aufgenommen werden. Diese Methoden sind jedoch strahlzerstörend und können nicht während des Betriebs eines Experiments eingesetzt werden. Mit Drahtscannern und Hochfrequenzmonitoren kann die Strahlgröße und Position auch (nahezu) zerstörungsfrei gemessen werden.

Eine zerstörungsfreie Messmethode zeichnet auch die Verwendung von Laser-Compton-Rückstreuung als Elektronenstrahldiagnose aus. Hier kann unter anderem die Elektronenenergie und die Bandbreite bestimmt werden. Die Messung der Energie ist dabei mit einer relativen Genauigkeit, von bis zu  $3 \cdot 10^{-5}$  [55] möglich. Dies hängt jedoch auch von verschiedenen Faktoren ab und muss zunächst für den S-DALINAC verifiziert werden, vgl. Abschnitt 6.6.5. Diese Messmethode verspricht dennoch eine höhere Präzision als bei der Messung über den Ablenkradius des Dipols möglichen relativen Genauigkeit von  $3 \cdot 10^{-2}$ . Hier sind die Ergebnisse sehr stark von den gemessenen Parametern des Dipols und dem Winkel des eintreffenden Elektronenstrahls abhängig. Ein weiterer Vorteil ist, dass die Energiebandbreite im Gegensatz zur Dipolmethode absolut bestimmt werden kann.

Die in vorangegangenen Arbeiten gemessenen Parameter des Elektronenstrahls am S-DALINAC werden in Tabelle 4.1 dargestellt. Die dort genannten kinetischen Energien wurden für die verschiedenen Rezirkulationen aus dem maximal möglichen Energiegewinn pro Hauptbeschleunigerdurchgang errechnet. Auf diese Energien wurden auch die Ablenk-magnete (Dipole) der Rezirkulationen ausgelegt. Die Impulsunschärfe ist dabei die oberer Abschätzung aus den Energiemessungen mit den jeweiligen Dipolmagneten. Auch die Bunchlängenmessung kann nur als obere Abschätzung verwendet werden. Und es zeigt sich aufgrund der Messwerte eine Abhängigkeit vom verwendeten Strahlstrom. Außerdem fällt auf, dass keine Messungen der Parameter im  $\mu\text{A}$ -Bereich vorliegen, was dem geplanten Strahlstrom für COBRA entspricht. Neben dem möglichst hohen Strahlstrom, ist auch die Emittanz ein relevanter Parameter für die LCB-Quelle, da sie die erreichbare Elektronenstrahlgröße am Interaktionspunkt und damit den resultierenden Photonenfluss, welcher für eine kurze Messzeit relevant ist, beeinflusst. Auch die resultierende Bandbreite der gestreuten Photonen wird durch die Emittanz beeinflusst, was wiederum auch Einfluss auf das resultierende Spektrum der gestreuten Photonen hat. Für die Emittanz existieren Messungen im rezirkulierenden Betrieb [103]. Es wurde, für einen Strahlstrom von 100 nA eine normierte horizontale Emittanz  $\epsilon_{n,x} = 5,0(2)$  mm mrad und normierte vertikale Emittanz  $\epsilon_{n,y} = 4,4(4)$  mm mrad in der zweiten Rezirkulation, sowie für einen Strahlstrom von 450 nA eine normierte horizontale Emittanz  $\epsilon_{n,x} = 15(1)$  mm mrad und normierte vertikale Emittanz  $\epsilon_{n,y} = 2,05(5)$  mm mrad in der dritten Rezirkulation gemessen. Es zeigen sich hier starke Abweichungen in den einzelnen Werten zueinander, die u. a. von den gewählten Strahleinstellungen abhängen können. Die geometrischen Mittel ergeben sich zu 4,69 mm mrad für 100 nA und 5,55 mm mrad für 450 nA, welche vergleichbar sind unter der Berücksichtigung, dass die Emittanz mit steigendem Strahlstrom anwächst. Zur späteren Verwendung in der Konzeptionierung der LCB-Quelle wird daher mit einer maximal zulässigen normierten Emittanz von 5 mm mrad pro transversaler Ebene gerechnet.

Tabelle 4.1: Elektronenstrahlparameter des S-DALINAC

Parameter/Messort	Wert	Bemerkung	Nachweis
<b>kinetische Energie <math>E_{kin}</math></b>			
1. Rezirkulation (F)	$\leq 38,25$ MeV		[75]
2. Rezirkulation (S)	$\leq 68,85$ MeV		[75]
3. Rezirkulation (T)	$\leq 99,45$ MeV		[75]
Extraktion (E)	$\leq 130,05$ MeV		[75]
<b>Impulsunschärfe <math>\Delta p_e</math></b>			
Injektor (I1)	$\leq 0,065(7)$ %	$I_e = 1$ nA	[18]
Injektor (I1)	$\leq 0,119(5)$ %	$I_e = 10$ nA	[82]
Injektor (I1)	$\leq 0,169(8)$ %	$I_e = 100$ nA	[82]
1. Rezirkulation (F)	$\leq 0,06(1)$ %	$I_e = 1$ nA	[18]
2. Rezirkulation (S)	$\leq 0,05(1)$ %	$I_e = 1$ nA	[18]
<b>Bunchlänge <math>\sigma_{e,\tau}</math></b>			
Injektor (I1)	$\leq 0,36(4)$ ps	$I_e = 1$ nA	[18]
Injektor (I1)	$\leq 1,13(7)$ ps	$I_e = 10$ nA	[82]
1. Rezirkulation (F)	$\leq 0,39(4)$ ps	$I_e = 1$ nA	[18]
<b>Strahlstrom <math>I_e</math></b>	$\leq 19,74$ $\mu$ A	rezirkulierend	[75]
<b>Repetitionsrate</b>	2,9973 GHz	cw-mode	[82]
<b>Bunchladung</b>	$\leq 6,586$ fC	cw-mode	[82]
<b>normierte Emittanz <math>\epsilon_n</math></b>			
(x)/ 1. Rezirkulation (F)	$\leq 10(1)$ mm mrad	$I_e = 450$ nA	[104]
(y)/ 1. Rezirkulation (F)	$\leq 19,5(1)$ mm mrad	$I_e = 450$ nA	[104]
(x)/ 2. Rezirkulation (S)	$\leq 5,0(2)$ mm mrad	$I_e = 100$ nA	[104]
(y)/ 2. Rezirkulation (S)	$\leq 4,4(4)$ mm mrad	$I_e = 100$ nA	[104]
(x)/ 3. Rezirkulation (T)	$\leq 15(1)$ mm mrad	$I_e = 450$ nA	[104]
(y)/ 3. Rezirkulation (T)	$\leq 2,05(5)$ mm mrad	$I_e = 450$ nA	[104]

---

## 4.2 Elektronenspeicherring für Compton-Rückstreuquellen

---

Speicherringe werden in der Teilchenphysik zur Speicherung relativistischer Teilchen mit hoher kinetischer Energie bei möglichst hoher Teilchenanzahl verwendet, um eine möglichst hohe Luminosität bei niedrigem Wechselwirkungsquerschnitt oder sehr dünnen Targets zu gewährleisten. Sie sind vom Funktionsprinzip ähnlich eines Synchrotrons, wobei der Elektronenimpuls konstant gehalten wird. Die zu beschleunigenden Teilchen bzw. beschleunigten Teilchen werden auf einer festen Kreisbahn, erzeugt durch mehrere Dipolmagneten gehalten. Während bei der Beschleunigung der Teilchen das Magnetfeld ansteigen muss, kann es beim Speichervorgang konstant gehalten werden. Ein Speicherring wird von einem anderen Beschleuniger, z. B. einem Linearbeschleuniger oder Microtron gespeist, da ein Beginn bei einem niedrigen Magnetfeld zu starken Verlusten, eines bereits gefüllten Speicherrings, führt. Es gibt auch Synchrotrons, die nach der Beschleunigung eine Zeit lang als Speicherring arbeiten, bis der Teilchenverlust zu groß geworden ist und erneut beschleunigt werden muss. Dadurch, dass die Teilchen, im Falle der Compton-Rückstreuquelle Elektronen, auf eine Kreisbahn gezwungen werden, entsteht, wie in Kapitel 2 beschrieben, elektromagnetische Strahlung. Diese führt zu einem kontinuierlichen Energieverlust  $\Delta E \sim E^4/R$  der Elektronen innerhalb eines Speicherrings und zu einer Gleichgewichtsemittanz [29], die ihrerseits schlechter, als jene aus einem Linearbeschleuniger sein kann [72]. Somit ist die erreichbare Emittanz eines Synchrotrons limitiert für eine angestrebte Endenergie bei gegebenen Ringdurchmesser. Die Berücksichtigung der Synchrotronstrahlung ist für die Konstruktion von Synchrotrons und Speicherringen essenziell, da diese stark energieabhängig ist. So müsste mit steigender Elektronenenergie die Magnetfeldstärke sinken, damit der Radius  $R = E/e \cdot c \cdot B$  entsprechend vergrößert werden könnte, um die Strahlungsverluste im Rahmen des Möglichen zu halten. Aufgrund dessen sind Elektronenspeicherringe für Elektronenenergien über 100 GeV nicht mehr ökonomisch sinnvoll [21]. Durch die lange Lebensdauer der Elektronen innerhalb eines Speicherrings, haben die Teilchen eine sehr hohe Umlaufzahl, was zu einem relativ hohen Strahlstrom führt.

---

## 4.3 Diskussion

---

Wie in Kapitel 3 ersichtlich, ist für eine brillante Compton-Rückstreuquelle mit guter Energiebandbreite und intensivem Photonenstrahl, ein möglichst intensiver Elektronenstrahl mit geringer Impulsunschärfe und guter Emittanz notwendig. Zudem sind je nach benötigter Photonenenergie hohe Elektronenenergien notwendig. Beide Elektronenbeschleunigertypen können die geforderten Eigenschaften erreichen. Dies ist im Grunde nur eine Frage der Kosten, so muss bei einem Synchrotron der Radius bei steigender Energie erhöht werden, bei Linearbeschleunigern benötigt man eine längere Beschleunigungsstrecke. Die Beschleunigungsstrecke kann durch mehrfaches Passieren einer Beschleunigerstruktur, etwa durch das Nutzen von Rezirkulationsbahnen, dagegen kürzer gehalten werden. Eine Kombination von Rezirkulationsschemata und Energierückgewinnung durch ERL-Technik verspricht zusätzlich noch eine Energieeinsparung gegenüber konventionellen Linearbeschleunigern [107–109]. Es kann jedoch alternativ ein höherer Strom gegenüber rezirkulierenden Linearbeschleunigern ohne Rückgewinnung bei gleichem Leistungsbedarf erzielt werden [109]. Wobei hier ähnliche Strahlströme, wie

---

in Synchrotrons angestrebt werden. Neben der Energieeinsparung kann ein weiterer Vorteil die unter ökonomischer Betrachtung kleinere zu erreichende Emittanz sein. Beim Synchrotron ist die Emittanz von der Energie und dem Radius des Ringes abhängig, wohingegen die Emittanz beim LINAC durch die Elektronenquelle gegeben ist. Es kann somit bei vergleichbaren Kosten, bei sehr hohen Energien eine bessere Emittanz erreicht werden [72]. Dennoch sind Synchrotrons eine sehr oft genutzte und robuste Quelle für Compton-Rückstreuquellen, da sie im niedrigen Energiebereich mit weniger Aufwand deutlich höhere Strahlströme erreichen. Soll die Compton-Rückstreuquelle jedoch im Hinblick auf eine möglichst niedrige Photonen-Energiebandbreite gebaut werden, bieten sich Linearbeschleuniger bzw. Maschinen mit ausschließlich wenigen Umläufen, so u.a. auch ERLs an. Im Falle des S-DALINAC sollten durch eine verbesserte Elektronenquelle ebenfalls deutlich bessere Emittanzwerte erreichbar werden, womit die Bandbreite der LCB-Quelle deutlich verbessert werden würde.

---

## 5 Lichtquellen für Compton-Rückstreuquellen

---

Für eine optimale Photonenquelle einer Compton-Rückstreuquelle für den S-DALINAC oder andere Beschleuniger sind mehrere Punkte zu beachten. Aufgrund des geringen Streuquerschnitts, vgl. Abschnitt 3.2, ist ein hoher Photonenstrom, d.h. eine hohe mittlere Leistung notwendig. Außerdem sollten sie, mit der zum verwendeten Beschleuniger und der späteren Anwendung der Quelle passenden Repetitionsrate und Pulsdauer gepulst werden können. Des Weiteren werden viele Eigenschaften des Lichts, wie z. B. Polarisation, übertragen. Aufgrund dieser Tatsachen ist es naheliegend, dass ein Laser oder ein Freielektronen-Laser verwendet wird. Im Folgenden werden beide Möglichkeiten näher betrachtet und abschließend verglichen.

---

### 5.1 Laser

---

Der Laser (englisches Akronym für „light amplification by stimulated emission of radiation“) ist charakterisiert durch drei Hauptkomponenten: Erstens das aktive Medium, in dem eine Besetzungsinversion dazu führt, dass es zu stimulierter Emission kommen kann. Die zweite Komponente ist die „Pumpe“, die diese Besetzungsinversion erzeugt und aufrecht erhält. Dies kann je nach Lasertyp optisch oder elektrisch geschehen. Als Drittes der Resonator. Er sorgt dafür, dass die überwiegende Emission nach einer anfänglichen spontanen Emission in die kontrollierte, stimulierte Emission übergeht. Hierfür werden die wenigen spontan emittierten Photonen durch stimulierte Emission aufgrund der resonanten Rückkopplung stark vervielfältigt. Dies führt am Ende zu einem sehr gerichteten intensiven Lichtbündel mit hoher zeitlicher und räumlicher Kohärenz, sowie geringer spektraler Linienbreite. Ein Laser wird meist kategorisiert durch sein verwendetes aktives Medium und die Laser-Architektur. Ein Überblick über diese beiden Kategorien wird im Folgenden gegeben. Die Informationen stammen, wenn nicht anders angegeben, aus dem Buch „Principles of Lasers“ von Orazio Svelto [110]. Dies soll helfen, die in Kapitel 6 für den in dieser Arbeit konzipierten Aufbau die Auswahl des Lasersystems besser nachvollziehen zu können.

#### 5.1.1 Lasertypen

Grundsätzlich werden Laser nach dem aktiven Medium klassifiziert. Die für viele Anwendungen relevanten Laserparameter, Wellenlänge, Repetitionsrate und maximale Leistung sind stark vom verwendeten Lasermedium abhängig und somit eine entscheidender Faktor bei der Auswahl des richtigen Lasersystems. Es wird unterschieden zwischen laseraktiven Medien auf gasförmiger, flüssiger und fester Basis.

---

## Gaslaser

Bei Gaslasern sind die bekanntesten Vertreter u. a. der Helium-Neon-Laser (typ.  $\lambda = 630 \text{ nm}$ ), der Argon-Ionen-Laser (typ.  $\lambda = 514,5 \text{ nm}$  und  $488 \text{ nm}$ ), der  $\text{CO}_2$ -Laser (typ.  $\lambda = 10,6 \mu\text{m}$ ) und der Excimer-Laser (typ.  $\lambda = 170 \text{ nm}$ ). In Gaslasern ist die Linienbreite grundsätzlich schmaler als bei Festkörperlasern. Im aktiven Gas-Medium wird dies hauptsächlich durch die Dopplerverbreiterung erzeugt. Die durch Kollision erzeugte Verbreiterung ist, aufgrund der sehr geringen eingesetzten Druckes, sehr klein. Dies hat zur Folge, dass die Bandbreite für die Absorption bei optischem Pumpen sehr klein ist, was die Verwendung von Blitzlampen ausschließt bzw. sehr ineffizient machen würde [110]. Somit werden Gaslaser meist elektrisch gepumpt. Sie sind hierdurch meist weniger effizient und sehr groß im Gegensatz zu den anderen Typen. Auch die Repetitionsrate, wenn sie gepulst eingesetzt werden, ist mit wenigen kHz und darunter meist nicht sehr hoch. Wichtig bleiben sie jedoch weiterhin im Bereich der Hochleistungslaser und z. B. in der Medizin. Beispiele hierfür sind der  $\text{CO}_2$ -Laser (z. B. ATF Laser, BNL, USA) und der Excimer-Laser (Aurora, LANL, USA). Dies gilt vor allem wegen ihrer jeweiligen, mit anderen Lasertypen schwer zu erreichenden, Wellenlänge. Der Argon-Laser kann mittlerweile gut durch einen frequenzverdoppelten Festkörperlaser, wie den Nd:YAG, ersetzt werden.

## Farbstofflaser

Laser mit flüssigem aktiven Medium werden als Farbstofflaser bezeichnet. Die Flüssigkeit besteht dabei aus einer Lösung von einem organischem Farbstoff in einem Lösungsmittel, wie Ethyl- oder Methylalkohol, Glycerin oder Wasser. Der Farbstoff gehört dabei zu folgenden Klassen: Polymethine (Rot- oder Infrarot-Bereich typ.  $\lambda = 700 \text{ nm}$  bis  $1500 \text{ nm}$ ), Xanthine (sichtbarer Bereich, Zentralwellenlänge  $\lambda = 590 \text{ nm}$ ) und Coumarin (blau-grüner Bereich, typ.  $\lambda = 400 \text{ nm}$  bis  $500 \text{ nm}$ ). Die organischen Farbstoffe besitzen in der Regel breite Absorptions- und Fluoreszenzlinien. Die Fluoreszenz ist durch die Stokes-Verschiebung zu längeren Wellenlängen verschoben. Farbstofflaser haben die Eigenschaft für eine Emission über den kompletten Wellenlängenbereich der Fluoreszenz. Aufgrund ihrer Durchstimbarkeit mit einer breiten spektralen Abdeckung und der Möglichkeit, Femtosekunden-Laserimpulse zu erzeugen, werden sie häufig in der Spektroskopie oder Laser-Photochemie eingesetzt [110]. Allerdings besitzt der Farbstoff aufgrund von Verunreinigungen eine begrenzte Lebensdauer und muss deshalb regelmäßig ersetzt werden.

## Festkörperlaser

Festkörperlaser werden dadurch charakterisiert, dass die laseraktiven Atome in ein transparentes kristallines oder glasartiges, d.h. festes, Wirtsmaterial eingelagert werden. Halbleiterlaser sind zwar Festkörper, werden jedoch nicht in diese Kategorie gezählt. Sie nehmen eine Sonderstellung ein. Auch das Pumpen ist zwischen diesen Typen unterschiedlich. Festkörperlaser werden optisch gepumpt, Halbleiterlaser elektrisch. Da Halbleiterlaser für diese Arbeit aufgrund ihrer geringen Leistungsdichte nicht relevant sind, werden diese hier nicht näher betrachtet. Heutzutage werden für viele Anwendungen, u.a. Hochleistungslaser, vermehrt Festkörperlaser verwendet. Das Wirtsmaterial können dotierte Kristalle (z. B. Yttrium-Aluminium-Granat (YAG), Saphir, Yttrium-Lithium-Fluoride (YLF), Calciumfluorid ( $\text{CaF}_2$ )) sein. Diese werden wiederum unterschieden in Oxide oder Fluoride,

---

oder dotiertes Glas (z. B. Faserlaser). Dotiert wird in der Regel mit Seltene Erden<sup>1</sup> oder Übergangsmetallen<sup>2</sup>. Beim Vergleich von Oxiden und Fluoriden haben Erstere die besseren mechanischen (härter) und thermomechanischen (höhere thermische Bruchgrenze) Eigenschaften. Letztere weisen dagegen bessere thermo-optische Eigenschaften auf, wie geringere thermisch induzierte Linsenbildung und Doppelbrechung. Glas aus Silikaten oder Phosphaten haben dagegen einen viel geringeren Schmelzpunkt und sind deshalb einfacher und günstiger, vorallem in größeren Abmessungen, herzustellen. Dies macht sie besonders interessant für die Verwendung in optischen Fasern, als sog. Faserlaser. Zudem haben sie eine höhere Energiespeicherkapazität (Sättigungsenergieflussdichte) und eine höhere Fluoreszenzbreite. Allerdings haben sie eine sehr geringe Wärmeleitfähigkeit, dies führt im Gegensatz zu den Kristallen zu wesentlich schlechteren thermomechanischen und thermo-optischen Eigenschaften. Das Wirtsmaterial definiert somit die optischen, mechanischen und thermo-mechanischen Eigenschaften des Mediums, wie u. a. Brechungsindex, Doppelbrechung und Wärmeleitfähigkeit. Die Lasereigenschaften der dotierten Ionen werden nur gering beeinflusst. Die Gastionen dagegen bestimmen mit den genutzten Elektronenniveaus die Lasereigenschaften, wie u.a. Wellenlänge, Lebensdauer und Anregungsenergie. Zusammen als aktives Medium gesehen, beeinflusst die Energiespeicherkapazität die Pulsenergie des Lasers, die Bandbreite des Verstärkungsquerschnitts, die Spitzenleistung und das thermische Verhalten, die mittlere Leistung. Die bekanntesten Festkörperlaser sind: der Rubinlaser (erster Laser (T.H. Maiman, Mai 1960 [111]) typ.  $\lambda_1 = 694,3 \text{ nm}$ ,  $\lambda_2 = 692,8 \text{ nm}$ ), Titan:Saphir-Laser (typ.  $\lambda = 700 \text{ nm}$  bis  $1000 \text{ nm}$ ), Nd:YAG (Neodym, typ.  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ ), Nd:Glas (typ.  $\lambda = 1,054 \mu\text{m}$ ), Yb:YAG (Ytterbium, typ.  $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$ ), Er:YAG (Erbium, typ.  $\lambda = 2,94 \mu\text{m}$ ) und Yb:Er:Glas (typ.  $\lambda = 1,54 \mu\text{m}$ ).

### Fazit: Lasertypen

Aufgrund der verschiedenen Vor- und Nachteilen der Lasertypen muss für jede Anwendung der passende Laser ausgewählt werden. Festkörper und Farbstofflaser nutzen aktive Medien mit hoher Dichte, im Gegensatz zu den Gaslasern. Sie zeigen dadurch breite und starke Absorptionslinien, sind deshalb sehr gut optisch zu pumpen und können mit kleineren Abmessungen gebaut werden. Weiterhin zeigen Festkörperlaser und Farbstofflaser eine breite Fluoreszenz und damit eine größere Verstärkungsbandbreite. Dies führt in der Regel zu kürzeren möglichen Pulsdauern. Dies macht sie attraktiver für Hochleistungslaser, aber auch für den Einsatz in kleineren Laboren.

### 5.1.2 Laserarchitekturen

Viele Lasersysteme bestehen nicht nur aus den drei Hauptkomponenten: aktives Medium, Pumpe und Resonator, sondern wurden für ihr Anwendungsgebiet deutlich erweitert. Oft kann dies bedeuten, dass für das optische Pumpen von z. B. Farbstofflasern oder Festkörperlasern wie dem Ti:Sa-Laser weitere Laser eingesetzt werden. Aber auch die

---

<sup>1</sup>„Sc, Y, lanthanoids“, International Union of Pure and Applied Chemistry (2005). Nomenclature of Inorganic Chemistry (IUPAC Recommendations 2005). Cambridge (UK): RSC-IUPAC. ISBN 0-85404-438-8. p. 51.

<sup>2</sup>„Ein Elemente, dessen Atom eine unvollständige d-Unterschale hat oder aus dem Kation mit unvollständiger d-Unterschale entstehen kann.“, 'transition element' in IUPAC Compendium of Chemical Terminology, 3rd ed. International Union of Pure and Applied Chemistry; 2006. Online version 3.0.1, 2019. <https://doi.org/10.1351/goldbook.T06456>

---

Pulsung von Lasern erfordert technische Anpassungen am Aufbau. Zusätzlich sind auch die möglichen erweiterten Architekturen für Hochleistungslaser für diese Arbeit relevant.

### **Erzeugung kurzer Pulse**

Die bekanntesten Varianten, um kurze Pulse zu erzeugen sind: die Güteschaltung (Q-Switching), die Verstärkungsschaltung (Gain-Switching) und die Modenkopplung. Bei der Güteschaltung wird die Güte (Verhältnis der gespeicherten Energie zum Energieverlust pro Umlauf), periodisch verändert. Dadurch wird die Besetzungsinversion des aktiven Mediums nur in einem kurzen Zeitraum abgeräumt und ein intensiver Laserpuls entsteht. Die Güte kann dabei mit dem elektrooptischen Effekt oder Pockels-Effekt, durch einen elektrooptischer Modulator (EOM) und den Kerr-Effekt, durch rotierenden Prismen, mit dem akustooptischen Effekt, durch den akustooptischer Modulator (AOM) oder sättigbaren Absorbern [110] im Resonator verändert werden. Die ersten drei gehören zu den aktiven, letztere zu den passiven Schaltern. Gütegeschaltete Laser arbeiten, aufgrund ihrer Technik, in einem Pulslängenbereich von ca. 1 ns bis 100 ns, vergleichbar der Photonenzerfallszeit eines Atoms. Bei der Verstärkungsschaltung wird die Pumpquelle gepulst und somit eine gepulste Besetzungsinversion hergestellt. Dies wiederum führt zu ähnlichen Pulszeiten wie bei der Güteschaltung. Die Modenkopplung wiederum ermöglicht kürzere Pulse im Bereich von Femtosekunden. Sie wird bei aktiven Medien mit relativ hoher Verstärkungsbandbreite, wie bei Festkörperlasern und Farbstofflasern, eingesetzt. Bei der Modenkopplung werden alle longitudinalen Moden innerhalb der Verstärkungsbandbreite in Phase gebracht. Konstruktive Interferenz durch die Phasenkopplung unter den Moden, führt dann zu einer Pulsung des Lasers. Auch die Modenkopplung kann ähnlich der Güteschaltung aktiv oder passiv erzeugt werden. Erstere durch EOMs und AOMs letztere durch den Kerr-Linsen-Effekt und sättigbare Absorber. Die kürzesten Pulse lassen sich dabei mit der passiven Modenkopplung erreichen.

### **Architektur von Hochleistungslasern**

Ein sehr bekanntes Konzept für Hochleistungslaser ist das („Master-Oscillator-Power-Amplifier“) MOPA-System. Hierbei liegt der Vorteil darin, dass der Master-Oszillator nicht auf Leistung getrimmt werden muss, sondern auf die optimalen Parameter für den Einsatzzweck abgestimmt werden kann. Ein gesonderter Laserverstärker sorgt dann für eine Verstärkung der aus dem Master-Oszillator austretenden Lichtpulse, während er dabei die Hauptparameter beibehält. Der Master-Oszillator kann aufgrund seiner Unabhängigkeit gegenüber dem Verstärker von unterschiedlicher Bauart sein. Vorzugsweise werden hierzu Faserlaser verwendet, da diese sehr stabil im Betrieb sind und sehr gute optische Eigenschaften besitzen. Der Verstärker verwendet meistens das gleiche bzw. ein sehr ähnliches aktives Medium (gleiches optisch-aktives Ion), unterscheidet sich aber in der Bauart, da er von außen getrieben wird. Als Verstärkerarchitekturen kommen Regenerative-Verstärker, Multipass-Verstärker und Singlepass-Leistungsverstärker zum Einsatz. Welcher Verstärkertyp eingesetzt wird, wird nach den Kriterien der Leistungsstufe, der spektralen und zeitlichen Charakteristik des Eingangssignals und der benötigten Ausgangsleistung bzw. Energie ausgewählt. So werden Multipass-Verstärker und Regenerative-Verstärker bis zu einer Pulsenergie von ca. 100 mJ eingesetzt. Soll der Puls weiter verstärkt werden wird anschließend mit in Reihe geschalteten Leistungsverstärkern nachverstärkt. Diese Konzepte

---

finden meist Anwendung bei Festkörperlasern. Aufgrund von nichtlinearen Effekten im Verstärkermedium durch die sehr intensiven kurzen Pulse sind die maximalen Leistungen jedoch begrenzt. Auch eine Strahlaufweitung stößt an die Grenzen der produzierbaren Verstärkermedien in den dafür notwendigen Dimensionen. Abhilfe schafft hier die Technik der „Chirped Pulse Amplification“ (CPA) [112]. Bei diesem Verfahren wird der kurze Laserpuls aus dem Master-Oszillator unter Verwendung eines Gitters zeitlich vergrößert, um so eine geringere Energiedichte im Verstärkermedium zu haben. Im Anschluss an die Verstärkung wird derselbe Puls wieder mit einem Gitter zeitlich verkürzt.

### 5.1.3 Energiespeicher: optischer Resonator

Aufgrund des bereits erwähnten niedrigen Streuquerschnitts und damit geringen Anteils an wechselwirkenden Photonen pro Puls wird der einmalig verwendete Laserpuls kaum beeinflusst. Es bietet sich daher an, die nicht verwendeten Photonen für weitere Kollisionen mit den Elektronen zu speichern. Dies kann durch Verwendung eines optischen Resonators, welcher um den Wechselwirkungspunkt aufgebaut wird, erreicht werden. Die Architekturen solcher Resonatoren sind vergleichbar mit denen, die Verwendung in Laseroszillatoren und Verstärkern finden. Denkbar ist unter anderem ein Fabry-Pérot-Resonator oder ein Ringresonator. Wichtig bei dem Design eines solchen Resonators für die Anwendung als Energiespeicher bei einer LCB-Quelle ist die Möglichkeit der Frequenzanpassung der Kavität mit dem Lasersystem bei gleichzeitiger Kontrolle der Strahlgröße und Position der Strahltaillie am Interaktionspunkt. Dies ist bei einem System aus nur zwei Spiegeln (Fabry-Pérot-Resonator) schwieriger zu gewährleisten als bei einem System mit z. B. vier Spiegeln (Ringresonator - „Bow-Tie Resonator“). Der Vorteil von solch einem Vier-Spiegel-Design ist, dass die Frequenz des Resonators und der Fokuspunkt am IP getrennt voneinander mit unterschiedlichen Spiegeln gesteuert werden kann. In solchen Resonatoren sind Verstärkungsfaktoren von bis zu  $G = 9000$  möglich.

---

## 5.2 Freier Elektronen Laser

---

Der Freie-Elektronen-Laser (Free Electron Laser, kurz: FEL) nutzt anders als der klassische Laser keine Atomübergänge in einem aktiven Medium zur Emission von elektromagnetischer Strahlung, sondern die periodische transversale Ablenkung freier relativistischer Elektronen. Die Elektronen werden von einem Elektronenbeschleuniger auf fast Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und dann, innerhalb eines Undulators, auf eine periodische Bahn gebracht, aufgrund der sie Synchrotronstrahlung aussenden und an kinetischer Energie verlieren. Durch Variation der Periodenlänge der Schwingungsbahn oder der kinetischen Energie der Elektronen, kann die emittierte Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung durchgestimmt werden. Ist der Undulatorbereich lang genug, oder wird ein zur Wellenlänge passender Resonator verwendet, kann die erzeugte elektromagnetische Strahlung mit den Elektronen wechselwirken und führt zum sogenannten Microbunching der Elektronenpakete<sup>3</sup>. Dabei erhalten diese eine periodische Strukturierung mit einer Wellenlänge gleich der Wellenlänge der emittierten EM-Strahlung. Das Microbunching kann auch durch eine Überlagerung mit einer zusätzlichen Strahlung erzeugt werden

---

<sup>3</sup>Ein Microbunching kann auch ohne Kavität in einem sehr langen Undulator auftreten. (SASE: „self-amplified spontaneous emission“) oder durch Stimulation mit einer weiteren Lichtquelle erzeugt werden.

---

und so extern induziert werden. Das Microbunching führt zu einer Phasenanpassung der Emission (kohärente Emission) und dementsprechend einer Addition der Amplituden. Was zur Folge hat, dass die Intensität der Strahlung proportional zum Quadrat der Anzahl der emittierenden Elektronen ist. Das daraus entstehende Licht ist kohärent mit einer hohen Brillanz.

---

### 5.3 Diskussion

---

Im Allgemeinen zeigt sich, dass beide Photonenquellen, d.h. Laser und FEL, als Kandidaten für Compton-Rückstreuquellen in Frage kommen, bzw. schon in existierenden Aufbauten Verwendung finden. Ein Beispiel für die Verwendung eines FELs ist die High Intensity gamma Source (HIgS) [15] an der Duke University in North Carolina, USA. Für die mögliche Verwendung eines Lasers in Verbindung mit einem Resonators am Interaktionspunkt kann das geplante VEGA System von ELI-NP [16] in Bukarest, Rumänien genannt werden. Der Unterschied der beiden Photonenquellen in diesem Zusammenhang liegt in der Handhabung und in den zu erreichenden Parametern, wie Wellenlänge, minimale Bandbreite und Photonenfluss. Als Vorteile eines FELs werden die große Einstellreichweite der Wellenlänge, die guten Strahleigenschaften nahe der Beugungsgrenze und die sehr hohe Effizienz und damit verbundene hohe Leistung genannt. Auch ein konventionelles Lasersystem kann zwei dieser drei Vorteile abdecken, eine variable Wellenlänge ist jedoch nicht gegeben. Diese ist für diese Arbeit nicht zwingend erforderlich, da die resultierende Wellenlänge der gestreuten Photonen ebenfalls durch die Veränderung der Elektronenenergie eingestellt werden kann. Die durch den Laser oder FEL eingestellte Wellenlänge spielt hingegen bei der möglichen maximalen Energie der gestreuten Photonen eine entscheidende Rolle und sollte bedacht werden, wenn u. a. die Elektronenenergie nicht ausreicht um eine gewünschte Photonenenergie zu erreichen. Hier zeigt sich ein Vorteil des FELs, der darin besteht, dass Wellenlängen im UV-Bereich und darunter leichter erzeugt werden können als mit konventionellen Lasern. Dadurch, dass die Intensität der Photonen eines FELs quadratisch mit der Anzahl der Elektronen geht, folgt für die Luminosität der gestreuten Photonen eine Proportionalität von  $N_e^3$ . Die Anzahl der Photonen des konventionellen Lasers ist hingegen unabhängig von der Teilchenzahl des Elektronenstrahls und kann getrennt davon verstärkt werden. Ein 100-W-Lasersystem mit einer Repetitionsrate von 40 MHz und einer Wellenlänge von 1030 nm beinhaltet beispielsweise  $1,3 \cdot 10^{13}$  Photonen pro Puls. Mit einem zusätzlich verstärkenden Resonator kann die Leistung um ein Faktor von bis zu 9000 erhöht werden. Bei einem 1-mA-Elektronenstrahl mit einer Bunchladung von 25 pC und ebenfalls einer Repetitionsrate von 40 MHz liegt die Anzahl bei  $1,56 \cdot 10^8$  Elektronen pro Bunch. Somit folgt für die Luminosität eine Gesamtanzahl an Teilchen von  $7,3 \cdot 10^{25}$  pro Sekunde bei Verwendung eines Lasersystems mit zusätzlichem Resonator und ein Anzahl von  $1,6 \cdot 10^{32}$  pro Sekunde bei Verwendung eines FELs. Dabei wurden die möglichen Strahlgrößen für die beiden Typen noch nicht miteinbezogen. Dieser Vorteil des Lasers gegenüber des FELs wird bei höherem Elektronenstrahlstrom und bei kleineren Wellenlängen geringer bzw. kehrt sich zugunsten des FELs um. Die Strahlqualität ist in beiden Fällen den Eigenschaften eines Lasers entsprechend sehr gut und liegt in einem vergleichbaren Bereich. Für die Verwendung eines Lasers spricht aber weiterhin die Unabhängigkeit von den Elektronenstrahlparametern und somit eine freiere Anpassung der Laserparameter gegenüber des Elektronenstrahls. Außerdem werden bei der

---

Erzeugung der FEL-Photonen die Elektronen in ihrer Strahlqualität beeinflusst und dies wirkt sich unmittelbar auf die Strahlqualität der gestreuten Photonen aus, da dieselben Elektronen nach der Erzeugung der Photonen erneut verwendet werden, um mit diesen zu streuen. Dementsprechend beeinflusst dies die Fokussierbarkeit und die Energiebandbreite der Elektronen im Interaktionspunkt. Das wiederum wirkt sich auf den möglichen Photonenfluss und die minimale Energiebandbreite aus. Die bauartbedingte Konstruktion einer Compton-Rückstreuquelle mit einem FEL ergibt weitere Vor- und Nachteile: Der Vorteil liegt in der sich selbst ergebenden Überlappung der beiden Strahlen aufgrund der Erzeugung. Der Nachteil liegt darin, dass die für den FEL verwendeten hochreflektiven Spiegel von den gestreuten Photonen getroffen und diese durch ihre hohe Energie beschädigt werden können. Dies kann bei einem Resonator, der von außen durch einen Laser getrieben wird, vermieden werden. Dieser Resonator kann mit einem Winkel zu dem Elektronenstrahl und damit zu der Streurichtung der energiereichen Photonen gebaut werden, womit die hochenergetischen Photonen nicht den Spiegel passieren müssen.



---

## 6 Entwicklung der Laser-Compton-Rückstreuquelle COBRA am S-DALINAC

---

Die LCB-Quelle COBRA soll im Zusammenspiel mit dem am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt betriebenen S-DALINAC als Quelle für quasi-monochromatische Röntgenstrahlung dienen. Das Ziel dieses Projektes ist die Erforschung der Strahldynamik des Elektronen-Beschleunigers zur zukünftigen Realisierung einer Strahlungsquelle für Photonen im MeV-Bereich an ERLs. Besonderer Fokus liegt auf der zerstörungsfreien Strahldiagnose, welche nicht nur bei der Beschleunigerentwicklung, sondern auch bei kernphysikalischen Untersuchungen an den verschiedenen Experimentierplätzen von Bedeutung ist. Deshalb ist der erste Schritt die Entwicklung einer möglichst einfachen und schnellen Diagnose der Elektronenstrahlparameter. Wichtig ist aber auch eine gewisse Flexibilität von geometrischen Parametern, wie Strahlgröße und Kollisionswinkel. Der Aufbau der LCB-Quelle am S-DALINAC setzt sich aus mehreren Bereichen zusammen: S-DALINAC, Lasersystem mit optischem Strahltransport, dem Interaktionspunkt von Elektronen und Photonen und der Detektion und Datenaufnahme der gestreuten Photonen. Das Konzept wird u. a. bestimmt durch die räumlichen Gegebenheiten, welche aus den Anforderungen an die LCB-Quelle und der Vorraussetzung des bestehenden Beschleunigers begründet sind. Diese werden im Folgenden thematisiert. Im Anschluss wird der finale Aufbau der LCB-Quelle vorgestellt. Die Anforderungen an ein Lasersystem werden im darauf folgenden Abschnitt besprochen. Anschließend wird die Detektion der gestreuten Photonen erläutert.

---

### 6.1 Konzepte für eine LCB-Quelle am S-DALINAC

---

Aus den in Kapitel 4 dargestellten Parametern des S-DALINAC und der Konzeptionierung der LCB-Quelle sowohl als Elektronenstrahl-Diagnose, als auch zur ausbaufähigen Strahlungsquelle für kernphysikalische Experimente im ERL-Betrieb des S-DALINAC ergeben sich bestimmte Vorgaben. So ist es wichtig, einen ausreichenden Photonenfluss innerhalb eines möglichst kurzen Messzeitraums zu erreichen, um eine direkte Messung der Elektronenstrahlparameter mit ausreichend guter Statistik nach der Grundlage des Wurzel-n-Gesetzes zu ermöglichen. Auch soll der Aufbau einfach zu handhaben sein, aber dennoch gewisse Möglichkeiten bieten, wenn nötig geometrische Anpassungen wie Kollisionswinkel, Strahlgröße, Fokusslänge etc. vornehmen zu können. Es wurde für dieses Projekt ein einfach gestaltetes, ausbaufähiges Design gewählt, um Proof-of-Principle-Messungen, sowie Strahldiagnose durchführen zu können.

---

### 6.1.1 Räumliche Gegebenheiten

Auch die räumliche Beschaffenheit des Beschleunigers legt Rahmenbedingungen fest: Die Möglichkeit Untersuchungen der Auswirkung von der Elektronen-Photonen-Streuung mit Hinblick auf einer nachgelagerten, erneuten Passage des Hauptbeschleunigers genauer zu untersuchen, bedingt es, dass der Aufbau in einer der drei Rezirkulationsbahnen positioniert wird. Genug Platz bieten für einen Aufbau nur die langen Geraden, in denen genügend strahlführende und fokussierende Elemente Platz finden können, um die Elektronen für eine LCB-Quelle vorzubereiten und danach wieder in die ursprüngliche Form zurückzuführen. Ein weiterer Grund ist, dass die geraden Sektionen dispersionsfrei sind. Für eine potentielle LCB-Quelle ist nur in der dritten Rezirkulation am Ende der Geraden ausreichend Platz für einen hochauflösenden Detektor inklusive Bleiabschirmung. Eine zusätzliche, für einen LCB-Aufbau, dedizierte Schikane in der Elektronenstrahlführung wurde aufgrund des ebenfalls nicht vorhandenen Platzes und eines eingeschränkten Budgets nicht in Betracht gezogen. Die Verwendung eines Lasers als Photonenquelle ist eine logische Konsequenz aus dem Platzmangel, der sich aus der Beschleunigerkonfiguration und der räumlichen Gegebenheiten ergibt. Wird aber auch aufgrund des geringen Strahlstroms des Elektronenbeschleunigers gewählt. Das Lasersystem für die LCB-Quelle wurde aufgrund der hohen Strahlenbelastung in der Beschleunigerhalle und fehlender spezifischer Umgebung für ein Lasersystem in das SPIn Laserlabor, ein Laserlabor im Erdgeschoss des Instituts, integriert. Hier ist bereits ein schwingungsgedämpfter optischer Tisch in einem klimatisierten optischen Labor vorhanden. Das Lasersystem wurde dort ohne zusätzliche bauliche Maßnahmen montiert und in Betrieb genommen. Ein weiterer Vorteil ist, dass so das Lasersystem auch während des Beschleunigerbetriebs zugänglich bleibt. Dieses Labor liegt jedoch in einem nicht unerheblichen Abstand vom Beschleuniger entfernt, weshalb ein ca. 50 m langer, bestehender Freistrahltrahtransport für den neuen Laser umgebaut wurde.

### 6.1.2 Mögliche Geometrien

Für den Aufbau am S-DALINAC wurden verschiedene Geometrien für den Interaktionspunkt in Betracht gezogen. Zunächst muss geklärt werden, an welcher Stelle im bestehenden Beschleuniger, eine LCB-Quelle sinnvoll platziert werden kann. Wie im Abschnitt zu den Designaspekten bereits angesprochen, gibt es aufgrund der zu tätigen Untersuchungen der Compton-Rückstreuung im Zusammenhang mit einer möglichen Rezirkulation der Elektronen nach der Kollision in den Beschleuniger nur die Möglichkeit, den Interaktionspunkt in eine der drei Rezirkulationen zu platzieren. Die erste Rezirkulation kommt aufgrund der dort nur geringen verfügbaren Elektronenenergie und der daraus folgenden niedrigen Photonenenergie nicht in Betracht. Die zweite Rezirkulation hat gegenüber der dritten den Vorteil des bereits gezeigten ERL-Modus des S-DALINAC [18]. Da der Dipol am Ende der Geraden der zweiten Rezirkulation allerdings kein Austrittsfenster in gerader Richtung aufweist, hätten die gestreuten Photonen somit keinen definierten Austrittspunkt. Dies führt zu zusätzlicher Absorption der Photonen in dem Strahlrohr oder Teilen des Dipolmagnets. Hinzu kommt, dass sich außerdem das Strahlrohr der dritten Rezirkulation im Strahlengang der gestreuten Photonen befindet. Dies bedeutet für Photonen in dem Energiebereich von 30 keV bis 80 keV eine hohe Absorption von über 50 %. Erschwerend kommt hinzu, dass für einen zur Messung der gestreuten Photonen nötigen Detektor kein Platz verfügbar ist. Daraus und aus der maximal möglichen Energie

ergibt sich, dass die Positionierung des Interaktionspunktes innerhalb der Geraden der dritten Rezirkulation für den Aufbau einer LCB-Quelle am Meisten geeignet erscheint. Zudem bewirkt der Umbau des Weglängensystems der dritten Rezirkulation, der als Teil dieses Projekts realisiert wurde, dass auch hier ein ERL-Betrieb [113] angestrebt werden kann. Um im späteren Verlauf der Verwendung der LCB-Quelle den nachträglichen Einbau eines Kollimators zu gewährleisten, dessen Durchmesser die einfache Kollimation der gestreuten Photonen ermöglicht, sollte der Interaktionspunkt einen gewissen Abstand vom Detektor bzw. Kollimator besitzen. Da der Kollimator erst hinter dem ablenkenden Dipol sitzen kann, ist letzterer der Fixpunkt. So würde bei einem typischen Kollimationswinkel von 0,1 mrad bei einer 2 mm Durchgangsbohrung im Kollimator ein Abstand von 10 m für den Interaktionspunkt folgen. Dies legt somit einen möglichen Bereich innerhalb der Rezirkulation fest. Hinzu kommt, dass vor und nach dem Interaktionspunkt ausreichend Fokussierungs- und Ablenkungsmagnete positioniert werden müssen, um den stark zu fokussierenden Elektronenstrahl am Interaktionspunkt (Radius von 100  $\mu\text{m}$ ) auch wieder verlustfrei durch die restliche Strahlführung transportieren zu können. Diese beiden Gründe führen zu einer Positionierung des Interaktionspunkts in der Mitte der Rezirkulation. Gegen einen zu großen Abstand zwischen Detektor und IP spricht dagegen die aufwendigere Justage des Detektors auf der Strahlachse der gestreuten Photonen und den durch den Abstand reduzierten Photonenfluss. Vor allem die erste Inbetriebnahme wird hierdurch erschwert. Mit einem solch großen Abstand des Austrittsfensters zum Interaktionspunkt, ist es sehr herausfordernd den Laser an dieser Stelle in das System einzukoppeln. Der größte Kritikpunkt hierzu ist die Schwierigkeit den Laser exakt an den Interaktionspunkt zu bringen und dann zu halten, denn sehr kleine Winkel und Strahlversatz vervielfachen sich bei einem solchen Abstand. Würde der Laser dennoch mit einer Linse vor dem Austrittsfenster hineinfokussiert mit einer Fokusslänge  $f$ , müsste aufgrund der Gleichung  $\omega_0 = 2\lambda f / \pi D_{Linse}$  der Strahl an der Linse einen Durchmesser von  $D_{Linse} \approx 6,6 \text{ cm}$  für einen Strahlradius von  $\omega_0 = 100 \mu\text{m}$  und einer Wellenlänge von 1030 nm bei einem Abstand von 10 m haben. Dies ist für die aktuelle Elektronenstrahlführung mit 3,5 cm Durchmesser deutlich zu groß. Erst mit einer Frequenzverdreifung des Lasers ist ein solcher Aufbau denkbar,  $D_{Linse} \approx 2,2 \text{ cm}$ . Auch eine Kollimation des Laserstrahls auf 100  $\mu\text{m}$  über diese Länge kann auf Grund der Gaußschen Strahlenoptik nicht realisiert werden. Die Rayleighlänge  $z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda}$  bestimmt hierbei die Möglichkeiten der Länge der Kollimation. Bei einem Strahlradius von  $\omega_0 = 100 \mu\text{m}$  und einer Wellenlänge von 343,3 nm ergibt sich eine Rayleighlänge von  $z_R = 9,15 \text{ cm}$ . Daraus folgt, dass eine Einkopplung des Laserstrahls über den Dipolmagnet in diesem Fall nicht erreichbar ist. In einer extra dafür entwickelten Schikane wäre dies jedoch möglich. Auch die Einkopplung des Lasers über den rückseitigen Dipol am Beginn der Geraden ist aus Gründen der Stabilität und Kontrollierbarkeit, die aus dem Abstand des IP zum Dipol resultieren, nicht sinnvoll. Somit zeigt sich, dass die Einkopplung unmittelbar in der Nähe des IP stattfinden sollte. Die naheliegendste Möglichkeit ist, den Laser in einem kleinen Winkel auf den Elektronenstrahl treffen zu lassen. So würde durch den Winkel in geringem Maße der Photonenfluss reduziert werden. Zudem bedeutet ein Winkel gegenüber der 180°-Streuung die Notwendigkeit einer deutlich präziseren zeitlichen Synchronisation der Laserpulse gegenüber der Elektronenpakete. Insgesamt müssten die Parameter des Laserstrahls deutlich präziser an die des Elektronenstrahls angepasst werden, als bei einer frontalen Kollision. Der Vorteil eines solchen Ansatzes ist die spätere Möglichkeit, einen verstärkenden Resonator um den IP aufbauen zu können. Da, wie am Anfang des Kapitels

bereits erwähnt, der Fokus auf einer einfach gestalteten Umsetzung einer LCB-Quelle lag, wurde ein Aufbau mit Frontalkollision gewählt. Dieser vereinfacht auch die späteren Rechnungen für die Strahldiagnose. Das finale Design wird im folgenden Abschnitt näher beschrieben.

## 6.2 Finales Konzept - COBRA

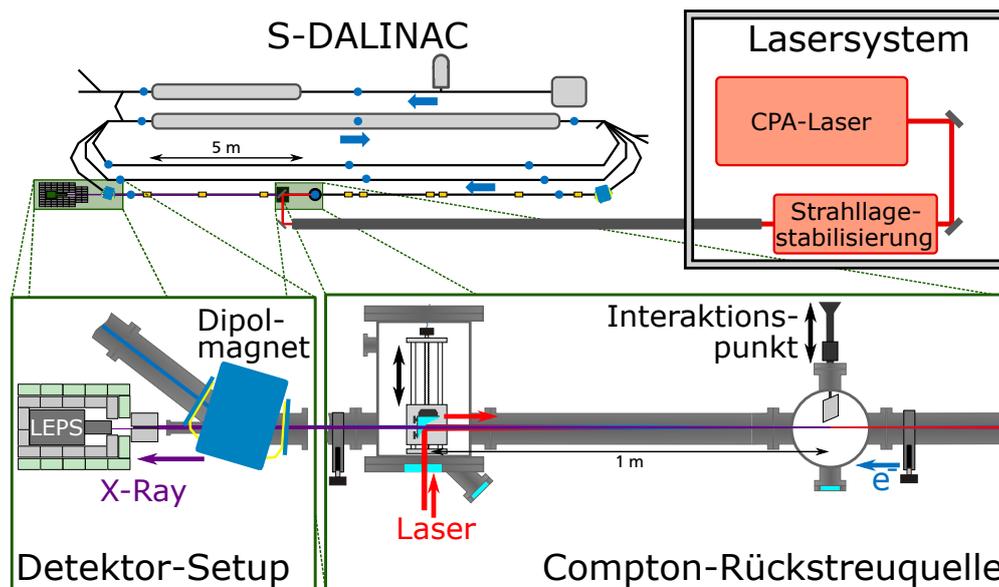


Abbildung 6.1: Schematische Zeichnung der finalen LCB-Quelle am S-DALINAC. Zu sehen sind die drei Komponenten der Compton-Rückstreuquelle. Das Lasersystem befindet sich in einem gesonderten Raum außerhalb der Beschleunigeranlage (in der Zeichnung oben rechts). In der Darstellung unten rechts ist das Prinzip der Kopplungskammer mit dem Interaktionspunkt gezeigt. Der Laser wird über einen Off-Axis-Parabolspiegel auf die Strahlachse der Elektronen gebracht. Die gestreuten Photonen werden, unten links gezeigt, in einem Detektor-Setup gemessen. Die Elektronen werden zuvor durch den ersten Dipolmagnet im zweiten Bogen der dritten Rezirkulation abgelenkt.

Das finale Design verbindet alle angesprochenen Designaspekte der räumlichen Gegebenheiten und der frontal kollidierenden Elektronen- und Photonenstrahlen, für einen robusten ersten Aufbau eines Interaktionspunktes. Dies soll erste Messungen der Strahlenergie ermöglichen und möglichst viel Anpassungspotential liefern. Aufgrund der gewählten Geometrie der Frontalkollision kann die maximale Energie und der maximale Photonenfluss erreicht werden. Außerdem wird die Bestimmung der Elektronenenergie einfacher und präziser möglich. Vor allem können die in Abschnitt 3.5 besprochenen Fit-Funktionen ohne große Anpassungen verwendet werden, da die hierbei getroffenen Annahmen auch für das finale Design der LCB-Quelle zutreffend sind. Dies wird am Ende dieses Abschnitts noch einmal aufgegriffen und aufgrund der Details des Aufbaus besprochen. Das finale Konzept der LCB-Quelle mit allen vier Komponenten (S-DALINAC,

Lasersystem, Compton-Rückstreuquelle und Detektor-Setup) ist in Abbildung 6.1 zu sehen. Es zeigt den Einbau der Compton-Rückstreuquelle in der dritten Rezirkulation, ebenso wie die Positionierung des Detektors an deren Ende. Das Lasersystem ist in einem separaten Labor untergebracht und die Laserstrahlung wird mit einem Freistrahtransport zum Interaktionspunkt gebracht. Die Detailzeichnung des Detektor-Setups zeigt die Positionierung des Low-Energy-Photon-Spektrometers (LEPS) direkt hinter dem ersten Dipolmagneten des zweiten Bogens der dritten Rezirkulation. Zum Schutz des Detektors vor der Untergrundstrahlung während des Beschleunigerbetriebs wird eine kombinierte Abschirmung aus Blei (innen) und Polyethylen (außen) verwendet. Die Detailansicht der eigentlichen Compton-Rückstreuquelle zeigt das Konzept der Frontalkollision mit Hilfe eines Off-Axis-Parabolspiegels.

### 6.2.1 Compton-Rückstreuquelle

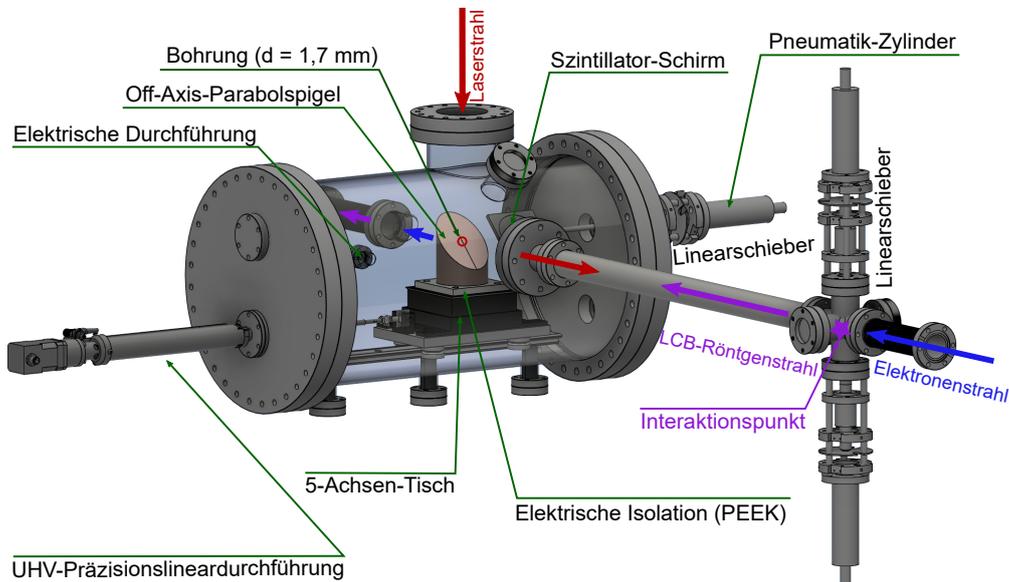


Abbildung 6.2: 3D-Modell des Wechselwirkungsbereichs. Zu sehen ist eine Edelstahlvakuumkammer (der Bereich zwischen den Flanschen wurde für den Blick nach innen durchsichtig dargestellt) mit einem Durchmesser von 300 mm. Innerhalb der Kammer befindet sich der gehaltete Off-Axis-Parabolspiegel der den Laserstrahl auf die Elektronenstrahlachse bringt. Im vorderen rechten Bereich ist ein DN40CF-Vakuumkreuz gezeigt, in dem der Interaktionspunkt liegt.

Die Compton-Rückstreuquelle COBRA setzt sich zusammen aus dem Interaktionspunkt innerhalb eines einfachen DN40CF-Vakuumkreuzes<sup>1</sup> und der Kopplungskammer (DN300CF)<sup>2</sup>, in der der Laserstrahl auf die Achse des Elektronenstrahls gebracht wird. Abbildung 6.2 zeigt ein 3D-Modell des vollständigen Vakuumsystems. Der Elektronenstrahl, von vorne rechts kommend, durchläuft zunächst den Interaktionspunkt, erreicht die

<sup>1</sup>Hergestellt von VAB-Vakuum - Anlagenbau GmbH

---

Kopplungskammer, dringt durch ein Loch im Zentrum des Parabolspiegels und verlässt das System. Er wird durch Quadrupolmagnete, positioniert vor und hinter der Compton-Rückstreuquelle, auf einen Strahlradius von 50  $\mu\text{m}$  bis 150  $\mu\text{m}$  am Interaktionspunkt gebracht. Die Fokussierung ist dabei ausreichend, um nach dem Interaktionspunkt, ohne Verluste, die Bohrung im Parabolspiegel zu durchqueren, vgl. Abschnitt 6.2.2. Der Laserstrahl wiederum, von oben im Bild kommend, trifft auf den Off-Axis-Parabolspiegel, wird um 90° umgelenkt und in einem Abstand von 1 m auf den Interaktionspunkt fokussiert. Der Parabolspiegel selbst ist auf einem 5-Achsentsch<sup>2</sup> montiert. Dieser wiederum ist auf einem System zur Linearverschiebung<sup>3</sup> befestigt. Diese ergänzt den 5-Achsentsch um die fehlende Raumachse. Aufgrund dieser Zusammensetzung kann der Spiegel in allen sechs Raumrichtungen auf die Vorzugsachse der Elektronen justiert werden. Der 5-Achsentsch hat dabei gegenüber anderen Lösungen den Vorteil, dass die Rotationsachsen auf einer Höhe von 127 mm über der Tischoberfläche liegen. Der Parabolspiegel wurde so entworfen, dass die Durchgangsbohrung im Zentrum auf diesen Punkt der Rotationsachsen fällt. Somit kann der Spiegel gedreht, gekippt und geneigt werden, ohne die Position der Öffnung zu verschieben, was eine Ausrichtung erheblich erleichtert. Zum Zeitpunkt der Marktrecherche war kein 5-Achsentsch in dieser Konfiguration mit Motorisierung erhältlich. Die Positionierung des Laserstrahls auf dem Spiegel und dementsprechend auch am Interaktionspunkt wird durch motorisierte Umlenkspiegel oberhalb der Kopplungskammer sichergestellt. Der optische Aufbau wird in Abschnitt 7.2 näher beschrieben. Die Ausrichtung des Elektronenstrahls und Laserstrahls zueinander und relativ zum Aufbau wird unter Zuhilfenahme von zwei Szintillator-Schirmen und deren Abbildung durch Kameras durchgeführt. Die Schirme können bei Bedarf am Interaktionspunkt und am Ort des Spiegels in den Strahlengang eingefahren werden. Da zwei Punkte ein Gerade hinreichend definieren, ist es möglich, an diesen beiden Punkten mit einem Strahl eines Justage-Lasers das ganze System der LCB-Quelle inkl. LEPS Detektor und Kollimator auszurichten. Ist das System auf die beiden Punkte ausgerichtet, kann im Betrieb der Elektronenstrahl wie auch der Laserstrahl jederzeit auf die beiden Punkte zurückgeführt werden. Für den Lasereingang in die Kopplungskammer wurde eine Öffnung der Größe DN100CF, mit einem Fensterdurchmesser von 89 mm gewählt, um einerseits möglichst große Laserstrahldurchmesser und andererseits akzeptablen Freiraum für die Positionierung des Spiegels und des Laserstrahls auf dem Spiegel zu haben. Um die LCB-Quelle in Zukunft weiter modifizieren zu können und an dieser Stelle genügend Freiraum für den Laserstrahl zu schaffen, wurde an der Kopplungskammer in Richtung des Interaktionspunkt ein Anschluss für ein Strahlrohr mit DN63CF (Innendurchmesser 65 mm) vorgesehen. Der Elektronenstrahl wird jedoch regulär innerhalb des S-DALINAC in einem Strahlrohr mit Innendurchmesser von 35 mm mit Flanschgröße CF-40 geführt. Dementsprechend sind alle Strahlführungselemente (z. B. Quadrupol- und Steerer-Magnete) auf diese Größe angepasst. Um dies zu gewährleisten, wurde im aktuellen Design ein Adapter-Flansch von DN63CF auf DN40CF zwischen Kopplungskammer und Interaktionspunkt eingesetzt. An den großen DN300CF-Flanschen links und rechts sind weitere DN40CF-Anschlüsse vorgesehen, um Vakuumpumpen wie Ionengetterpumpen und eine Turbomolekularpumpe bei Bedarf anzuschließen. Die kleine Durchführung hinter dem Parabolspiegel, unter-

---

<sup>2</sup>Bergmann Messgeräte Entwicklung KG: 5-Achsentsch (Höhe, Tiefe, Nicken, Gieren, Rollen), Arbeitsbereich  $\pm 3^\circ$  und  $\pm 1,5$  mm

<sup>3</sup>HepcoMotion SL2/ VAC Rolle und Schiene zusammen mit VAB-Vakuum MLS 16-150 S2 UHV-Präzisionslineardurchführung (Hub von 150 mm)

---

halb des Strahlrohrs, kann dazu verwendet werden, einen elektrischen Durchgang zu gewährleisten. Es ist vorgesehen, auf dem Spiegel deponierte Ladung messen zu können, um eine Notabschaltung gewährleisten zu können, falls der Strahl ganz oder teilweise den Spiegel trifft. Dazu wurde der Spiegel gegenüber der Kammer elektrisch isoliert, indem die Adapterplatte, welche den Spiegel mit dem 5-Achsentsch verbindet, aus dem Kunststoff Polyetheretherketon (PEEK)<sup>4</sup> gefertigt wurde. Aus der technischen Zeichnung des Spiegels (siehe Anhang A.1) kann entnommen werden, dass der Spiegel unterschiedliche Dicken je nach Abstand zur Bohrung aufweist. Dementsprechend wird es aufgrund der Form des Parabolspiegels zu unterschiedlichen Absorptionsraten, je nach Position des Elektronenstrahls kommen. Da bereits für die Strahlstrommessung an den Faraday-Bchern (vgl. Abschnitt 4.1.4) Strommesssysteme im Bereich von nA bis  $\mu$ A eingesetzt werden, sollte eine Strommessung auch an dem Parabolspiegel möglich sein. Dies kann mit einer Interlock-Schaltung verbunden werden, um bei erhöhtem Elektronenbeschuss die Elektronenquelle des Beschleunigers abzuschalten, um übermäßiges Aufaktivieren der Bauteile zu verhindern.

## 6.2.2 Parabolspiegel

Die Anforderungen an den Parabolspiegel ergeben sich aus den Zusammenhängen

1. des Laser-Strahlradius am Interaktionspunkt zur Luminosität (Gl. (3.57)),
2. der Fokusslänge und des daraus resultierenden Laser-Strahldurchmessers auf dem Parabolspiegel,
3. des Durchmessers der Durchgangsbohrung mit dem Laser-Strahldurchmesser auf dem Parabolspiegel und den dadurch entstehenden Verlust an Laser-Leistung,
4. dem Laser-Strahldurchmesser auf dem Spiegel und der Zerstörschwelle des verwendeten Vakuumfensters (zzgl. anderer optischer Elemente),
5. der resultierenden Elektronenstrahlgröße am Ort des Parabolspiegels, aufgrund der Durchgangsbohrung im Spiegel und des dazugehörigen Elektronenstrahlradius am Interaktionspunkt,
6. des Abstands (Fokusslänge) zwischen den zwei Bezugspunkten (IP und Parabolspiegel) und der daraus resultierenden Positionierungsgenauigkeit des Photonen-Detektors.

Der Laser-Strahlradius ( $\sigma_p = 2\omega_0$ ) am Interaktionspunkt beeinflusst den resultierenden Photonenfluss der LCB-Quelle und ist damit einer der wichtigsten Parameter. Er hat hingegen einen geringen Einfluss auf die resultierende Bandbreite der gestreuten Photonen, siehe Gleichung (3.33), für die im folgenden Kapitel angenommenen Strahlparameter. Dabei steigt bei kleiner werdendem Strahlradius der Photonenfluss (vgl. Gl. (3.40) und (3.57)), aber ab einem Wert von  $2\mu\text{m}$  auch gleichzeitig die resultierende Photonen-Bandbreite (vgl. Gl. (3.33)) aufgrund der dann relevanten Laser-Strahldivergenz. Auch der Elektronenstrahlradius ( $\sigma_E$ ) zeigt diese Einflüsse auf den Photonenfluss und die Bandbreite. Allerdings aufgrund der großen Elektronenstrahl-Emittanz (im Vergleich zum

---

<sup>4</sup>PEEK besitzt gute Vakuumeigenschaften [114], ist strahlungsbeständig [115, 116] und wird als Isolator [115, 116] verwendet.

Strahlparameterprodukt des Lasers), zeigt dieser Parameter deutlich früher einen starken Einfluss auf die resultierende Bandbreite, im Vergleich zum Laser. Der Strahlradius ab der Änderungen in der Bandbreite signifikant werden liegt bei  $\approx 100 \mu\text{m}$ . Eine Verbesserung der Elektronenstrahl-Emittanz durch Verwendung der Photoelektronenquelle SPIn anstelle der thermionischen Elektronenquelle würde eine Verkleinerung des Strahlradius bei gleichbleibender oder besserer Bandbreite und erhöhtem Photonenfluss ermöglichen. Es gibt somit für jede LCB-Quelle einen optimalen Bereich des Strahlradius für einen guten Photonenfluss und eine gute Bandbreite.

Dieser liegt unter Verwendung des BW-Flux-Codes aus Abschnitt 3.6.1 bei diesem Projekt für den Laserstrahlradius im Bereich von  $2 \mu\text{m}$  bis  $100 \mu\text{m}$ . Bei kleinen Strahlradien vergrößert sich die Bandbreite, bei größeren Strahlradien ist der Photonenfluss für eine sinnvolle Durchführung nicht mehr ausreichend. Der Elektronenstrahlradius wird hingegen durch die vorherrschende Elektronenstrahl-Emittanz und die in diesem Abschnitt gewählte Geometrie bestimmt. Wie im weiteren Verlauf klar wird, liegt dieser in dem Bereich von  $80 \mu\text{m}$  bis  $150 \mu\text{m}$ . Es sollte jedoch beachtet werden, dass in der Berechnung keine Randeﬀekte durch derart unterschiedlich große Strahlradien berücksichtigt wurden. Dies kann zu unerwünschtem Verhalten führen, weshalb bei der ersten Inbetriebnahme der Strahlradius des Lasers nicht zu stark von dem des Elektronenstrahls abweichen sollte. Außerdem spielt in jedem Fall die Stabilität der Position des Fokuspunkts des Elektronenstrahls sowie des Laserstrahls eine entscheidende Rolle bei der Wahl der Strahlgrößen am Interaktionspunkt. Für den Laserstrahl werden Positionsstabilitäten von  $< 1 \mu\text{m}$  (vgl. Abschnitt 7.2.5) erwartet. Die Strahlstabilität des Elektronenstrahls wird jedoch mit  $\Delta\sigma_E < 30 \mu\text{m}$  als deutlich schlechter angenommen. Eine aktive Strahlagestabilisierung für den Elektronenstrahl wird aktuell von Dominic Schneider et al. erarbeitet [117]. Somit bewegt sich der Elektronenstrahlradius  $\sigma_E$  im Bereich von  $80 \mu\text{m}$  bis  $150 \mu\text{m}$  und der Laserstrahlradius  $\sigma_p = \omega_0/2$  im Bereich von  $25 \mu\text{m}$  bis  $50 \mu\text{m}$ .

Der Strahlradius  $\omega_0$  ( $1/e^2$ ) am Interaktionspunkt hängt dabei vom Radius  $\omega_S$  des Laserstrahls auf dem Parabolspiegel, der Wellenlänge  $\lambda$ , der Beugungsmaßzahl  $M^2$  und der Fokusslänge  $f$  ab und kann über den Zusammenhang

$$\omega_0 = \frac{\lambda f M^2}{\pi \omega_S} \quad (6.1)$$

bestimmt werden. Diese Gleichung wird hergeleitet von

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad \text{mit } z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (6.2)$$

mit dem Abstand  $z$  zur Strahltaile und der Rayleighlänge<sup>5</sup>  $z_R$ . An dieser Stelle wird für den Laser, welcher in Abschnitt 6.4 und 7.1 dargestellt wird, eine Wellenlänge  $\lambda$  von  $1030 \text{ nm}$  und eine Beugungsmaßzahl  $M^2 = 1,3$  angenommen. Für einen gewünschten Strahlradius  $\omega_0 = 2\sigma_p$  von  $100 \mu\text{m}$  oder  $50 \mu\text{m}$  am Interaktionspunkt ergibt sich mit einer Fokusslänge von  $1 \text{ m}$  ein Strahlradius  $\omega_S$  auf dem Spiegel von  $4,26 \text{ mm}$  bis  $8,52 \text{ mm}$ . Der Strahlradius kann somit variabel mit der Strahlgröße des Laserstrahls auf dem Spiegel angepasst werden. Die Größe des Parabolspiegels von  $7,62 \text{ cm}$  wurde so gewählt, dass auch kleine Winkel bis  $1,5^\circ$  zwischen Laserstrahl und Elektronenstrahl, bei ausgerichtetem

<sup>5</sup>Die Rayleighlänge sagt aus, bei welchem Abstand zur Strahltaile der Gauß-Strahl auf einen Strahlradius von  $\sqrt{2}$  angestiegen ist.

Parabolspiegel, eingestellt werden können.

Für die Reflektivität des Spiegels abzüglich der Durchgangsbohrung  $r_0$  im Zentrum gilt für einen Gauß-Strahl

$$R(r_0, \omega_0) = 1 - \int_0^{r_0} 2 \frac{r}{\omega_0^2} \cdot e^{-2\left(\frac{r}{\omega_0}\right)^2} dr = \frac{1}{2} \left( 1 + e^{-2\frac{r_0^2}{\omega_0^2}} \right) . \quad (6.3)$$

Daraus resultiert für eine Reflektivität von mindestens 99 %, dass die Durchgangsbohrung  $^{1/10}$  der Strahlgröße oder kleiner sein sollte. Woraus sich der Durchmesser für die Durchgangsbohrung bei einer Strahlgröße von  $\omega_0 = 50 \mu\text{m}$  zu  $d_S = 2r_0 = 1,7 \text{ mm}$  und für  $\omega_0 = 100 \mu\text{m}$  zu  $d_S \approx 1 \text{ mm}$ <sup>(6)</sup> ergibt. Für den Elektronenstrahl ergibt sich durch den gewählten Durchmesser der Durchgangsbohrung im Spiegel, mit der Bedingung, dass der Elektronenstrahl den Spiegel ungehindert passieren kann, die resultierende Strahlgrößen am Interaktionspunkt. Der geometrische Zusammenhang kann unter Verwendung einer gegebenen normierten transversalen Elektronenstrahl-Emittanz  $\epsilon_n$  berechnet werden. Für die normierte Emittanz wird unter Berücksichtigung der gemessenen Werte aus Tabelle 4.1, wie in Abschnitt 4.1.4 festgelegt, ein Wert von 5 mm mrad angenommen. Aus der normierten Emittanz  $\epsilon_n$  folgt die geometrische Emittanz<sup>7</sup>

$$\epsilon_g = \frac{\epsilon_n}{\gamma\beta} \quad (6.4)$$

unter Verwendung des Lorentzfaktors  $\gamma = E_e/E_0 = E_{kin} + E_0/E_0$  und dem Verhältnis der Geschwindigkeiten  $\beta = v/c \approx 1$ . Der Faktor  $\gamma\beta$  liegt in der dritten Rezirkulation (60 MeV bis 99,45 MeV) im Bereich von 118,4 bis 195,6. Somit folgt für die geometrische Emittanz  $\epsilon_g = 4,2 \cdot 10^{-8} \text{ m rad}$  und  $2,6 \cdot 10^{-8} \text{ m rad}$ . Unter der Annahme, dass der Elektronenstrahl gaußverteilt und zentriert ist und die Bedingung gestellt wird, dass mindestens 99 % (d.h. ca.  $2,58 - \sigma$ -Umgebung) des Strahls verlustfrei die Bohrung passieren soll, kann ein entsprechend minimal möglicher Elektronenstrahlradius bestimmt werden. Wenn der Elektronenstrahl am Ort  $s = 0$  eine Taille besitzt, gilt für den Strahlradius  $\sigma_{x,y}$  mit Abstand  $s$  zur Taille in Abwesenheit externer Felder, d.h. in einer Driftstrecke [21]

$$\sigma_{x,y}(s) = \sqrt{\epsilon_g \cdot \beta_{x,y}(s)} = \sqrt{\epsilon_g \cdot \left( \beta_{x,y}^* + \frac{s^2}{\beta_{x,y}^*} \right)} \quad (6.5)$$

mit  $\beta_{x,y}(s)$  der Betafunktion des Elektronenstrahls und  $\beta_{x,y}^*$  der Betafunktion an der Strahltaile. Durch Umstellen der Gleichung (6.5) nach  $\beta_{x,y}^*$  und anschließender Multiplikation mit der geometrischen Emittanz können die minimal möglichen Strahlradien am Interaktionspunkt für eine gegebene Emittanz und die Spiegel-Bohrung errechnet werden. So folgt für eine Strahlenergie  $E_{kin} = 60 \text{ MeV}$  ein minimaler Strahlradius von  $143 \mu\text{m}$  und für eine Strahlenergie von  $E_{kin} = 99,45 \text{ MeV}$  ein minimaler Strahlradius von  $80 \mu\text{m}$ . Es zeigt sich demnach, dass kleinere Strahlgrößen am Interaktionspunkt aktuell durch die normierte Emittanz von 5 mm mrad begrenzt sind. Weitere Überlegungen und eine resultierende Simulation des Elektronenstrahls sind in Abschnitt 6.3 zu finden.

Der Strahlradius des Laserstrahls am Ort des Spiegels und damit auch an den optischen Elementen davor, u. a. am Vakuumfenster, sollte aufgrund der jeweiligen Zerstörschwellen möglichst groß gewählt werden. Somit führt eine größere Fokusslänge automatisch

<sup>6</sup>Es wurde hier auf 1 mm gerundet, da sich diese Bohrung auch technisch umsetzen lassen muss.

<sup>7</sup>Die geometrische Emittanz des Elektronenstrahls verhält sich ähnlich zum Strahlparameterprodukt des Gauß-Strahls.

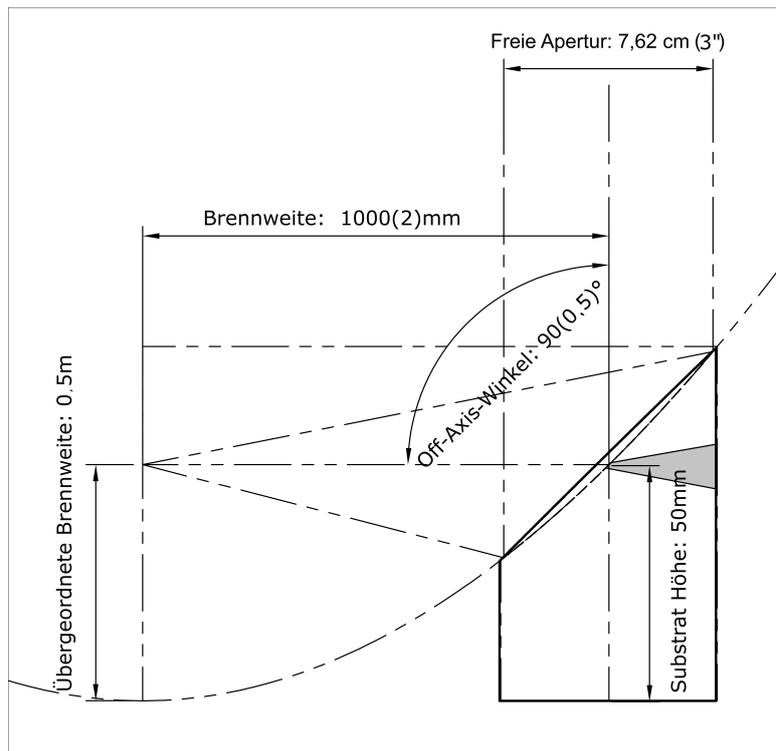


Abbildung 6.3: Technische Zeichnung des Off-Axis-Parabolspiegels mit Angabe der Brennweite und der übergeordneten Brennweite.

bei gleicher Strahltaile zu einem größeren Strahlradius auf dem Parabolspiegel. Die durchschnittliche Leistungsdichte für den Laserstrahl vor dem Parabolspiegel beträgt demnach  $88 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$  bis  $352,5 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ . Im Vergleich dazu steigt die Leistungsdichte am Interaktionspunkt auf  $2,546 \frac{\text{TW}}{\text{cm}^2}$  bis  $10,19 \frac{\text{TW}}{\text{cm}^2}$  an, für  $100 \mu\text{m}$  respektive  $50 \mu\text{m}$ . Die Zerstörschwelle des Vakuumfensters liegt bei  $400 \frac{\text{MW}}{\text{cm}^2}$ . Es zeigt sich, dass ein größerer Strahldurchmesser entscheidend für die Langlebigkeit der verwendeten Optiken ist.

Ein letzter Punkt, welcher für einen gewissen Abstand zwischen Parabolspiegel und Interaktionspunkt spricht, ist die exaktere Positionierbarkeit des Photonen-Detektor am Ende der Rezirkulation. Dieser befindet sich  $8 \text{ m}$  vom Interaktionspunkt entfernt. Geometrisch lässt sich für die Positionsungenauigkeit des Detektors  $\sigma_{det}$  herleiten

$$\sigma_{det} = l \cdot \frac{\sigma_{IP}}{f} \quad , \quad (6.6)$$

wobei  $\sigma_{IP}$  die Abweichung am Interaktionspunkt ist,  $f$  stellt die Fokusslänge da und  $l$  ist der Abstand vom Interaktionspunkt zum Detektor. Wie sich zeigt, haben die Abweichungen am Interaktionspunkt bei großer Fokusslänge einen zunehmend größeren Einfluss auf die Positionsgenauigkeit als die Abweichungen an der Position des Spiegels, da die Länge  $l$  um die Fokusslänge  $f$  verkürzt wird. Bei der aktuellen Konfiguration bewirkt eine Abweichung von  $\sigma_{IP} = 1 \text{ mm}$  eine Positionsabweichung von  $\sigma_{det} = 8 \text{ mm}$  des Detektors. Wäre die Brennweite nur halb so groß, würde sich die Abweichung verdoppeln. Aus den angesprochenen Anforderungen zeigt sich, dass für den Parabolspiegel eine Fokusslänge von  $1 \text{ m}$  verwendet werden sollte, wie in Abbildung 6.3 zu sehen. Wie ebenfalls angesprochen

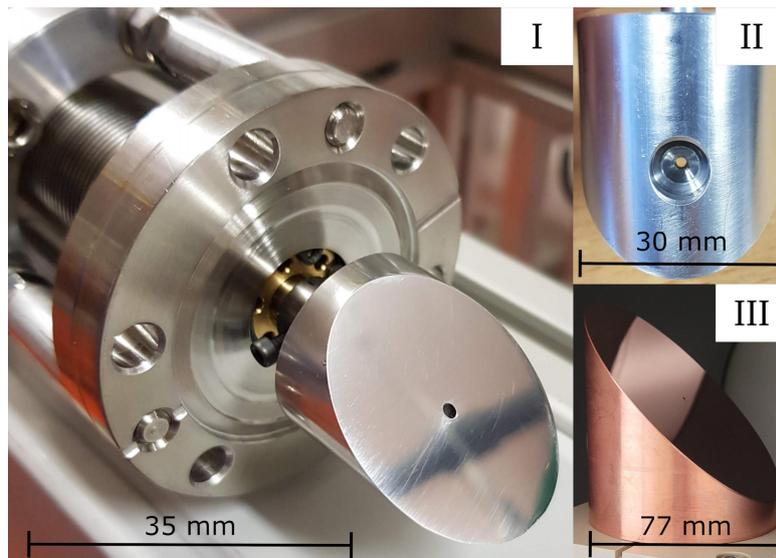


Abbildung 6.4: Prototyp der Off-Axis-Parabel aus Aluminium (Bild I und II), inklusive Durchgangsbohrung mit einem Durchmesser von 1,7 mm auf der Spiegelfläche und Aufweitung auf 8 mm auf der Rückseite. In Bild III ist der fertige Parabolspiegel aus Kupfer als Vergleich abgebildet.

sind für die verschiedenen Laserstrahl- und Elektronenstrahlgrößen zwei verschiedene Durchmesser für die Durchgangsbohrung entscheidend. Somit wurden zwei identische Parabolspiegel mit unterschiedlichem Bohrdurchmesser erworben.

### 6.2.3 Testmessung zum Verlust von Elektronen am Parabolspiegel

Vor dem Erwerb der Parabolspiegel soll experimentell bestimmt werden, welche Elektronenstrahl-Transmission für eine Durchgangsbohrung von 1,7 mm erreicht werden kann, weshalb ein geometrischer Prototyp aus Aluminium in der mechanischen Werkstatt des Instituts gefertigt wurde. Da er mit den üblichen am S-DALINAC verwendeten Linearschiebern in den Strahlengang gebracht und bei Bedarf auch wieder entfernt werden sollte, musste der Prototyp kleiner und leichter als die geplante Vorlage ausgeführt werden. Der Prototyp und der verwendete Linearschieber ist in Abbildung 6.4 abgebildet. Dieser Aufbau kann an jeder beliebigen Stelle, im Austausch oder zusätzlich zu einem anderen Linearschieber, im Beschleuniger eingebaut werden. Der Aufbau wurde vor einer Strahlzeit in der zweiten Rezirkulation (an Position: S1T2<sup>8</sup>) in ein DN40CF-Vakuumkreuz eingebaut. Hinter dem Kreuz, in Strahlrichtung gesehen, wurden in einem Winkel von ca. 30°, zwei unterschiedliche Detektoren platziert, so dass sie im vorwärtsgerichteten Kegel, der durch das Hindernis gestreuten Elektronen, positioniert sind. Bei den Detektoren handelte es sich um einen Tscherenkowdetektor [118], bestehend aus Acrylglas und Photomultiplier<sup>9</sup>, und einem Plastiksintillator-Detektor<sup>10</sup> [118], bestehend aus Polyvinyltoluol und Photomultiplier<sup>11</sup>. In Tabelle 6.1 sind die gemessenen Zählraten für die Untergrundmessung  $\dot{N}_U$ , die Deposition

<sup>8</sup>Für die Benennung der Position sei auf Michaela Arnold [75] verwiesen.

<sup>9</sup>Hamamatsu H10721-110

<sup>10</sup>Typ BC-408

<sup>11</sup>Hamamatsu H10721-110

Tabelle 6.1: Ergebnisse zur Messung der Elektronenstrahltransmission am Prototypen des Parabolspiegels am Ort S1T2 der zweiten Rezirkulation. Es wurde ein Szintillator- und ein Tscherenkowdetektor verwendet. Die Messung wurde am 17.08.2020 durchgeführt.

Detektor	$\dot{N}_U(\sigma_U)[\frac{1}{s}]$	$\dot{N}_S(\sigma_S)[\frac{1}{s}]$	$\dot{N}_L(\sigma_L)[\frac{1}{s}]$	$\Delta\dot{N} = \frac{\dot{N}_L - \dot{N}_U}{\dot{N}_S}(\sigma_{\Delta N})$
Szintillator	0,38(0,62)	5379,59(841,47)	21,35(14,71)	0,39(28) %
Tscherenkow	1,54(1,25)	1166,16(185,89)	9,32(6,24)	0,67(56) %

der Elektronen auf dem Spiegel  $\dot{N}_S$  und die gestreuten Photonen bei Durchschuss durch das Loch im Spiegel  $\dot{N}_L$  angegeben. Dabei wurde für eine Deposition der Elektronen auf dem Spiegel der Strahl (Strahlstrom 126 nA) ca. 1 mm vom Loch entfernt in den Spiegel geschossen und der Untergrund wurde beim Injektor gestoppten Strahl gemessen. Somit ist die Untergrundmessung als optimal zu sehen und könnte bei Strahlbetrieb ohne Prototyp-Spiegel der Untergrund deutlich höher sein, aufgrund von Verlusten im Bereich der Detektoren. In der letzten Spalte ist die berechnete Strahldeposition für die einzelnen Detektoren berechnet. Der Tscherenkowdetektor misst eine geringere Rate, da nur geladene Teilchen zu einem Ereignis im Photomultiplier führen. Im Szintillator dagegen werden auch erzeugte Photonen detektiert. Die resultierende Strahldeposition liegt für den Szintillator bei 0,39(28) % und für den Tscherenkowdetektor bei 0,67(56) %. Somit kann eine durchschnittliche Strahldeposition auf dem Spiegel, bei gut eingestelltem Strahl auf die Durchgangsbohrung von 0,53(42) % angenommen werden.

### 6.3 Elektronenstrahlverlauf an COBRA

Der zu erreichende Elektronenstrahlradius am Interaktionspunkt ist grundsätzlich abhängig von der geometrischen Elektronenstrahl-Emittanz in der verwendeten dritten Rezirkulation (Abschnitt 4.1.4) und gewählten Durchgangsbohrung im Parabolspiegel (Abschnitt 6.2.2). Aus Gleichung (6.5) kann nun der Zusammenhang der geometrischen Emittanz mit dem Strahlradius  $\sigma_{IP}$  am Interaktionspunkt

$$\epsilon_g = \frac{\sigma_{IP}^2}{\beta_{IP}^*}, \quad (6.7)$$

und dem Strahlradius  $\sigma_{Sp}$  am Spiegel

$$\epsilon_g = \frac{\sigma_{Sp}^2}{\beta_{IP}^* + \frac{s_{fl}^2}{\beta_{IP}^*}}, \quad (6.8)$$

in Abhängigkeit der Betafunktion an der Strahltaile  $\beta_{IP}^*$ , wenn diese im Interaktionspunkt liegt, hergeleitet werden. Zur Wahrung der Übersichtlichkeit wurden die Indices  $x$  und  $y$  hier weggelassen, da zumindest am Interaktionspunkt ein runder Strahl vorliegen soll. Hierbei stellt  $s_{fl} = f$  die Fokusslänge, dementsprechend den Abstand zwischen Spiegel und Interaktionspunkt dar. Die beiden Zusammenhänge können nun grafisch dargestellt werden, wie in Abbildung 6.5 zu sehen ist. Die rote Kurve beschreibt dabei die Grenze, die

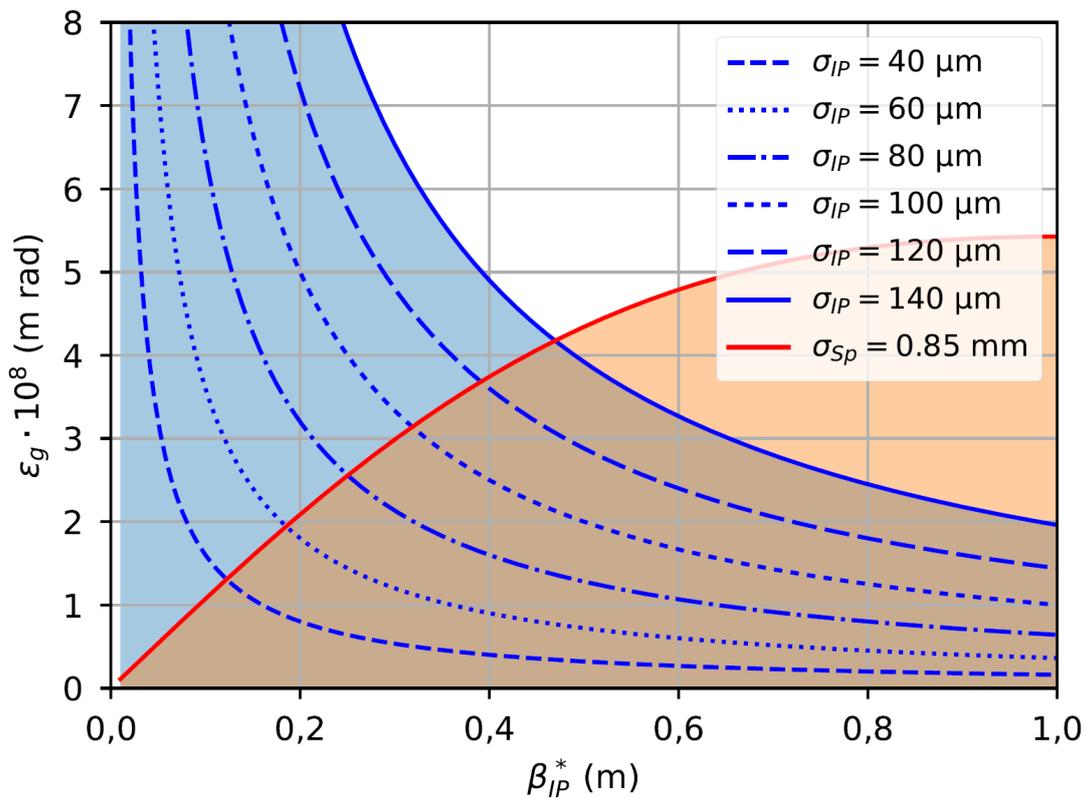


Abbildung 6.5: Darstellung der geometrischen Emittanz in Abhängigkeit der Betafunktion für verschiedene Strahlradien am Interaktionspunkt in blau und der zugehörigen maximal zulässigen Strahlteile am Ort des Spiegels in rot. Die verschieden gezeichneten blauen Kurven stellen dabei unterschiedliche Strahlradien von  $40 \mu\text{m}$  bis  $140 \mu\text{m}$  dar. Die Schnittpunkte zwischen der blauen und roten Kurve ergeben die geforderte geometrische Emittanz für die jeweilige Strahlteile am Interaktionspunkt.

aus der Durchgangsbohrung des Parabolspiegels folgt, es sind somit alle Kombinationen der geometrischen Emittanz und der Betafunktion unterhalb der Kurve (orange) erlaubt. Die blauen Kurven stellen den Zusammenhang mit dem Strahlradius am Interaktionspunkt dar und wurden für verschieden Größen aufgezeichnet. Die Schnittpunkte der jeweiligen blauen Kurve mit der roten Kurve ergeben dann die maximal mögliche geometrische Emittanz für die gewählte Beta-Funktion am Interaktionspunkt. Daraus ergibt sich für die geometrische Emittanz von  $\epsilon_g = 4,3 \cdot 10^{-8} \text{ m rad}$  für  $60 \text{ MeV}$  und von  $2,5 \cdot 10^{-8} \text{ m rad}$  für  $99,45 \text{ MeV}$  ein resultierender minimaler Strahlradius am Interaktionspunkt von  $143 \mu\text{m}$  bzw.  $80 \mu\text{m}$ . Somit zeigt sich, dass für kleinere Strahlradien eine entsprechend kleinere geometrische Emittanz benötigt wird.

Mit der Strahldynamik-Software „elegant<sup>12</sup>“ [119] wurden im Anschluss daran mit dem eingebauten Optimierungsalgorithmus die benötigten Einstellungen für die Quadrupolmagnete der geraden Driftstrecke in der dritten Rezirkulation überprüft. Es stellte

<sup>12</sup>Akronym für engl. „Electron Generation and Tracking“ Entwickelt am Argonne National Lab

---

sich heraus, dass mit der ursprünglichen Konfiguration der dritten Rezirkulation die gewünschten Strahlradien nicht erreichbar sind. Aufgrund der Strahldynamik-Simulation zeigte sich, dass zwei weitere Quadrupolmagnete <sup>13</sup> in der Geraden der dritten Rezirkulationsbahn notwendig sind, um die Anforderungen an das Experiment zu erfüllen. Diese wurden entsprechend den Simulationsergebnisse an den entsprechenden Stellen eingebaut. Somit konnte eine Lösung für die jeweiligen Einstellungen der minimalen und maximalen Energie gefunden werden. Der Aufbau wurde dabei auch auf Robustheit geprüft, d.h. für verschiedene Elektronenstrahldimensionen (Strahlbreite und Winkeldivergenz) am Eintritt in die Gerade der dritten Rezirkulation konnte gezeigt werden, dass sich der Strahl derart fokussieren lässt, dass zwischen IP und Parabolspiegel (vgl. auch Abschnitt 6.2.2) stets das gleiche, gewünschte Verhalten vorliegt. Als Beispiel ist an dieser Stelle die Starteinstellung für  $\beta_{x,y}(0) = 1$  m und  $\alpha_{x,y}(0) = -1/2\beta'_{x,y}(0) = 0$  in Abbildung 6.6 für 60 MeV und in Abbildung 6.7 für 99,45 MeV gezeigt. Es zeigt sich, dass die 1- $\sigma$ -Strahleinhüllende des Elektronenstrahls grundsätzlich kleiner als 3 mm entlang der Geraden gehalten werden kann. Dies ist hinreichend für einen verlustfreien Transport durch das im Durchmesser  $D = 35$  mm große Strahlrohr; ist  $\sigma_{x,y}$  kleiner gleich 5,8 mm befindet sich mindestens die 3- $\sigma$ -Umgebung in der Akzeptanz. Die Ergebnisse zeigen, dass der Elektronenstrahl mit den aus dieser Simulation stammenden Einstellungen, symmetrisch vom Interaktionspunkt zur Bohrung des Parabolspiegels geleitet werden kann. Die hinter dem Parabolspiegel platzierten Quadrupolmagnete gewährleisten einen verlustfreien Strahltransport zur gewünschten Destination.

---

<sup>13</sup>Verwendet wurden hierzu die Quadrupolmagnete S1QU01 und S1QU03 [75] aus der zweiten Rezirkulationsbahn

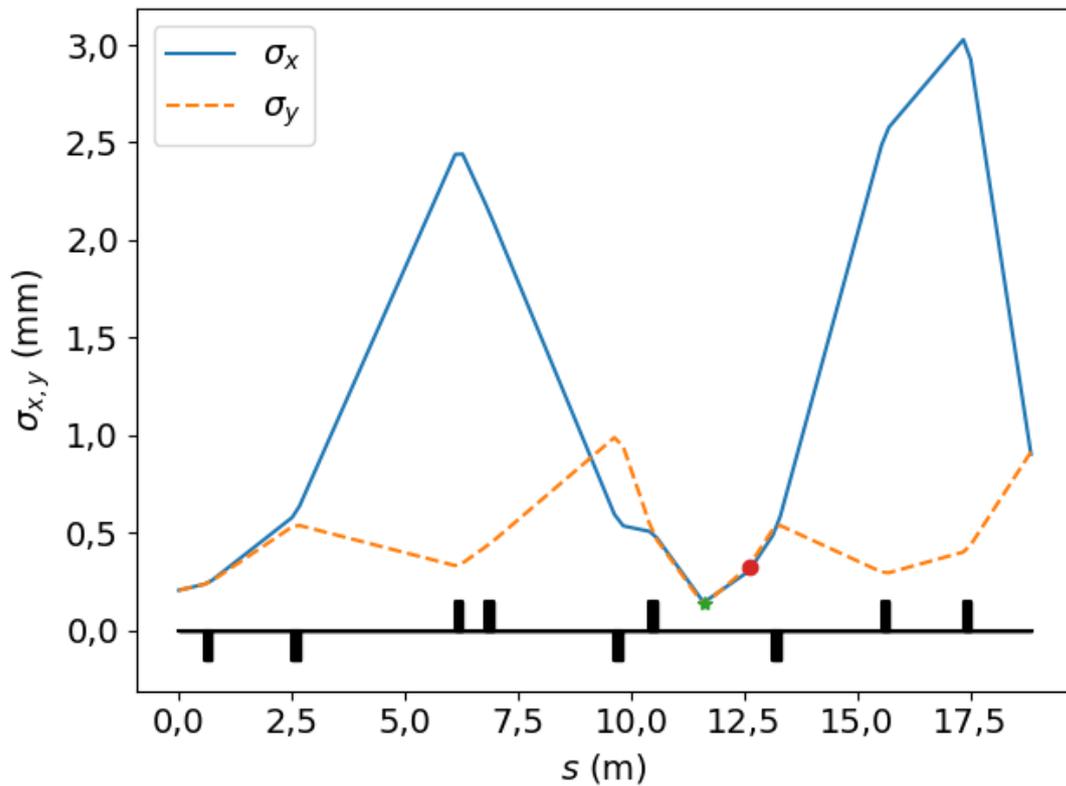


Abbildung 6.6: Darstellung des Verlaufs der horizontalen  $\sigma_x$  und vertikalen  $\sigma_y$  Strahlein-hüllenden in der Geraden (T1) der dritten Rezirkulation (T) für 60 MeV. Der eingehende Strahl hat die Startparameter  $\beta_0 = 1$  m und  $\alpha_0 = 0$ . Die schwarzen Rechtecke oberhalb der x-Achse stellen die Positionen der Quadrupole dar, wobei die Fokussierenden (x) nach oben und Defokussierenden (y) nach unten dargestellt werden. Der rote Stern zeigt den zu erreichenden Strahlradius am Interaktionspunkt an und der violette Punkt den zu erreichenden maximalen Strahlradius an der Position des Spiegels.

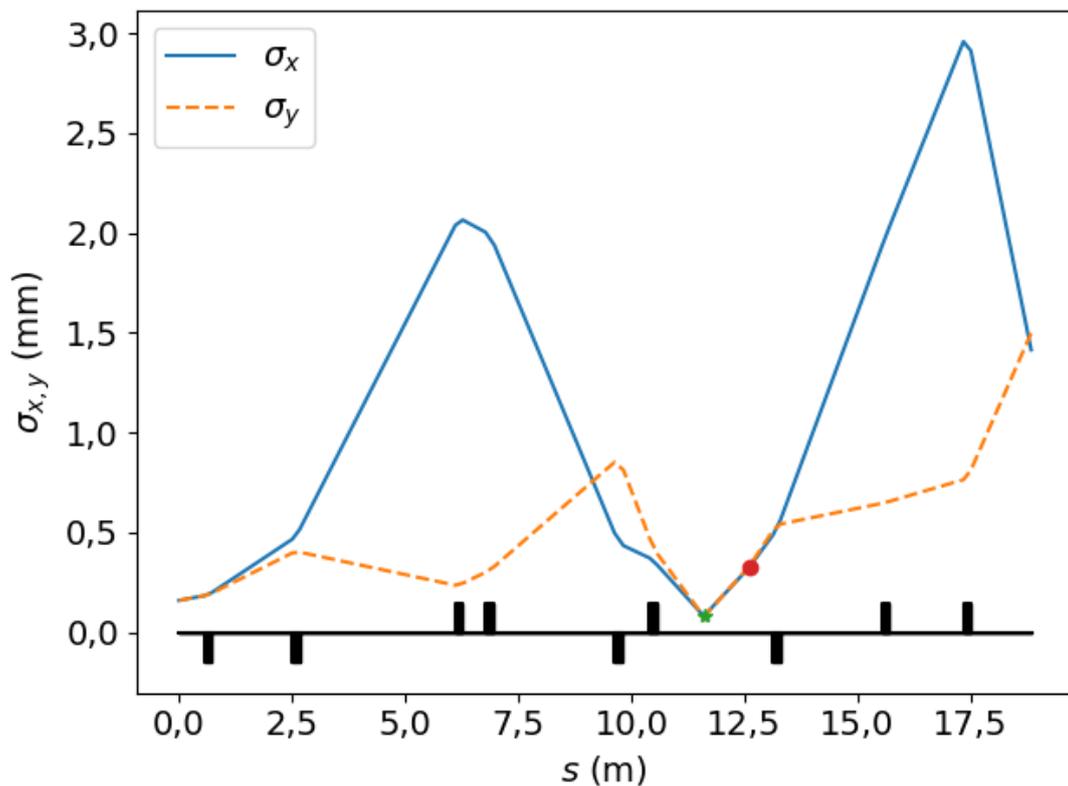


Abbildung 6.7: Darstellung des Verlaufs der horizontalen  $\sigma_x$  und vertikalen  $\sigma_y$  Strahlradien in der Geraden (T1) der dritten Rezirkulation (T) für 99,45 MeV. Der eingehende Strahl hat die Startparameter  $\beta_0 = 1$  m und  $\alpha_0 = 0$ . Die schwarzen Rechtecke oberhalb der x-Achse stellen die Positionen der Quadrupole dar, wobei die Fokussierenden (x) nach oben und Defokussierenden (y) nach unten dargestellt werden. Der rote Stern zeigt den zu erreichenden Strahlradius am Interaktionspunkt an und der violette Punkt den zu erreichenden maximalen Strahlradius an der Position des Spiegels.

---

## 6.4 Lasersystem

---

Ein Laser für eine LCB-Quelle sollte über eine sehr gute Langzeitstabilität und die Möglichkeit der präzisen Stabilisierung auf die Frequenz des Beschleunigers verfügen. Eine hohe Leistung ist dabei ebenso zu beachten, wie hervorragende Strahlparameter. Es entsteht folgende Liste der Prioritäten für ein Lasersystem, welches zur Diagnose des Elektronenstrahls des S-DALINAC eingesetzt werden soll<sup>14</sup>:

1. Mittlere Leistung,
2. zeitliche und räumliche Strahlstabilität,
3. sehr gute Strahlparameter wie Bandbreite, Strahlprofil (Beugungsmaßzahl) und Pulslänge,
4. Repetitionsrate (variabel),
5. Wellenlänge,
6. Einbindung der Steuerung in das bestehende Kontrollsystem.

Diese Prioritäten werden im Folgenden näher betrachtet.

### 6.4.1 Mittlere Leistung

Die entscheidende Größe bei der Auswahl des Lasersystems ist die mittlere Leistung, welche benötigt wird, um einen ausreichenden Fluss der gestreuten Photonen zu erzeugen. Für die erfolgreiche Diagnose des Elektronenstrahls in vertretbaren Messzeiten, wird von einem Photonenstrom<sup>15</sup> von 1000 ph/s ausgegangen. Unter dem Aspekt des im vorherigen Abschnitt vorgestellten Konzepts der Frontalkollision mit der einmaligen Verwendung der beteiligten Photonen- und Elektronenpakete wird nach Gleichung (3.58) ein ausreichend hoher Photonenstrom vom Laser benötigt. Aus Gleichung (3.40) und (3.58) lässt sich für die Anzahl an Photonen  $N_p$  mit den gegebenen Parametern des S-DALINAC: der Elektronenpaket-Ladung von 6,7 fC, dies entspricht einer Elektronenanzahl von  $N_e = 42 \cdot 10^3$ , dem Strahlradius am Interaktionspunkt von  $\sigma_e = 50 \mu\text{m}$ , sowie einem Lasersystem mit einer Repetitionsrate<sup>16</sup> von  $f = 1 \text{ MHz}$  und einem Strahlradius von ebenfalls  $\sigma_p = 50 \mu\text{m}$ , folgender Zusammenhang herstellen:

$$\mathcal{F} = \sigma_T \frac{f N_e N_p}{4\pi\sigma^2} = 8,88 \cdot 10^{-11} \frac{1}{\text{s}} \cdot N_p \quad . \quad (6.9)$$

Davon ausgehend, dass dieser Photonenstrom aus einer Quelle mit dem Radius  $\sigma_s = 35 \mu\text{m}$  (vgl. Gleichung (3.59)) in einem Winkel von  $\theta_{div} = 8,5 \text{ mrad}$  bzw.  $5,1 \text{ mrad}$  bei einer Elektronenenergie von 60 MeV bzw. 100 MeV ausgesendet wird, lässt sich der Strahlradius am Ort des Detektors, mit 99,7 % des Flusses abschätzen durch

$$3\sigma'_s = \tan(\theta_{div}) \cdot l + 3\sigma_s \quad . \quad (6.10)$$

---

<sup>14</sup>Diese Liste kann für den Aufbau einer LCB-Quelle als Photonenquelle für Experimente eine andere Reihenfolge aufweisen.

<sup>15</sup>Nach dem Wurzel-n-Gesetz ist das eine Genauigkeit von  $\pm 3\%$  nach einer Sekunde Messzeit.

<sup>16</sup>Die meisten kommerziell verfügbaren Lasersysteme haben eine geringere Repetitionsrate als 3 GHz, wodurch die Kollisionsfrequenz immer vom Lasersystem bestimmt wird.

Mit dem Abstand  $l = 8$  m des Detektors ergibt sich für den resultierenden Strahlradius 6,8 cm bzw. 4,1 cm für eine Elektronenenergie von 60 MeV bzw. 100 MeV. An dieser Stelle kann man leicht abschätzen, dass ungefähr eine  $1\text{-}\sigma$ -Umgebung der Verteilung des Photonenstrahls am Detektor ankommt. Mit einer Detektoreffizienz von 10 % bedeutet dies

$$N_p = \frac{0,1 \cdot 0,683 \cdot \mathcal{F}}{8,88 \cdot 10^{-11} \text{ Hz}} = \frac{\mathcal{F}}{6,1 \cdot 10^{-12} \text{ Hz}} \quad (6.11)$$

Somit muss für einen Photonenfluss von 1000 ph/s die Anzahl an Photonen pro Laserpuls  $1,65 \cdot 10^{14}$  betragen. Dies bedeutet für einen Laser mit einer Wellenlänge von z.B. 1030 nm<sup>(17)</sup> eine Pulsleistung von 32  $\mu$ J bei einer Repetitionsrate von 1 MHz und eine Durchschnittsleistung von 32 W. Würden die Photonen die halbe Wellenlänge besitzen, würde sich dementsprechend die Leistung verdoppeln. Um einen gewissen Sicherheitsbereich<sup>18</sup> zu haben, wurde entschieden, für das Lasersystem eine mittlere Leistung von mindestens 100 W vorzugeben.

Im Hinblick auf die Pulsenergie ist eine Puls-zu-Puls-Stabilität im Bereich von 60 s von kleiner als 0,1 % (rms) im Zeitraum von 12 Stunden von weniger als 5 % (rms) notwendig. Dies gewährleistet einen gleichbleibenden Photonenfluss während der Diagnose, es erleichtert zudem auch die präzise Justage des Überlapps am Interaktionspunkt. Schwankt der Laser zu stark in der Leistung, könnte bei der Justage auf maximalen Fluss nicht zwischen Schwankungen durch schlechte Überlappung oder Leistungsschwankungen unterschieden werden.

#### 6.4.2 Repetitionsrate und Synchronisation mit dem Master-Oszillator des S-DALINAC

Die Repetitionsrate des Lasersystems sollte eine subharmonische Synchronisation auf die fest vorgegebene Repetitionsrate der Elektronenpakete von  $2,9973 \text{ GHz} \pm 100 \text{ kHz}$  ermöglichen. Die Bandbreite (FWHM) sollte kleiner als 50 Hz sein. Die Repetitionsrate sollte flexibel im Bereich von 0,2 MHz bis 40 MHz angepasst werden können. Es sollte dabei stets eine Durchschnittsleistung von 100 W erreicht werden. Eine niedrigere Repetitionsrate würde zu intensiveren Lichtpulsen der gestreuten Photonen führen, was zu einer unzureichenden Detektion aufgrund von Totzeiten und anderen Detektoreffekten führen kann. Eine höhere Repetitionsrate ist deshalb ratsam. Auch die Zerstörschwellen der optischen Elemente werden aufgrund der energiereicheren Laserpulse schneller erreicht. Die obere Repetitionsrate ist durch den verwendeten Laseroszillator begrenzt. Eine Verstärkung von GHz-Pulsraten mit einer Durchschnittsleistung von 100 W war kontinuierlich nicht möglich, weshalb eine subharmonische Frequenz des Beschleunigers im MHz-Bereich verwendet werden soll. Eine Repetitionsrate im MHz-Bereich gegenüber dem kHz-Bereich ist zu bevorzugen, da dies vor allem den Bau eines Resonators am Interaktionspunkt zur Verstärkung erleichtert. Essentiell für die Sicherstellung einer zeitlichen Überschneidung zwischen Laserpulsen und Elektronenbunchen am Interaktionspunkt ist die Synchronisation der Repetitionsrate des Lasersystems in Frequenz und Phase auf den Master-Oszillator des S-DALINAC über Betriebszeiträume von mehreren Wochen. Der zeitliche Jitter der

<sup>17</sup>Kommerzielle Ultrakurzpulslasersysteme ohne nachgeschaltete Frequenzkonversion arbeiten typischerweise bei Wellenlängen im Bereich nahe 1000 nm.

<sup>18</sup>Verluste an optischen Komponenten (Spiegel ( $R = 99,9\%$ ), Linsen und Fenster ( $T = 98\%$ )), Abweichungen in der Überlappung des Elektronenstrahls und Laserstrahls, schlechtere Detektor-Effizienz, und grundsätzlich kürzere Messzeiten, etc.

---

Laserpulsfolge darf dabei innerhalb von 60 s einen Wert von 250 fs und innerhalb von 12 Stunden einen Wert von 500 fs nicht überschreiten. Erforderlich ist zudem eine über das Kontrollsystem des S-DALINAC automatisierte regel- und einstellbare Phasenverschiebung im Bereich von bis zu  $180^\circ$ , bezogen auf die Frequenz des Master-Oszillators. Diese Notwendigkeit ergibt sich aus der Tatsache, dass die Ankunftszeit der Elektronen am IP sowohl von der gewählten Elektronenenergie (d.h. Geschwindigkeit) als auch vom gewählten Betriebsmodus (d.h. Weglänge) abhängig ist. Auch durch den Laserverstärker hinzukommenden Schwankungen müssen kompensiert werden können. Hierzu kann es notwendig sein, mit Hilfe einer Verzögerungsstrecke nach dem Lasersystem die Koinzidenz der Pulse aus dem Oszillator mit dem Verstärker wieder herzustellen.

### 6.4.3 Strahlgestabilität und räumliche Qualität der Laserpulse

Aufgrund der räumlichen Trennung zwischen dem Lasersystem und dem Interaktionspunkt der Laserpulse mit den Elektronenpaketen darf die Beugungsmaßzahl<sup>19</sup>  $M^2 = 1,3$  nicht überschreiten. Dies dient zur Sicherung der Strahlqualität durch mehrfache Abbildungen im Verlauf des Transports, sowie zur besseren Fokussierbarkeit am Interaktionspunkt. Für eine stabile Wechselwirkung ist eine Strahlgestabilität<sup>20</sup> für das Lasersystem in absoluter Position (Nahfeld) kleiner als  $1 \mu\text{m}$  und in einem Winkel (Fernfeld) kleiner  $20 \mu\text{rad}$ , bei einem kollimierten Strahldurchmesser ( $1/e^2$ ) von  $3,0(1) \text{ mm}$  notwendig. Der Strahldurchmesser am Ausgang des Lasersystems sollte im Bereich von  $3 \text{ mm}$  bis  $10 \text{ mm}$  liegen.

### 6.4.4 Pulslänge

Für einen optimalen zeitlichen Überlapp zwischen Laserpuls und Elektronenpaket muss die Pulslänge im Bereich der Länge der Elektronenpakete liegen. Aktuelle Messungen, siehe Abschnitt 4.1.4 Tabelle 4.1, zeigen eine Pulslänge  $< 1 \text{ ps}$ . Deshalb sollte auch die Laserpulslänge im Bereich von  $0,5 \text{ ps}$  bis  $1 \text{ ps}$  (FWHM) liegen. Die zeitlichen Fluktuationen der Pulslänge dürfen  $1,5 \%$  (rms) nicht übersteigen. Auch hier gilt wieder das Argument des gleichbleibenden Photonenflusses, da die Pulslänge für die Dichte im Puls verantwortlich ist und damit auch Einfluss auf den Photonenfluss hat. Dies ist nicht relevant für die Frontalkollision. Sollte der Laser aber in späteren Weiterentwicklungen, in einem Winkel auf den Elektronenstrahl treffen, ist es nach Gleichung (3.57) ein entscheidender Faktor.

### 6.4.5 Wellenlänge und spektrale Breite

Die Wellenlänge beeinflusst zum einen die resultierende Maximalenergie der gestreuten Photonen, aber zum anderen auch die Anzahl der Photonen pro Puls bei gleicher mittlerer Leistung des Lasersystems. Da bei diesem Aufbau die Verwendung als Energiemessung des Elektronenstrahls im Vordergrund steht, spielt die maximale Energie der gestreuten Photonen eine untergeordnete Rolle im Vergleich zum resultierenden Photonenfluss. Auch einen Einfluss auf den Photonenfluss hat die Verfügbarkeit von optischen Komponenten

<sup>19</sup>Die Beugungsmaßzahl beschreibt das Verhältnis der Divergenz des Laserstrahls zur Divergenz eines idealen Gauß-Strahls (TEM00-Mode). Dies bedeutet, bei einer festen Linse nimmt der kleinstmögliche Fokussdurchmesser proportional mit der Beugungsmaßzahl zu.

<sup>20</sup>Gerechnet für  $50 \text{ m}$  Strahltransport ergibt das Schwankungen im Bereich von  $1 \text{ mm}$ , die wiederum aktiv stabilisiert werden können.

Tabelle 6.2: Design-Laserparameter für eine LCB-Quelle am S-DALINAC

Parameter	Wert
Mittlere Leistung	100 W
Stabilität - Puls-zu-Puls	<0,1 %
Stabilität - Langzeit	<5 %
Repetitionsrate	100 kHz bis 200 kHz 1 MHz bis 40 MHz
Jitter (60 s)	≤250 fs
Jitter (12 h)	≤500 fs
Beugungsmaßzahl $M^2$	< 1,3
Langzeitstabilität Nahfeld	< 1 $\mu\text{m}$
Langzeitstabilität Fernfeld	< 20 $\mu\text{rad}$
Pulslänge	<1 ps
Wellenlänge	≈ 1 $\mu\text{m}$
Spektrale Breite	0,1 %

mit Beschichtungen für hohe Reflektivität oder Transmission. Da es viele industrielle, medizinische und forschungsrelevante Anwendungen für Infrarotlaser gibt, ist die Entwicklung in diesem Bereich weit fortgeschritten. Aufgrund der oben genannten Aspekte bietet sich somit ein Lasersystem mit einer Wellenlänge im Bereich von 1  $\mu\text{m}$  an. Die Stabilität der zentralen Wellenlänge und die Bandbreite bei der Laserauswahl spielen ebenfalls eine entscheidende Rolle. Die zentrale Wellenlänge sollte in einem Zeitbereich von 60 s um nicht mehr als 0,1 nm variieren. Die spektrale Bandbreite der Pulse sollte im Bereich von 0,1 % liegen, also kleiner oder gleich der Energiebandbreite der Elektronen. Dies ist notwendig, um bei späteren Messungen der Elektronen-Bandbreite nicht zu viel Genauigkeit zu verlieren.

#### 6.4.6 Einbindung in das Kontrollsystem des S-DALINAC

Die Überwachung der Betriebsparameter und die notwendigen automatisierten Eingriffe in die Regelung des Lasersystems erfolgen während des Betriebs aus dem Kontrollraum des S-DALINAC. Als Kontrollsystemsoftware wird EPICS [120] eingesetzt. Es muss möglich sein, alle notwendigen Geräte und Parameter für den Laserbetrieb und die LCB-Quelle aus dem Kontrollraum heraus zu steuern. Es sollte dennoch die Möglichkeit bleiben, vom Laserlabor aus den Laser direkt zu steuern, z. B. bei Wartungs- und Justagearbeiten.

#### 6.4.7 Übersicht über die geforderten Parameter

In Tabelle 6.2 wird eine Übersicht über die in diesem Kapitel geforderten Parameter an ein Lasersystem für die LCB-Quelle am S-DALINAC gegeben.

Aus den hier erarbeiteten Parametern für das Lasersystem wurde ein Antrag im Rahmen

---

des DFG Förderprogramms „Forschungsgroßgeräte“ nach Art. 91b GG<sup>21</sup> und eine anschließende europaweite Ausschreibung erstellt. Der Laser ist dabei das zentrale Großgerät und wird ergänzt durch Zubehör entsprechend dem hier vorgestellten Aufbau.

---

## 6.5 Resultierende Parameter für COBRA

---

Mit dem finalen Konzept des Aufbaus einer LCB-Quelle am S-DALINAC und den Anforderungen an ein Lasersystem können die Parameter der zukünftigen Röntgenstrahlungsquelle aus den in Kapitel 3 vorgestellten Gleichungen berechnet werden. Die optimierten Parameter der LCB-Quelle sind in Tabelle 6.3 dargestellt. Die verwendeten Elektronenstrahlparameter und Laserparameter wurden zur Vollständigkeit zusammengetragen, im Zuge dessen wurden zum Teil Annahmen an den Beschleuniger zur Vereinfachung gemacht. Die nachfolgenden Überlegungen können unter Verwendung des BW-Flux-Codes aus Abschnitt 3.6.1 nachvollzogen werden. Es zeigt sich, dass Röntgenphotonen im Bereich von 27 keV bis 182 keV je nach eingestellter Elektronenenergie zu erwarten sind. Die bestmögliche intrinsische Bandbreite der Photonen liegt bei 1,89 %. Es ist zu beachten, dass die Bandbreite stark von der normierten Emittanz des Elektronenstrahls abhängt, siehe Abbildung 6.8 (I). Wenn eine Emittanz von 2,3 mm mrad in der 3. Rezirkulation erreicht werden kann, dann liegt die intrinsische Bandbreite nur noch bei 0,5 %. Auch unter Verwendung eines größeren Strahlradius von 100  $\mu\text{m}$  wird die intrinsische Bandbreite auf 0,56 % fallen. Gleiches gilt für die Bandbreite nach der Kollimation, vgl. Abbildung 6.8 (II). Dies ist plausibel, da die Emittanz das Produkt aus Strahlradius und Divergenzwinkel ist. Allerdings sinkt bei Vergrößerung des Strahlradius der totale Photonfluss auf nur noch  $\sim 18 \cdot 10^3$  ph/s von vorher  $\sim 46 \cdot 10^3$  ph/s, siehe Abbildung 6.9. Eine Verbesserung der Emittanz hat dagegen darauf keinen Einfluss. Eine Variation des Laserstrahlradius hingegen hat auf die Bandbreite, bis zu einem sehr niedrigen Schwellwert von ca. 3  $\mu\text{m}$  keinen Einfluss. Jedoch steigt der totale Photonfluss, nach der Gleichung (3.57), bei einer Reduzierung des Laserstrahlradius auf 10  $\mu\text{m}$  auf ca.  $88 \cdot 10^3$  ph/s an, auch wenn der Elektronenstrahl unverändert bleibt. Eine Verbesserung der Energiebandbreite der Elektronen und auch der Photonen hat keinen signifikanten Einfluss auf die Bandbreite der gestreuten Photonen. Einen großen Einfluss auf den totalen Photonfluss hat, wie sich in der Luminosität zeigt, der Elektronenstrahlstrom und auch die mittlere Leistung des Lasers. Diese beiden Größen wurden für dieses Beispiel auf die maximal möglichen Werte gesetzt, die die beiden Systeme zur Verfügung stellen können. Wird der Strahlstrom auf ein Zehntel reduziert, d. h. auf 2  $\mu\text{A}$  herabgesetzt, so wird auch der totale Photonfluss auf ein Zehntel, d. h. auf ca.  $4,5 \cdot 10^3$  ph/s reduziert. Bei niedriger Elektronenenergie ändert sich u. a. der Divergenzwinkel der LCB-Quelle wodurch, wie in Abbildung 6.8 (III) zu sehen, die kollimierte Bandbreite bei 38 keV auf 2 % sinkt. Aber auch die Anzahl der kollimierten Photonen sinkt dadurch auf 384 ph/s, vgl. Abbildung 6.8 (IV). Abbildung 6.10 zeigt, wie unterschiedliche Kollimationswinkel Einfluss auf die Charakteristik von Bandbreite und Photonfluss der LCB-Quelle am S-DALINAC haben. So sind bei einem 3-fachen Kollimationswinkel Photonensraten bis zu  $13 \cdot 10^3$  ph/s möglich, jedoch bei einer Energiebandbreite von 9 %.

---

<sup>21</sup><https://www.dfg.de/de/foerderung/foerdermoeglichkeiten/programme/infrastruktur/wgi/foerderangebote/forschungsgrossgeraete>

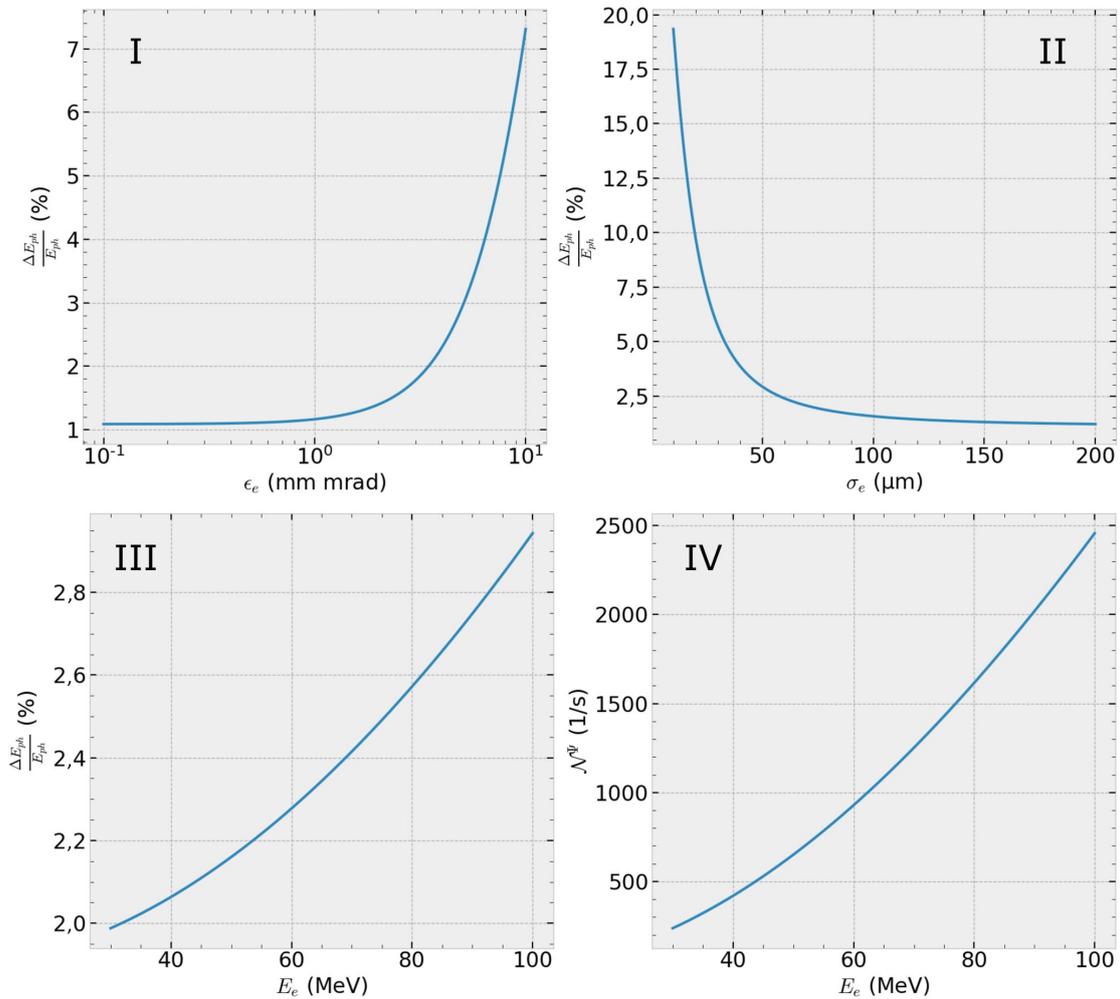


Abbildung 6.8: Bandbreite und Photonenfluss der gestreuten Photonen abhängig von Elektronenenergie, Emittanz und Elektronenstrahlradius. In Plot (I) ist die Bandbreite in Abhängigkeit der Emittanz dargestellt. In Plot (II) ist die Bandbreite in Abhängigkeit des Elektronenstrahlradius dargestellt. Bandbreite (I) und Photonenfluss (II) abhängig von Elektronenenergie. Für die restlichen Parameter wurden die Werte aus Tabelle 6.3 eingesetzt.

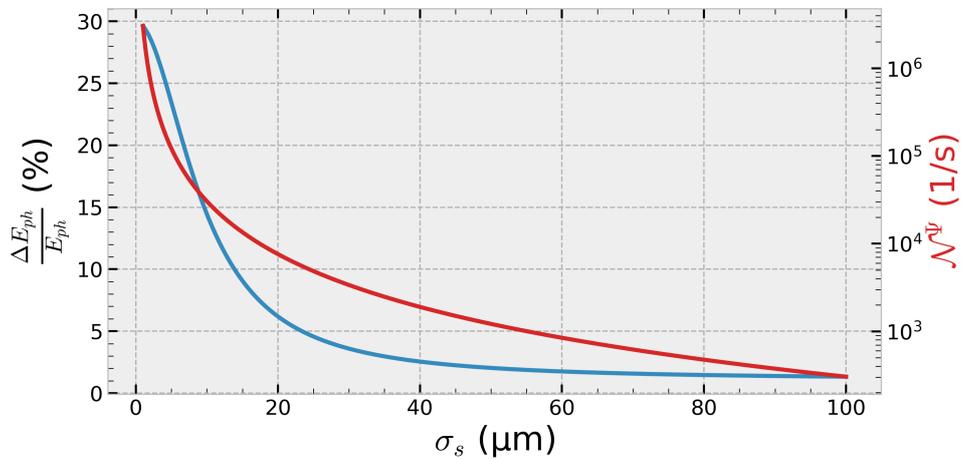


Abbildung 6.9: Bandbreite und Photonenfluss der gestreuten Photonen abhängig von der Quellengröße, mit der Annahme, dass Elektronenstrahl und Laserstrahl am Interaktionspunkt gleich groß sind. Für die restlichen Parameter wurden die Werte aus Tabelle 6.3 eingesetzt.

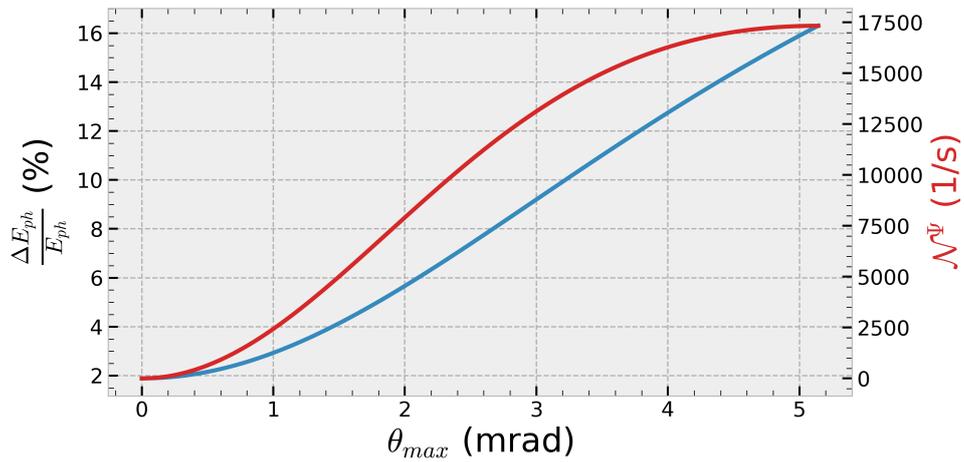


Abbildung 6.10: Bandbreite und Photonenfluss der gestreuten Photonen abhängig vom Kollimationswinkel. Für die restlichen Parameter wurden die Werte aus Tabelle 6.3 eingesetzt.

Tabelle 6.3: Optimierte Parameter der LCB-Quelle. Es wurden die Werte für den Elektronenstrahl aus Tabelle 4.1 und für den Laserstrahl aus Tabelle 6.2 verwendet. Die Parameter der LCB-Quelle basieren auf der maximalen Elektronenenergie.

Parameter	Wert	Einheit
<b>S-DALINAC</b>		
Energie	60 bis 99,45	MeV
Energie-Bandbreite	0,001	%
normierte Emittanz (hor. und vert.)	5	mm mrad
Repetitionsrate	2,9973	GHz
Strahlstrom	19,74	$\mu$ A
Bunchlänge	0,6	ps
Strahlradius ( $\sigma$ ) am IP	80 bis 143	$\mu$ m
<b>Laser</b>		
Wellenlänge	1030	nm
Bandbreite	0,0019	%
Beugungsmaßzahl	1,1	
Repetitionsrate (subharm. 3 GHz)	0,2 bis 40	MHz
Mittlere Leistung	100	W
Pulslänge	0,8	ps
Strahlradius ( $\sigma$ ) am IP	25 bis 50	$\mu$ m
<b>LCB-Quelle</b>		
Energiebereich	67 bis 184	keV
intrinsische Bandbreite ( $1-\sigma$ )	0,37 bis 0,81	%
Totaler Fluss	10 837 bis 32 487	ph/s
Spektrale Dichte	0,192 bis 0,206	ph/eVs
Spitzen-Brillanz	184 bis 583	(ph/s · mm <sup>2</sup> · mrad <sup>2</sup> · 0,1%BW)
Durchschnitts Brillanz	73 bis 233 · 10 <sup>-6</sup>	ph/(s · mm <sup>2</sup> · mrad <sup>2</sup> · 0,1%BW)
Kollimationswinkel	1	mrad
Anzahl Photonen nach Kollimator	220 bis 1748	ph/s
Bandbreite ( $1-\sigma$ )	0,7 bis 1,8	%
Quellengröße	24,6 bis 23,9	$\mu$ m
Divergenz	8,4 bis 5,1	mrad
Emittanz	0,013	mm mrad
Pulslänge	1,28	ps

---

## 6.6 Nachweis der gestreuten Photonen

---

Der Nachweis der gestreuten Photonen mit typischen Energien keV- und MeV-Bereich kann je nach Anwendungsbereich unterschiedlich sein. Es muss grundsätzlich unterschieden werden, welche Parameter des erzeugten Photonenstrahls untersucht werden sollen. Für eine vollständige Charakterisierung einer Compton-Rückstreuquelle muss deren emittiertes Spektrum (innerhalb eines Raumwinkels), der erzeugte Photonenfluss und das Intensitätsprofil gemessen werden. Während für die Elektronenstrahl-diagnose ausschließlich das emittierte Spektrum notwendig ist, sind für kernphysikalische Experimente auch die beiden anderen Eigenschaften von Interesse, beeinflusst doch der Photonenfluss die erzeugte Rate an Ereignissen des zu untersuchenden Kernübergangs. Aufgrund dessen werden an Anlagen, die Compton-Rückstreuquellen für Experimente zur Verfügung stellen, alle drei Charakteristika regelmäßig gemessen bzw. sogar überwacht<sup>22</sup>. Das Strahlprofil wird unter anderem mit einem Szintillatormaterial und anschließender Abbildung auf eine CCD-Kamera aufgenommen. Der Photonenfluss hingegen wird meist über einen bekannten Wechselwirkungsquerschnitt einer Compton-Streuung oder von photoinduzierter Spaltung während einer Strahlzeit gemessen. Hierbei wird wiederum ausgenutzt, dass diese Effekte einen relativ kleinen Wechselwirkungsquerschnitt haben, wodurch sie einen vernachlässigbaren Einfluss auf den Photonenstrahl haben. Dies ermöglicht eine begleitende Messung des Photonenflusses während der eigentlichen Messzeit. Das Energiespektrum des Photonenstrahls hingegen wird meist vor und nach einer Messzeit aufgenommen, denn hierzu werden i. d. R. hochauflösende Germanium-Detektoren verwendet, welche direkt im Strahl positioniert werden. Diese dürfen jedoch nur einem begrenzten Photonenfluss ausgesetzt sein, bevor sie sättigen. Für die Elektronenstrahl-diagnose wird zunächst nur das Spektrum der gestreuten Photonen aufgenommen und analysiert, weshalb die Messung des Strahlprofils zunächst nicht als relevant betrachtet wurde. In zukünftigen Anwendungen und der Optimierung der LCB-Quelle kann es jedoch durchaus notwendig werden eine solche Messmethode an dem Aufbau zu ergänzen. Für die Messung des Spektrums und des Photonenflusses wird im Rahmen dieses Projekts ein Niederenergie-Photonenspektrometer (engl. Low-Energy Photon Spectrometer (LEPS)) eingesetzt. Der Photonenfluss der LCB-Quelle kann dabei anhand der gemessenen Rate unter Verwendung der gemessenen Effizienz des Detektors bestimmt werden.

### 6.6.1 Low-Energy Photon Spectrometer

Niederenergie-Photonenspektrometer (engl. Low-Energy-Photon-Spektrometer (LEPS)) gehören zu den planaren Germanium-Detektoren (High-Purity Germanium (HPGe)) und sind somit Halbleiterdetektoren. In Halbleiterdetektoren erzeugt ionisierende Strahlung Elektron-Loch-Paare, die durch ein angelegtes elektrisches Feld an den Elektroden nachgewiesen werden können. Aufgrund der hohen Dichte des Materials und der niedrigeren Energieschwelle für die Erzeugung der Elektron-Loch-Paare besitzt diese Art der Detektoren gegenüber anderen eine verbesserte Energieauflösung [33]. Hier ist Germanium gegenüber Silizium durch seine höhere Ordnungszahl für Hochenergieanwendungen besser geeignet. Allerdings müssen Germanium-Detektoren für diese hohe Auflösung meist mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden. Ein weiterer Nachteil ist ihre Anfälligkeit

---

<sup>22</sup>z. B. High Intensity Gamma-Ray Source (HIGS)

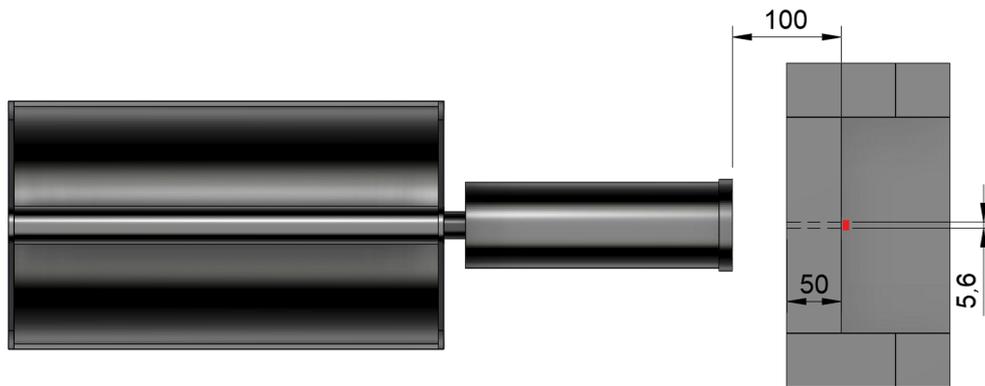


Abbildung 6.11: CAD-Zeichnung des Kalibrationsaufbaus des LEPS. Es wurde eine Bleiabschirmung mit einer Bohrung von 5,6 mm, ausgerichtet auf den Germanium-Kristall des Detektors, in einem festen Abstand von 100 mm positioniert. Hinter der Durchgangsbohrung, an der roten Markierung, wurden die radioaktiven Quellen zur Kalibration positioniert. Damit wurde eine möglichst punktförmige Quelle erzeugt. Die Maßangaben in der Zeichnung sind in Millimeter.

gegenüber Strahlungsschäden [121] in der Kristallstruktur, was den Einsatzbereich und die Einsatzzeit beschränkt. Der in diesem Projekt verwendete LEPS<sup>23</sup> ist als planarer hochreiner Germanium-Detektor mit einem Beryllium-Eintrittsfenster (Dicke: 0,15  $\mu\text{m}$ ) gebaut. Der Kristall hat einen Durchmesser von 16 mm und eine Dicke von 15 mm. Durch den hohen Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt und die Bauart gibt es kaum bis keinen Untergrund durch den Compton-Effekt, es sind sehr deutliche Photo-Peaks zu erwarten. Er besitzt laut Datenblatt eine Auflösung von 190 eV bei 5,9 keV und 495 eV bei 122 keV. Das offizielle Datenblatt zum Detektor ist in Anhang A.2 beigefügt. Germanium-Detektoren vertragen keine extremen Zählraten, da es hierbei zu „pile-up“, also Signalüberlagerungen (Summen-Effekt) kommen kann. Dies ist mit den verhältnismäßig langen Drift-Zeiten der freien Ladungsträger im Material zu erklären.

## 6.6.2 Effizienzkalibrierung und Auflösung LEPS

Eine Effizienzkalibration des Detektors ist notwendig, um während des späteren Betriebs der LCB-Quelle den absoluten Photonenfluss messen zu können, ohne dauerhaft auf eine Kalibrationsquelle angewiesen zu sein. Die Verwendung einer Kalibrationsquelle während des Beschleunigerbetriebs ist für die meisten Quellen des Instituts für Kernphysik untersagt. Aufgrund der zusätzliche Strahlung kann es zu Schäden an der Quelle führen, wodurch die Quelle nicht mehr als versiegelt angesehen werden kann. Für solche Anwendungen gibt es speziell gekapselte Kalibrationsquellen.

Mit dem in Abbildung 6.11 gezeigten Aufbau wurde eine Effizienzkalibration durchgeführt. Gemessen wurde mit Kalibrationsquellen Americium  $^{241}_{95}\text{Am}$ , Barium  $^{133}_{56}\text{Ba}$  und Caesium  $^{137}_{55}\text{Cs}$ , die am rot markierten Ort positioniert wurden. Eine Übersicht und die verwendeten Übergänge sind in Tabelle 6.4 aufgeführt. Die Auflösung des Detektors zusammen mit der verwendeten Datenaufnahme ergibt sich nun aus dem Spektrum der

<sup>23</sup>CANBERRA GL0215-7935-7

Tabelle 6.4: Kalibrationsquellen, die zur Bestimmung der Effizienz und Energieauflösung verwendet wurden. Für die Kalibrationsquellen sind keine Unsicherheiten bekannt.

Quelle	Aktivität	gemessen am	Aktivität 06.08.2020	typ. $\gamma$ -Energie	rel. Intensität
$^{241}_{95}\text{Am}$	400,48 kBq	01.01.2016	397,488 kBq	59,5409(1) keV	35,9(4) %
$^{133}_{56}\text{Ba}$	65,63 kBq	01.01.2016	48,26 kBq	356,0129(7) keV	62,05 %
$^{137}_{55}\text{Cs}$	379 kBq	01.06.2016	340,25 kBq	661,657(3) keV	85,1(2) %

Tabelle 6.5: Effizienz und Auflösung des LEPS bei verschiedenen Energien.

Energie	absolute Effizienz	Auflösung	Auflösung in %
59 keV	5,32(2) %	562(5) eV	0,93(8) %
356 keV	1,13(2) %	916(26) eV	0,257(7) %
661 keV	0,83(2) %	1284(17) eV	0,194(3) %

gemessenen Kalibrationsquellen. Die Auflösung ist dabei gegeben durch das Verhältnis  $R = \Delta E_\gamma / E_\gamma$  aus der Energiebreite  $\Delta E_\gamma$  (FWHM) des Photopeaks zu der zentralen Energie  $E_\gamma$ . Dazu wird das gemessene Spektrum energiekalibriert und im Anschluss die jeweiligen Photopeaks gefittet<sup>24</sup>. Aus der daraus folgenden Halbwertsbreite  $\Delta E_\gamma$  kann die Auflösung bei der jeweiligen Energie bestimmt werden. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.5 dargestellt. Vergleicht man die Werte mit dem Datenblatt, siehe Anhang A.2, fällt auf, dass eine leicht bessere Energieauflösung mit der aktuellen Konfiguration erreicht werden konnte.

Für die Effizienzbestimmung musste zunächst die aktuelle Aktivität<sup>25</sup> der Kalibrationsquellen festgestellt werden. Dies kann über das Zerfallsgesetz mit der in der Literatur angegebenen Halbwertszeit berechnet werden. Anschließend wurde der anteilige Raumwinkel, über die geometrischen Zusammenhänge des Aufbaus, für den Detektor bestimmt, in dem die Quelle durch die Öffnung abstrahlt und auf einen Teil der aktiven Fläche des Detektors trifft. Durch den in Abbildung 6.11 gezeigten Aufbau ergibt sich ein Verhältnis zwischen dem kollimierten Raumwinkel und dem vollen Raumwinkel von  $7,8(8) \cdot 10^{-4}$  sr. Dabei ist der kollimierte Raumwinkel gegeben durch

$$\Omega = 4\pi \cdot \sin^2 \left( \arctan \left( \frac{\frac{1}{2} \cdot 5,6 \text{ mm}}{50 \text{ mm}} \right) \right). \quad (6.12)$$

Mit diesem Verhältnis, das dem Anteil der Ereignisse am Detektor entspricht, kann nun über die summierten Ereignisse im Detektor und der anteilig emittierten  $\gamma$ -Photonen die intrinsische Effizienz bestimmt werden, siehe Tabelle 6.5.

## Datenaufnahme

Die verwendete Datenaufnahme, basierend auf dem NIM-Standard für die Kalibrationsmessung setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

<sup>24</sup>Die Auswertung der Spektren wurde mit dem Programm hdtv [122] durchgeführt.

<sup>25</sup>Für die angegebene Aktivität auf den Kalibrationsquellen wurde keine Unsicherheit vermerkt.

- FAST ComTec GmbH DUAL ADC 7072,
- IKP Elektronikwerkstatt USBMATE Rev.0 zur Auslese des ADC über USB,
- ORTEC 572 Amplifier,
- iseg Spezialelektronik GmbH NHQ 225M Hochpräzises Ein/Zwei-Kanal HV-Modul im NIM-Standard.

Das NHQ 225M Modul wird dabei verwendet, um die benötigte Sperrspannung (LEPS: –2500 V) anzulegen. Der Ortec 572 Verstärker versorgt den Vorverstärker im Detektor selbst mit der notwendigen Spannung und verarbeitet die eingehenden Energiesignale des Detektors. Hierzu wird das eingehende Energie-Signal verstärkt und in eine Semi-Gauß-Form mit anpassbarer Impulsformungszeit umgewandelt. Der Verstärker verfügt über einen automatischen pile-up Rejector. Dies ist nötig, um die Energie-Summen-Ereignisse im späteren Spektrum zu vermeiden. Zudem wird für den verwendeten LEPS ein eingebauter Baseline-Restorer benötigt, da der interne Vorverstärker des LEPS über eine Sägezahn Baseline verfügt, mit einer Wiederholrate von 1,2 s. Der FAST ADC (Analog Digital Konverter) sortiert die Pulshöhen der analogen Energiesignale im Anschluss Energie-Kanälen zu und zählt in einem Histogramm die eingehenden Ereignisse. Diese werden im Gerät zwischengespeichert und können durch die USBMate Platine über einen PC ausgelesen werden. Es sollte für eine Effizienzmessung, aufgrund des eingebauten pile-up Rejector, darauf geachtet werden die Ereignisrate möglichst gering zu halten, um die Verluste von zusammenfallenden Ereignissen (pile-up) zu vermeiden. Eine niedrige Ereignisrate ist auch notwendig, um die Totzeit des Detektors gering zu halten. Diese beiden Faktoren erhöhen die Unsicherheit bei einer Effizienzmessung. Für die Datenaufnahme wurden die Signalkabel in den Vorraum der Beschleunigerhalle gelegt und in einem der Serverschränke aufgebaut.

### 6.6.3 Detektor-Aufbau

Wie im vorherigen Abschnitt festgestellt, bedarf es für den strahlungsempfindlichen LEPS einer Abschirmung gegen den am S-DALINAC während des Betriebs auftretenden Strahlungsuntergrund. Dies verhindert einerseits Strahlungsschäden durch u. a. Neutronen und andererseits eine zu hohe Rate an Ereignissen, welche die Effizienz gegenüber der gestreuten Photonen verschlechtert. Dabei wird das Material zur Abschirmung [33] von der Art der Strahlung und deren Intensität und Energie beeinflusst. Für Photonenstrahlung im keV- und MeV-Bereich wie auch für Elektronen ist ein Material mit hoher Ordnungszahl (höhere Anzahl an Elektronen pro Atom) am besten geeignet, wohingegen für eine Abschirmung gegen Neutronen ein Material mit einem hohen Anteil an Wasserstoffatomen genutzt werden sollte, direkt gefolgt von einem Material mit hoher Ordnungszahl, um die auftretende Sekundärstrahlung (Gammastrahlung) absorbieren zu können. Am S-DALINAC ist mit diesen drei Strahlungsarten zu rechnen, somit wurde die Abschirmung des Detektors aus einer äußeren Schicht boriiertem Polyethylen und einer inneren Schicht Blei zusammengestellt. Die Abschwächung von hochenergetischen Photonenstrahlen in Materie ist hauptsächlich von drei Effekten bestimmt, dem Photoeffekt, der Compton-Streuung<sup>26</sup> und der Paarbildung. Die Wirkungsquerschnitte der jeweiligen

<sup>26</sup>Hier können auch die Thomson- und Rayleigh-Streuung hinzugezählt werden.

Effekte sind energieabhängig und so ist bei niedrigeren Energien der Photoeffekt am stärksten, für mittlere Energiebereiche der Compton-Effekt und bei hohen Energien zunehmend die Paarbildung. Die genauen Energiebereiche sind materialabhängig, hierzu sei auf die vielen Literaturstellen [22, 32, 33, 123] verwiesen. Die Effekte bilden zusammen den linearen Schwächungskoeffizienten  $\mu$ . Das Schwächungsgesetz für hochenergetische Photonenstrahlung beim Durchgang durch Materie ist gegeben durch

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\frac{\mu}{\rho} D}, \quad (6.13)$$

wobei  $D = \rho \cdot d$  die Massenbelegung,  $\rho$  die Dichte des Materials und  $I_0$  die Anfangsintensität ist. Der Koeffizient  $\mu/\rho$  wird als Massenschwächungskoeffizient bezeichnet und kann in der Literatur für die verschiedenen Materialien nachgeschlagen werden [124, 125]. Es finden sich in der Literatur unterschiedliche Werte bei den verschiedenen Photonenenergien. So liegt der Wert für den Massenschwächungskoeffizienten bei Hubbell et al. ab einer Photonenenergie von 1,5 MeV bei ca.  $0,05 \frac{\text{cm}}{\text{g}}$  [125] und steigt dann bei 20 MeV wieder auf ca.  $0,06 \frac{\text{cm}}{\text{g}}$  [125] an. Bei 100 MeV ist ein Wert von ca.  $0,09 \frac{\text{cm}}{\text{g}}$  [126] zu finden. Bei deutlich höheren Energien von 700 MeV bis 1000 MeV wurden Werte von ca.  $0,1 \frac{\text{cm}}{\text{g}}$  durch Miyachi et al. [127] gemessen. An der LCB-Quelle COBRA des S-DALINAC besitzen Elektronen maximal 99,45 MeV kinetische Energie, was gleichbedeutend für die maximale Photonenenergie ist. Somit wird für die Berechnung der Abschirmung zunächst der niedrigste Wert des Massenschwächungskoeffizienten genommen. Mit diesem Wert ergibt sich für eine Abschirmung mit 20 cm Blei eine Absorption von 99,9 %. Bei nur 10 cm sind es 99,7 %.

An Beschleunigeranlagen bilden auch Neutronen einen Teil der Untergrundstrahlung: Die Elektronen erzeugen Bremsstrahlung und diese Bremsstrahlung führt anschließend zu einer  $(\gamma, n)$ -Reaktion in z. B. Beryllium oder einem anderen Material. Die Energie der Neutronen kann dabei mit der Energie der Elektronen steigen, womit kinetische Energien der Neutronen im Bereich der kinetischen Energie der Elektronen<sup>27</sup> vorkommen können. Eine effektive Abschirmung für Neutronen kann kaum abgeschätzt werden. Hier bedarf es meist einer ausführlichen Simulation der vollständigen Beschleunigeranlage. Dies konnte jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt werden und daher wurde dem restlichen freien Platz um den Detektor entsprechend eine Abschirmung aus boriiertem Polyethylen hinzugefügt. In den Abbildungen 6.12 und 6.13 ist die Abschirmung des Detektors zu sehen. Die Blei-Abschirmung nach vorne ist 200 mm stark. Zur rechten Seite sind es 300 mm. Zur linken Seite kann aufgrund des geringen Abstands zur Wand nur eine dünnere Abschirmung von 150 mm verwendet werden. Nach hinten dient die Hallenwand als Abschirmung. Unterhalb und oberhalb des Kristalls ist eine Schicht aus 100 mm Blei. Das Ganze ist zu den Seiten, die in Richtung der Beschleuniger-Strahlführung zeigen, mit 200 mm boriiertem Polyethylen verkleidet. Die Öffnung in Richtung der LCB-Quelle ist durchgängig 30 mm groß. Diese Öffnung ist auch gleichzeitig der Kollimator für die LCB-Quelle. Eine spätere Untergrundmessung hat gezeigt, dass eine weitere Abschirmung zwischen dem Detektor-Setup und dem Dipolmagneten des Beschleunigers notwendig ist, da u. a. der Dipol direkt vor dem Aufbau während der ersten Strahlzeit aufaktivierte wurde. Aufgrund dessen wurde eine 100 mm starke Blei-Wand (400 mm breit), ebenfalls mit einer 30 mm großen Öffnung auf der LCB-Strahlachse, dem Detektor-Setup hinzugefügt.

<sup>27</sup>Abzüglich einiger MeV-Bindungsenergie.

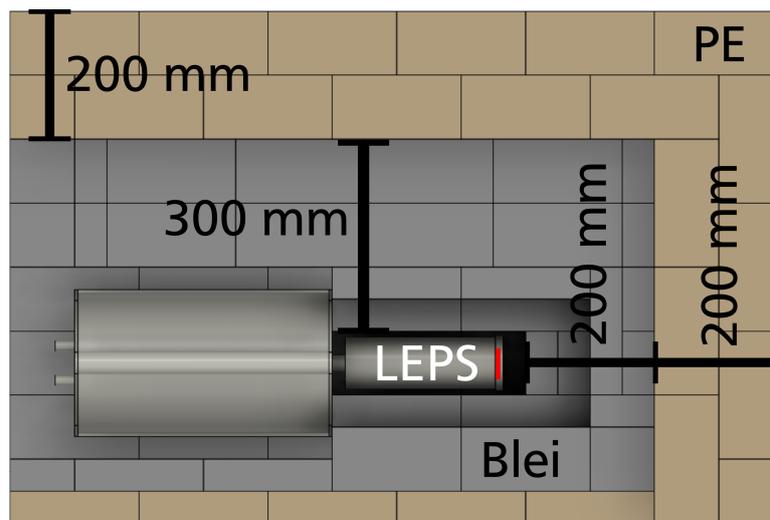


Abbildung 6.12: CAD-Zeichnung der Abschirmung des LEPS am Detektor-Setup in einer Burg aus Blei und PE. Der rote Bereich stellt dabei die Position des Germanium-Kristalls dar.

#### 6.6.4 Untergrundmessung am Detektor-Messplatz

Da die Energie der gestreuten Photonen im Bereich von 30 keV bis 180 keV liegt, konnte zunächst eine starke Untergrundstrahlung in diesem Bereich innerhalb der Beschleunigerhalle nicht ausgeschlossen werden. Es wurde deshalb überprüft, ob der geplante Detektor-Aufbau mit der berechneten Abschirmung und Kollimation ausreichend ist, um den geringen Photonenstrom je nach Beschleunigerstrahlstrom detektieren zu können. Hierzu wurde eine Untergrundmessung während einer Strahlzeit am S-DALINAC durchgeführt. Zunächst wurde, um den LEPS zu schützen, eine quantitative Messung mit einem Lanthanbromid-Detektor<sup>28</sup> (LaBr<sub>3</sub>-Detektor) durchgeführt. Dieser zeigte bei einer ersten Messung im Beschleunigerbetrieb, in der der Elektronenstrahl nur einmal rezirkuliert wurde, eine Zählrate von bis zu 600 kHz an. Nachdem der Strahl auch die 3. Rezirkulation passiert hat, konnte keine Rate mehr vom Detektor genommen werden, da dieser vollkommen gesättigt war. Ein zu diesem Zeitpunkt zusätzlich aufgestellter Plastikszintillator detektierte eine Rate von mehr als 1 MHz. Da diese Rate deutlich zu hoch ist, wurde die oben erwähnte zusätzliche Bleiabschirmung zwischen Dipol-Magneten und Detektor-Setup aufgebaut. Dies hatte eine Reduktion der Rate im LaBr-Detektor auf 600 kHz zur Folge. Zum Vergleich: Eine typische Untergrundrate außerhalb der Beschleunigerhalle ist im Bereich von 2 kHz bis 3 kHz. Nach dem Einstellen des Beschleunigers auf eine höhere Transmission der Elektronen wurde eine weitere Messung mit dem LaBr-Detektor durchgeführt. Die Rate ist dabei auf 20 kHz im 3-fach-rezirkulierenden Betrieb bei einem Strahlstrom von 1  $\mu$ A gesunken.

Im Anschluss daran konnte eine Untergrundmessung mit dem LEPS durchgeführt werden. Das Ergebnis der Untergrundmessung ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Es wurden dabei Spektren für verschiedene Strahlströme von 0,6  $\mu$ A bis 5  $\mu$ A aufgenommen. Wie zu erwarten verdoppelt sich die Ereignisrate bei einem Anstieg von 2,6  $\mu$ A auf 5  $\mu$ A des Strahlstroms.

<sup>28</sup>Szintillations-Detektor CANBERRA Model-Nr. 2007, Serial No. 13000054

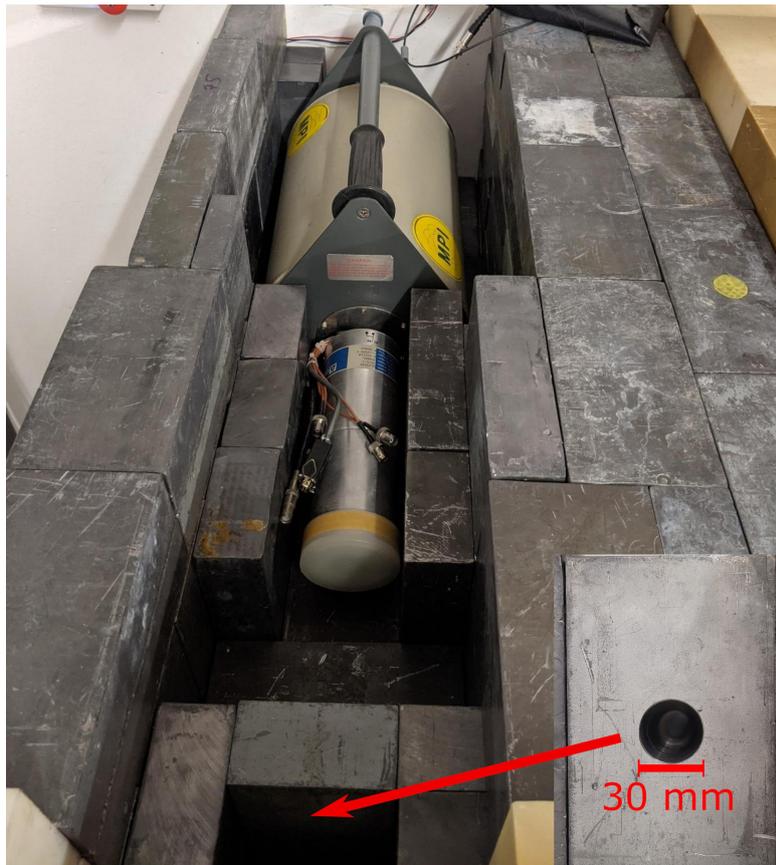


Abbildung 6.13: Fotografie der Abschirmung des LEPS am Detektor-Setup in einer Burg aus Blei und PE. Die Abschirmung nach vorne und zur rechten Seite ist 20 cm breit. Zur linken Seite ist 20 cm breit. Zur linken Seite wird aufgrund des geringen Abstands zur Wand nur eine dünnere Abschirmung benötigt. Nach hinten wird die Hallenwand als Abschirmung verwendet.

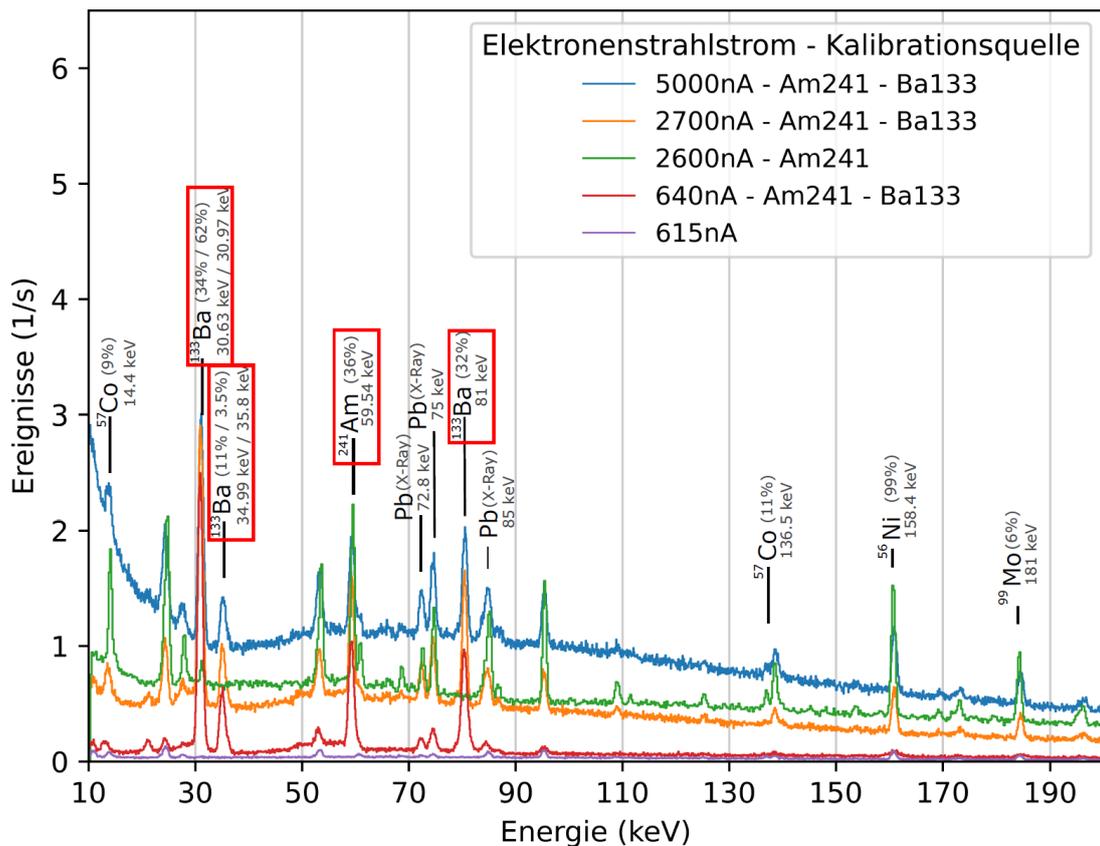


Abbildung 6.14: Strahlungsuntergrundspektrum am S-DALINAC gemessen mit dem LEPS, bei unterschiedlichen Strahlströmen. Es wurde zur Energiekalibrierung eine  $^{241}_{95}\text{Am}$  und  $^{133}_{56}\text{Ba}$  Quelle verwendet. Es sind zusätzlich die möglichen Quellen weiterer Photopeaks eingetragen. Andere Signale fallen mit  $\gamma$ -Übergängen oder Röntgenlinien zusammen, deren Ursprung aber unklar ist.

Für die spätere Elektronenstrahl diagnose können die vielen Untergrundlinien, welche zum Großteil identifiziert wurden, zur Energiekalibrierung des Detektors verwendet werden. Besonders markant sind die drei Blei-Linien bei 72,8 keV, 75 keV und 85 keV. Allerdings ist anzumerken, dass wenn die Compton-Kante der gestreuten Photonen zu nah an einen der Photopeaks der Untergrundstrahlung fällt, eine Unterscheidung schwieriger wird. Hierdurch wird die Präzision der Messung schlechter. Um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern kann der Untergrund von den Daten subtrahiert werden. Zudem wird zur weiteren Unterdrückung des Untergrunds ein elektronisches Messzeitfenster in der Datenaufnahme eingestellt, was dazu führt, dass nur im erwarteten Zeitfenster der gestreuten Photonen das Spektrum gebildet wird. Dies kann über die Repetitionsrate des Lasers synchronisiert werden. Hierdurch lässt sich der Untergrund weiter reduzieren. Um dennoch das Verhältnis zwischen Signal und Strahlungsuntergrund deutlich zu machen, kann eine Kombination aus gemessenem Strahlungsuntergrund und simulierter Energieverteilung der gestreuten Photonen in einem Spektrum dargestellt werden. Hierzu wurde das Untergrundspektrum mit 5  $\mu\text{A}$  Elektronenstrahlstrom aus der Messreihe ausge-

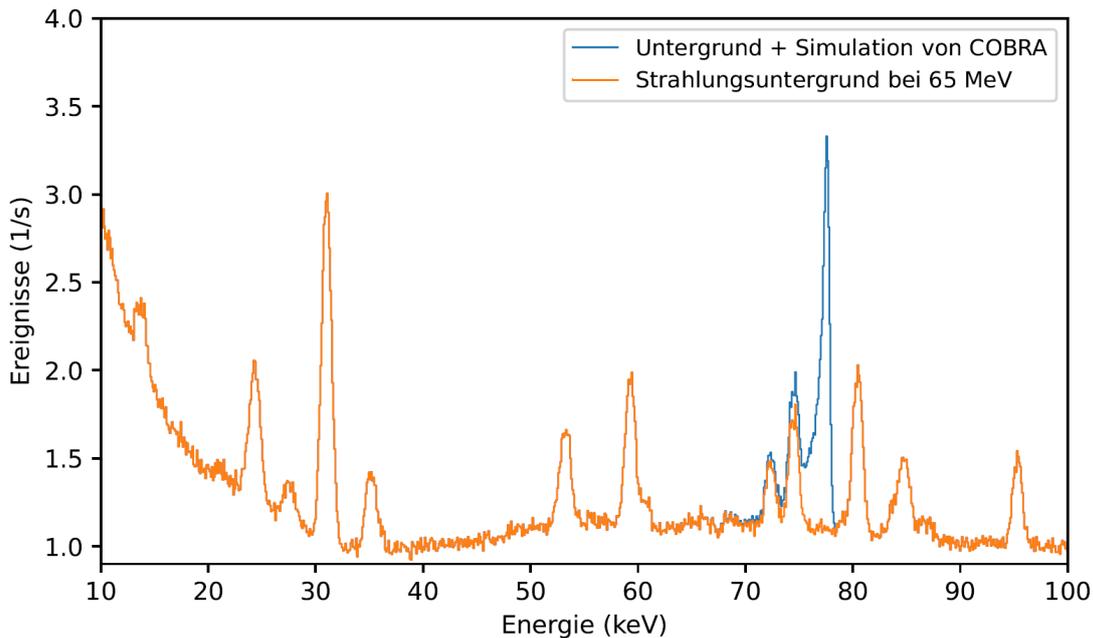


Abbildung 6.15: Strahlungsuntergrundspektrum am S-DALINAC gemessen mit dem LEPS (orange). Gleiches Spektrum addiert mit simuliertem Spektrum der COBRA-Quelle (blau). Der erwartete Photonenpeak bei 77,8 keV ist deutlich zu erkennen.

wählt. Die zu diesem Zeitpunkt verwendeten Elektronenstrahlparameter wurden auf die Simulation (BW-Flux-Code) übertragen, um ein dazugehöriges Photonspektrum der COBRA-Quelle zu erzeugen. Das Ergebnis daraus ist in Abbildung 6.15 zu sehen. Das in der Farbe Orange dargestellte Spektrum zeigt den ursprünglichen Strahlungsuntergrund. Das blaue Spektrum beinhaltet noch zusätzlich die Simulationsdaten. Es zeigt sich, dass sich das Spektrum der gestreuten Photonen über den Untergrund abhebt. Es kann somit davon ausgegangen werden, dass eine Elektronenstrahl diagnose erfolgreich sein wird.

### 6.6.5 Bestimmung der Elektronenenergie und deren Unschärfe

Für die kern- und beschleunigerphysikalischen Messungen am S-DALINAC ist eine möglichst präzise Bestimmung der Elektronenenergie und -unschärfe notwendig. Die Bestimmung der Elektronenenergie erfolgt, wie bereits in Abschnitt 3.5 beschrieben, aus dem Maximum der Energieverteilung der Compton-rückgestreuten Photonen. Die Verwendung der Ergebnisse für die Auswertung von Experimenten erfordert eine Bestimmung des Absolutwerts der Energie der Elektronen mit einer Unsicherheit von kleiner als  $1 \cdot 10^{-3}$ . Wichtig für die in der Regel mehrtägigen oder mehrwöchigen Experimente ist die rechtzeitige Entdeckung von Drifts in der Energie. Messzeiten zur Bestimmung der Energie von maximal 15 Minuten werden von Seiten der Experimentatoren noch als hinnehmbar angenommen. Dementsprechend wird in diesem Zeitfenster ein Spektrum mit Hilfe des LEPS-Detektors von der Röntgenstrahlung aus der LCB-Quelle aufgenommen. Aus diesem kann nun durch eine Anpassung mit den in Abschnitt 3.5 besprochenen Fit-Funktionen an das gemessene Signal die maximale Röntgenphotonenenergie bestimmt werden. Nach

Sun et al. [55] verspricht die Fit-Funktion eine theoretische Genauigkeit von mindestens  $2 \cdot 10^{-5}$ . Getestet wurde dies mit Monte-Carlo-simulierten Spektren. Es muss jedoch beachtet werden, dass diese Tests im Bereich einer Photonenenergie von 6 MeV gemacht wurden. Grundsätzlich ändert sich allerdings an der physikalischen Beschreibung der Compton-Kante für geringere Energien, im Bereich der Thomson-Rückstreuung, nichts. Somit sollten diese theoretischen Aussagen grundsätzlich auch für den vorhandenen Energiebereich und für diese LCB-Quelle gelten. Jedoch ist zu beachten, dass die Datenaufnahme, insbesondere die Detektorauflösung, einen großen Anteil an der finalen Auflösung der Energiemessung hat. Für den verwendeten LEPS wurde eine Auflösung gemessen mit welcher zwei Photopeaks noch voneinander unterschieden werden können. In diesem Falle ist jedoch die Auflösung des Schwerpunkts eines einzelnen Peaks von Interesse, denn dieser bestimmt die Genauigkeit mit der die maximale Energie der gestreuten Photonen bestimmt werden, kann und die wiederum pflanzt sich auf die gesuchte Elektronenenergie fort. Somit ist es wichtig für eine Aussage über die spätere Auflösung der Elektronenenergie-Diagnose diese Schwerpunktsauflösung des LEPS zu ermitteln. Auf die Auflösung haben verschiedene Faktoren einen Einfluss, vorallem die Abhängigkeit der Energie zu den erzeugten Ladungsträgern und damit resultierende Signalspannung, aber auch die verwendete Elektronik. Angenommen die Energiekalibrierung durch Referenz-Energien von anderen Quellen, kann relativ nahe an der erwarteten Photonenenergie durchgeführt werden, dann ist hierbei ein nichtlinearer Zusammenhang der Pulshöhe des Detektors im ADC und der resultierenden Energie als nicht so signifikant einzuschätzen, aber es verbleibt doch eine gewisse Unsicherheit. Aus den Messergebnissen zur Energie und Effizienzkalibration (siehe Abschnitt 6.6.2) kann diese Unsicherheit bestimmt werden. Die relative Auflösung  $\hat{\sigma}$  des Detektors hängt über den Zusammenhang

$$\sigma(\bar{x}) = \frac{\hat{\sigma}}{\sqrt{n}} \quad (6.14)$$

direkt mit der Unsicherheit des Schwerpunkts zusammen. So kann die Präzision durch die Anzahl der Ereignisse  $n$  verbessert werden. Aus den Messungen folgt, dass der LEPS bei ca. 59 keV eine relative Auflösung von  $9,5 \cdot 10^{-3}$  hat. Die Genauigkeit der Schwerpunktsbestimmung kann nun durch die Anzahl an gemessenen Ereignissen entsprechend verbessert werden. Es sollte erwähnt werden, dass eine Mindestanzahl an Ereignissen vorkommen muss, damit überhaupt ein Photopeak erkannt wird. Nun wird nach den Simulationen in Tabelle 6.3 ein Photonenfluss zwischen  $220 \frac{1}{s}$  bis  $1748 \frac{1}{s}$  für einen Elektronenstrom von  $20 \mu A$  erwartet. Somit ergibt sich für eine Messung von einer Minute bereits eine theoretische relative Auflösung von  $8,3 \cdot 10^{-5}$  und  $2,9 \cdot 10^{-5}$ . Die resultierende Unsicherheit der bestimmten Elektronenenergie kann durch die Fehlerfortpflanzung bestimmt werden, so ergibt sich unter Verwendung von Gleichung (3.21) mit der Unsicherheitsbetrachtung

$$\Delta E_e = \sqrt{\left(\frac{m_e c^2}{4\sqrt{E'_p E_p}} \cdot \Delta E'_p\right)^2 + \left(\frac{m_e c^2}{2} \sqrt{\frac{E'_p}{4}} \left(\frac{1}{E_p}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \Delta E_p\right)^2} \quad (6.15)$$

eine Auflösung von 270 keV, wobei die Unsicherheit durch die Laserphotonen zu vernachlässigen ist. Somit wird abgeschätzt, dass sich bei einer einminütigen Messzeit bei maximalen Laser- und Elektronenstrahlparametern eine relative Auflösung von  $5 \cdot 10^{-3}$  ergibt. Somit folgt, dass bei niedrigerem Elektronenstrahlstrom die Messzeit entsprechend höher sein muss, um eine vergleichbare Auflösung gewährleisten zu können.

---

# 7 Aufbau und Inbetriebnahme der Laser-Compton-Rückstreuquelle COBRA am S-DALINAC

---

---

## 7.1 Lasersystem

---

Aus den Erkenntnissen in den Abschnitten 5.1 und 6.4 kann gefolgert werden, dass die Wahl eines Festkörperlaser in CPA-Konfiguration für den Einsatz an der LCB-Quelle am besten geeignet ist. Da der Laser eine hohe Betriebsstabilität und Ausgangsleistung von 100 W wie auch eine kurze Pulslänge liefern muss, ergab die Marktrecherche, dass Yb:YAG<sup>1</sup> (1030 nm) ein vielversprechendes und vermehrt eingesetztes Laser-aktives Medium für diesen Anwendungsbereich ist. Diese Technologie wird neben Nd:YAG<sup>2</sup> (1064 nm) auch vielfältig in der Industrie zum Laser-Schneiden und Schweißen eingesetzt. Dies führt ebenfalls dazu, dass hochwertige Beschichtungen für die optischen Elemente verfügbar sind.

### 7.1.1 Laseraktives Medium - Yb:YAG

Das Festkörperlaser-Material Yb:YAG zeichnet sich durch gute thermische Eigenschaften im Vergleich zu anderen aktiven Materialien für Laser aus. Es zeigt eine breite Absorptionslinie bei 941 nm, mit einer Breite von ca. 18 nm. Somit kann Yb:YAG mit InGaAs-Laserdioden mit einer vergleichbar hohen Effizienz von 50 % gepumpt werden. Dies führt zu einer langen Betriebsdauer bei gleichzeitig guter Kosteneffizienz und geringerem Platzbedarf. Durch die Kombination aus guter Pumpeffizienz, weniger Energieeintrag von Wärme in das Medium und guter Wärmeleitfähigkeit des Materials kommt es zu deutlich weniger thermischen Effekten, wie z. B. thermische Linsen und thermisch induzierte Doppelbrechung. Dies führt zu einer deutlich höheren Strahlqualität. Außerdem bietet das aktive Material Yb:YAG die Möglichkeit für eine hohe durchschnittliche Leistung aufgrund der geringen Anzahl an Quantendefekten im Kristall. Auch die Emissionslinie bei 1030 nm zeigt eine ausreichende Bandbreite von 9 nm für viele Kurz-Puls-Anwendungen im Sub-Pikosekundenbereich. Die Linie ist aber noch schmal genug, um mit der passenden Konfiguration des Resonators, den strengen Anforderungen dieses Projekts an die Bandbreite zu entsprechen. Die relativ lange Wellenlänge und die daraus folgende niedrigere Energie der gestreuten Photonen, im Vergleich zu grünem oder blauem Licht, ist dabei vertretbar, da die Verwendung der LCB-Quelle als Elektronenstrahl-diagnose im Vordergrund steht. Für die Strahl-diagnose ist die maximale Energie weniger relevant.

---

<sup>1</sup>Ytterbium dotierter Yttrium-Aluminium-Granat

<sup>2</sup>Neodym dotierter Yttrium-Aluminium-Granat

---

Hier spielt die durchschnittliche Laserleistung für einen ausreichenden Photonenfluss für schnellere Messungen eine deutlich größere Rolle. Für zukünftige Anwendungen gibt es jedoch die Möglichkeit der Frequenzverdopplung oder -verdreifachung, womit Wellenlängen von 515 nm oder 343 nm erreicht werden können. Allerdings beeinträchtigt dies die Ausgangsleistung. Üblicherweise wird eine Effizienz von 50 % bei Verdopplung und 30 % bei Verdreifachung erreicht. Diese Erweiterungen können meist als Zubehör zum Lasersystem vom jeweiligen Hersteller erworben werden.

### 7.1.2 Konfiguration des Lasersystems

Im Rahmen einer Ausschreibung mit den in Abschnitt 6.4 festgelegten Parametern wurde das Lasersystem TANGOR 100 von der Firma Amplitude Systemes<sup>3</sup> erworben. Der Aufbau als CPA-System, vgl. Abschnitt 5.1.2, führt zu einer guten Synchronisierbarkeit mit dem S-DALINAC, bei gleichzeitig hoher mittlerer Leistung. Das TANGOR-100-Lasersystem hat eine durchschnittliche Leistung von 100 W, mit Pulslängen unter 1 ps bei Puls-Energien von 2,5  $\mu$ J bis 500  $\mu$ J und einer flexiblen Repetitionsrate von 200 kHz bis 40 MHz<sup>4</sup>. Das Lasersystem besteht aus folgenden Komponenten:

1. Synchronisierter Oszillator und Elektronik: Stellt als Oszillator des CPA-Systems die ultra-kurzen Pulse für den TANGOR-Verstärker bereit. Die Elektronik synchronisiert den TANGOR-Laser-Seeder auf die Betriebsfrequenz des Beschleunigers.
2. Der TANGOR-Laser-Verstärker mit Kontrollelektronik, Stromversorgungssystem und Thermostat erzeugt hochintensive Pikosekunden-Pulse bei unterschiedlichen Repetitionsraten. Die relevanten Parameter können ferngesteuert über eine Software eingestellt werden. Der Verstärker beinhaltet einen Puls-Picker und einen externen Modulator.
3. Das AMPLOCK-Modul misst und kompensiert den zeitlichen Versatz, welcher durch den Verstärker entstehen kann. Dies sichert ein stabiles zeitliches Eintreffen der Pulse am Interaktionspunkt.

Die Synchronisation des Lasersystems mit dem Master-Oszillator des S-DALINAC besteht somit aus der von Amplitude Systemes entwickelten SYNC-Option und einem AMPLOCK-Modul.

#### Synchronisierter Laser-Oszillator - SYNC-Faserlaser

Der SYNC-Faserlaser besitzt eine optische Kavität ausgestattet mit hochpräzisen, schnellen und langsamen Aktuatoren, um die Kavitätslänge anzupassen und hochfrequente Schwankungen auszugleichen. Mit einer Photodiode wird ein Eingangssignal für die Feedback-Kontroll-Elektronik erzeugt. Der langsame Aktuator, bestehend aus einem Schrittmotor, wird zur Festlegung der Repetitionsrate relativ zum Master-Oszillator-Signal verwendet und um thermische Schwankungen auszugleichen. Ein Piezoaktuator wird für die schnelle

---

<sup>3</sup>Amplitude Systemes, 11 Avenue de Cateranne 33600 Pessac, <https://amplitude-laser.com/>

<sup>4</sup>Gilt für das Standardsystem, mit einem anderen Laser-Oszillator kann die Repetitionsrate auch auf Frequenzen im GHz-Bereich erhöht werden.

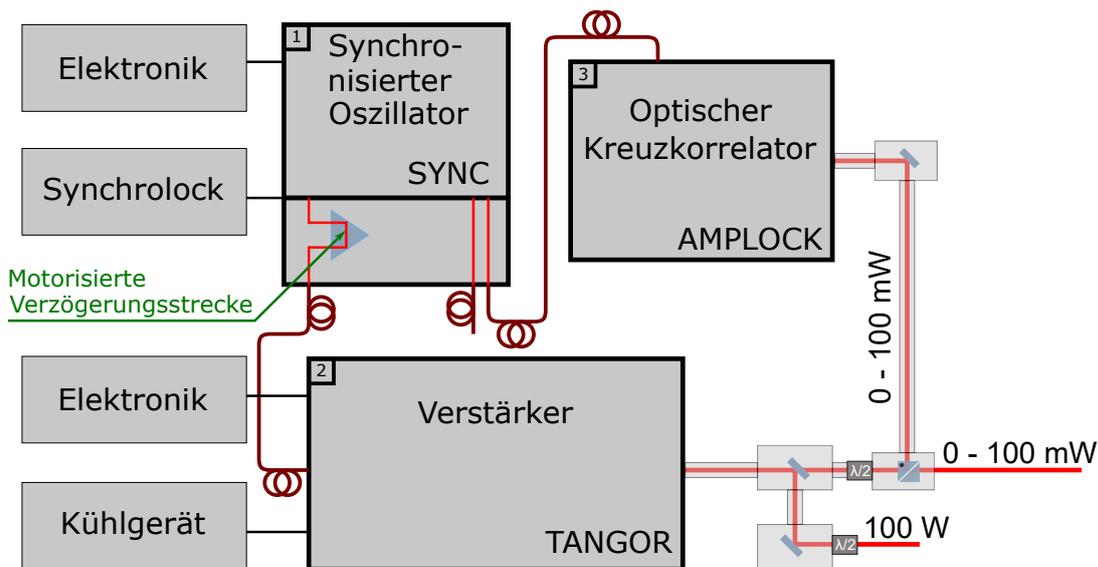


Abbildung 7.1: Schematischer Aufbau des 100-W-Lasersystems TANGOR 100 der Firma Amplitude Systemes. Zu sehen sind die drei Hauptkomponenten: Synchronisierter Laser-Oszillator - SYNC-Faserlaser, Laser-Verstärker - TANGOR 100 und AMPLOCK-Modul. Außerdem wird der Laserstrahlverlauf gezeigt.

Regelung im Frequenzbereich von 10 Hz bis 1 kHz von akustischen Störungen und Vibrationen eingesetzt.

Der Laser-Oszillator verfügt über drei fasergekoppelte Ausgänge. Bei allen wird eine 3-m-lange, geschützte Singlemode-Faser mit FC/APC-Steckern verwendet. Ein Ausgang ist der Seeder des Verstärkers, einer für das AMPLOCK-Modul als Referenz und ein weiterer zur freien Verfügung. Die Leistung der Ausgänge beläuft sich auf 40 mW. Der Ausgang zum AMPLOCK-System und der freie Ausgang sind mit einem optischen Isolator ausgestattet. Die Elektronik erwartet ein Referenzsignal von 2,9973 GHz bei einer Leistung von  $-20$  dBm HF-Leistung<sup>5</sup>. Das HF-Signal wird anschließend intern durch einen HF-Teiler mit dem Divisor 6 dividiert (auf ein Niveau von 500 MHz) und mit einem rauscharmen HF-Verstärker auf eine Leistung von 7 dBm gebracht. Die Standard-Repetitionsrate des Oszillators liegt bei 40 MHz. Um zu der Mischfrequenz des Referenzsignals kompatibel zu sein, wurde die Oszillator-Frequenz auf ein Zwölftel der Referenzfrequenz, also 41,629 MHz, eingestellt. Sobald der optische Oszillator auf den Master-Oszillator synchronisiert ist, folgt die Oszillator-Kavität dem Referenzsignal. Wenn nun eine zusätzliche Zeitverzögerung eingestellt werden soll, könnte eine optische Verzögerungsstrecke verwendet werden. Um jedoch ein Verschieben von Spiegeln und damit eine Strahlpositionsinstabilität und schlechte Wiederholgenauigkeit zu vermeiden, wird eine unendliche Verzögerung durch die Elektronik ermöglicht. Somit kann eine Phasenverschiebung von bis zu  $180^\circ$  erreicht werden. Diese kann in wenigen Sekunden durchgescannt werden. Die kleinste Schrittweite liegt bei 150 fs. Zusätzlich zu einer Verzögerung kann auch die Frequenz im Bereich von  $-10$  kHz bis 10 kHz mit einer Genauigkeit von 20  $\mu$ Hz feinabgestimmt werden.

<sup>5</sup>Hochfrequenz-Leistung

## Laser-Verstärker - TANGOR 100

Das TANGOR-100-Lasersystem wird in einen einzigen Aluminiumblock<sup>6</sup> integriert und ist hermetisch gegenüber der Umgebung abgeriegelt. Der gesamte Block wird temperaturstabilisiert. Durch diese Bauart ist der Laser optisch sehr stabil und stellt hierdurch keine hohen Ansprüche an die Umgebung. Dadurch ist das Lasersystem geeignet für die aktuellen Begebenheiten im gewählten Laserlabor<sup>7</sup>. Der Hauptverstärker ist als Multipass-Verstärker (siehe Abschnitt 5.1.2) gebaut. Der aktive Kristall ist in der Bauart eines „Slab-Crystal Amplifier“ als flache Platte zwischen zwei Wärmeleitern gefertigt. Gepumpt wird der Kristall mit Diodenlasern welche homogen in die Kristallplatte einstrahlen. Ein optischer Strahlengang führt dann die zu verstärkenden Laserpulse mehrfach an unterschiedlichen Bereichen durch den Kristall. Diese Bauart verbessert die Kühlung des Kristalls gegenüber einer klassischen Bauart in einer Stab-Geometrie, da die Oberfläche erhöht wird. Außerdem kann hierdurch die gute Strahlqualität des Faseroszillators nahezu beibehalten werden.

Der Hauptverstärker, TANGOR 100, besteht neben dem eigentlichen Verstärker zusätzlich aus einem Puls-Picker vor der Verstärkung und einem AOM nach der Verstärkung. Eine schematische Darstellung des Systems ist in Abbildung 7.2 zu sehen. Der aus dem Laser-Oszillator kommende Laserstrahl mit einer Repetitionsrate von 40 MHz kann mit dem zu Beginn eingebauten Elektro-Optischen-Modulator<sup>8</sup> (EOM) [128], hier als Puls-Picker verwendet, auf die gewünschte subharmonische Frequenz gebracht werden. Danach durchläuft er den Multipass-Verstärker und wird anschließend mit einem Kompressor auf die benötigte Pulslänge gebracht. Vor dem Kompressor ist ein Faraday-Isolator verbaut der zusammen mit dem am Ausgang sitzenden Modulator für eine Absicherung des Systems gegenüber Rückreflexionen von bis zu 10 % verwendet wird. Der am Ausgang sitzenden akustooptischer Modulator<sup>9</sup> (AOM) [128, 129] ist so eingebaut, dass er nur im eingeschalteten Zustand den Laserstrahl aus dem geschlossenen System herauslässt. Die nullte Ordnung wird dementsprechend in einem wassergekühlten Strahlblocker gestoppt und nur im Falle der ersten Ordnung ausgekoppelt. Hierdurch ist es möglich, die Ausgangsleistung des Systems bei vollständiger Pumpleistung zu steuern, indem die HF-Leistung des AOMs angepasst wird. Auch kann durch moduliertes Ein- und Ausschalten der HF-Leistung die Repetitionsrate bei Bedarf erneut auf eine Subharmonische angepasst werden, dann aber nur mit Verlust bei der Durchschnittsleistung.

## AMPLOCK-Modul

Das AMPLOCK-Modul wird benötigt, um eine bessere zeitliche Pulsstabilität zu erreichen, denn es misst und gleicht zeitliche Verschiebungen durch den Hauptverstärker (TANGOR 100) aus. Dabei wird die Ankunftszeit der verstärkten Laserpulse mit denen des Master-Oszillators verglichen. Die Messung dieser zeitlichen Differenz geschieht über

<sup>6</sup>Maße: 675 x 475 x 160 mm<sup>3</sup>

<sup>7</sup>Ein anderes Lasersystem (Ti:Saphir-Laser) musste mit zusätzlichen Mitteln extern temperaturstabilisiert werden [84].

<sup>8</sup>Unter Einfluss eines elektrischen Feldes ändert sich die Doppelbrechung in Kristallen, dies wird auch als Pockels-Effekt bezeichnet. Hierdurch wird die Polarisationsrichtung gedreht. Es können Schaltzeiten im Bereich von 100 ps erreicht werden.

<sup>9</sup>Schallwellen in einem Kristall, erzeugt durch einen Piezo-Aktuator, bilden ein optisches Gitter, an dem der Laserstrahl gebeugt wird. Hierdurch kann das Licht in seiner Frequenz, Richtung oder Intensität verändert werden.

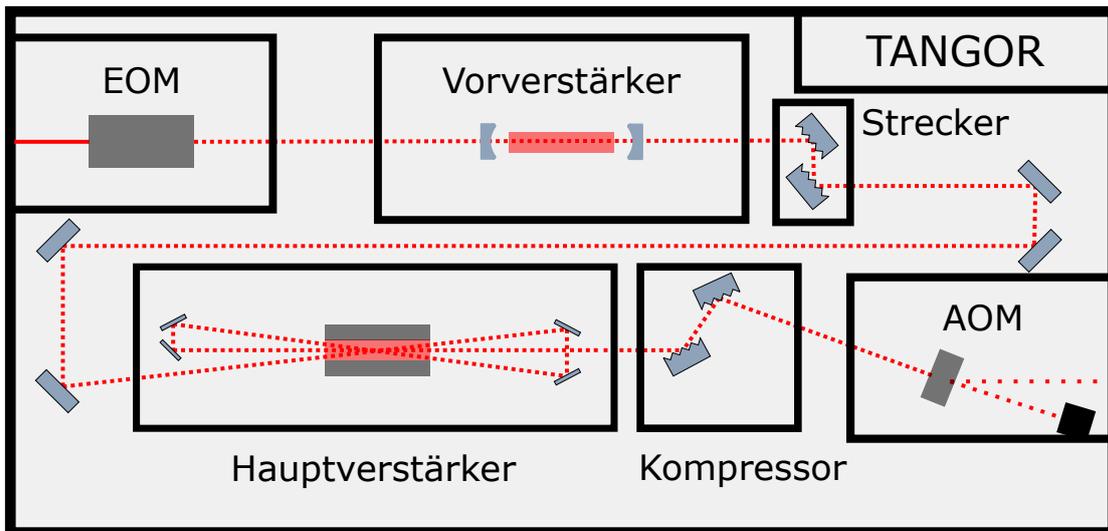


Abbildung 7.2: Aufbau des Hauptverstärkers (TANGOR 100). Das System verfügt zu Beginn über einen Puls-Picker, welcher die zu verstärkenden Pulse bei eingestellter Repetitionsrate auswählt. Anschließend werden die Laserpulse vorverstärkt um anschließend im Hauptverstärker auf ihre finale Pulsenergie gebracht zu werden. Der Ausgang des TANGOR-100-Lasersystems wird durch einen AOM gesteuert.

optische Kreuz-Korrelation und die Kompensation anschließend über eine motorisierte Verzögerungsstrecke zwischen Laser-Oszillator und Hauptverstärker.

### 7.1.3 Parameter des Lasersystems

In diesem Abschnitt werden die gemessenen Parameter des Lasersystems aus dem Site Acceptance Test (SAT) vorgestellt. Tabelle 7.1 gibt eine Übersicht über die gemessenen Parameter. Eine Beschreibung der Messmethoden zu den Parametern und die Ergebnisse werden nun im Detail vorgestellt.

#### Spektrum des Lasersystems

Das Spektrum der Laserpulse wurde mit einem optischen Czerny-Turner-Spektrometer<sup>10</sup> gemessen. Das Czerny-Turner-Design arbeitet dabei mit einem reflektierenden optischen Gitter und konkaven Spiegeln als abbildende Optiken. Das Spektrometer deckt einen Wellenlängenbereich von 950 nm bis 1100 nm mit einer Auflösung von 0,10(3) nm ab. Da die Ergebnisse beim FAT und SAT recht nahe beieinander liegen, was die Zentralwellenlänge und die Bandbreite betrifft, wird in diesem Kapitel nur das Spektrum des SAT bei einer Repetitionsrate von 200 kHz (Abbildung 7.3) und bei 1 MHz (Abbildung 7.4) gezeigt. Vergleicht man die beiden Spektren, wird deutlich, weshalb für zwei verschiedene Repetitionsraten gemessen wurde. Das Spektrum bei 1 MHz ist deutlich glatter und zeigt weniger deutliche lokale Spitzen. Dies liegt vor allem an der niedrigeren Pulsenergie bei einer höheren Repetitionsrate. Ist die Pulsenergie zu hoch, kommt es im Verstärkerkristall

<sup>10</sup>Avantes AVASPEC-3648-USB2

Tabelle 7.1: Parameter des TANGOR-100-Lasersystems von Amplitude Systemes.

Laserparameter	Einheit	Vorgabe		Messung (FAT)	Messung (SAT)
		200 kHz Min	Max		
Zentrale Wellenlänge	nm	1028	1032	1029,40(2)	1030,178(2)
Bandbreite	[FWHM] nm	-	2	1,60(1)	1,99(1)
Durchschnittliche Ausgangsleistung	W	100	-	104,0(1)	103,4(1)
Pulsenergie	µJ	500	-	519,9(1)	517,0(1)
Pulsenergie - Puls-zu-Puls-Stabilität	[rms] %		1,3	0,57(1)	0,89(1)
Pulsenergie - Langzeitstabilität	[rms] %		5	0,67(1)	0,99(1)
Pulslänge	fs	500	1000	907(1)	757(1)
Beugungsmaßzahl - $M^2$	$M_x^2$	-	-	1,07(1)	1,08(1)
	$M_y^2$	-	1,3	1,10(1)	1,11(1)
Astigmatismus	%	-	15	5,0(1)	11,6(1)
Asymmetrie der Strahltaillie	%	-	5	1,6(1)	0,5(1)
Strahldurchmesser	$2\omega_{max}$	mm	3	3,19(1)	3,26(1)
	$2\omega_{min}$		10	3,04(1)	3,11(1)
Strahlenelliptizität	%	-	5	4,67(1)	4,6(1)
Richtungsstabilität - Puls-zu-Puls	Radial [rms] µrad	-	20	4,47(10)	4,5(1)
Positionsstabilität - Puls-zu-Puls	Radial [rms] µm	-	2	2,1(1)	1,58(1)
Zeitliche Puls-zu-Puls-Stabilität	[rms] fs	-	150	135(1)	175(1)
Langzeitstabilität der Repetitionsrate	[rms] fs	-	200	150,4(15,4)	192,9(17,9)
Variable Repetitionsrate	MHz	0,1	10	0,2-40	0,2-40

zu nichtlinearen Effekten, welche zu lokaler Verstärkung einzelner Wellenlängen führen. Die Zentralwellenlänge wird als arithmetischer Mittelwert aus dem gemessenen Spektrum berechnet (die Peak-Wellenlänge entspricht dem Wert der maximalen Intensität des Spektrums). Aus den beiden Messungen kann eine Zentralwellenlänge von 1030,1 nm mit einer Bandbreite von 2,0(1) nm abgelesen werden.

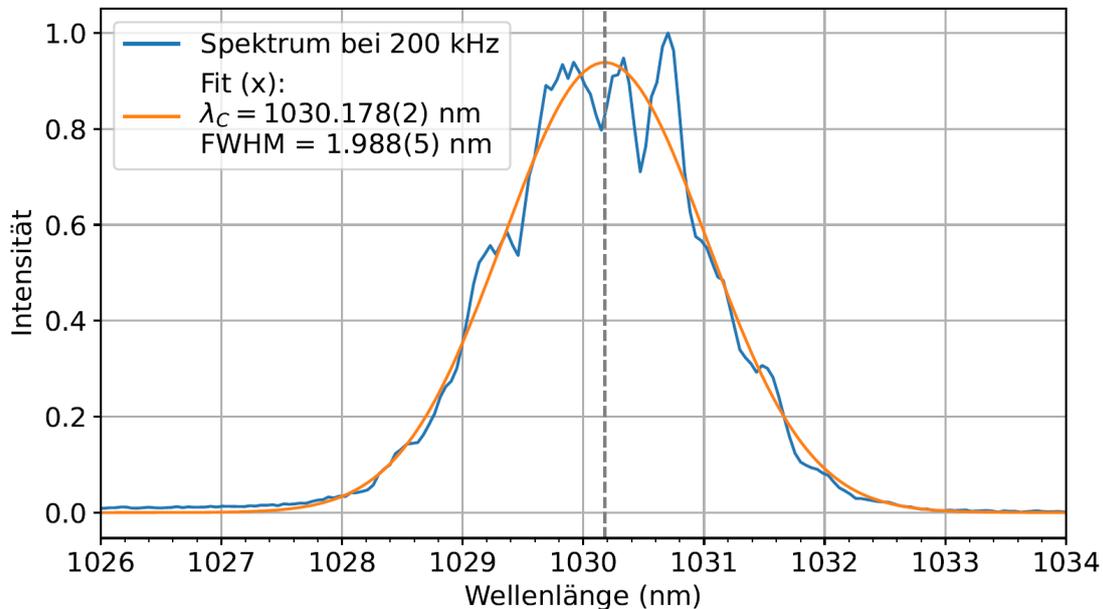


Abbildung 7.3: Spektrum der Wellenlänge bei einer Repetitionsrate von 200 kHz, mit einer Zentralwellenlänge von 1030,1 nm und einer Bandbreite von 1,99(10) nm.

### Mittlere Leistung und Pulsenergie

Die Pulsenergie ist der Quotient aus mittlerer Leistung  $\bar{P}$  und der eingestellten Repetitionsrate  $f$ ,  $E_P = \bar{P}/f$ . Die mittlere Leistung  $\bar{P} = 103,4$  W (SAT) wurde mit einem thermischen Laser-Leistungssensor<sup>11</sup> über 12 Stunden, jeweils über eine Sekunde gemittelt, gemessen. Mit der eingestellten Repetitionsrate von  $f = 198,88$  kHz (SAT) ergibt sich eine Pulsenergie  $E_P = 519,9$   $\mu$ J (SAT).

### Pulsenergie - Puls-zu-Puls-Stabilität

Die Puls-zu-Puls-Stabilität (P2P-Stabilität) der Pulsenergie wurde gemessen mit einer schnellen Photodiode<sup>12</sup>, einem 100 kHz Tiefpassfilter<sup>13</sup> und einem digitalen Oszilloskop mit einer hohen Dynamik und Abtastrate<sup>14</sup>. Die Photodiode wurde mit einer 50- $\Omega$ -Impedanz am Oszilloskop angepasst. Das Signal am Oszilloskop wird durch optische Neutral-Dichte-Filter (ND-Filter) so eingestellt, dass es einen Wert von 1 V nicht überschreitet. Nach dem Einsetzen des Filters wird die Impedanz am Oszilloskop auf 1 M $\Omega$  eingestellt.

<sup>11</sup>Ophir Spiricon Europe GmbH, Modell: F150(200)A-CM-16 & Nova II

<sup>12</sup>Thorlabs biased Si-Detector 200-1100 nm Modell: DET10A2

<sup>13</sup>Thorlabs Low-Pass Electrical Filter Modell: EF502

<sup>14</sup>Agilent DSOX7054A Oscilloscope

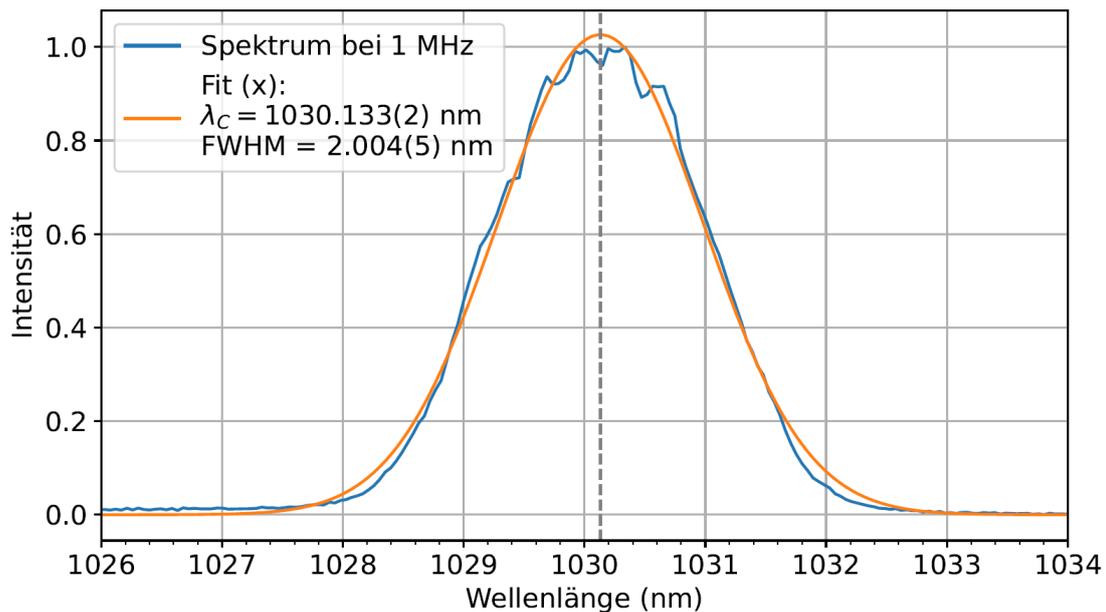


Abbildung 7.4: Spektrum der Wellenlänge bei einer Repetitionsrate von 1 MHz, mit einer Zentralwellenlänge von 1030,1 nm und einer Bandbreite von 2,14(10) nm.

Mit der Statistikfunktion im Oszilloskop wurden nun 1000 Pulse in einer Zeitspanne von 5 ms aufgenommen. Die Messung eines einzelnen Pulses ist in Abbildung 7.5 zu sehen. Die mittlere Spannung der aufgezeichneten Peaks lag dabei bei 963 mV (SAT) mit einer Standardabweichung von 8,61 mV, was einer Schwankung von 0,89 % entspricht.

### Pulsenergie - Langzeitstabilität

Die Langzeitstabilität der Pulsenergie bzw. der mittleren Leistung ergibt sich aus der Messung der mittleren Leistung. Die Stabilität (rms) wird direkt vom Leistungsmessgerät berechnet. Der errechnete Wert von 0,1% wird dann zu der im vorherigen Abschnitt gemessenen P2P-Stabilität 0,89 % hinzuaddiert, woraus eine Langzeitstabilität von 0,99 % folgt.

### Pulslänge

Die Pulslänge wurde mit einem Autokorrelator<sup>15</sup> gemessen. Die Halbwertsbreite wird direkt durch das Messprogramm bestimmt. Die Messung wird mit dem Leck-Licht (<100 mW) des ersten Spiegels nach dem Verstärker (vgl. Abbildung 7.1), bei voller Leistung durchgeführt. Mit einem Polarisator und einer  $\lambda/2$ -Platte kann die Leistung feineingestellt werden. Die Pulslänge kann während der Messung, durch Verschieben des Abstands der Gitter, auf die gewünschte Länge eingestellt werden. Die Messung wurde über eine Minute durchgeführt, um die Stabilität zu überprüfen. Die Messungen bei verschiedenen Repetitionsraten unterscheiden sich in der Pulslänge aufgrund der notwendigen Verschiebung des Abstands der Gitter für die unterschiedlichen Frequenzen. Zudem treten bei der niedrigen

<sup>15</sup>Mini TPA von APE (FAT) und ROC Single-Shot Autocorrelator von Femtoeasy (SAT)

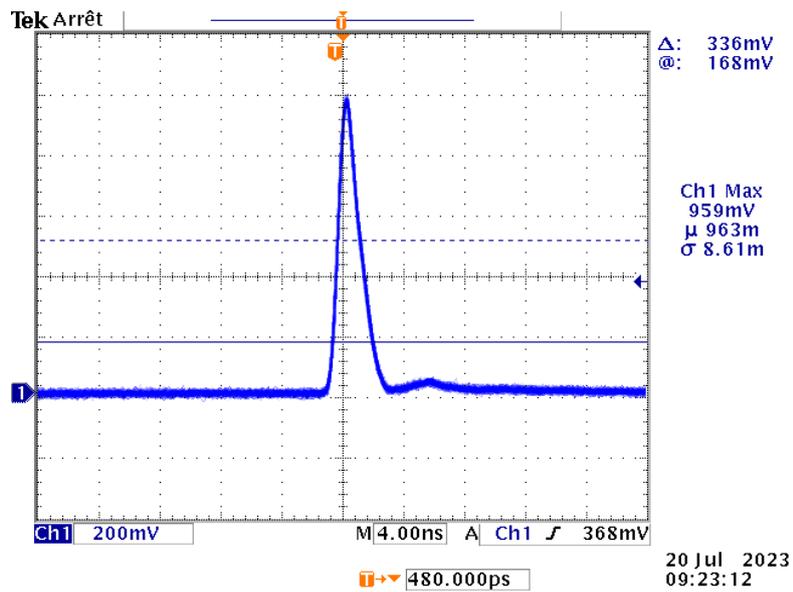


Abbildung 7.5: Einzelbild der Messung der Puls-zu-Puls-Stabilität der Pulsenergie. Bildschirmaufnahme vom Oszilloskop (Tektronix)

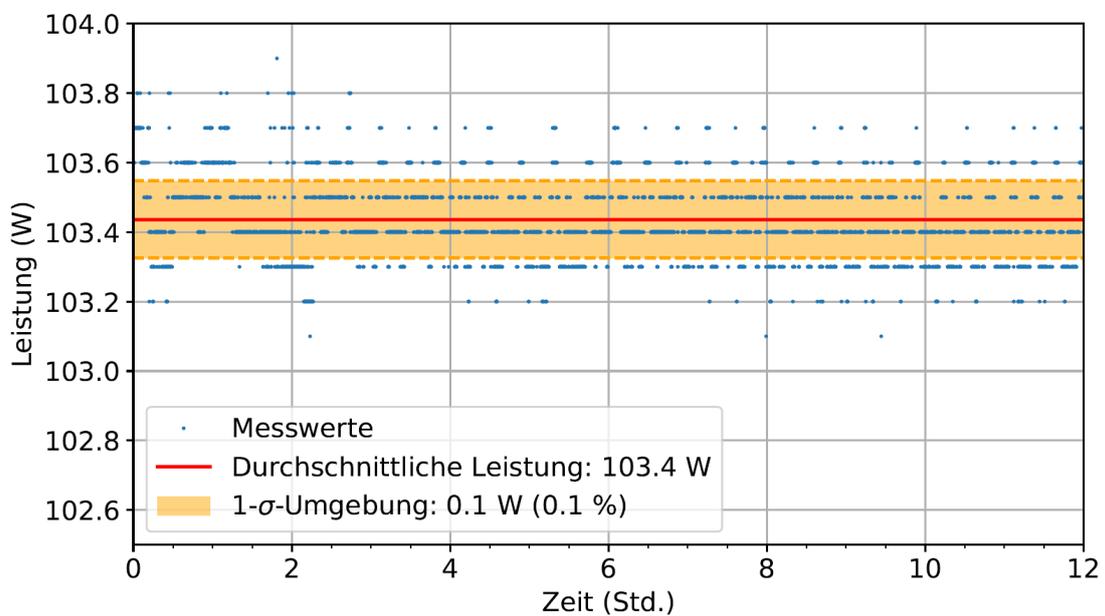


Abbildung 7.6: Aufnahme der Leistung über 12 Stunden mit einer zeitlichen Mittelung von 1 s.

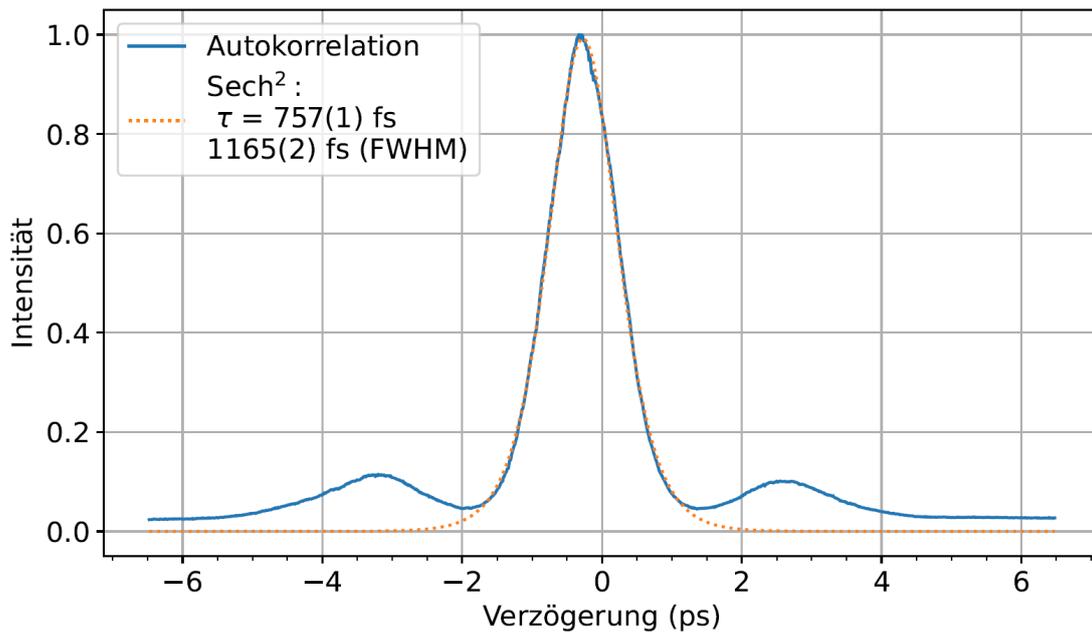


Abbildung 7.7: Messung der Pulslänge mit einem Single-Shot-Autokorrelator. Die Messung wurde bei einer Verstärkerleistung von 100 % und einer Repetitionsrate von 200 kHz durchgeführt.

Repetitionsrate von 200 kHz, ähnlich wie bei der Bandbreite der Wellenlänge, nichtlineare Effekte auf. Diese führen dazu, dass kleine Teile des Hauptpulses in Nebenmaxima übergehen. Die Pulslänge wurde auf 757 fs bei 200 kHz und 822 fs bei 1 MHz eingestellt. Sie befindet sich relativ nahe am Zeit-Bandbreite-Produkt (engl. Time-Bandwidth-Product (TBP)),  $TBP = \Delta\nu \cdot \Delta\tau$ .

### Optische Strahlparameter und Strahlprofil

Die Messung der Beugungsmaßzahl und des Strahlprofils wurden genauso wie die Pulslänge bei 100 % Leistung, aber mit Leck-Licht (vgl. Abbildung 7.1), durchgeführt. Die Messung der Beugungsmaßzahl wurde mit einem  $M^2$ -Messgerät<sup>16</sup> durchgeführt, welches mit einer CCD-Kamera und einer automatischen Linearverschiebung ausgestattet ist. Somit kann das Gauß-Strahlprofil, siehe Abbildung 7.9 nach einer Linse, mit definierter Brennweite, vermessen werden und die gesuchten Parameter extrahiert werden. Die Parameter werden direkt von der Gerätesoftware berechnet. Das Strahlprofil, zu sehen in Abbildung 7.10, wurde an der selben Stelle mit einer Strahlprofilkamera<sup>17</sup> gemessen. Es zeigt eine gute Symmetrie und einen gaußförmigen Intensitätsverlauf. Das Strahlprofil und die Beugungsmaßzahl werden als sehr gut geeignet für die LCB-Quelle COBRA angesehen.

<sup>16</sup>BeamSquared SPIRICON von OPHIR

<sup>17</sup>Win CamD UCD12 von DATARAY

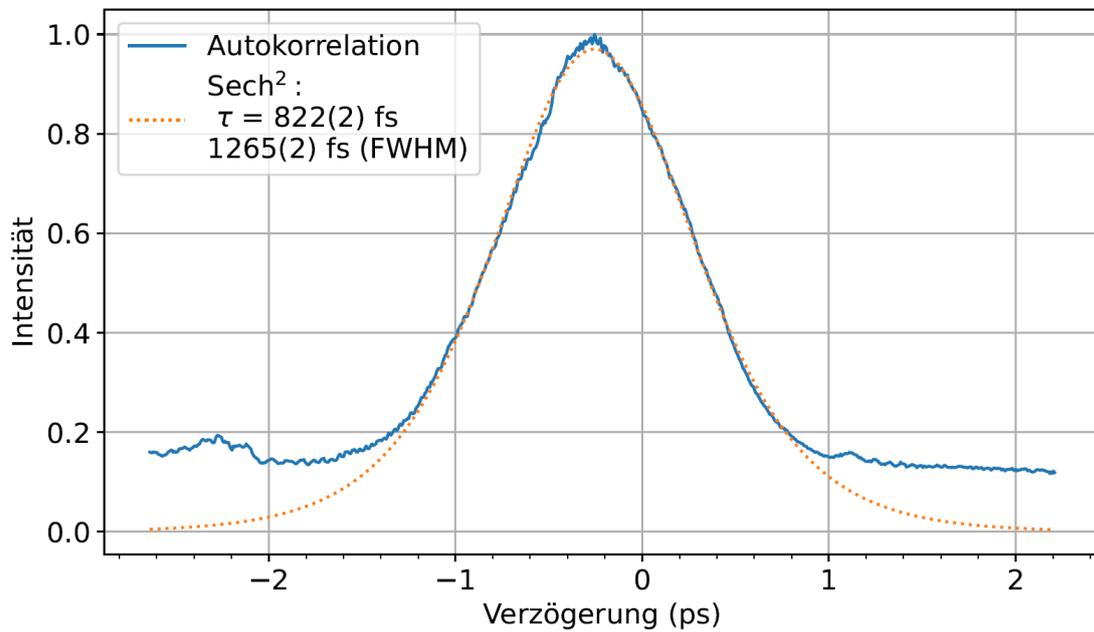


Abbildung 7.8: Messung der Pulslänge mit einem Single-Shot-Autokorrelator. Die Messung wurde bei einer Verstärkerleistung von 100 % und einer Repetitionsrate von 1 MHz durchgeführt.

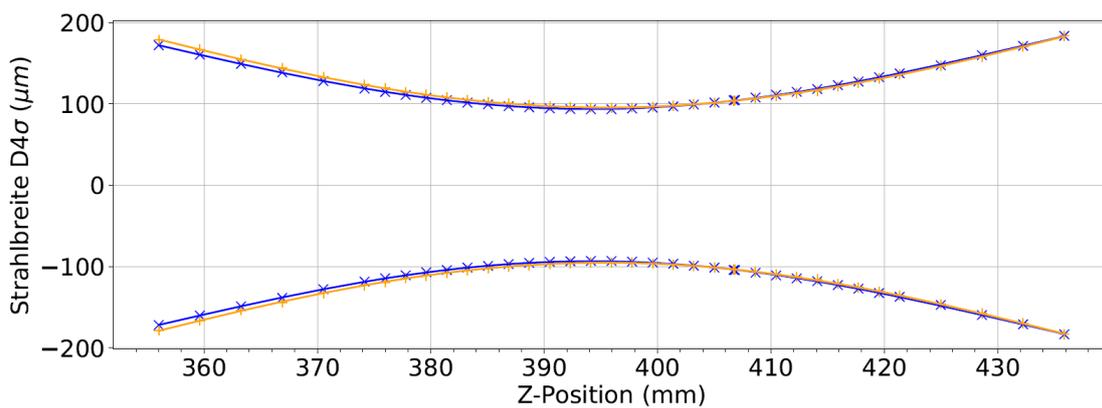


Abbildung 7.9: Messung der Beugungsmaßzahl, Asymmetrie und Astigmatismus durch mehrfache Strahlprofilmessung entlang der z-Achse nach einer Linse.

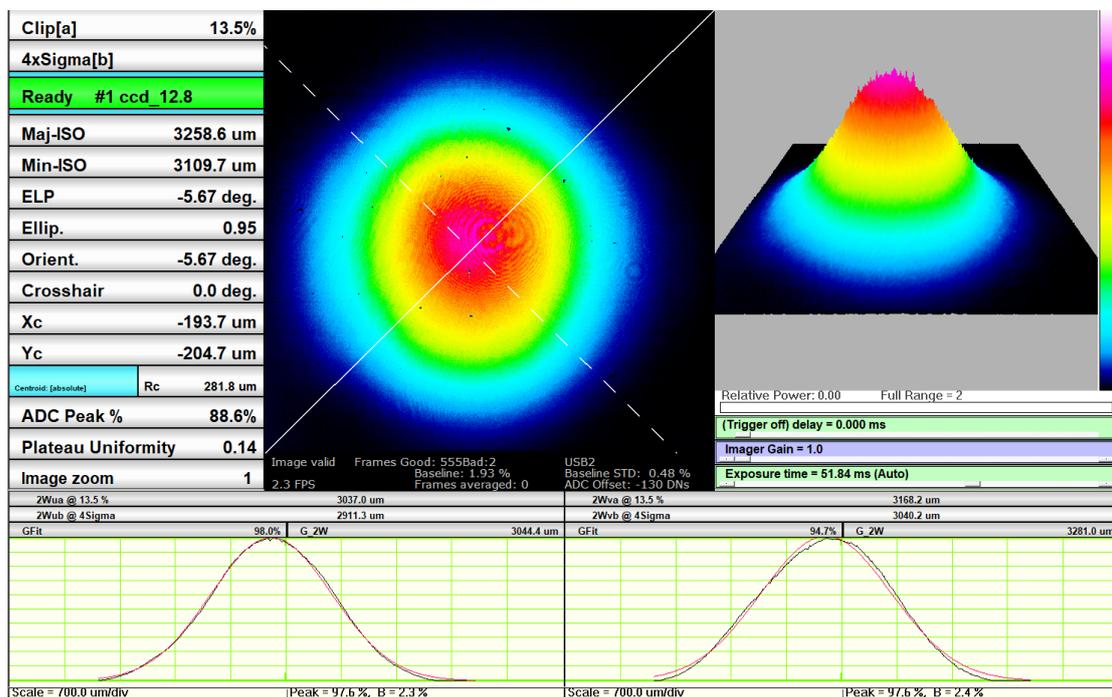


Abbildung 7.10: Messung des Strahlprofils des TANGOR-100-Lasersystems. Die Messung zeigt eine 2-dimensionale Darstellung des Strahlprofils im oberen Bereich und eine Analyse der großen und kleinen Strahlachse. Die Abbildung zeigt

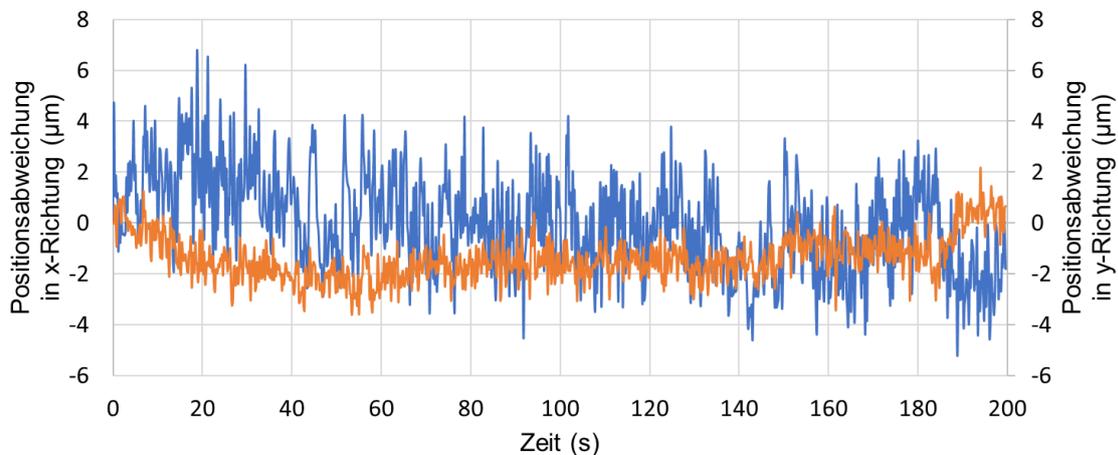


Abbildung 7.11: Gezeigt ist der zeitliche Verlauf der Positionsstabilität des TANGOR-100-Lasersystems über 200 s. In der Horizontalen (blau) zeigt das Lasersystem deutlich stärkere Schwankungen, als in der Vertikalen (orange).

### Positionsstabilität - Puls-zu-Puls

Die Positionsstabilität wird ebenfalls mit der Strahlprofilkamera<sup>18</sup>, an der gleichen Stelle und mit den gleichen Lasereinstellungen vermessen. Die Messung wird in einem Intervallabstand von 0,2 s und einer Aufnahmezeit von unter 5 µs durchgeführt. Gleichzeitig wird der Laser-Puls-Picker auf 200 kHz, aber der akustooptischer Modulator auf 100 Hz eingestellt, um sicherzustellen, dass für ein Messpunkt nur ein Puls aufgenommen wird. Die Software<sup>19</sup> speichert die Position von jedem aufgenommenen Puls und kann dann aus dieser Positionswolke den Schwerpunkt für die Position und auch die Standardabweichung, in horizontaler, vertikaler und radialer Richtung, berechnen. Die Ungenauigkeit ist bestimmt durch die Pixelgröße von 6 µm. Für die Vermessungsgenauigkeit wird 0,1 µm angegeben.

### Richtungsstabilität - Puls-zu-Puls

Die Positionsstabilität wird ebenfalls mit der Strahlprofilkamera<sup>20</sup> an der gleichen Stelle und mit den gleichen Lasereinstellungen vermessen. Allerdings wird eine Linse mit definierter Brennweite von 300 mm zwischen Kamera und Laser positioniert, was die Messung der Richtungsstabilität ermöglicht. Die Messung wird in einem Intervallabstand von 0,2 s und einer Aufnahmezeit von unter 5 µs durchgeführt. Gleichzeitig wird der Laser-Puls-Picker auf 200 kHz, aber der akustooptischer Modulator auf 100 Hz eingestellt, um sicherzustellen, dass für ein Messpunkt nur ein Puls aufgenommen wird. Die Software<sup>21</sup> speichert die Position von jedem aufgenommenen Puls und kann dann aus dieser Positionswolke den Schwerpunkt für die Position und auch die Standardabweichung in

<sup>18</sup>Win CamD UCD12 von DATARAY

<sup>19</sup>WinCamD-LCM von DATARAY

<sup>20</sup>Win CamD UCD12 von DATARAY

<sup>21</sup>WinCamD-LCM von DATARAY

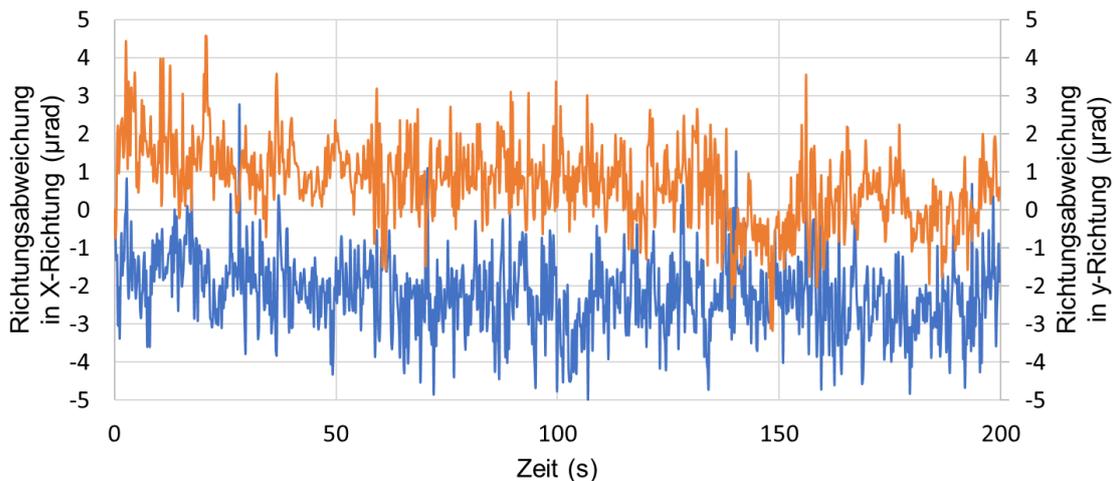


Abbildung 7.12: Gezeigt ist der zeitliche Verlauf der Richtungsstabilität des TANGOR-100-Lasersystems über 200 s. In der Horizontalen (blau) und in der Vertikalen (orange) zeigt das Lasersystem vergleichbare Schwankungen.

horizontaler, vertikaler und radialer Richtung berechnen. Für die Vermessungsgenauigkeit wird  $0,1 \mu\text{m}$  angegeben.

### Messung der zeitlichen Puls-zu-Puls-Stabilität

Die zeitliche Puls-zu-Puls-Stabilität kann berechnet werden, wenn das Phasenrauschen des SYNC-Oszillators mit einem Signalanalysator (Signal Source Analyzer (SSA)) vermessen wird. Um die Genauigkeit der Messung zu erhöhen, muss eine hohe Harmonische der Oszillatorimpulsfolge ausgewählt und verstärkt werden. Diese Messung ist eine absolute Messung des Phasenrauschens des Oszillators. Das Oszillatorsignal wird mit Hilfe einer Photodiode<sup>22</sup> aufgenommen und passiert anschließend einen Bandpass-Filter, welcher eine Bandbreite von 30 MHz und eine Zentralfrequenz von 2 GHz besitzt. Hiermit werden nur die Effekte höherer Ordnung, welche auf dem eigentlichen Signal liegen, herausgefiltert. Zwei darauf folgende HF-Verstärker heben die Signale dann auf ein mit dem SSA messbaren Niveau an. Als SSA wurde beim FAT das Modell NXA-6 von Noise XT und beim SAT das Modell FSV Signal Analyzer von Rohde & Schwarz verwendet. Phasenrauschen ist definiert als das Verhältnis von Rauschen in einer 1-Hz-Breite bei einem bestimmten Frequenzabstand  $f_m$  gegenüber der Oszillator-Amplitude bei der Zentralfrequenz  $f_0$ . Dies führt zu dem Verhältnis Signalpegeldifferenz (dBc) über Frequenz (Hz) dBc/Hz, welches der SSA als Messwert ausgibt. Das bedeutet jedoch, dass das Ergebnis von der Trägerfrequenz abhängt, d.h. von der an den SSA gesendeten Frequenz. Um die Vergleichbarkeit mit anderen Trägerfrequenzen und eine Aussagekraft für die Puls-zu-Puls-Stabilität zu bekommen sollte das Ergebnis auf die spektrale Leistungsdichte des Phasenrauschens  $\frac{\text{fs}^2}{\text{Hz}}$  normalisiert werden. Die Relation zwischen Phasenrauschen  $L(f)$

<sup>22</sup>Zeitauflösung von 6 GHz

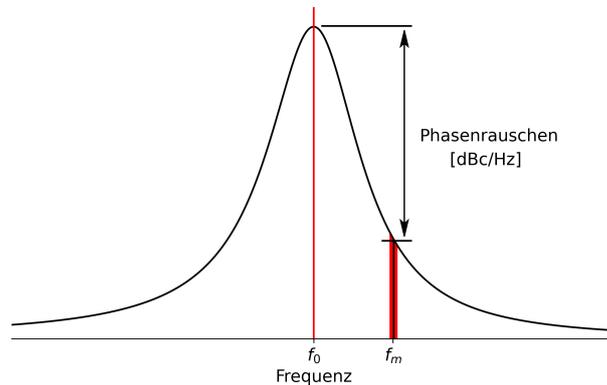


Abbildung 7.13: Darstellung von Phasenrauschen [dBc/Hz] als Verhältnis von der Leistung der Trägerfrequenz  $f_c$  zur Leistung einer Frequenzbandbreite von 1 Hz mit einem bestimmten Frequenzabstand  $f_m$

und Leistungsspektraldichte  $S(f)$  ist:

$$S(f) = \frac{10^{L(f)/10}}{(2\pi f_c)^2} \cdot 10^{-30} \quad (7.1)$$

Um den Jitter zu berechnen, muss  $S(f)$  von der größten Frequenz  $f_{max}$  zur kleinsten Frequenz  $f_{min}$  integriert werden und danach die Wurzel gezogen werden:

$$\text{Phasenrauschen (rms)} = \sqrt{\int_{f_{max}}^{f_{min}} S(f) \cdot df \cdot \sqrt[4]{2}} \quad (7.2)$$

Der Faktor ist ein Berechnungsfaktor spezifisch für das SSA-Model NXA-6 von Noise XT.

### Langzeitstabilität der Repetitionsrate

Die Langzeitstabilität der Repetitionsrate kann mit dem AMPLOCK-Modul gemessen werden, welches auch für die Langzeitstabilität zwischen Laser-Oszillator und Laser-Verstärker zuständig ist. Gemessen wird der zusätzlich zum Laser-Oszillator erzeugte Drift des Verstärkermoduls. Für das vollständige Phasenrauschen wird das Phasenrauschen vom Laser-Oszillator aus dem vorherigen Abschnitt zu der Langzeitstabilität addiert. In der ersten Stunde ist ein Einschwingverhalten des Systems zu erkennen. Welches durch das AMPLOCK-Modul kompensiert werden konnte. Somit kann durch die Verwendung des AMPLOCK-Moduls das Lasersystem noch innerhalb des Erreichens der Betriebstemperatur in Betrieb genommen werden. Es konnte für die Langzeitstabilität der Repetitionsrate eine Abweichung von 193(18) fs gemessen werden.

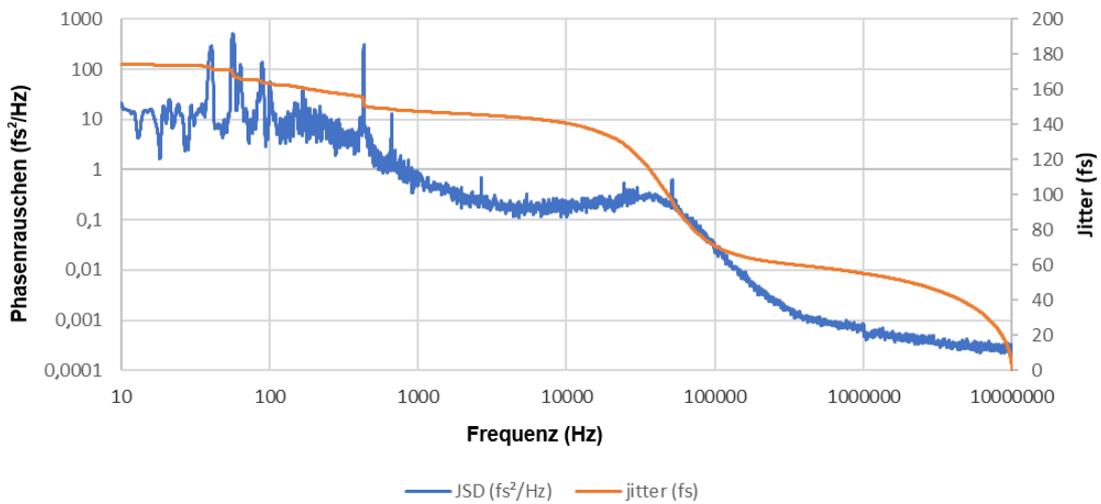


Abbildung 7.14: Messung des Phasenrauschens des TANGOR-100-Lasersystems, bereits umgerechnet in die Leistungsspektraldichte und dem dazugehörigen Jitter.

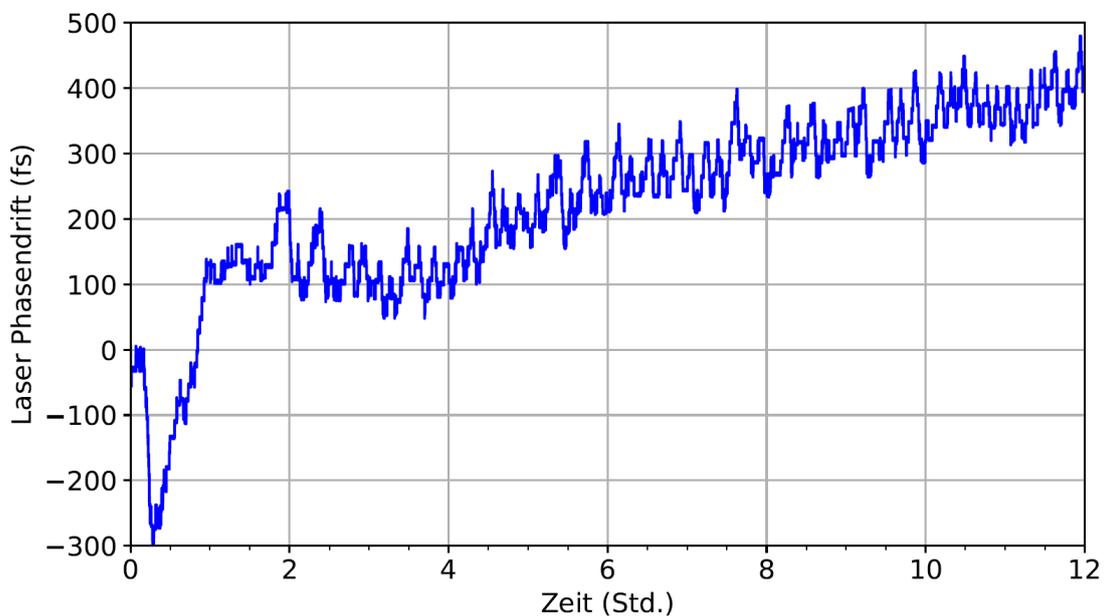


Abbildung 7.15: Messung des vom Laser-Verstärker hervorgerufenen Phasendriffs mit dem AMPLOCK-Modul über 12 Stunden. In der ersten Stunde ist das Einschwingverhalten des Lasersystems zu erkennen.

---

## 7.2 Optischer Aufbau

---

Der optische Aufbau umfasst den Transport des Laserstrahls vom Lasersystem bis zur LCB-Quelle mit zusätzlichen Möglichkeiten der Strahldiagnose. Der Transport kann in drei Bereiche getrennt werden: Laserlabor<sup>23</sup>, Freistrahtransport<sup>24</sup> (FST) und LCB-Quelle<sup>25</sup>, mit einer optischen Gesamt-Strahllänge von 44,33(5) m. Für den gesamten Transport werden insgesamt 15 hochreflektive Umlenkspiegel verwendet. Diese besitzen eine Reflektivität von 99,9 % für die s- und p-Polarisation<sup>26</sup>. Durch den 3-dimensionalen Transport des Lasers ist es wichtig darauf zu achten, dass die hohe Reflektivität für beide Polarisationsrichtungen gegeben ist, da beide Versionen im Verlauf des Transports auftreten. Es gibt Spiegelbeschichtungen, bei denen dies nicht der Fall ist und so ein höherer Verlust möglich ist. Der über alle verwendeten Spiegel kumulierte Verlust beläuft sich auf ca. -1,5 %. Hinzu kommen weitere optische Elemente die für den Transport unvermeidbar sind: Linsen für Teleskope zur Strahlaufweitung und Fenster für den Übergang von Vakuum zu Luft und umgekehrt. Es sind aktuell vier Linsen im gesamten Strahlengang verbaut, sie sind mit einer Anti-Reflex-Beschichtung mit einer Reflektivität von <0,2 % ausgestattet. Am Anfang und Ende des Freistrahtransportes sind zwei optische Fenster verbaut. Sie haben eine Reflektivität von <0,5 %. Bei der Kopplungskammer der LCB-Quelle kommt nochmal ein weiteres Fenster, mit Reflektivität von <0,5 % hinzu. Durch die zusätzlichen optischen Elemente gehen weitere 2,3 % der Laserstrahlung verloren. Dies ergibt eine theoretische Gesamttransmission bis zum Off-Axis-Parabolspiegel von 96,3 %. Für den Off-Axis-Parabolspiegel kann, wie in Abschnitt 6.2.2 berechnet, eine Transmission von 99 % angenommen werden. Damit ergibt sich für die theoretisch maximal zu erreichende Leistung am Interaktionspunkt ein Wert von 95,3 W. Es können aber auch andere Effekte zu Leistungsverlusten bei einem derartig langen optischen Weg führen. Neben Abbildungsfehlern durch Linsen sind ein großer Faktor die Verunreinigungen auf den Oberflächen der optischen Elemente, die im Laufe der Zeit entstehen können. Diese Verunreinigungen führen bei einem intensiven Laserstrahl nicht nur zu einem Leistungsverlust, sondern können auch die optischen Elemente dauerhaft schädigen. Es kommt an den Schmutzpartikeln zu Beugung, welche lokale Leistungsspitzen verursachen können. Dies kann dazu führen, dass die Zerstörungsschwellen der optischen Beschichtungen lokal überschritten werden. Es ist dementsprechend darauf zu achten, die Strahlgröße des Lasers den Randbedingung entsprechend möglichst groß zu halten, um die Leistungsdichte auf den optischen Elementen möglichst klein zu halten. Dies wird bei diesem Aufbau durch einen Teleskopaufbau direkt nach dem Lasersystem erreicht. Außerdem ist ein entscheidender Faktor für die Langlebigkeit und Transportqualität der optischen Elemente, dass der Bereich möglichst staubfrei gehalten wird. Es ist somit unerlässlich eine Reinraumumgebung im Bereich des optischen Aufbaus zu schaffen. Dies wurde zum einen durch eine Einhausung und Verwendung von Reinstluftmodulen (Laminar-Flow-Box) im Laserlabor (Abbildung A.5) und der LCB-Quelle (Abbildung 7.26) und zum anderen durch einen Vakuumabschnitt während des Freistrahtransport erreicht. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Bereiche im Detail vorgestellt.

---

<sup>23</sup>Optische Strahllänge von  $\sim 1,57(1)$  m

<sup>24</sup>Optische Strahllänge von  $\sim 40,85(5)$  m

<sup>25</sup>Optische Strahllänge von  $\sim 1,91(1)$  m

<sup>26</sup>S- und p-Polarisation ist eine lineare Polarisation die durch die Ausrichtung der Einfallsebene unterschieden wird. Bei s-polarisiertem Licht ist die Polarisationsebene parallel zur Einfallsebene.

## 7.2.1 Laserlabor

In Abbildung 7.16 wird der Strahlengang für den Laserstrahl dargestellt. Der aus dem Hauptverstärker TANGOR 100 kommende Laserstrahl wird über zwei Umlenkspiegel zum Hauptausgang mit der maximalen Leistung von 100 W gebracht. Das Lecklicht von maximal 100 mW dient zum einen als Referenzsignal für das AMPLOCK-Modul und zum anderen als Diagnosestelle für diverse Messgeräte wie Spektrometer, Autokorrelator, etc., die eine geringere Leistung benötigen und zur Charakterisierung nicht zwingend in den Hauptstrahl positioniert werden müssen. Diese Position eignet sich somit auch für eine kontinuierliche Messung verschiedener Parameter während des Strahlbetriebs. Im Hauptstrahlengang folgt als nächstes eine Messstelle für die Leistung. Im Anschluss daran wurde eine 60-cm-Schiene<sup>27</sup> verwendet, um die Linsen für das erste Transport-Teleskop möglichst exakt justieren und positionieren zu können. Eine solche Schiene bietet den Vorteil, dass die Linsen relativ zueinander nur in einer Achse verschoben werden können, wodurch der Abstand  $d = f_1 + f_2$  exakt für das Lasersystem eingestellt werden kann. Dies ist notwendig, damit der Strahl nach dem Teleskop möglichst gut kollimiert ist. Dies ist wiederum bei diesem Aufbau von besonderem Interesse, da der Laserstrahl über insgesamt 44 m bis zum Interaktionspunkt transportiert werden soll. Details zum Transport-Teleskop sind im nächsten Abschnitt dargestellt. Nach dem Transport-Teleskop folgen drei weitere Spiegel<sup>28</sup>, bis zum Übergang in den Freistrahtransport (FST). An dieser Stelle werden für eine spätere Strahljustage in jedem Falle mindestens zwei Spiegel benötigt, um neben einer Winkelverstellung auch einen Strahlversatz einstellen zu können. Ein dritter Spiegel ist an dieser Stelle relevant, um es zum einen dem Anwender einfacher zu machen, zunächst nur in der zweidimensionalen Fläche Positionsänderungen vornehmen zu müssen, und zum anderen, kann so vermieden werden, dass der Laserstrahl einen der Spiegel zum Teil verlässt, falls längere Wege notwendig sein sollten. Der Erste ist ein aktiver piezogesteuerter Spiegel, der zur aktiven Strahlagestabilisierung gehört (vgl. Abschnitt 7.2.3). Der zweite Spiegel ist ebenfalls ein piezogesteuerter Spiegel, da es mit diesem einfacher ist, kleinste Anpassungen im Strahlverlauf einzustellen, als mit den handbetriebenen Spiegeln. Beide Spiegel können sowohl per Hand als auch elektrisch eingestellt werden. Der letzte Spiegel in der Reihe lenkt den Laserstrahl senkrecht nach oben in den Freistrahtransport.

## 7.2.2 Transport-Teleskop

Das Transport-Teleskop zur Strahlaufweitung wird benötigt, um den Laserstrahl optimal vom Laserlabor zur LCB-Quelle zu bringen. Eine größere Strahltaillie bedeutet eine längere Rayleigh-Länge, was wiederum eine kleinere Divergenz zur Folge hat. Somit bleibt der Strahl länger auf einer gleichmäßigen Strahlgröße. Aufgrund der hohen Durchschnichtsleistung des Lasers und der recht kleinen Strahlgröße vor dem Teleskop wird ein Galileo-Teleskop bevorzugt, da dieses, aufgrund der Verwendung einer Konkavlinse, keinen Zwischenfokus besitzt. Außerdem hat ein vergleichbares Kepler-Teleskop für den gleichen Vergrößerungsfaktor eine deutlich längere Baulänge, für den Fall das ein moderater Zwischenfokus auftreten soll [128]. Die Randbedingungen für den Vergrößerungsfaktor werden durch die verwendeten 2-Zoll-Umlenkspiegel und die Fenster (44 mm

<sup>27</sup>Thorlabs: RLA600/M

<sup>28</sup>Layertec HRs,p(45°,1030-1040nm) > 99.9%; GDD-Rs,p(45°,1030-1040nm)/ < 20fs<sup>2</sup>

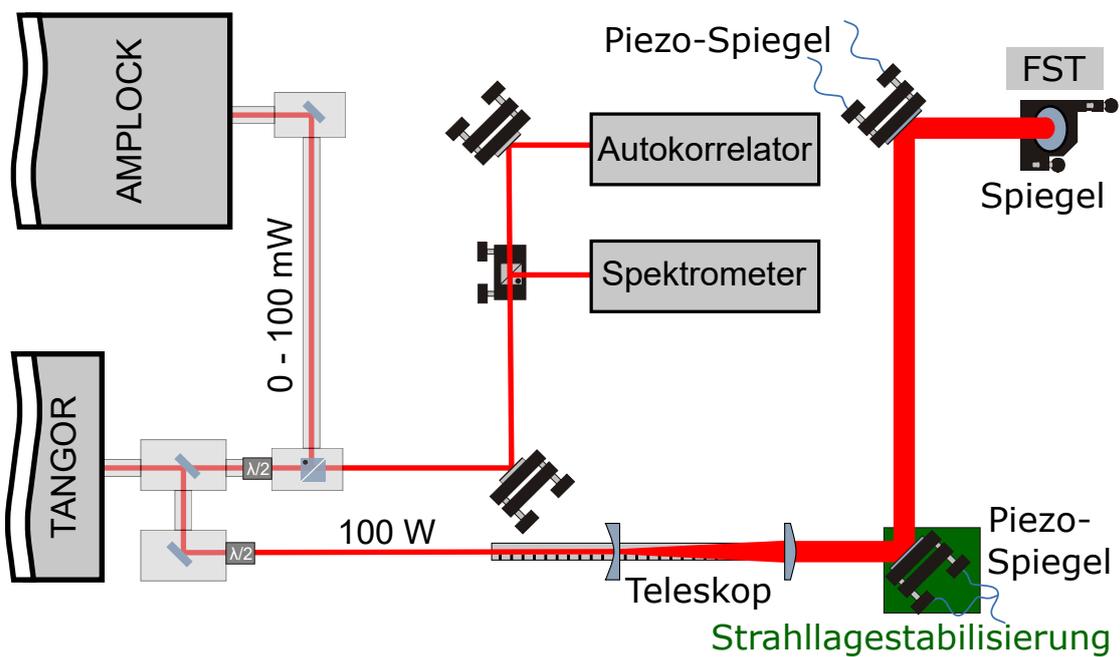


Abbildung 7.16: Schematische Aufbau des optischen Strahlengangs im Laserlabor. Der Laser verläuft vom Lasersystem aus über zwei waagrechte Umlenkspiegel und einen senkrechten Umlenkspiegel, aus der Bildebene zum Betrachter heraus, hinein in den Freistrahtransport. Die beiden waagrecht Spiegel sind Piezo-Spiegel.

---

Sichtdurchmesser) am Ein- und Ausgang des Strahltransports gegeben. Dabei ist zu beachten, dass die Umlenkspiegel  $45^\circ$  zum Strahl stehen, wodurch sich die effektive Größe in der einen Achse verringert. Aufgrund des 3-dimensionalen Charakters des Freistrahltransports werden beide transversale Achsen durch die Umlenkspiegel auf 35,9 mm begrenzt. Entsprechend dem Maß ergibt sich die maximale Apertur entlang des gesamten Lasertransports. Um einen möglichst verlustfreien Transport zu gewährleisten, wurde angenommen, dass der Strahlradius maximal eine  $3\text{-}\sigma$ -Umgebung plus nochmal seiner halben Ausdehnung, d.h.  $\frac{3}{2}\text{-}\sigma$  der Apertur, entsprechen darf. Damit wurden auch eventuelle Schwankungen in der Strahlposition mit einkalkuliert. Somit ergibt sich für die maximale Strahlgröße  $\omega_t = 3,99$  mm, was relativ genau einem Vergrößerungsfaktor von 5, bei einem Ausgangsstrahlradius von  $\omega(L) = 1,59$  mm, entspricht. Aufgrund des vorhandenen Platzes zwischen dem Lasersystem und dem nächsten Umlenkspiegel wurde sich für eine Linsenkomposition aus einer plan-konkaven Linse<sup>29</sup> ( $f_1 = -100$  mm) und einer plan-konvexen Linse<sup>30</sup> ( $f_1 = 500$  mm) entschieden. Die Rayleigh-Länge des Gauß-Strahls nach dem Transport-Teleskop für die resultierende Strahlgröße liegt bei ca. -200 m, womit die Strahlgröße nach dem Freistrahltransport eine nahezu vergleichbare Größe haben sollte. Im Vergleich dazu wäre ohne Vergrößerung durch das Teleskop die Rayleigh-Länge 7,7 m lang.

### 7.2.3 Freistrahltransport zu COBRA am S-DALINAC

Für den Transport des Laserlichts zum Einkopplungspunkt in den S-DALINAC wurde zum Teil ein bestehender Freistrahltransport (FST) aus früheren Arbeiten [84, 130] verwendet. Er wurde aufgebaut, um Laserstrahlen mit hoher Leistung und ohne Bandbreitenvergrößerung, wie in z. B. Lichtleitfasern durch Dispersion, zu transportieren. Der Laserstrahl wird mit insgesamt neun Umlenkspiegeln in Edelstahlrohren<sup>31</sup> transportiert. Die Spiegel befinden sich in zweiseitig zylindrisch ausgefrästen Aluminiumwürfeln. Die Spiegel können von außen verstellt werden. Abbildung 7.17 zeigt einen solchen Spiegel-Würfel. Die Rohre sind mit den Spiegel-Würfeln über ISO-K-100-Vakuumverbindungen fest miteinander verbunden. Für das LCB-Projekt wurde der Freistrahltransport innerhalb der Beschleunigerhalle um zwei weitere Spiegel-Würfel erweitert und erreicht nun zusätzlich den Aufbau der LCB-Quelle. Der alte Strahlverlauf wurde beibehalten, wobei der achte Spiegel im Strahlverlauf in einem T-Stück sitzt. Dieser Spiegel kann jederzeit herausgenommen oder durch einen Strahlteiler ersetzt werden, um entweder den Strahl ausschließlich zu SPIn zu führen oder einen gleichzeitigen Betrieb von SPIn und COBRA zu ermöglichen. Die Umlenkspiegel in den Spiegel-Würfeln wurden durch hochreflektive<sup>32</sup> Spiegel für die Wellenlänge von 1030 nm des neuen Lasersystems ausgetauscht. Das innere Volumen wird mit einer mehrstufigen Wälzkolbenvakuumpumpe<sup>33</sup> auf ein Vakuum von ca.  $1 \cdot 10^{-3}$  mbar gebracht. Der Strahlverlauf ist in Abbildung 7.18 zu sehen. Er führt vom Laserlabor auf der rechten Seite im Bild, über die Experimentierhalle zur Beschleunigerhalle. Somit werden vom Start bis zum Ziel neun Spiegel verwendet, was einen Verlust der Laserstrahlintensität von ca. 0,9% nach sich zieht. Es gibt mehrere Vorteile den Transport des Laserstrahls in einem geschlossenen System im Vakuum durchzuführen. Die im System befindlichen optischen Elemente werden vor Staub und anderen Verunreinigungen geschützt. Dies

<sup>29</sup>Laser Components: AR/AR1030 PLCC-50.8/51.2C 2"

<sup>30</sup>Laser Components: AR/AR1030 PLCX-50.8/257.5C 2"

<sup>31</sup>1.4404 Edelstahl, Maß: 104x2 mm

<sup>32</sup>Layertec HRs,p(45°,1030-1040nm) >99.9%; GDD-Rs,p(45°,1030-1040nm)/ < 20fs<sup>2</sup>

<sup>33</sup>Leybold ECODRY 40 plus

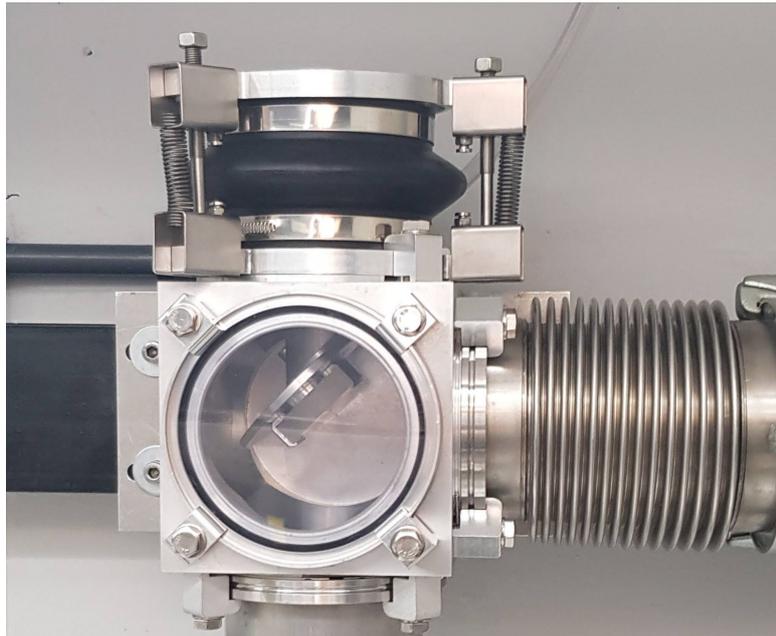


Abbildung 7.17: Fotografie des Spiegel-Würfels, welcher Verwendung findet im Freistrahtransport zur Laserstrahlumlenkung.

hat positive Auswirkungen auf den Strahl selbst, da durch Partikel auf den optischen Elementen Teile des Lichtstrahls gebrochen werden und somit das Strahlprofil negativ beeinflussen. Jedoch führt diese Brechung des Lichts an den Oberflächen der optischen Elemente auch zu erheblich höheren punktuellen Leistungsspitzen, welche zur Beschädigung der optischen Elemente führen kann. Vor allem die Beschichtung, aber auch das verwendete Glasmaterial besitzt eine Zerstörschwelle, welche nicht überschritten werden darf. Ein weiterer Grund für die Verwendung eines Transports im Vakuum sind Fluktuationen in der Luft (aufgrund von Temperaturdifferenzen), welche zu unregelmäßigen Schwankungen im Intensitätsprofil des Laserstrahls führen können. Auch der Laserschutz, insbesondere die Personensicherheit, bedarf einem sicheren Transport der für das Auge unsichtbaren, aber sehr gefährlichen, Infrarotstrahlung, was durch das geschlossene System gewährleistet ist.

#### 7.2.4 COBRA

Der optische Aufbau an der LCB-Quelle selbst wurde, um den Gesamtaufbau möglichst kompakt zu halten, oberhalb der Kopplungskammer und des Interaktionspunkts aufgebaut. Dabei wurden die optischen Elemente auf zwei vibrationsgedämpften Lochrasterplatten (engl. optical breadboards) fixiert (vgl. Abbildung 7.19). Der mechanische Aufbau der Lochrasterplatte innerhalb der LCB-Quelle ist in Abbildung 7.26 dargestellt. Eine schematische Skizze des optischen Aufbaus ist in Abbildung 7.20 dargestellt. Der Laserstrahl verlässt den Freistrahtransport oberhalb der Zeichenebene, aus Richtung des Betrachters, und trifft auf den ersten vertikalen Umlenkspiegel. In diesem optischen Aufbau wird der Laserstrahl insgesamt viermal u-förmig umgelenkt. Dies ist zwingend erforderlich, um die notwendigen Messpunkte für die Strahlagestabilisierung gewinnen zu können.

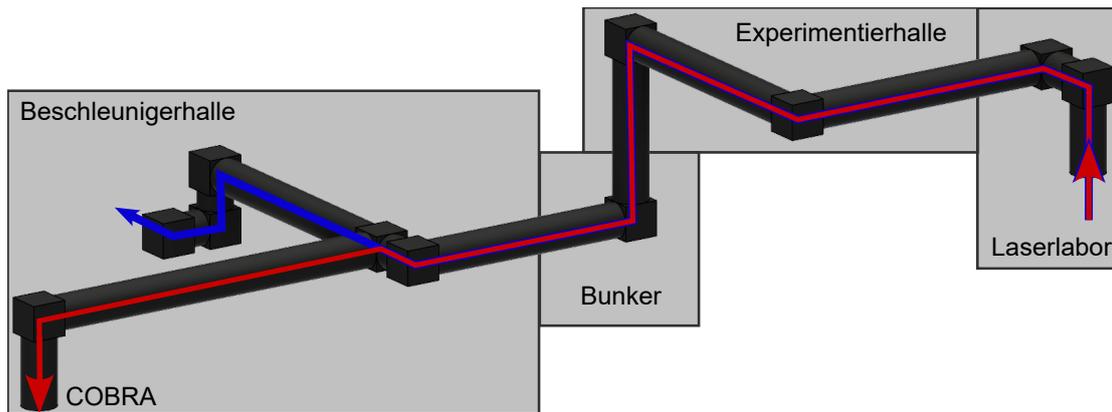


Abbildung 7.18: Darstellung des Verlaufs des Freistrahltransports vom Laserlabor in die Beschleunigerhalle. Der Strahlverlauf für SPIn ist in blau dargestellt, für COBRA in rot. Das System wird Vakuumgepumpt.

Hierzu werden zwei Messpositionen hinter Umlenkspiegeln benötigt, um während des Betriebs eine optimale Stabilisierung der Position und des Winkels zu gewährleisten. Die Messpunkte liegen hierbei hinter dem zweiten und vierten Spiegel. Der dritte Spiegel in Strahlrichtung gehört ebenfalls zur Strahlagestabilisierung und ist dementsprechend piezogesteuert. Der letzte Spiegel musste aufgrund der Positionierung senkrecht oberhalb des Fensters der Kopplungskammer über eine um  $90^\circ$  gedrehte Platte befestigt werden, welche mit den beiden Lochrasterplatten verbunden ist. Zwischen dem dritten und vierten Umlenkspiegel kann erneut ein Galileo-Teleskop aufgebaut werden, um die für den Interaktionspunkt benötigte Strahlgröße (4,26 mm und 8,52 mm) auf dem Parabolspiegel (vgl. Abschnitt 6.2.2), zu erreichen.

Aus Abschnitt 7.2.2 ist bekannt, dass der Strahl, der nach dem Freistrahltransport ankommt, eine Größe von ca. 8 mm angenommen hat. Um nun auf die beiden benötigten Strahlgrößen zu kommen, werden zwei verschiedene Vergrößerungsfaktoren benötigt. Für den kleineren Strahldurchmesser wird ein Vergrößerungsfaktor von  $m \approx 0,53$  und für den größeren von ca. 1,07 benötigt. Da zunächst für die ersten Messungen der Spiegel mit der Durchgangsbohrung von 1,7 mm in die LCB-Quelle eingebaut wurde und der resultierende Strahlradius nach dem Freistrahltransport sehr nah an der benötigten liegt, wurde für eine erste Messung auf ein Teleskop verzichtet. Für eine zweite Messung, um einen kleineren Strahlradius am Interaktionspunkt erreichen zu können, wurde ein Teleskop mit einem Vergrößerungsfaktor von 1,5 aufgebaut. Dabei wurde eine plankokave Linse<sup>34</sup> mit einer Brennweite von  $-100$  mm und eine plankonvexe Linse<sup>35</sup> mit einer Brennweite von 150 mm verwendet.

## 7.2.5 Strahlagestabilisierung

Für die Stabilisierung der transversalen Position des Laserstrahls wird die aktive Strahlagestabilisierung („Compact“ System) der Firma MRC Systems verwendet. Das System bietet laut Datenblatt (vgl. Anhang A.3) die Möglichkeit einer Positionierungsgenauigkeit

<sup>34</sup>Laser Components: AR/AR1030 PLCC-50.8/51.5C 2"

<sup>35</sup>Laser Components: AR/AR1030 PLCX-50.8/77.3C 2"

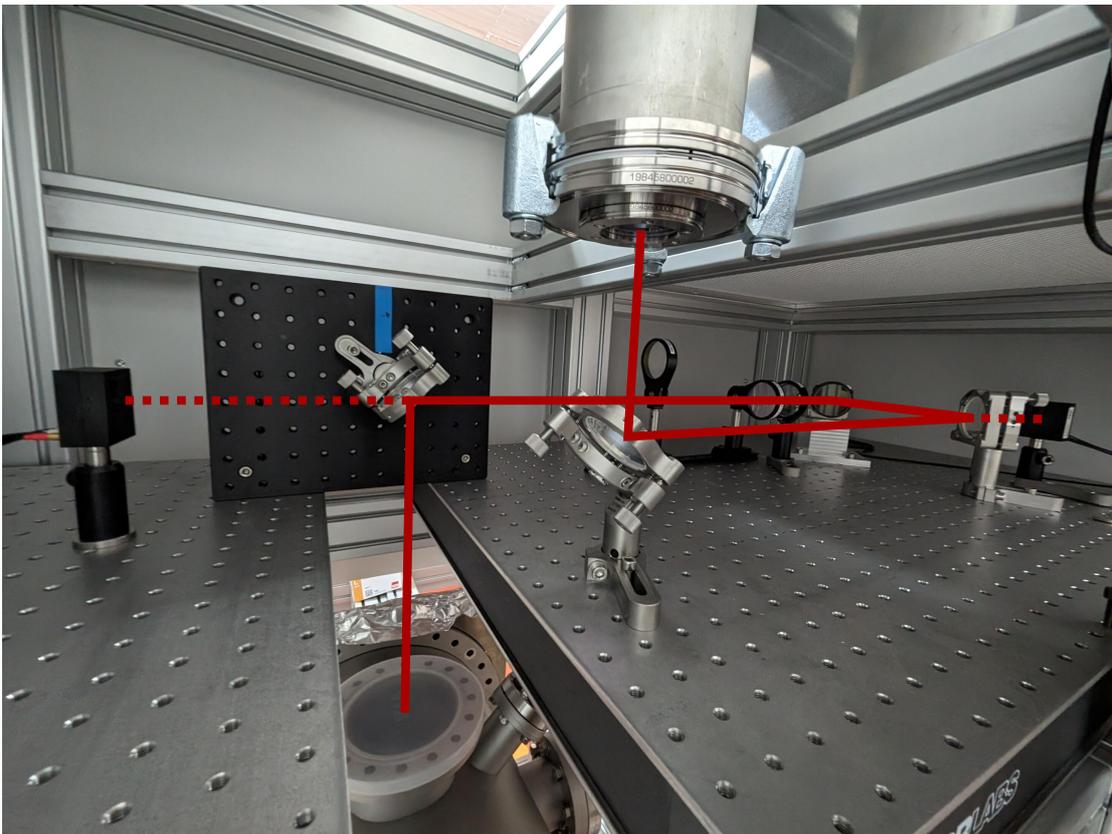


Abbildung 7.19: Fotografie des optischen Strahlengangs an der LCB-Quelle. Der Aufbau befindet sich oberhalb der Kopplungskammer. Der Laserstrahl kommt vom Freistrahltransport von oben auf den ersten Spiegel im Vordergrund und verlässt den Aufbau nach unten in die Kopplungskammer umgelenkt durch den vertikal montierten Spiegelhalter. Der dritte Spiegel im Strahlverlauf ist ein Piezo-Spiegel, der zur Strahlagestabilisierung gehört. Hinter dem zweiten und vierten Spiegel sind jeweils die PSD positioniert. Im hinteren Bereich des Bildes sind Kipphalter für die Linsen des Teleskops zu sehen, somit lässt sich der Vergrößerungsfaktor umschalten.

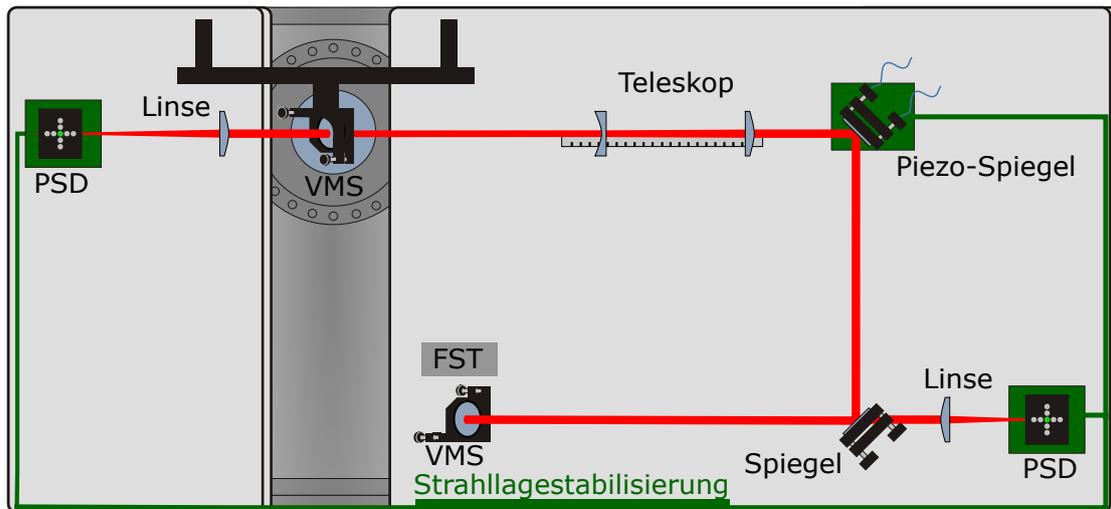


Abbildung 7.20: Schematischer Aufbau des optischen Strahlengangs an der LCB-Quelle. Der Aufbau befindet sich oberhalb der Kopplungskammer. Der Laserstrahl kommt vom Freistrahtransport (FST) aus der Richtung des Beobachters und verlässt den Aufbau in Richtung der Zeichenebene am vertikal montierten Spiegelhalter (VMS).

mit Auflösungen unter  $1\ \mu\text{m}$ . Der schematische Aufbau ist in Abbildung 7.21 dargestellt. Es ist eine 4-Achsen-Konfiguration, die erste Piezo-Spiegel und Positionsensitiver Detektor (PSD) Kombination ist bei der Positionseinstellung zunächst unabhängig vom zweiten Piezo-Spiegel dieser stabilisiert dann mit dem zweiten Detektor den Winkel. Dabei ist zu beachten, dass sich der erste Detektor im Laserlabor und somit ca. 42 m vom ersten PSD entfernt ist. Die verwendeten PSD bieten eine Auflösung von weniger als  $0,5\ \mu\text{m}$  mit einer Wiederholgenauigkeit von  $1,5\ \mu\text{m}$ . Der Strahldurchmesser muss auf dem Detektor größer als  $200\ \mu\text{m}$  sein. Die aktive Fläche ist  $9 \times 9\ \text{mm}^2$  groß. Durch Verwendung von einer Linse zwischen Spiegel und PSD kann der große Strahlradius für den Transport auf die relativ kleine Fläche angepasst werden. Die Piezo-Spiegel haben eine maximale Verkippung von  $4\ \text{mrad}$ , dies entspricht einer Positionsverschiebung in der Länge des Freistrahtransportes von bis zu  $170\ \text{mm}$  bei einer Auflösung von  $3,3\ \text{mrad}$  entsprechend  $140\ \text{nm}$ . Die Elektronik zur Steuerung der Strahlagestabilisierung wurde im Laserlabor platziert.

Ein Test der Strahlagestabilisierung konnte noch nicht durchgeführt werden. Dies liegt hauptsächlich an der Konfiguration, in der das Leck-Licht hinter den Spiegeln verwendet wird. So muss das Lasersystem eine Leistung von  $>10\ \text{W}$  ausgeben. Eine Messung der Strahlposition mit der Strahlprofilkamera ist aufgrund dieser hohen Leistung direkt im Fokus des Parabolspiegels nicht möglich. Die Strahlprofilkamera müsste, wie die PSD hinter einem Spiegel positioniert werden, um mit dem Leck-Licht zu arbeiten. Allerdings gibt der aktuelle Aufbau eine solche Positionierung nicht her.

## 7.2.6 Charakterisierung des Laserstrahls

In diesem Abschnitt wird die Charakterisierung des Laserstrahls nach dem Freistrahtransport und am Interaktionspunkt vorgestellt. Um die Übertragungsqualität des Laserstrahls vom Labor bis an die LCB-Quelle und auch am Interaktionspunkt zu testen, wurden

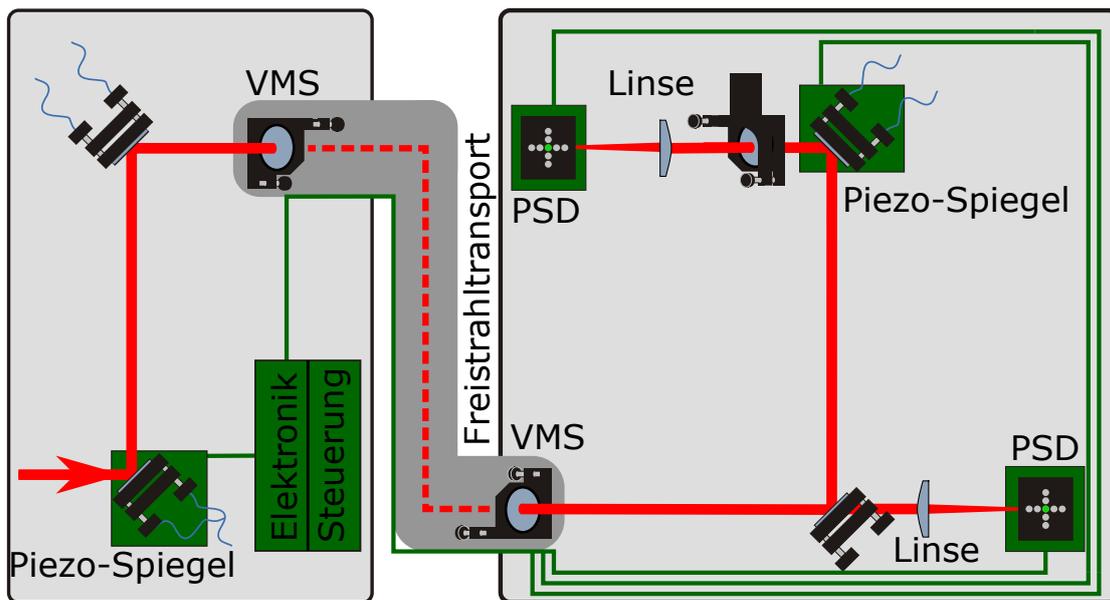


Abbildung 7.21: Schematischer Aufbau der Strahlagestabilisierung. Der erste Piezo-Spiegel ist im Laserlabor direkt hinter dem Laser aufgebaut. Nach dem Freistrahtransport (FST) folgt der erste Positionssensitive Detektor (PSD) und danach der zweite Piezo-Spiegel. Der zweite PSD ist nach dem letzten Umlenkspiegel direkt vor dem Parabolspiegel positioniert. Der relativ große Strahl wird mit Linsen auf die PSD fokussiert.

verschiedene Messungen vorgenommen: Es wurde die Leistung, das Strahlprofil und die Strahlagestabilität gemessen. Für alle Messungen wurde die Leistung am Ausgang des Lasersystems mit dem AOM auf eine Durchschnittsleistung von unter 3 W eingestellt. Höhere Leistungen würden die Messgeräte schädigen.

### Durchschnittsleistung

Zunächst wurde die Leistung gemessen vor und nach dem Freistrahtransport ohne Verwendung des Transport-Teleskops. Die Leistung davor betrug 1,51(2) W und danach 1,45(2) W. Daraus ergibt sich eine Transmission von ca. 96,0(18) %, welche mit der zu Beginn des Abschnitts 7.2 berechneten Transmission von 97,5 % vergleichbar ist. Nach dem Aufbau des Transport-Teleskops wurde die Leistung erneut gemessen. Im Laserlabor wurde eine Leistung von 2,723(26) W gemessen am Interaktionspunkt konnte eine Leistung von 2,531(97) W gemessen werden. Dies ergibt eine Transmission von 92,9(44) %.

### Strahlprofil

Das Strahlprofil wurde ebenfalls an folgenden drei Punkten aufgenommen: direkt nach dem Lasersystem, direkt nach dem Freistrahtransport und am Interaktionspunkt. Die Messung wurde mit einer Strahlprofilkamera<sup>36</sup> gemacht. Die Strahlprofile im Laserlabor,

<sup>36</sup>Ophir Spiricon: BGS-USB3-SP932U

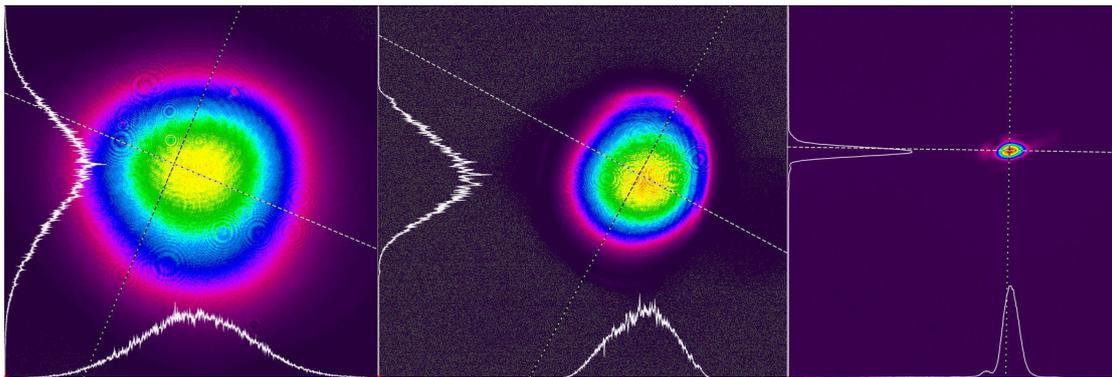


Abbildung 7.22: Laserstrahlprofile (von links nach rechts) im Laserlabor, nach dem Freistrahtransport und am Interaktionspunkt. Es zeigt sich, dass das Profil seine Gauß-Form nahezu unverändert beibehält.

nach dem Freistrahtransport und am Interaktionspunkt sind in der Abbildung 7.22 dargestellt. Es zeigt sich qualitativ, dass das Strahlprofil bis zum Interaktionspunkt erhalten bleibt. In Abbildung 7.23 wird das Strahlprofil in der horizontalen und vertikalen quantitativ dargestellt. Diese Messung wurde wie in Abschnitt 7.2.4 festgestellt zunächst ohne weiteres Teleskop vor dem Parabolspiegel gemessen. Der resultierende Laserstrahlradius auf dem Parabolspiegel bewirkt eine Fokusgröße  $\omega_0$  von  $97,2(3) \mu\text{m}$  in der Horizontalen und  $77,3(3) \mu\text{m}$  in der Vertikalen. In Abbildung 7.24 wurde dann das in Abschnitt 7.2.4 besprochene zusätzliche Teleskop vor dem Parabolspiegel eingesetzt, um die Strahlgröße am Interaktionspunkt auf  $57,1(4) \mu\text{m}$  in der Horizontalen und  $52,6(4) \mu\text{m}$  in der Vertikalen zu verkleinern. Somit konnte gezeigt werden, dass die minimal und maximal angesetzte Strahlgröße am Interaktionspunkt aus Abschnitt 6.2.2 erreicht werden kann. Die zum Teil auftretenden Nebenmaxima entstehen vermutlich durch Beugung an den Spiegelrändern. Dies kann auftreten da der Laserstrahl eine Ausdehnung größer als die angenommene  $3\text{-}\sigma$ -Umgebung hat und sich zusätzlich die Strahlpositionen innerhalb des Freistrahtransportes nicht perfekt im Zentrum der Spiegel befindet. Diese Effekte können durch eine Reduktion der Strahlgröße innerhalb des Freistrahtransportes reduziert werden. Für die erste Inbetriebnahme wird das zunächst jedoch nicht als störend angenommen, sollte jedoch im Hinblick auf höhere Laserleistungen beobachtet werden.

### Strahllagestabilität

Zusätzlich zum Strahlprofil wurde auch die aktuelle Strahllagestabilität am Interaktionspunkt überprüft. Diese wurde, wie in Abschnitt 7.2.5 besprochen, ohne aktive Strahllagestabilisierung gemessen, da dies nur bei voller Leistung des Systems zuverlässig in Betrieb genommen werden kann, dies aber die verwendete Strahlprofilkamera<sup>37</sup> beschädigen würde. Die Messmethode ist vergleichbar mit der aus Abschnitt 7.1.3 besprochenen für die Positionsstabilität. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 7.25 dargestellt. Es zeigt eine Positionsstabilität am Interaktionspunkt von  $4\sigma = 24 \mu\text{m}$ . Damit ist für das Gesamtsystem schon eine relativ hohe Stabilität erreicht, wodurch die zusätzliche aktive Strahllagestabilisierung in der Lage sein sollte die Positionsstabilität weiter zu verbessern.

<sup>37</sup>Ophir Spiricon: BGS-USB3-SP932U

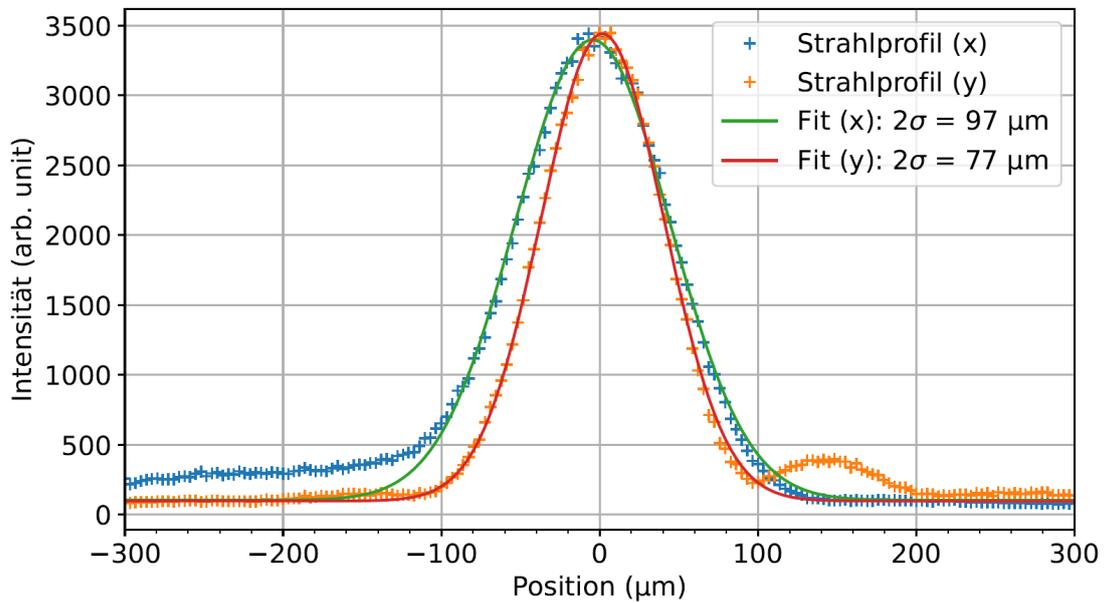


Abbildung 7.23: Maximales Laserstrahlprofil am Interaktionspunkt. Das Strahlprofil wurde ohne zusätzliches Teleskop am LCB-Aufbau erzeugt.

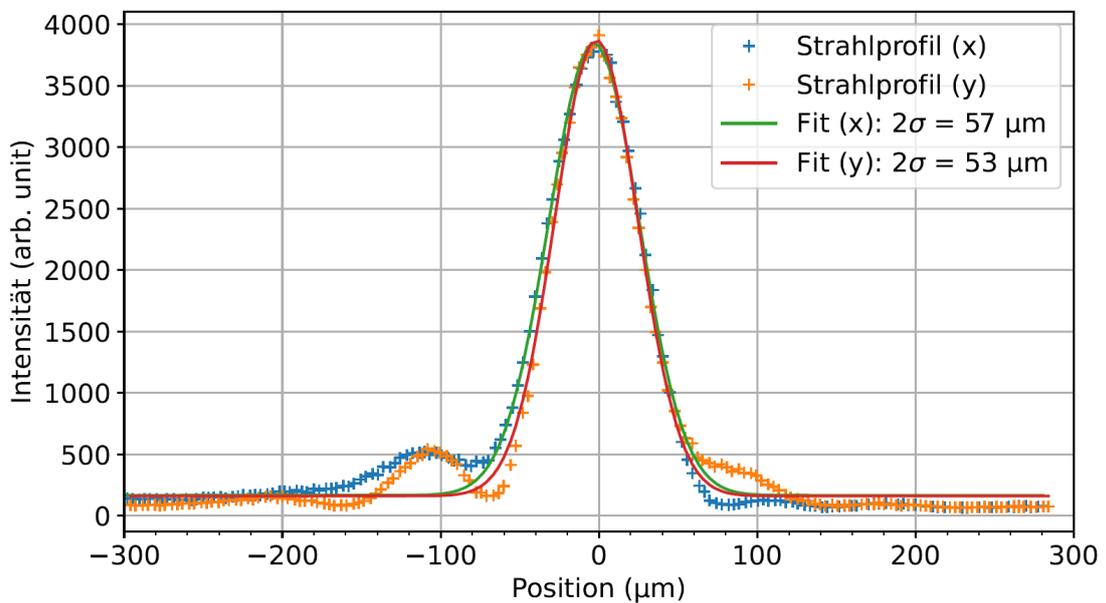


Abbildung 7.24: Minimales Laserstrahlprofil am Interaktionspunkt. Das Strahlprofil wurde mit zusätzlichem Teleskop am LCB-Aufbau erzeugt.

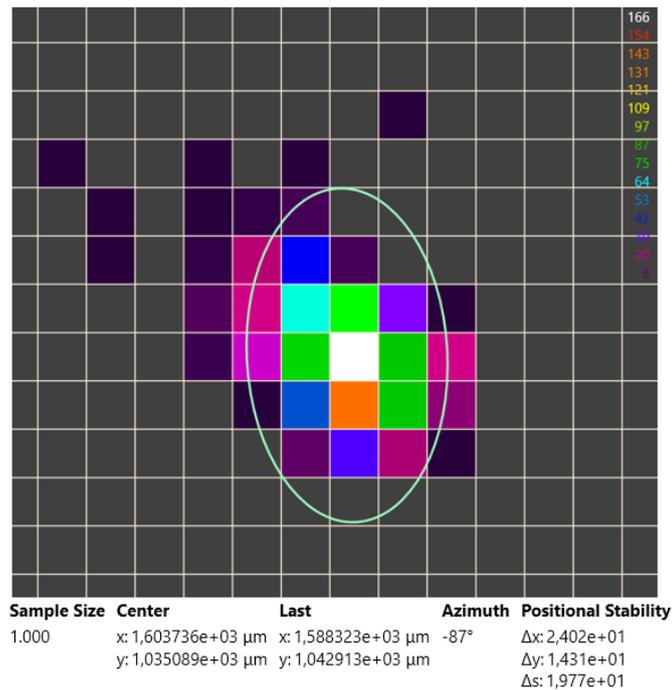


Abbildung 7.25: Darstellung der Strahlagestabilität am Interaktionspunkt. Die Farbdarstellung zeigt die Anzahl der Ereignisse pro Feld. Die Ellipse stellt den Fit für die Bestimmung der Positionsgenauigkeit dar.

## 7.3 Aufbau und Inbetriebnahme von COBRA

Der Aufbau und die spätere Inbetriebnahme teilt sich in zwei Arbeitsbereiche auf. Zum einen die mechanische Justage vor Ort im Vorfeld des Betriebs. Zum anderen kann die Laserposition und Elektronenstrahlposition bei Strahlbetrieb des S-DALINAC elektronisch im Kontrollraum angepasst werden.

### 7.3.1 COBRA-Aufbau und Justage der Komponenten

In Abbildung 7.26 ist eine Fotografie des fertigen Aufbaus der COBRA-Quelle dargestellt. Zu sehen ist das ankommende Rohr des Freistahltransport oberhalb des zweistöckigen Aufbaus. An dieser Stelle ist auch der letzte Spiegel-Würfel positioniert. Hierüber wird der Laserstrahl zum Aufbau geführt. Direkt unterhalb des Freistahltransport befindet sich das Reinstluftmodul, um die Laserkomponenten vor Staub zu schützen. In der oberen Etage sind dann die optischen Elemente, wie in Schema Abbildung 7.20 zu sehen. In der Etage darunter ist die Kopplungskammer verstellbar gelagert. Beim Aufbau der Vakuumkammern wurde darauf geachtet, dass diese passend zur Elektronenstrahlachse positioniert sind. Hierzu wurden von außen Linienlaser verwendet, welche über Markierungen an den Wänden der Beschleunigerhalle auf die Gerade der dritten Rezirkulationsbahn ausgerichtet wurden. Es wurden dabei zwei Linienlaser für die Vertikale verwendet und ein

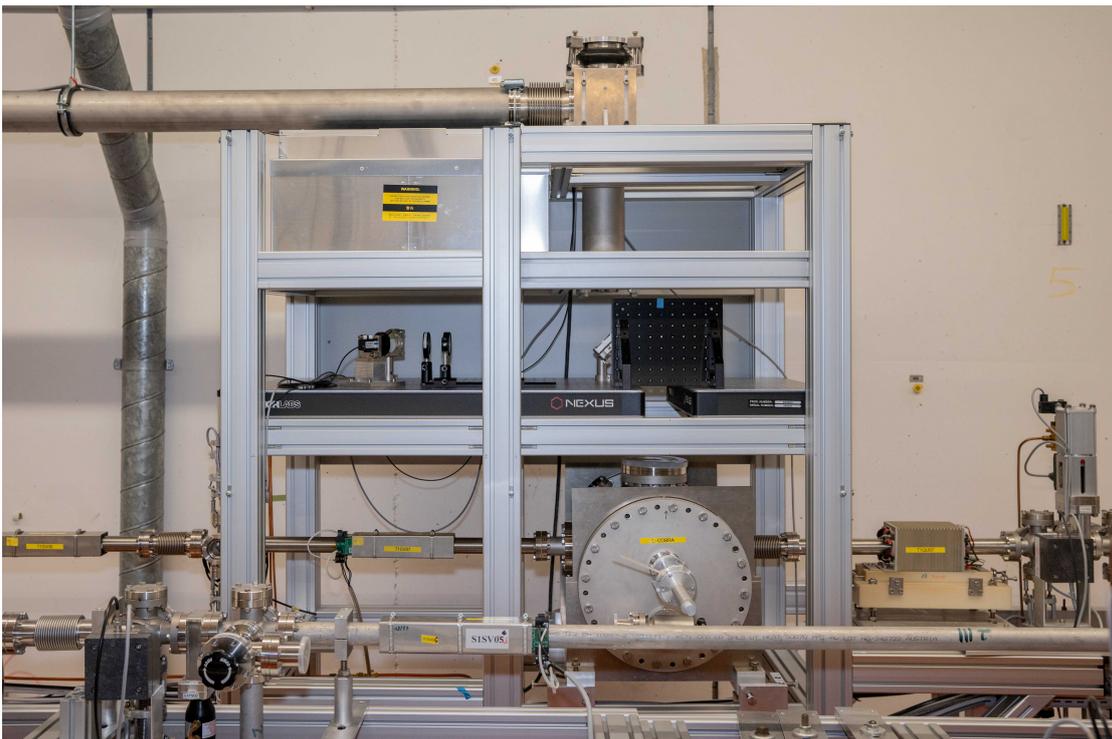


Abbildung 7.26: Fotografie des LCB-Aufbaus COBRA. Zu sehen sind die beiden Etagen: die obere für die Laserpositionierung und Strahlgrößen Anpassung, die untere für die Kopplungskammer und den Interaktionspunkt. Der Laserbereich kann durch Paneele abgeschottet werden. Eine Flowbox sorgt für eine saubere Umgebung auf den Lochrasterplatten. Der Elektronenstrahl kommt von links.

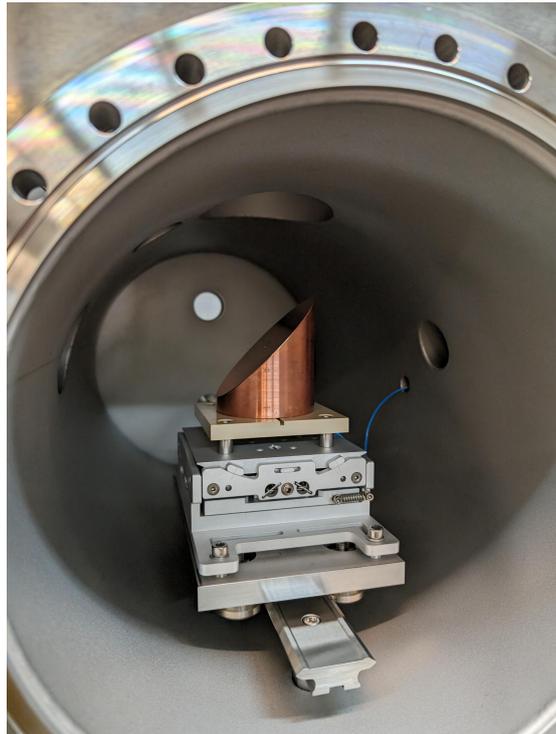


Abbildung 7.27: Fotografie des Inneren der Kopplungskammer von COBRA. Zu sehen ist der Off-Axis-Parabolspiegel aus Kupfer auf einer isolierenden Trägerplatte aus PEEK. Der Spiegel kann über den 5-Achsentisch eingestellt werden und durch die Linearschiene wahlweise aus dem Strahlengang der Elektronen entfernt werden.

Linienlaser für die Horizontale. Im Inneren des Strahlrohrs und der beiden Kammern wurde ein Punktlaser ausgerichtet. Dieser wird über die Linienlaser ausgerichtet. Einkoppelt werden kann der Punktlaser an jeder beliebigen Stelle vor der LCB-Quelle. Hierzu muss lediglich ein Vakuumbalg oder ein kleines Strahlrohrstück entfernt werden. Der Punktlaser kennzeichnet dann die Sollbahn der Elektronen. Anhand dieser verschiedenen Referenzpunkte kann nun die Kopplungskammer und die Kammer am Interaktionspunkt in der Vertikalen und Horizontalen ausgerichtet werden. Die Halterung für die Ausrichtung ist in Abbildung 7.26 zu sehen. Dabei wurden auch die Beryllium-Schirme positioniert. Im nächsten Schritt wurde die Position des Parabolspiegels mit Hilfe des 5-Achsentischs (vgl. Abbildung 7.27)) innerhalb der Kopplungskammer auf den Punktlaser ausgerichtet. Dadurch liegt die Spiegel-Bohrung exakt auf der Soll-Achse der Elektronen. Im Anschluss daran wurde der LCB-Laser angeschaltet und durch Rotation des Parabolspiegels die Position des LCB-Lasers auf dem Schirm am Interaktionspunkt eingestellt. Diese Voreinstellung kann im Betrieb durch die äußeren Piezo-Spiegel feinjustiert werden. Wenn alles einjustiert ist, kann die Kopplungskammer geschlossen werden und das System ist für den Betrieb einsatzbereit.

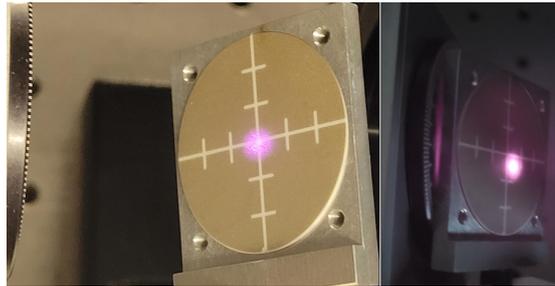


Abbildung 7.28: Fotografie des Beryllium-Schirms während des Beschusses mit dem Laser, der mit einer durchschnittlichen Leistung von  $300 \mu\text{W}$  betrieben wurde. Im linken Bild wurde der Schirm von vorne beleuchtet, im rechten Bild von hinten. Es ist in beiden Fällen ein deutlicher Strahlfleck zu erkennen.

### 7.3.2 Schirm Test

Für eine spätere Justage der beiden Strahlachsen ist es unerlässlich, den Laserstrahlfleck auf den verwendeten Beryllium-Schirmen detektieren zu können. Deshalb wurde ein Test mit diversen am S-DALINAC verwendeten Kameras und auch mit speziell für den Aufbau erworbenen Kameras<sup>38</sup> durchgeführt. Alle zeigten ein zu Abbildung 7.28 vergleichbares Bild des Laserstrahls. Es musste für beide Seiten des Schirms getestet werden, da der Laserstrahl am Ort des Spiegels den Schirm von vorne, am Interaktionspunkt hingegen von hinten trifft. Die Kameras detektieren aber in beiden Fällen das Bild der Vorderseite des Beryllium-Schirms.

### 7.3.3 Ablauf finale Inbetriebnahme

Bei der finalen Inbetriebnahme sollte sichergestellt werden, dass die in Abschnitt 7.3.1 vorgenommenen Positionierungen noch gültig sind. Dies lässt sich am einfachsten mit einem Punktlaser entlang der Elektronenstrahlachse testen, mit dessen Hilfe die Soll-Achse der Elektronen eingestellt und dementsprechend alle Komponenten: Target am Interaktionspunkt, Target und Parabolspiegel in Kopplungskammer und Detektor auf einer Geraden liegen. Wenn dies sichergestellt ist kann im nächsten Schritt das Zentrum des Elektronenstrahls auf das jeweilige Zentrum der beiden Beryllium-Schirme positioniert werden. Für die Positionierung des Elektronenstrahls ist es besonders wichtig die vorher definierte<sup>39</sup> Soll-Achse zu treffen, damit sichergestellt ist, dass sich der LEPS in gerader Linie zur Ausbreitungsrichtung der Photonen und somit im Zentrum des Photonenflusses befindet. Abweichungen in dieser Achse können große Auswirkungen auf den gemessenen Photonenfluss haben. Der Laserstrahl kann dann anschließend über die Piezo-Spiegel der Strahlagestabilisierung ebenfalls am Interaktionspunkt auf das Zentrum justiert werden. Ist der Elektronenstrahl und der Laserstrahl auf der richtigen Position können die Leistung des Lasers und der Elektronenstrahlstrom erhöht werden.

<sup>38</sup>FLIR Blackfly S Mono 12MP, BFS-PGE-120S4M-CS

<sup>39</sup>Die Soll-Achse wird definiert durch die beiden Punkte: den Interaktionspunkt und die Durchbohrung des Parabolspiegels



---

## 8 Zusammenfassung und Ausblick

---

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung und der Aufbau einer laser-getriebenen Compton-Rückstreuquelle zur Strahldiagnose am S-DALINAC. Dies soll außerdem den Start von einer Weiterentwicklung von Compton-Rückstreuquellen an ERLs darstellen. Das Projekt besteht aus unterschiedlichen Aspekten der Elementarteilchen-, Beschleuniger- und Laserphysik. Auch viele technische Entwicklungen waren im Detail für die Umsetzung nötig. Zu Beginn der Arbeit stand die Ausarbeitung eines Antrags im Rahmen des DFG-Förderprogramms „Forschungsgroßgeräte“ nach Art. 91b GG und eine anschließende europaweite Ausschreibung im Vordergrund der Arbeit. Das Lasersystem bildete dabei das zentrale Großgerät und wurde ergänzt durch Zubehör, entsprechend dem hier vorgestellten Aufbau. Für den Antrag und die Entwicklung wurden die notwendigen Aspekte der Compton-Rückstreuung in einem Programm (u. a. BW-Flux-Code) zusammengefasst, um eine umfangreiche Parameteranalyse zu erstellen. Aus diesen gewonnenen Erfahrungen konnte ein geeignetes Lasersystem (1030 nm Wellenlänge und 100 W Durchschnittsleistung) ausgewählt werden, welches anschließend im Rahmen dieser Arbeit charakterisiert wurde. Dabei wurde das Lasersystem in einem etwa 45 m entfernten Laserlabor aufgebaut. Um die Laserstrahlung zu COBRA verlustfrei transportieren zu können, wurde der bereits vorhandene Freistrahtransport von SPIn auf das neue Lasersystem und den Ortswechsel innerhalb der Beschleunigerhalle angepasst. Das fertige System kann nun mit wenigen Modifikationen die Photoelektronenquelle SPIn und die LCB-Quelle COBRA erreichen, womit in Zukunft ein Betrieb beider Quellen mit demselben Lasersystem möglich wird. Die weiteren Arbeiten beinhalteten das Design des Wechselwirkungspunkts, mit der Fragestellung der Einkopplung des Laserstrahls auf die Strahlachse der Elektronen. Hier wurde sich für ein gut umsetzbares, robustes aber doch flexibles Design entschieden. Dieses soll erste Messungen der Strahlenergie ermöglichen und möglichst viel Anpassungspotenzial liefern. Die gewählte Geometrie der Frontalkollision spielt dabei eine zentrale Rolle, führt es doch zur Maximierung der Parameter Photonenfluss und Energie, bei gleichzeitig vereinfachter Analyse der Diagnosedaten. Die COBRA-Quelle wurde dabei so kompakt entworfen, dass sie grundsätzlich zunächst unabhängig vom Einsatzort am Beschleuniger ist. Die endgültige Position ist durch den Verwendungszweck der COBRA-Quelle und den Platzbedarf des Detektors zur Detektion der gestreuten Photonen bestimmt. So zielt der spätere Betrieb auf eine Diagnose der Elektronenstrahlenergie in einer der Rezirkulationsbahnen ab, um einerseits die Beschleunigerentwicklung voranzutreiben und andererseits eine stetige und nicht-destruktive Kontrolle der Strahlenergie für die durchgeführten Experimente zu ermöglichen.

Um die Machbarkeit des Aufbaus zu verifizieren, wurde neben Simulationen auch kleinere Messungen mit bestimmten Aspekten des Designs durchgeführt. So wurde ein Prototyp des Off-Axis-Parabolspiegels mit Durchgangsbohrung in der Mechanikwerkstatt des Instituts gefertigt und am S-DALINAC getestet, um im späteren Betrieb einen verlustfreien Transport der Elektronen zu gewährleisten. Auch wurde eine Strahlungsuntergrundmes-

---

sung durchgeführt. Diese sollte verifizieren, dass eine Detektion der gestreuten Photonen gegenüber eines potenziell hohen Untergrunds am S-DALINAC möglich ist. Beide Tests konnten mit positiven Ergebnissen den Aufbau der COBRA-Quelle bestärken.

Abschließend wurde in dieser Arbeit der finale Aufbau von COBRA erfolgreich am S-DALINAC in der dritten Rezirkulation installiert. Dabei konnte der optische Aufbau des Lasertransports bis zum Interaktionspunkt charakterisiert werden. Die Ergebnisse zeigen, dass die COBRA-Quelle für eine erste Inbetriebnahme bereit ist. Aufgrund von technischen Problemen am S-DALINAC konnte nach dem Aufbau von COBRA noch keine finale Inbetriebnahme durchgeführt werden. Die ersten Messungen der gestreuten Photonen und damit der Elektronenenergien sollen in der nächsten Strahlzeit durchgeführt werden. Sie sollen zeigen, wie im Wechselspiel zwischen Simulation und experimentellem Nachweis der Strahlung am S-DALINAC im Energiebereich zwischen ca. 28 keV und maximal 180 keV, mit einer Bandbreite von deutlich unter 1 %, die Simulationsergebnisse verifiziert werden und dann eine Optimierung auf entweder Intensität oder Energieschärfe durchgeführt wird.

Die COBRA-Quelle und das zugehörige Lasersystem bieten eine hervorragende Basis für eine zukünftige Weiterentwicklung der Compton-Rückstreuung am S-DALINAC vor allem im Hinblick auf die ERL Entwicklung. Ein nächster Schritt könnte die Entwicklung eines optischen Resonators um den Interaktionspunkt sein, um die Durchschnittsleistung lokal weiter zu erhöhen und somit einen deutlich höheren Photonenfluss zu erhalten, was Diagnosezeiten verkürzen würde. Dies kombiniert mit Szenarien für eine Weiterentwicklung des S-DALINAC unter Realisierung einer ERL-getriebenen LCB-basierten Röntgenquelle, eröffnet ein Nutzer- und Anwendungspotenzial für interdisziplinäre Arbeiten z. B. in Materialforschung, Lebenswissenschaften und Technik. Es könnte daraus eine LCB-Quelle mit intensiver Röntgenstrahlung im Energiebereich zwischen 50 und 200 keV entstehen. Aber auch aktuellere Verbesserungen und Entwicklungen am S-DALINAC führen zu einer Steigerung der Strahlqualität der COBRA-Quelle. So haben laufende Projekte wie die aktive Positionsstabilisierung des Elektronenstrahls [117] oder der Umbau der Photoelektronenquelle [83] (Verbesserung der normierten Emittanz, Pulsung des Elektronenstrahls) einen starken Einfluss.

Auch die Erweiterung des ERL-Betriebs auf die dritte Rezirkulation [90] und der gleichzeitige Betrieb der COBRA-Quelle kann als ein großes Ziel für zukünftige Projekte gesehen werden.

---

# A Anhang

---

## A.1 Technische Zeichnungen

---

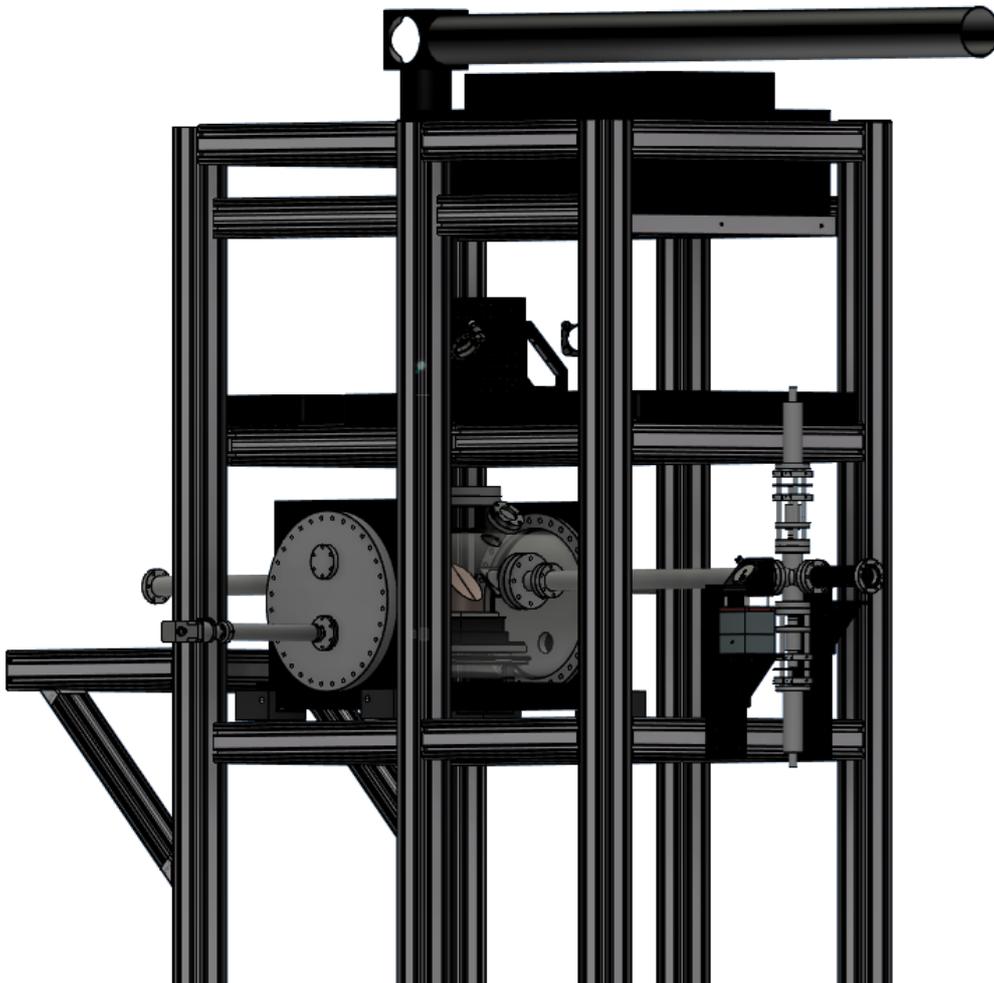


Abbildung A.1: Virtuelles Bild der COBRA-Quelle.

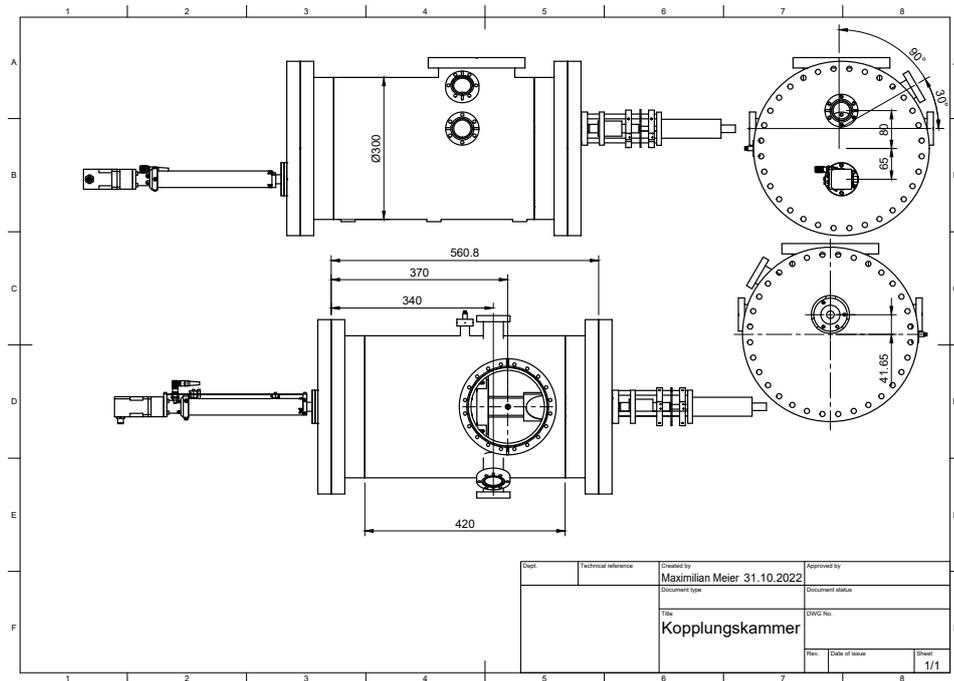


Abbildung A.2: Technische Zeichnung der Kopplungskammer, gefertigt von VAB Vakuum. Maße in Millimeter.

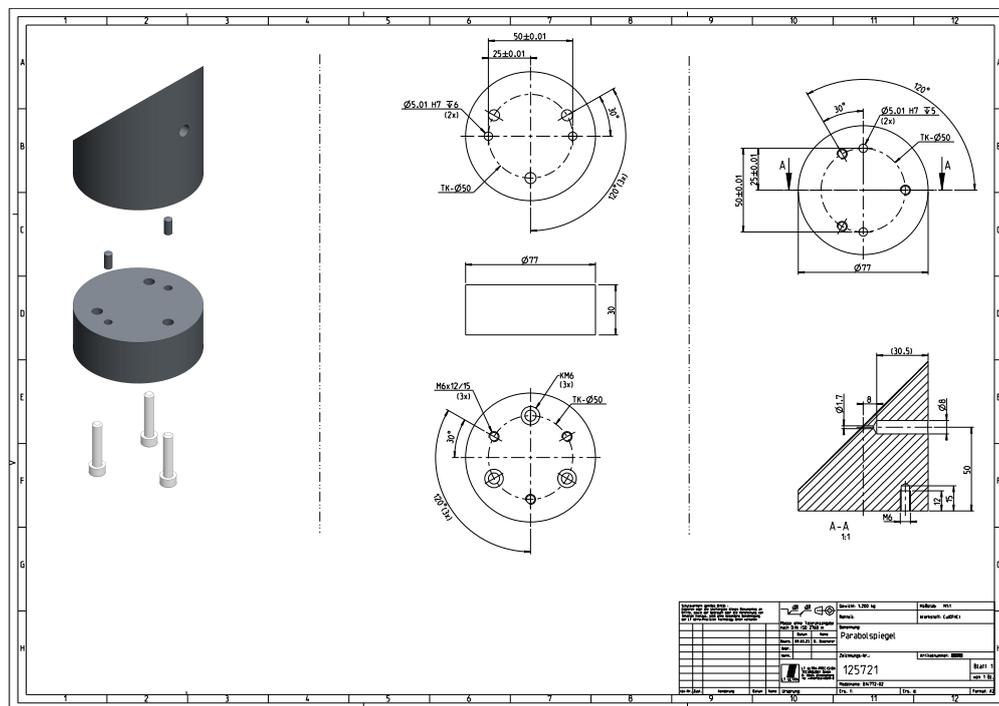


Abbildung A.3: Technische Zeichnung des Off-Axis-Parabolspiegels vom Hersteller LT-Ultra-Precision Technology GmbH. Unten rechts ist die Bohrung von 1,7 mm zu sehen, welche sich kurz hinter der Spiegeloberfläche auf 8 mm erweitert. Maße in Millimeter.

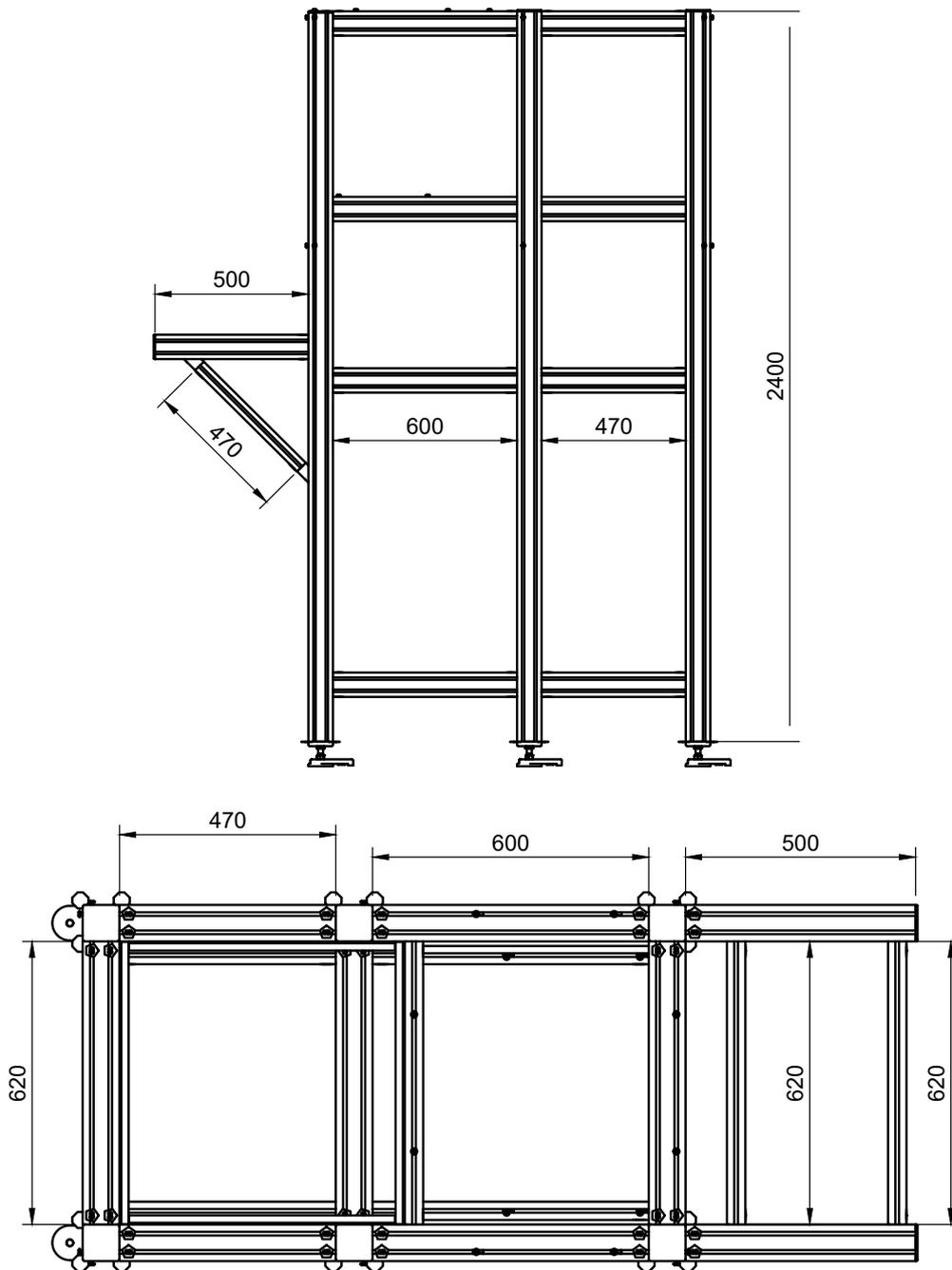


Abbildung A.4: Technische Zeichnung des Aluminiumprofil-Gestells zur Halterung der Kopplungskammer und des Laseraufbaus. Maße in Millimeter.

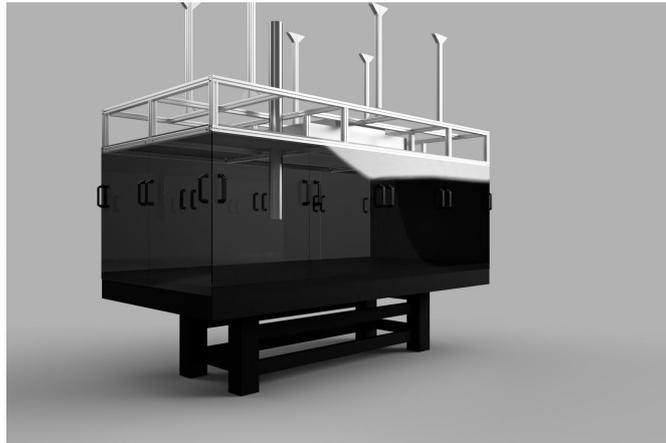


Abbildung A.5: Darstellung der Einhausung des Lasertisches im Laserlabor mit Flowbox. Die Einhausung wurde mit Aluminiumprofilen gebaut und von der Decke abgehängt. Die Umrandung besteht aus Polycarbonatplatten. Die Flowbox ist von der Firma Schilling (SCHILLING ENGINEERING GmbH, Reinstluftmodul-Poti; U15, 1210 x 600 mm (8002.5.335)).

---

## A.2 Datenblatt LEPS: CANBERRA GL0215-7935-7

---

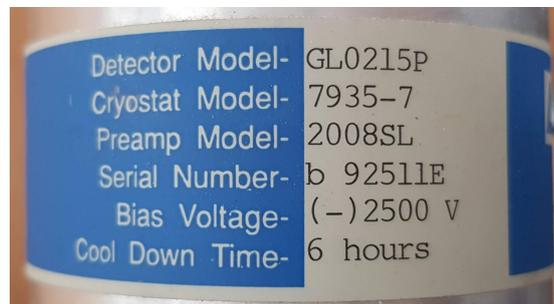


Abbildung A.6: Typenschild des verwendeten Low-Energie Photon Spectrometer von CANBERRA mit der Detektor-Modellnummer: GL0215P, Cryostat Modellnummer: 7935-7, Vorverstärker-Nummer: 2008SL und Seriennummer: b 92511E

**DETECTOR SPECIFICATIONS AND PERFORMANCE DATA**

**Specifications**

Model GL0215-7935-7 Serial Number b 92511E  
(ex 87554C)

The purchase specifications, and therefore the warranted performance, of this detector are as follows :

Energy	5.9 keV	122 keV	
Resolution [eV(FWHM)]	190	495	

Cryostat description or Drawing Number if special : Multi attitude cryostat, type 7935-7

**Physical Characteristics**

Active diameter 16 mm  
 Active area 200 mm<sup>2</sup>  
 Thickness 15 mm  
 Distance from window 5 mm  
 Window thickness .15 μm

**Electrical Characteristics**

Depletion voltage (-1500) Vdc  
 Recommended bias voltage (-2500) Vdc  
 Reset rate at recommended bias 1.2 sec (PO preamp only)  
 Preamplifier test point voltage at recommended bias L Vdc (RC preamp only)

**Resolution And Efficiency**

With amp time constant of 4 μs

Isotope	<sup>55</sup> Fe*	<sup>57</sup> Co	<sup>57</sup> Co		
Energy (keV)	5.9	6.4*	122		
FWHM (eV)	183		488		
FWTM (eV)			901		

Tests are performed following IEEE standard test ANSI/IEEE std325-1986  
 \* Substitutes for <sup>55</sup>Fe in some cases where <sup>55</sup>Fe peaks are not well separated

Tested by : Date : 16 July 1993  
 Approved by : Date : 16 July 1993

Abbildung A.7: Datenblatt des verwendeten Low-Energie Photon Spectrometer von CANBERRA mit der Detektor-Modelnummer: GL0215P, Cryostat Modelnummer: 7935-7, Vorverstärker-Nummer: 2008SL und Seriennummer: b 92511E

---

## A.3 Datenblatt MRC PSD

---

### Spezifikation

Wellenlängenbereich	320 – 1100 nm
Detektionsfläche	9 x 9 mm <sup>2</sup>
Auflösung / Genauigkeit	< 0,5 µm / Gitterstruktur führt zu Wiederholgenauigkeit von 1,5 µm beim Ansteuern eines Zielpunktes
Linearität über Sensorfläche	±3%
Bandbreite	bis 100 kHz, standardmäßig limitiert auf 30 kHz
Empfindlichkeit (Leistung/Pulsenergie)	26 – 1560 µW / 26 – 1560 nJ @ 532 nm, cw / 1 kHz *
Optische Filter in Fach vor Sensor / Abmessung	2 Stück, austauschbar / 11,9 x 11,9 mm <sup>2</sup>
Positions- / Intensitätsanzeige am Gehäuse	LED-Kreuz mit 9 LEDs / LED-Zeile mit 10 LEDs
Minimaler Strahldurchmesser	> 200 µm (für gepulste Laser)**
Signalskalierung der Positionsausgabe	1,20 (± 0,04) mV/µm
Elektrische Leistungsaufnahme	max. 1,2 W (12 V, 110 mA)

11/2021

www.mrc-systems.de

Seite 1

Abbildung A.8: Datenblatt des PSD für die Strahlstabilisierung verwendet vom System der Firma MRC

---

## Literatur

---

- [1] W. H. Bragg und W. L. Bragg. „The reflection of X-rays by crystals“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 88.605 (1913), S. 428–438. DOI: 10.1098/rspa.1913.0040.
- [2] K. Achterhold, M. Bech, S. Schleede, G. Potdevin, R. Ruth, R. Loewen und F. Pfeiffer. „Monochromatic computed tomography with a compact laser-driven X-ray source“. In: *Scientific Reports* 3.1 (2013), S. 1313. DOI: 10.1038/srep01313.
- [3] E. Eggl, S. Schleede, M. Bech, K. Achterhold, S. Grandl, A. Sztrókay, K. Hellerhoff, D. Mayr, R. Loewen, R. D. Ruth, M. F. Reiser und F. Pfeiffer. „X-ray phase-contrast tomosynthesis of a human ex vivo breast slice with an inverse Compton x-ray source“. In: *EPL (Europhysics Letters)* 116.6 (2016), S. 68003. DOI: 10.1209/0295-5075/116/68003.
- [4] R. Behling und F. Grüner. „Diagnostic X-ray sources—present and future“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 878 (2018), S. 50–57. DOI: 10.1016/j.nima.2017.05.034.
- [5] B. Günther, R. Gradl, C. Jud, E. Eggl, J. Huang, S. Kulpe, K. Achterhold, B. Gleich, M. Dierolf und F. Pfeiffer. „The versatile X-ray beamline of the Munich Compact Light Source: design, instrumentation and applications“. In: *Journal of Synchrotron Radiation* 27.5 (2020), S. 1395–1414. DOI: 10.1107/S1600577520008309.
- [6] *Beamline List — SPring-8 Web Site*. URL: [http://www.spring8.or.jp/en/about\\_us/whats\\_sp8/facilities/bl/list/](http://www.spring8.or.jp/en/about_us/whats_sp8/facilities/bl/list/) (besucht am 12.01.2024).
- [7] A. Zilges, D. Balabanski, J. Isaak und N. Pietralla. „Photonuclear reactions—From basic research to applications“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 122 (2022), S. 103903. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2021.103903.
- [8] A. Göök, M. Freudenberger, J. Enders, C. Eckardt, A. Oberstedt und S. Oberstedt. „Photofission Fragment Characteristics of  $^{234,238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$  in the Barrier Region“. In: *Physics Procedia* 59 (2014), S. 42–47. DOI: 10.1016/j.phpro.2014.10.007.
- [9] M. Peck, U. Bonnes, J. Enders, A. Göök, J. Hehner und S. Oberstedt. „Performance of a twin position-sensitive Frisch-grid ionization chamber for photofission experiments“. In: *EPJ Web of Conferences* 239 (2020). Hrsg. von Z. Ge, N. Shu, Y. Chen, W. Wang und H. Zhang, S. 05011. DOI: 10.1051/epjconf/202023905011.
- [10] B. Buras und G. Materlik. „The European synchrotron radiation facility“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 246.1–3 (1986), S. 21–31. DOI: 10.1016/0168-9002(86)90038-0.

- [11] P. F. Tavares, S. C. Leemann, M. Sjöström und Å. Andersson. „The MAX-IV storage ring project“. In: *Journal of Synchrotron Radiation* 21.5 (2014), S. 862–877. doi: 10.1107/s1600577514011503.
- [12] G. Neil, C. Behre, S. Benson, M. Bevins, G. Biallas, J. Boyce, J. Coleman, L. Dillon-Townes, D. Douglas, H. Dylla, R. Evans, A. Grippo, D. Gruber, J. Gubeli, D. Hardy, C. Hernandez-Garcia, K. Jordan, M. Kelley, L. Merminga, J. Mammosser, W. Moore, N. Nishimori, E. Pozdeyev, J. Preble, R. Rimmer, M. Shinn, T. Siggins, C. Tennant, R. Walker, G. Williams und S. Zhang. „The JLab high power ERL light source“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 557.1 (2006), S. 9–15. doi: 10.1016/j.nima.2005.10.047.
- [13] M. Altarelli, R. Brinkmann und M. Chergui. *The European X-ray free-electron laser. Technical design report. Technical design report.* Hamburg, Germany: DESY XFEL Project Group [u.a.], 2007. 630 S.
- [14] V. N. Litvinenko, B. Burnham, M. Emamian, N. Hower, J. M. J. Madey, P. Morcombe, P. G. O’Shea, S. H. Park, R. Sachtshale, K. D. Straub, G. Swift, P. Wang, Y. Wu, R. S. Canon, C. R. Howell, N. R. Roberson, E. C. Schreiber, M. Spraker, W. Tornow, H. R. Weller, I. V. Pinayev, N. G. Gavrilov, M. G. Fedotov, G. N. Kulipanov, G. Y. Kurkin, S. F. Mikhailov, V. M. Popik, A. N. Skrinsky, N. A. Vinokurov, B. E. Norum, A. Lumpkin und B. Yang. „Gamma-Ray Production in a Storage Ring Free-Electron Laser“. In: *Physical Review Letters* 78.24 (1997), S. 4569–4572. doi: 10.1103/PhysRevLett.78.4569.
- [15] H. R. Weller, M. W. Ahmed und Y. K. Wu. „Nuclear Physics Research at the High Intensity Gamma-Ray Source (HIγS)“. In: *Nuclear Physics News* 25.3 (2015), S. 19–24. doi: 10.1080/10619127.2015.1035932.
- [16] K. A. Tanaka, K. M. Spohr, D. L. Balabanski, S. Balascuta, L. Capponi, M. O. Cernaianu, M. Cuciuc, A. Cucoanes, I. Dancus, A. Dhal, B. Diaconescu, D. Doria, P. Ghenuche, D. G. Ghita, S. Kisyo, V. Nastasa, J. F. Ong, F. Rotaru, D. Sangwan, P.-A. Söderström, D. Stutman, G. Suliman, O. Tesileanu, L. Tudor, N. Tsoneva, C. A. Ur, D. Ursescu und N. V. Zamfir. „Current status and highlights of the ELI-NP research program“. In: *Matter and Radiation at Extremes* 5.2 (2020), S. 024402. doi: 10.1063/1.5093535.
- [17] A. Bartnik, N. Banerjee, D. Burke, J. Crittenden, K. Deitrick, J. Dobbins, C. Gulliford, G. H. Hoffstaetter, Y. Li, W. Lou, P. Quigley, D. Sagan, K. Smolenski, J. S. Berg, S. Brooks, R. Hulsart, G. Mahler, F. Meot, R. Michnoff, S. Peggs, T. Roser, D. Trbojevic, N. Tsoupas und T. Miyajima. „CBETA: First Multipass Superconducting Linear Accelerator with Energy Recovery“. In: *Physical Review Letters* 125.4 (2020), S. 044803. doi: 10.1103/physrevlett.125.044803.
- [18] F. Schliessmann, M. Arnold, L. Juergensen, N. Pietralla, M. Dutine, M. Fischer, R. Grewe, M. Steinhorst, L. Stobbe und S. Weih. „Realization of a multi-turn energy recovery accelerator“. In: *Nature Physics* 19.4 (2023), S. 597–602. doi: 10.1038/s41567-022-01856-w.

- 
- [19] T. Akagi, A. Kosuge, S. Araki, R. Hajima, Y. Honda, T. Miyajima, M. Mori, R. Nagai, N. Nakamura, M. Shimada, T. Shizuma, N. Terunuma und J. Urakawa. „Narrow-band photon beam via laser Compton scattering in an energy recovery linac“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 19.11 (2016), S. 114701. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.114701.
- [20] J. Larmor. „LXIII. On the theory of the magnetic influence on spectra; and on the radiation from moving ions“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 44.271 (1897), S. 503–512. DOI: 10.1080/14786449708621095.
- [21] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 1992. DOI: 10.1007/978-3-663-11850-3.
- [22] D. Meschede. *Gerthsen Physik*. 25. Aufl. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015. DOI: 10.1007/978-3-662-45977-5.
- [23] A. Liénard. „Champ électrique et magnétique produit par une charge électrique concentrée en un point et animée d’un mouvement quelconque“. In: *L’éclairage électrique* 16.27 (1898), S. 5–14, 53–59, 106–112.
- [24] J. D. Jackson. *Classical electrodynamics*. 3rd ed. New York: Wiley, 1999.
- [25] W. Duane und F. L. Hunt. „On X-Ray Wave-Lengths“. In: *Physical Review* 6.2 (1915), S. 166–172. DOI: 10.1103/PhysRev.6.166.
- [26] H. Bethe und W. Heitler. „On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons“. In: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* 146.856 (1934), S. 83–112.
- [27] H. W. Koch und J. W. Motz. „Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data“. In: *Reviews of Modern Physics* 31.4 (1959), S. 920–955. DOI: 10.1103/RevModPhys.31.920.
- [28] R. Caciuffo, S. Melone, F. Rustichelli und A. Boeuf. „Monochromators for x-ray synchrotron radiation“. In: *Physics Reports* 152.1 (1987), S. 1–71. DOI: 10.1016/0370-1573(87)90080-9.
- [29] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008. DOI: 10.1007/978-3-540-75282-0.
- [30] J. Thomson. „XXXIV. On momentum in the electric field“. In: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 8.45 (1904), S. 331–356. DOI: 10.1080/14786440409463203.
- [31] A. H. Compton. „A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements“. In: *Physical Review* 21.5 (1923), S. 483–502. DOI: 10.1103/PhysRev.21.483.
- [32] W. Demtröder. *Experimentalphysik* 3. 5. Aufl. Springer-Lehrbuch. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2016. DOI: 10.1007/978-3-662-49094-5.
- [33] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 2. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1994. DOI: 10.1007/978-3-642-57920-2.

- 
- [34] V. B. Beresteckii, E. M. Lifšic, L. P. Pitaevskii und L. D. Landau. *Quantum electrodynamics*. 2. ed., Course of theoretical physics / L. D. Landau and E. M. Lifshitz 4. Oxford: Butterworth-Heinemann, 2008.
- [35] E. Feenberg und H. Primakoff. „Interaction of Cosmic-Ray Primaries with Sunlight and Starlight“. In: *Physical Review* 73.5 (1948), S. 449–469. DOI: 10.1103/PhysRev.73.449.
- [36] T. M. Donahue. „The Significance of the Absence of Primary Electrons for Theories of the Origin of the Cosmic Radiation“. In: *Physical Review* 84.5 (1951), S. 972–980. DOI: 10.1103/PhysRev.84.972.
- [37] C. Jones. *Inverse Compton Scattering of Cosmic-Ray Elektrons*. 1964.
- [38] J. Freund. *Spezielle Relativitätstheorie für Studienanfänger*. Bd. 2884 : Physik, Astronomie. UTB. Zürich, 2007.
- [39] F. Bloch. „Über die Quantenmechanik der Elektronen in Kristallgittern“. In: *Zeitschrift für Physik* 52.7 (1929), S. 555–600. DOI: 10.1007/BF01339455.
- [40] Wilhelm Conrad Röntgen. „Eine neue Art von Strahlen“. In: Würzburg: Verlag und Druck der Stahel’schen K. Hop und Universitäts-, Buch- und Kunsthandlung, 1895.
- [41] E. Esarey, S. K. Ride und P. Sprangle. „Nonlinear Thomson scattering of intense laser pulses from beams and plasmas“. In: *Physical Review E* 48.4 (1993), S. 3003–3021. DOI: 10.1103/PhysRevE.48.3003.
- [42] S. K. Ride, E. Esarey und M. Baine. „Thomson scattering of intense lasers from electron beams at arbitrary interaction angles“. In: *Physical Review E* 52.5 (1995), S. 5425–5442. DOI: 10.1103/PhysRevE.52.5425.
- [43] O. Klein und Y. Nishina. „Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac“. In: *Zeitschrift für Physik* 52.11 (1929), S. 853–868. DOI: 10.1007/BF01366453.
- [44] C. Sun und Y. K. Wu. „Theoretical and simulation studies of characteristics of a Compton light source“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 14.4 (2011), S. 044701. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.14.044701.
- [45] V. Petrillo, A. Bacci, R. Ben Alì Zinati, I. Chaikovska, C. Curatolo, M. Ferrario, C. Maroli, C. Ronsivalle, A. Rossi, L. Serafini, P. Tomassini, C. Vaccarezza und A. Variola. „Photon flux and spectrum of Compton sources“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 693 (2012), S. 109–116. DOI: 10.1016/j.nima.2012.07.015.
- [46] C. Curatolo, I. Drebot, V. Petrillo und L. Serafini. „Analytical description of photon beam phase spaces in inverse Compton scattering sources“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 20.8 (2017), S. 080701. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.20.080701.
- [47] N. Ranjan, B. Terzić, G. A. Krafft, V. Petrillo, I. Drebot und L. Serafini. „Simulation of inverse Compton scattering and its implications on the scattered linewidth“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 21.3 (2018), S. 030701. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.21.030701.

- [48] R. Hajima und M. Fujiwara. „Narrow-band GeV photons generated from an X-ray free-electron laser oscillator“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 19.2 (2016), S. 020702. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.19.020702.
- [49] C. Møller. „GENERAL PROPERTIES OF THE CHARACTERISTIC MATRIX IN THE THEORY OF ELEMENTARY PARTICLES I“. In: *MATEMATISK-FYSISKE MEDDELELSER, KØBENHAVN* 23.1 (1945).
- [50] W. Middelkoop und A. Schoch. *Interaction rate in colliding beam systems*. CERN Internal Report CERN-AR-Int-SG-63-40. 1963.
- [51] T. Suzuki. *General formulae of luminosity for various types of colliding beam machines*. KEK-76-3. 1976.
- [52] R. Klein, T. Mayer, P. Kuske, R. Thornagel und G. Ulm. „Beam diagnostics at the BESSY I electron storage ring with Compton backscattered laser photons: measurement of the electron energy and related quantities“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 384.2 (1997), S. 293–298. DOI: 10.1016/S0168-9002(96)00899-6.
- [53] R. Klein, P. Kuske, R. Thornagel, G. Brandt, R. Görgen und G. Ulm. „Measurement of the BESSY II electron beam energy by Compton-backscattering of laser photons“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 486.3 (2002), S. 545–551. DOI: 10.1016/S0168-9002(01)02162-3.
- [54] N. Y. Muchnoi, S. A. Nikitin, V. N. Zhilich und B. S. Ras. „Fast and Precise Beam Energy Monitor Based on the Compton Backscattering at the VEPP-4M Collider“. In: *Proc. of EPAC*. EPAC. Edinburgh, Scotland, 2006.
- [55] C. Sun, J. Li, G. Rusev, A. P. Tonchev und Y. K. Wu. „Energy and energy spread measurements of an electron beam by Compton scattering method“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 12.6 (2009), S. 062801. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.12.062801.
- [56] C. Lorey und A. Meseck. „Investigation of Polarization Dependent Thomson Scattering in an Energy-Recovering Linear Accelerator on the Example of MESA“. In: *Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference IPAC2022* (2022). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2022-TUPOPT050.
- [57] C. Lorey und A. Meseck. „Numerical studies of Thomson backscattering at MESA“. In: *Proceedings of the 14th International Particle Accelerator Conference IPAC2023* (2023). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2023-TUPL161.
- [58] F. Hug, K. Aulenbacher, S. Friederich, P. Heil, R. Heine, R. Kempf, C. Matejcek und D. Simon. „Status of the MESA ERL Project“. In: *Proceedings of the 63th ICFA Advanced Beam Dynamics Workshop on Energy Recovery Linacs ERL2019* (2020). Hrsg. von M. Atoosa (Ed.), M. Meghan (Ed.), S. R.W. (Ed.) Volker und V. Jens (Ed.), 4 pages, 0.515 MB. DOI: 10.18429/JACOW-ERL2019-MOC0XBS05.

- 
- [59] L. Federici, G. Giordano, G. Matone, G. Pasquariello, P. G. Picozza, R. Caloi, L. Casano, M. P. De Pascale, M. Mattioli, E. Poldi, C. Schaerf, M. Vanni, P. Pelfer, D. Prospero, S. Frullani und B. Girolami. „Backward Compton scattering of laser light against high-energy electrons: the LADON photon beam at Frascati“. In: *Il Nuovo Cimento B Series 11* 59.2 (1980), S. 247–256. DOI: 10.1007/BF02721314.
- [60] H. R. Weller, M. W. Ahmed, H. Gao, W. Tornow, Y. K. Wu, M. Gai und R. Miskimen. „Research opportunities at the upgraded HIγS facility“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 62.1 (2009), S. 257–303. DOI: 10.1016/j.pnnp.2008.07.001.
- [61] H. Ohgaki, T. Noguchi, S. Sugiyama, T. Yamazaki, T. Mikado, M. Chiwaki, K. Yamada, R. Suzuki und N. Sei. „Linearly polarized photons from Compton backscattering of laser light for nuclear resonance fluorescence experiments“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 353.1 (1994), S. 384–388. DOI: 10.1016/0168-9002(94)91681-0.
- [62] A. Ting, R. Fischer, A. Fisher, K. Evans, R. Burris, J. Krall, E. Esarey und P. Sprangle. „Observation of 20 eV x-ray generation in a proof-of-principle laser synchrotron source experiment“. In: *Journal of Applied Physics* 78.1 (1995), S. 575–577. DOI: 10.1063/1.360644.
- [63] I. V. Pogorelsky, I. Ben-Zvi, T. Hirose, S. Kashiwagi, V. Yakimenko, K. Kusche, P. Siddons, J. Skaritka, T. Kumita, A. Tsunemi, T. Omori, J. Urakawa, M. Washio, K. Yokoya, T. Okugi, Y. Liu, P. He und D. Cline. „Demonstration Of  $8 \times 10^{18}$  Photons / Second Peaked At 1.8 Å In A Relativistic Thomson Scattering Experiment“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 3.9 (2000), S. 090702. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.3.090702.
- [64] F. Albert, S. G. Anderson, D. J. Gibson, C. A. Hagmann, M. S. Johnson, M. Messerly, V. Semenov, M. Y. Shverdin, B. Rusnak, A. M. Tremaine, F. V. Hartemann, C. W. Siders, D. P. McNabb und C. P. J. Barty. „Characterization and applications of a tunable, laser-based, MeV-class Compton-scattering  $\gamma$ -ray source“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 13.7 (2010), S. 070704. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.13.070704.
- [65] T. Satogata, K. E. Deitrick, J. R. Delayen, B. R. P. Gamage, C. S. Hopper, G. A. Krafft und R. G. Olave. „Compact Accelerator Design for a Compton Light Source“. In: *Proceedings of the 4th International Particle Accelerator Conference IPAC2013* (2013).
- [66] W. S. Graves, J. Bessuille, P. Brown, S. Carbajo, V. Dolgashev, K.-H. Hong, E. Ihloff, B. Khaykovich, H. Lin, K. Murari, E. A. Nanni, G. Resta, S. Tantawi, L. E. Zapata, F. X. Kärtner und D. E. Moncton. „Compact X-ray source based on burst-mode inverse Compton scattering at 100 kHz“. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 17.12 (2014), S. 120701. DOI: 10.1103/PhysRevSTAB.17.120701.
- [67] K. E. Deitrick, G. A. Krafft, B. Terzić und J. R. Delayen. „High-brilliance, high-flux compact inverse Compton light source“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 21.8 (2018), S. 080703. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.21.080703.

- 
- [68] K. Deitrick, J. Crone, C. Franck, G. Hoffstaetter, V. Kostroun, B. Muratori, H. Owen und K. Smolenski. „A Hard X-Ray Compact Compton Source at CBETA“. In: *Proceedings of the 10th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2019* (2019). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2019-TUPGW085.
- [69] K. Deitrick, G. H. Hoffstaetter, C. Franck, B. D. Muratori, P. H. Williams, G. A. Krafft, B. Terzić, J. Crone und H. Owen. „Intense monochromatic photons above 100 keV from an inverse Compton source“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 24.5 (2021), S. 050701. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.24.050701.
- [70] D. Day, P. Degtiarenko, S. Dobbs, R. Ent, D. Hamilton, T. Horn, D. Keller, C. Keppel, G. Niculescu, P. Reid, I. Strakovsky, B. Wojtsekhowski und J. Zhang. „A conceptual design study of a Compact Photon Source (CPS) for Jefferson Lab“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 957 (2020), S. 163429. DOI: 10.1016/j.nima.2020.163429.
- [71] K. Kawase, M. Kando, T. Hayakawa, I. Daito, S. Kondo, T. Homma, T. Kameshima, H. Kotaki, L.-M. Chen, Y. Fukuda, A. Faenov, T. Shizuma, T. Shimomura, H. Yoshida, R. Hajima, M. Fujiwara, S. Bulanov, T. Kimura und T. Tajima. „Development of a sub-MeV X-ray source via Compton backscattering“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 637.1 (2011), S141–S144. DOI: 10.1016/j.nima.2010.02.042.
- [72] H. Owen, P. H. Williams und S. Stevenson. „Nonequilibrium electron rings for synchrotron radiation production“. In: *Physical Review Letters* 110.15 (2013), S. 154801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.154801.
- [73] A. Richter. „Operational Experience at the S-DALINAC“. In: *Proc. of the 5th EPAC*. EPAC. Bd. 96. Sitges, Barcelona, Spain: IOP Publishing, 1996, S. 110–114.
- [74] 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.
- [75] M. Arnold. „Auslegung, Planung und Aufbau einer dritten Rezirkulation mit ERL-Modus für den S-DALINAC“. Dissertation. TU Darmstadt, 2017.
- [76] M. Arnold, F. Hug, T. Kürzeder und N. Pietralla. „Final Design and Status of the Third Recirculation for the S-DALINAC\*“. In: *Proc. of International Particle Accelerator Conference (IPAC'16)*. International Particle Accelerator Conference. Busan, Korea, JACoW, 2016, S. 1717–1719. DOI: doi : 10.18429/JACoW-IPAC2016-TUPOR026.
- [77] M. Arnold, C. Burandt, C. Eschelbach, R. Grewe, F. Hug, M. Lösler, J. Pforr, N. Pietralla und M. Steinhorst. „First ERL Operation of S-DALINAC and Commissioning of a Path Length Adjustment System“. In: *Proceedings of the 9th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2018* (2018). Hrsg. von S. Todd (Ed.) und S. RW (Ed.) Volker, 4 pages, 1.116 MB. DOI: 10.18429/jacow-ipac2018-thpml087.
- [78] M. Arnold, J. Birkhan, J. Pforr, N. Pietralla, F. Schließmann, M. Steinhorst und F. Hug. „First operation of the superconducting Darmstadt linear electron accelerator as an energy recovery linac“. In: *Physical Review Accelerators and Beams* 23.2 (2020), S. 020101. DOI: 10.1103/PhysRevAccelBeams.23.020101.

- 
- [79] Y. Fritzsche. „Aufbau und Inbetriebnahme einer Quelle polarisierter Elektronen am supraleitenden Darmstädter Elektronenlinearbeschleuniger S-DALINAC“. Dissertation. Darmstadt: TU Darmstadt, 2011.
- [80] Y. Poltoratska, C. Eckardt, W. Ackermann, K. Aulenbacher, T. Bahlo, R. Barday, M. Brunken, C. Burandt, R. Eichhorn, J. Enders, M. Espig, S. Franke, C. Inghaag, J. Lindemann, W. F. O. Müller, M. Platz, M. Roth, F. Schneider, M. Wagner, A. Weber, T. Weiland und B. Zwicker. „Status and recent developments at the polarized-electron injector of the superconducting Darmstadt electron linear accelerator S-DALINAC“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 298 (2011), S. 012002. DOI: 10.1088/1742-6596/298/1/012002.
- [81] M. Herbert. „Electron emission from GaAs photocathodes using conventional and Li-enhanced activation procedures“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2022.
- [82] S. Weih. „Injector Optimization at the Superconducting Darmstadt Linear Electron Accelerator S-DALINAC“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2022.
- [83] M. Herbert, J. Enders, Y. Fritzsche, N. Kurichyanil und V. Wende. „Inverted Geometry Photo-Electron Gun Research and Development at TU Darmstadt“. In: *Proceedings of the 9th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2018* (2018). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2018-THPMK101.
- [84] M. Wagner. „Erzeugung und Untersuchung gepulster polarisierter Elektronenstrahlen am S-DALINAC“. Dissertation. TU Darmstadt, 2013.
- [85] K. Sonnabend, D. Savran, J. Beller, M. Büssing, A. Constantinescu, M. Elvers, J. Endres, M. Fritzsche, J. Glorius, J. Hasper, J. Isaak, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, C. Romig, A. Sauerwein, L. Schnorrenberger, C. Wälzlein, A. Zilges und M. Zweidinger. „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.
- [86] H. Pai, T. Beck, J. Beller, R. Beyer, M. Bhike, V. Derya, U. Gayer, J. Isaak, Krishichayan, J. Kvasil, B. Löher, V. O. Nesterenko, N. Pietralla, G. Martínez-Pinedo, L. Mertes, V. Y. Ponomarev, P.-G. Reinhard, A. Repko, P. C. Ries, C. Romig, D. Savran, R. Schwengner, W. Tornow, V. Werner, J. Wilhelmy, A. Zilges und M. Zweidinger. „Magnetic dipole excitations of  $^{50}\text{Cr}$ “. In: *Physical Review C* 93.1 (2016), S. 014318. DOI: 10.1103/PhysRevC.93.014318.
- [87] A. Göök, C. Eckardt, J. Enders, M. Freudenberger, A. Oberstedt und S. Oberstedt. „Correlated mass, energy, and angular distributions from bremsstrahlung-induced fission of U 234 and Th 232 in the energy region of the fission barrier“. In: *Physical Review C* 96.4 (2017), S. 044301. DOI: 10.1103/PhysRevC.96.044301.
- [88] L. Jürgensen, T. Bahlo, C. Burandt, F. Hug, T. Kürzeder, N. Pietralla, T. Schösser und C. Ungethüm. „A Low Energy Electron-Scrapersystem for the S-DALINAC Injector“. In: *Proceedings of the 5th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2014* (2014). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2014-MOPR0115.

- 
- [89] L. Jürgensen. „Simulation, Design und Aufbau von Elektronen-Scapersystemen für den S-DALINAC“. Master Thesis. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2013.
- [90] F. Schliessmann, M. Arnold, A. Brauch, M. Dutine, M. Fischer, R. Grewe, L. Jürgensen, M. Meier, N. Pietralla und D. Schneider. „Studies on a Triple-Turn Energy-Recovery Mode at the S-DALINAC“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 2687.3 (2024), S. 032023. DOI: 10.1088/1742-6596/2687/3/032023.
- [91] L. Jürgensen. „Entwicklung und Aufbau eines Hochenergie-Elektronen-Scapersystems für den S-DALINAC“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2018.
- [92] K. Lindenberg. „Development and Construction of the Low-Energy Photon Tagger NEPTUN“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2008.
- [93] D. Savran, K. Lindenberg, J. Glorius, B. Löher, S. Müller, N. Pietralla, L. Schnorrenberger, V. Simon, K. Sonnabend, C. Wälzlein, M. Elvers, J. Endres, J. Hasper und A. Zilges. „The low-energy photon tagger NEPTUN“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 613.2 (2010), S. 232–239. DOI: 10.1016/j.nima.2009.11.038.
- [94] A. D’Alessio, P. Von Neumann-Cosel, N. Pietralla, M. Singer und V. Werner. „The QClam-Spectrometer at the S-DALINAC“. In: *Basic Concepts in Nuclear Physics: Theory, Experiments and Applications*. Hrsg. von J.-E. García-Ramos, M. V. Andrés, J. A. L. Valera, A. M. Moro und F. Pérez-Bernal. Bd. 225. Cham: Springer International Publishing, 2019, S. 189–190. DOI: 10.1007/978-3-030-22204-8\_23.
- [95] M. Singer. „Entwicklung und Inbetriebnahme eines neuen Datenaufnahmesystems am QCLAM-Spektrometer“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2020.
- [96] T. Walcher, R. Frey, H.-D. Gräf, E. Spamer und H. Theissen. „High resolution electron scattering facility at the Darmstadt linear accelerator (DALINAC)“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 153.1 (1978), S. 17–28. DOI: 10.1016/0029-554X(78)90612-2.
- [97] M. Singer, U. Bonnes, A. D’Alessio, M. Hilcker, P. Von Neumann-Cosel und N. Pietralla. „New data acquisition system of the Lintott magnetic spectrometer at the S-DALINAC“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 999 (2021), S. 165115. DOI: 10.1016/j.nima.2021.165115.
- [98] F. Schließmann, M. Arnold, M. Dutine und N. Pietralla. „Determination of the Momentum Spread While Running in the ERL Mode at the S-DALINAC\*“. In: *Proceedings of the 8th International Beam Instrumentation Conference IBIC2019* (2019). DOI: 10.18429/JACOW-IBIC2019-TUPP009.
- [99] H. Wiedemann. *Particle accelerator physics*. 4. Edition. New York, NY: Springer Berlin Heidelberg, 2015.

- 
- [100] L. Rivkin, K. Bane, P. Chen, W. Gabella, T. Higo, A. Hofmann, S. Kheifets, T. Knight, W. Linebarger, P. Morton, J. Paterson, T. Raubenheimer, R. Ruth, J. Sheppard, W. Spence, J. Spencer, R. Stege und P. Wilson. „Bunch Lengthening in the SLC Damping Ring“. In: *Conference: 1. European particle accelerator conference, Rome, Italy* (1988).
- [101] M. Dutine, M. Arnold, R. Grewe, L. Jürgensen, N. Pietralla, F. Schließmann und M. Steinhorst. „Concept of a Beam Diagnostics System for the Multi-Turn ERL Operation at the S-DALINAC“. In: *Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference IPAC2022* (2022). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2022-MOPOPT012.
- [102] M. G. Minty und F. Zimmermann. „Correction to: Measurement and Control of Charged Particle Beams“. In: *Measurement and Control of Charged Particle Beams*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2019, S. C1–C1. DOI: 10.1007/978-3-662-08581-3\_13.
- [103] J. Pforr, M. Arnold, T. Bahlo, F. Hug und N. Pietralla. „Emittance measurements with optical transition radiation at the S-DALINAC“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 959 (2020), S. 163540. DOI: 10.1016/j.nima.2020.163540.
- [104] J. Pforr. „Strahldynamik und -diagnose am Energie-rückgewinnenden S-DALINAC“. Dissertation. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2020.
- [105] A. Brauch, M. Arnold, M. Dutine, J. Enders, R. Grewe, L. Jürgensen, N. Pietralla, F. Schließmann und D. Schneider. „Bunch Length Measurement System Downstream the Injector of the S-DALINAC“. In: *Proceedings of the 12th International Beam Instrumentation Conference IBIC2023* (2023). DOI: 10.18429/JACOW-IBIC2023-TUP009.
- [106] M. Meier, J. Enders, M. Arnold und N. Pietralla. „Development of a setup for laser-Compton backscattering at the S-DALINAC“. In: *Proceedings of the 14th International Particle Accelerator Conference IPAC2023* (2023). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2023-TUPL168.
- [107] P. Agostini u. a. „The Large Hadron–Electron Collider at the HL-LHC“. In: *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 48.11 (2021), S. 110501. DOI: 10.1088/1361-6471/abf3ba.
- [108] M. Tigner. „A possible apparatus for electron clashing-beam experiments“. In: *Il Nuovo Cimento* 37.3 (1965), S. 1228–1231. DOI: 10.1007/BF02773204.
- [109] L. Merminga, D. R. Douglas und G. A. Krafft. „HIGH-CURRENT ENERGY-RECOVERING ELECTRON LINACS“. In: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 53.1 (2003), S. 387–429. DOI: 10.1146/annurev.nuc1.53.041002.110456.
- [110] O. Svelto. *Principles of Lasers*. 5. Aufl. Boston, MA: Springer, 2010. DOI: 10.1007/978-1-4419-1302-9.
- [111] T. H. Maiman. „Stimulated Optical Radiation in Ruby“. In: *Nature* 187.4736 (1960), S. 493–494. DOI: 10.1038/187493a0.

- 
- [112] D. Strickland und G. Mourou. „Compression of amplified chirped optical pulses“. In: *Optics Communications* 55.6 (1985), S. 447–449. DOI: 10.1016/0030-4018(85)90151-8.
- [113] Schliessmann, Felix, Jürgensen, Lars, Brauch, Adrian, Meier, Maximilian, Arnold, Michaela, Grewe, Ruben, Pietralla, Norbert, Dutine, Manuel, Fischer, Marco und Schneider, Dominic. „Studies on a triple-turn energy-recovery mode at the S-DALINAC“. In: (2023). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2023-TUPL169.
- [114] M. Dommach. *UHV Guidelines for X-Ray Beam Transport Systems*. 2015.
- [115] *Strahlungsbeständige Kunststoffe | Ensinger*. URL: <https://www.ensingerplastics.com/de-de/technische-kunststoffe-auswahl/strahlungsbestaendigkeit> (besucht am 02.01.2024).
- [116] D. Kemmish. *Update on the technology and applications of polyaryletherketones*. 1. Aufl. Shawbury: iSmithers, 2010.
- [117] D. Schneider, M. Arnold, U. Bonnes, A. Brauch, M. Dutine, R. Grewe, L. Jürgensen, N. Pietralla, F. Schließmann und G. Steinhilber. „Development of an Active Beam-Stabilization System for ElectroFission Experiments at the S-DALINAC“. In: *Proceedings of the 12th International Beam Instrumentation Conference IBIC2023* (2023). DOI: 10.18429/JACOW-IBIC2023-MOP038.
- [118] M. Dutine. „Entwicklung und Test einer Messung der Strahlqualität am S-DALINAC“. Master Thesis. Darmstadt, 2018.
- [119] M. Borland. *ELEGANT: A flexible SDDS-compliant code for accelerator simulation*. LS-287, 761286. 2000, LS-287, 761286. DOI: 10.2172/761286.
- [120] *EPICS - Experimental Physics and Industrial Control System*. URL: <https://epics-controls.org/> (besucht am 14.01.2024).
- [121] D. Billington und J. Crawford. *Radiation Damage in Solids*. Investigations in physics. Princeton University Press, 1961.
- [122] J. Mayer, E. Hoemann, O. Papst, N. Warr, N. Braun, T. Kotthaus und R. Schulze. *HDTV - Nuclear Spectrum Analysis Tool*. Version 18.04.
- [123] D. C. Giancoli. *Physik: Lehr- und Übungsbuch*. 3., erw. Aufl. Physik. München: Pearson Studium, 2011.
- [124] J. H. Hubbell. *Bibliography of photon total cross section (attenuation coefficient) measurements 10 eV to 13.5 GeV*. 1994.
- [125] J. H. Hubbell und S. M. Seltzer. *X-Ray Mass Attenuation Coefficients | NIST*. DOI: <https://dx.doi.org/10.18434/T4D01F>. URL: <https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients> (besucht am 06.01.2024).
- [126] „RADIOLOGICAL HEALTH HANDBOOK.“ In: (1970). DOI: 10.2172/4708654.
- [127] T. Miyachi, Y. Akino, K. Gomi, A. Kusumegi, M. Mishina, H. Okuno, I. Sato, M. Takeda und M. Yoshioka. „Total Absorption Measurements for 450–1000 MeV Photons in Various Materials“. In: *Journal of the Physical Society of Japan* 34.1 (1973), S. 14–17. DOI: 10.1143/JPSJ.34.14.
- [128] H. J. Eichler und J. Eichler. *Laser*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2015. DOI: 10.1007/978-3-642-41438-1.

- 
- [129] W. Demtröder. *Elektrizität und Optik*. 3. Aufl. Experimentalphysik Bd. 2. Berlin: Springer, 2004.
- [130] B. Zwicker. „A position stabilized Titan:Saphir-Lasertransfer for the polarized electron source at the S-DALINAC“. Master Thesis. Darmstadt: Technische Universität Darmstadt, 2011.
- [131] M. Herbert, T. Eggert, J. Enders, M. Engart, Y. Fritzsche, M. Meier, J. Schulze und V. Wende. „Negative electron-affinity activation procedures for GaAs photocathodes at Photo-CATCH“. In: *Proc. 14th International Particle Accelerator Conference TUPA035 (2023)*: 5, S. 1415–1417. DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2023-TUPA035.
- [132] M. Meier, M. Arnold, J. Enders und N. Pietralla. „Proposal for Non-Destructive Electron Beam Diagnostic with Laser-Compton Backscattering at the S-Dalinac“. In: *Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference IPAC2022 (2022)*. DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2022-TUPOPT052.
- [133] M. Meier, M. Arnold, V. Bagnoud, J. Enders, N. Pietralla und M. Roth. „Laser Compton Backscattering Source for Beam Diagnostics at the S-DALINAC“. In: *Proceedings of the 8th International Beam Instrumentation Conference Proc. IBIC'19 (2019)*. DOI: 10.18429/JACOW-IBIC2019-WEPP028.

---

# Abbildungsverzeichnis

---

3.1	Compton-Rückstreuung eines einlaufenden Elektrons von links (blau) mit einem Laser-Photon (rot) . . . . .	11
3.2	Feynman Diagramm der Compton-Streuung . . . . .	16
3.3	Interface des BW-Flux-Code . . . . .	22
3.4	Abhängigkeit der Energiebandbreite der gestreuten Photonen zur Energiebandbreite der Elektronen, Emittanz der Elektronen und Laserbandbreite . . . . .	24
3.5	Vergleich des Verlaufs der Energiebandbreite der gestreuten Photonen . . . . .	24
4.1	Fotografie des S-DALINAC . . . . .	28
4.2	Technische Zeichnung des S-DALINAC . . . . .	30
4.3	Technische Zeichnung der Extraktion des S-DALINAC . . . . .	32
6.1	Schematische Zeichnung der finalen LCB-Quelle am S-DALINAC . . . . .	50
6.2	3D-Modell des Wechselwirkungsbereichs . . . . .	51
6.3	Technische Zeichnung der Off-Axis-Parabel . . . . .	56
6.4	Prototyp der Off-Axis-Parabel . . . . .	57
6.5	Darstellung der geometrischen Emittanz in Abhängigkeit der Betafunktion . . . . .	59
6.6	Darstellung des Verlaufs der Strahleinhüllenden in der Geraden der dritten Rezirkulation für 60 MeV. . . . .	61
6.7	Darstellung des Verlaufs der Strahlradien in der Geraden der dritten Rezirkulation für 99,45 MeV. . . . .	62
6.8	Bandbreite und Photonenfluss der gestreuten Photonen abhängig von Elektronenenergie, Emittanz und Elektronenstrahlradius . . . . .	68
6.9	Bandbreite und Photonenfluss der gestreuten Photonen abhängig von der Quellengröße . . . . .	69
6.10	Bandbreite und Photonenfluss der gestreuten Photonen abhängig vom Kollimationswinkel . . . . .	69
6.11	CAD-Zeichnung des Kalibrationsaufbaus des LEPS . . . . .	72
6.12	CAD-Zeichnung der Abschirmung des LEPS am Detektor-Setup . . . . .	76
6.13	Fotografie der Abschirmung des LEPS am Detektor-Setup . . . . .	77
6.14	Strahlungsuntergrundspektrum am S-DALINAC . . . . .	78
6.15	Strahlungsuntergrundspektrum am S-DALINAC mit Simulation der COBRA-Quelle . . . . .	79
7.1	Schematischer Aufbau des 100-W-Lasersystems TANGOR 100. . . . .	83
7.2	Aufbau des Hauptverstärkers (TANGOR 100). . . . .	85
7.3	Spektrum des TANGOR-100-Lasersystems bei 200 kHz . . . . .	87
7.4	Spektrum des TANGOR-100-Lasersystems bei 1 MHz . . . . .	88
7.5	Puls-zu-Puls-Stabilität der Pulsenergie des TANGOR-100-Lasersystems . . . . .	89
7.6	Langzeitstabilität der Leistung des TANGOR-100-Lasersystems . . . . .	89

7.7	Messung der Pulslänge des TANGOR-100-Lasersystems bei 200 kHz . . . . .	90
7.8	Messung der Pulslänge des TANGOR-100-Lasersystems bei 1 MHz . . . . .	91
7.9	Messung der Beugungsmaßzahl des TANGOR-100-Lasersystems . . . . .	91
7.10	Messung des Strahlprofils des TANGOR-100-Lasersystems . . . . .	92
7.11	Gezeigt ist der zeitliche Verlauf der Positionsstabilität des TANGOR-100-Lasersystems . . . . .	93
7.12	Gezeigt ist der zeitliche Verlauf der Richtungsstabilität des TANGOR-100-Lasersystems . . . . .	94
7.13	Darstellung zum Phasenrauschen . . . . .	95
7.14	Messung des Phasenrauschens des TANGOR-100-Lasersystems . . . . .	96
7.15	Messung des Phasendriffs des TANGOR-100-Lasersystems . . . . .	96
7.16	Schematische Aufbau des optischen Strahlengangs im Laserlabor . . . . .	99
7.17	Fotografie des Spiegel-Würfel aus dem Freistrahtransport . . . . .	101
7.18	Darstellung des Verlaufs des Freistrahtransport . . . . .	102
7.19	Fotografie des optischen Strahlengangs an der LCB-Quelle . . . . .	103
7.20	Schematischer Aufbau des optischen Strahlengangs an der LCB-Quelle . . . . .	104
7.21	Schematischer Aufbau der Strahlgestabilisierung . . . . .	105
7.22	Laserstrahlprofile im Laserlabor, nach dem Freistrahtransport und am Interaktionspunkt . . . . .	106
7.23	Maximales Laserstrahlprofil am Interaktionspunkt . . . . .	107
7.24	Minimales Laserstrahlprofil am Interaktionspunkt . . . . .	107
7.25	Darstellung der Strahlgestabilität am Interaktionspunkt . . . . .	108
7.26	Fotografie des LCB-Aufbaus COBRA . . . . .	109
7.27	Fotografie des Inneren der Kopplungskammer von COBRA . . . . .	110
7.28	Fotografie des Beryllium-Schirms mit Laserstrahl . . . . .	111
A.1	Virtuelles Bild der COBRA-Quelle . . . . .	115
A.2	Technische Zeichnung der Kopplungskammer . . . . .	116
A.3	Technische Zeichnung des Off-Axis-Parabolspiegels . . . . .	116
A.4	Technische Zeichnung des Aluminiumprofil-Gestells. . . . .	117
A.5	Darstellung der Einhausung des Lasertischs im Laserlabor . . . . .	118
A.6	Typenschild des verwendeten LEPS . . . . .	118
A.7	Datenblatt des verwendeten LEPS . . . . .	119
A.8	Datenblatt des PSD für die Strahlstabilisierung . . . . .	120

---

## Tabellenverzeichnis

---

4.1	Elektronenstrahlparameter des S-DALINAC . . . . .	36
6.1	Ergebnisse zur Messung der Elektronenstrahltransmission am Prototypen des Parabolspiegels . . . . .	58
6.2	Design-Laserparameter . . . . .	66
6.3	Optimierte Parameter der LCB-Quelle . . . . .	70
6.4	Kalibrationsquellen . . . . .	73
6.5	Effizienz und Auflösung des LEPS . . . . .	73
7.1	Parameter des TANGOR-100-Lasersystems . . . . .	86

---

# Curriculum Vitae

**Maximilian Georg Meier**

mmeier@ikp.tu-darmstadt.de

## Hochschulbildung

---

**Promotion (Physik)**, Technischen Universität Darmstadt *2018 - 2024*

- Titel der Promotion: „Entwicklung und Aufbau der Laser-getriebenen Compton-Rückstreuquelle COBRA für Strahldiagnose am S-DALINAC“ unter Betreuung von Prof. Dr. Joachim Enders und Prof. Dr. Dr. h.c. mult. Norbert Pietralla
- Mitglied im Graduiertenkolleg „Accelence“ 2128 Accelence
- Mitglied und Sprecher der „Young Researcher“ innerhalb des LOEWE-Schwerpunkts Nukleare Photonik an der TU Darmstadt
- Mitglied in der Helmholtz Graduate School for Hadron and Ion Research (HGS-HIRE)

**Master of Science (Physik)**, Technischen Universität Darmstadt *2015 - 2017*

- Titel der Abschlussarbeit: „Vorbereitungen zur effizienten Erzeugung von stationären Lichtpulsen in einer Hohlleiter“ unter Betreuung von Prof. Dr. Thomas Halfmann

**Bachelor of Science (Physik)**, Technischen Universität Darmstadt *2011 - 2015*

- Titel der Abschlussarbeit: „Stabilisierung eines kommerziellen Systems zur Laserlinienbreitenmessung“ unter Betreuung von Prof. Dr. Thomas Halfmann

## Schulbildung

---

**Abitur** an der Augustinerschule Friedberg *Abschluss in 2011*

---

# Publikationsliste

---

---

## 2023

---

- M. Meier, J. Enders, M. Arnold und N. Pietralla. „Development of a setup for laser-Compton backscattering at the S-DALINAC“. In: *Proceedings of the 14th International Particle Accelerator Conference IPAC2023* (2023). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2023-TUPL168
- M. Herbert, T. Eggert, J. Enders, M. Engart, Y. Fritzsche, M. Meier, J. Schulze und V. Wende. „Negative electron-affinity activation procedures for GaAs photocathodes at Photo-CATCH“. In: *Proc. 14th International Particle Accelerator Conference TUPA035* (2023): 5, S. 1415–1417. DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2023-TUPA035
- F. Schliessmann, M. Arnold, A. Brauch, M. Dutine, M. Fischer, R. Grewe, L. Juerghensen, M. Meier, N. Pietralla und D. Schneider. „Studies on a Triple-Turn Energy-Recovery Mode at the S-DALINAC“. In: *Journal of Physics: Conference Series 2687.3* (2024), S. 032023. DOI: 10.1088/1742-6596/2687/3/032023

---

## 2022

---

- M. Meier, M. Arnold, J. Enders und N. Pietralla. „Proposal for Non-Destructive Electron Beam Diagnostic with Laser-Compton Backscattering at the S-Dalinac“. In: *Proceedings of the 13th International Particle Accelerator Conference IPAC2022* (2022). DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2022-TUPOPT052

---

## 2019

---

- M. Meier, M. Arnold, V. Bagnoud, J. Enders, N. Pietralla und M. Roth. „Laser Compton Backscattering Source for Beam Diagnostics at the S-DALINAC“. In: *Proceedings of the 8th International Beam Instrumentation Conference Proc. IBIC'19* (2019). DOI: 10.18429/JACOW-IBIC2019-WEPP028



---

# Danksagung

---

Mit der letzten Seite möchte ich noch den Personen danken, die mir mit ihrer tatkräftigen Unterstützung während der letzten Jahre im Institut, wie auch in meiner übrigen Freizeit zur Seite gestanden haben!

Zu aller erst bedanke ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Joachim Enders für das Vertrauen und die Unterstützung bei meiner Promotion, welche mich nicht nur im physikalischen Bereich, sondern auch mein Organisationstalent gefordert hat. Auch bei meinem Co-Betreuer Prof. Norbert Pietralla, welcher maßgeblich dafür verantwortlich war, dass ich dieses Projekt übernehmen konnte, möchte ich mich für die stets fordernde Unterstützung, aber auch das Vertrauen in eine erfolgreiche Umsetzung bedanken. Auch die Aufnahme in eine seine und damit zweite AG hat mir viel Unterstützung gebracht. Ebenfalls bedanken möchte ich mich bei der hervorragenden Unterstützung meiner Kollegen der Arbeitsgruppen Enders und Pietralla in vielen Fragen vor allem der Kern- und Beschleunigerphysik betreffend. Einen speziellen Dank möchte ich an Michaela, Yuliya, Jonny, Lars, Ruben, Dominic und Adrian richten, die stets ein offenes Ohr für meine Fragen und Sorgen hatten. Danke Maximilian, Tobias, Vincent, Alexander, Felix und Manuel für die vielen schönen Zeiten und Erinnerungen innerhalb und außerhalb der Büros, vor allem der Dienstreisen! Ihr habt mich mit euren motivierenden Worten durch die letzte Phase meiner Dissertation gebracht.

Auch außerhalb der Arbeitsgruppen möchte ich mich bedanken bei Prof. Vincent Bagnoud, Prof. Reinhold Walser und Gabriel Schaumann. Ein gesonderter Dank geht auch an Marco Brunken für intensive Unterstützung bei der Ausarbeitung des Großgeräte-Antrags und der spätabendlichen Unterhaltungen. Bei Carina, Giovanna, Jessica und dem restlichen administrativen Team bedanke ich mich herzlich für die Hilfe bei Aufgaben im administrativen Bereich. Auch bei den Mitgliedern der mechanischen Werkstatt, der Betriebsgruppe des S-DALINAC und der elektrischen Werkstatt möchte ich mich für die vielen „Last-Minute“ Lösungen bedanken.

Hervorheben möchte ich auch noch das sehr intensive und lehrreiche Internship bei Prof. Atoosa Meseck und Christoph Lorey. Vielen Dank für viele interessante Diskussionen und Gespräche.

Zum guten Schluss gilt mein Dank natürlich noch meinen Freunden und der Familie. Vielen Dank an Marius, Lukas, Steven, Vadim und auch David für die vielen Stunden bei Spiel und Spaß online wie offline! Es ist ein Fest.

Meinem guten Freund Maximilian, seiner Frau und ebenso guten Freundin Carina gilt mein Dank in jeglichen Lebenslagen.

Ein ganz ganz besonderer Dank geht an meine Eltern, Angelika und Ralf und meine Freundin Sabrina für die vielen Jahre der mentalen Unterstützung meines Studiums der Physik mit allen Höhen und Tiefen.

Vielen Dank!

---

Diese Arbeit wurde durch Mittel der DFG (GRK 2128 „AccelencE“, ID 264883531, and Inst163/308-1 FUGG) und dem HMWK (research cluster project ELEMENTS, ID 500/10.006, and research cluster LOEWE „Nuclear Photonics“) unterstützt.

---

## 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 selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Quellen verfasst wurde.

### **§ 9 Abs. 2 PromO**

Die Arbeit hat bisher noch nicht zu Prüfungszwecken gedient.

Darmstadt, 16.01.2024

---

M.G. Meier