

Aufbau der Laseroptik und Charakterisierung lasergenerierter THz-Strahlung für das Split-Ring-Resonator-Experiment bei FLUTE

Masterarbeit von

Matthias Nabinger

an der Fakultät für Physik
Laboratorium für Applikation der Synchrotronstrahlung (LAS)

Erstgutachter: Prof. Dr. Anke-Susanne Müller
Zweitgutachter: Prof. Dr. Marc Weber
Betreuender Mitarbeiter: Dr. Michael Nasse

Dezember 2019 – Februar 2021

Karlsruher Institut für Technologie
Fakultät für Physik
Postfach 6980
76128 Karlsruhe

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Arbeit selbstständig angefertigt, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Änderungen entnommen wurde.

Karlsruhe, 08.02.2021

.....
(Matthias Nabinger)

Als Masterarbeit anerkannt:

.....
(Prof. Dr. Anke-Susanne Müller)

Zusammenfassung

Das Ferninfrarot Linac- Und Test- Experiment (FLUTE) am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) befindet sich derzeit im Aufbau. Hierbei wurde der konzipierte Niedrigenergiebereich der Anlage erfolgreich in Betrieb genommen und beschleunigt seit Mai 2018 Elektronen auf eine Energie von ungefähr 7 MeV.

Als erstes wissenschaftliches Experiment an FLUTE wird das sogenannte Split-Ring-Resonator (SRR)-Experiment aufgebaut, welches eine Weiterentwicklung longitudinaler Diagnostikmethoden zur zeitaufgelösten Untersuchung der beschleunigten Elektronenpakete darstellt. Die verwendete, durch THz-Strahlung getriebene 'Streaking'-Technik verspricht im Vergleich zu alternativen Methoden, die z.B. auf Feldern in Hochfrequenzkavitäten beruhen, ähnlich hohe Auflösungen bis in den Bereich weniger Femtosekunden, während die SRR-Struktur gleichzeitig aufgrund ihrer kleinen Größe flexibler und kosteneffizienter in den Beschleuniger integriert werden kann. Obwohl die longitudinale Ausdehnung der Elektronenpakete zur Zeit noch mehrere Größenordnungen oberhalb der final erreichbaren Zielbunchlänge liegt, verfolgt das SRR-Experiment die Absicht, die prinzipielle Durchführbarkeit der geplanten Streaking-Methode auch für den Vollbetrieb von FLUTE zu bestätigen ('proof-of-principle'). Zum Gelingen des Experiments werden einerseits intensive Terahertz (THz)-Pulse benötigt, welche mit Hilfe eines optischen Aufbaus laserbasiert erzeugt werden. Auf der anderen Seite muss die gesamte Laseroptik von FLUTE den Anforderungen für eine qualitativ hochwertige Photoinjektion der Elektronen genügen, während zur selben Zeit eine effiziente THz-Generierung gewährleistet werden soll.

Innerhalb dieser Masterarbeit wurde daher ein Modul aufgebaut, in dem die bei FLUTE verwendeten Infrarot-Laserpulse mittels optischer Gleichrichtung in den THz-Bereich konvertiert werden. Die erzeugte THz-Strahlung wurde anschließend detailliert charakterisiert, wobei eine Konversionseffizienz von bis zu 0,0265 % gemessen werden konnte. Außerdem wurde die für das SRR-Experiment und die Photoinjektion notwendige Laseroptik komplett neu aufgebaut und justiert. Abschließend konnte im Rahmen einer vorbereitenden Messung die erste Elektronen-generierte THz-Strahlung durch FLUTE nachgewiesen werden.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
1. Einleitung	1
2. Grundlagen	5
2.1. Beschleunigertestanlage FLUTE	5
2.1.1. Aufbau und Eigenschaften	5
2.1.2. Photoinjektor	9
2.2. Prinzip des Split-Ring-Resonator-Experiments	11
2.3. Laserbasierte Erzeugung von THz-Strahlung	14
2.3.1. Optische Gleichrichtung	14
2.3.2. Tilted-Pulse-Front-Methode	16
2.3.3. Verwendete Detektoren für THz-Strahlung	18
3. Laseroptik bei FLUTE	25
3.1. Optischer Aufbau in der Experimentierhalle	25
3.2. Zweck und Funktionsweise der optischen Elemente	30
3.3. Modul zur laserbasierten Erzeugung von THz-Strahlung	41
3.3.1. Komponenten und Design	41
3.3.2. Justage, Messmethodik und Messunsicherheitsbetrachtung	44
4. Messergebnisse zur lasergenerierten THz-Strahlung	49
4.1. Konversionseffizienz	49
4.2. Strahlprofil	56
4.3. Divergenz	61
4.4. Leistungstransport	66
5. Messergebnisse zum Split-Ring-Resonator-Experiment	71
5.1. Zeitlicher Überlapp	71
5.1.1. Koinzidenzmessung	72
5.1.2. Elektronen-generierte THz-Strahlung	74
5.2. Räumlicher Überlapp	75
6. Zusammenfassung und Ausblick	77
Literatur	81
A. Anhang	87
A.1. Fotos	87

A.2. Weitere Messungen	91
A.3. Mitschrift Dr. Zoltan Ollmann	92
Danksagung	99

Abbildungsverzeichnis

2.1.	Überblick über FLUTE	6
2.2.	Komponenten von FLUTE	7
2.3.	Schematischer Aufbau des Lasersystems bei FLUTE	10
2.4.	Prinzip der Funktionsweise des SRR-Experiments	12
2.5.	Prinzip der Tilted-Pulse-Front-Methode	17
2.6.	Aufbau eines pyroelektrischen Detektors	19
2.7.	Mit dem Powermeter THz20 gemessenes THz-Signal	21
2.8.	Defekter Pixelbereich der Pyrocam IV	23
3.1.	Überblick über die wichtigsten Elemente auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle	26
3.2.	Überblick über den Photoinjektor-Arm auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle	28
3.3.	Überblick über den THz-Arm auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle	29
3.4.	Komponenten und Strahlengang im Puls-picker	32
3.5.	Komponenten und Strahlengang im Kompressor	34
3.6.	Komponenten und Strahlengang in der THG-Einheit	36
3.7.	Skizze des Moduls zur laserbasierten Erzeugung von THz-Strahlung bei FLUTE	42
3.8.	Skizze des im THz-Modul verwendeten Lithiumniobat-Kristalls	43
4.1.	Im Reinraum gemessene Leistung der lasergenerierten THz-Strahlung	51
4.2.	In der Experimentierhalle gemessene Leistung der lasergenerierten THz-Strahlung im Vergleich zum Reinraum	55
4.3.	Im Reinraum gemessenes THz-Intensitätsprofil	57
4.4.	Im Reinraum gemessenes THz-Intensitätsprofil im Fokuspunkt eines 100/75-4f-Teleskop-Systems	59
4.5.	Im Reinraum gemessenes THz-Intensitätsprofil im Fokuspunkt eines 200/50-4f-Teleskop-Systems	60
4.6.	Illustration der THz-Strahlprofiländerung im Rahmen der Divergenzwinkelmessung	62
4.7.	Im Reinraum gemessene horizontale und vertikale Strahlradien der lasergenerierten THz-Strahlung inklusive Fitfunktionen	64
4.8.	Skizze und Foto des Testaufbaus zur Untersuchung des THz-Leistungstransports	68
5.1.	Prinzipskizze der Koinzidenzmessung zur Bestimmung des zeitlichen Überlapps	72

5.2.	CAD-Zeichnung zum Prinzip Elektronen-generierter THz-Strahlung bei FLUTE	73
5.3.	Elektronen-generiertes THz-Signal	75
5.4.	Breitbandiges THz-Detektorfeld zur Ermittlung des räumlichen Überlapps	76
A.1.	Fotos des SRR	87
A.2.	Foto des YAG-Schirms	87
A.3.	Fotos der verwendeten THz-Detektoren	88
A.4.	Foto des Aufbaus zum Nachweis Elektronen-generierter THz-Strahlung bei FLUTE	88
A.5.	Fotos des optischen Aufbaus in der Experimentierhalle	89
A.6.	Foto des Quarzstabs	89
A.7.	CAD-Zeichnungen und Foto des THz-Moduls	90
A.8.	Foto der SRR-Vakuumkammer von oben	90
A.9.	Elektronen-generiertes THz-Signal mit und ohne THz-Bandpassfilter . .	91
A.10.	Dokumentation zum Testaufbau der lasergenerierten THz-Strahlung durch Dr. Zoltan Ollmann	97

Tabellenverzeichnis

2.1.	Geplante Parameter von FLUTE	8
2.2.	Parameter des FLUTE Lasersystems	10
2.3.	Vergleich der Eigenschaften typischer nichtlinearer Kristalle	16
3.1.	Messung der Transmission nach der Justage des Puls-pickers	32
3.2.	Messung der Transmissionen nach der Justage der Kompressoren	35
3.3.	Messung der UV-Konversionseffizienz nach der Justage der THG-Einheit	37
4.1.	Verwendete Parameter zur Messung der THz-Konversionseffizienz	50
4.2.	Vergleich der Konversionseffizienzen in Reinraum und Experimentierhalle bei minimaler Pumpimpulslänge	53
4.3.	Fitparameter und -kennzahlen der THz-Strahlprofilmessung im Reinraum	58
4.4.	Fitparameter und -kennzahlen der THz-Strahlprofilmessung im Reinraum mit zwei $4f$ -Teleskopen	61
4.5.	Fitparameter und -kennzahlen der THz-Divergenzmessung im Reinraum	65
4.6.	Transmissionsmessungen der verwendeten THz-Linsen	67
4.7.	Übersicht der Messungen zum THz-Leistungstransport	69

1. Einleitung

Ein Besuch an vielen Flughäfen der Welt, ein Arbeitstag in den Laboren der Polymerproduktion, oder auch ein Blick auf die modernen Medizintechniken der Krebsforschung genügen: Das Interesse sowie die Anwendungsbereiche für THz-Strahlung haben in den letzten Jahren ein stetiges Wachstum erfahren [1–6]. Diese Strahlung, die sich über den Frequenzbereich von ca. 100 GHz bis 10 THz erstreckt, weist aufgrund der korrespondierenden Wellenlängen vor allem interessante Eigenschaften bei der Wechselwirkung mit verschiedensten Materialien auf. Aus diesem Grund rückt die Erforschung und Weiterentwicklung von THz-Strahlungsquellen und -Detektoren zunehmend in den Fokus wissenschaftlicher Arbeiten [7–9]. Neben bspw. Festkörper-Oszillatoren spielen auch Beschleuniger als Quellen für freie Elektronen sowie laserbasierte Emittoren jeweils wichtige Rollen bei der Erzeugung starker Strahlung im THz-Bereich [10, 11].

Beide letztgenannten Methoden zur Bereitstellung von intensiven THz-Pulsen finden derzeit auch Anwendung am Karlsruher Institut für Technologie (KIT). Dort wird gegenwärtig das Ferninfrarot Linac- Und Test- Experiment (FLUTE) aufgebaut, ein Linearbeschleuniger für Elektronen, der u.a. als Testanlage für die Weiterentwicklung von Diagnostikmethoden und -instrumenten in der Beschleunigerphysik konzipiert wurde und viele Experimente mit THz-Strahlung ermöglichen wird. Das Design von FLUTE wurde darauf ausgelegt, diese THz-Strahlung mit Hilfe ultra-kurzer Elektronenpakete (auch englisch: 'Bunche') zu produzieren, deren Länge im Bereich weniger Femtosekunden (fs) liegt. Die vom Beschleuniger generierte THz-Strahlung soll dann zu verschiedensten Zwecken zur Verfügung gestellt werden.

Zur Zeit wird FLUTE im Niedrigenergiebereich betrieben und beschleunigt Elektronen auf eine Energie von bis zu ≈ 7 MeV [12]. Eine zukünftige Projektphase wird darin bestehen, die Elektronen mit einem LINAC¹-Modul zunächst auf ungefähr 41 MeV zu beschleunigen und dann mittels eines Bunchkompressors die Paketlänge der Elektronen in den zur THz-Erzeugung benötigten fs-Bereich zu verkürzen. Das longitudinale Diagnostizieren solcher kurzer Bunche stellt eine herausfordernde Aufgabe dar, deren Bewältigung bis dato nur mit einigen wenigen zur Verfügung stehenden Techniken angegangen werden kann. So können bspw. elektro-optische (EO) Methoden angewandt werden, die zwar den Vorteil einer nicht-destruktiven Diagnostik mit sich bringen, aber hinsichtlich der möglichen longitudinalen Auflösung bis ca. 50 fs limitiert sind [13].

Eine weitere, häufig anzutreffende Variante longitudinaler Diagnostiktechniken bilden transversal ablenkende Strukturen (TDS, englisch: 'Transversal Deflecting Structure'), wie

¹Abkürzung für Linearbeschleuniger, von englisch: 'LINear ACcelerator'.

sie z.B. auch am SLAC² für die Röntgenlaserquelle LCLS³ zum Einsatz kommen [14]. Die TDS-Methodik bedient sich der sogenannten 'Streaking'-Technik, bei der das longitudinale Bunchprofil durch hochfrequente elektrische Felder in die transversale Ebene gedreht und anschließend z.B. an einem Szintillationsschirm ausgelesen werden kann. Die Felder werden standardmäßig durch Hohlaumresonatoren bereitgestellt. Die longitudinale Auflösung ist hierbei im Allgemeinen proportional zur Feldstärke und Streaking-Frequenz der ablenkenden E-Felder [15]. Durch die Verwendung eines gesonderten Hochfrequenzklystrons können vergleichsweise hohe Frequenzen im GHz-Bereich⁴ erzielt werden, so dass die etablierte Methode bis auf wenige (< 10) fs zuverlässig funktioniert. Auf der anderen Seite erfordern die Komponenten viel Platz und können je nach Anforderungsbereich sehr kostspielig sein.

Um daher die Entwicklung einer kompakteren und kosteneffizienteren Streaking-Methode weiter voranzubringen, wird bei FLUTE ein erstes 'proof-of-principle'-Experiment durchgeführt, das Split-Ring-Resonator (SRR)-Experiment [15]. Die grundlegende Idee des Versuchs besteht darin, die Streaking-Frequenz durch einen Übergang vom GHz- in den THz-Bereich zu erhöhen und gleichzeitig große Feldstärken auf kleinem Raum mittels der Verstärkung durch einen Resonator zu erzielen. Dieser Split-Ring-Resonator ist eine kleine Antennenstruktur, in welche hochenergetische THz-Pulse eingekoppelt werden, so dass es zur Ausbildung eines hochfrequenten elektrischen Feldes innerhalb der ca. 20 μm großen Lücke des SRR, eines resonanten Metallrings kommt. Die einzukoppelnden THz-Pulse werden von einem eigens für das SRR-Experiment konzipierten Modul via einer laserbasierten Methode generiert. Der Aufbau des Moduls und die Charakterisierung der lasergenerierten THz-Strahlung bilden den ersten zentralen Bestandteil der vorliegenden Arbeit.

Neben der laserbasierten Erzeugung von THz-Pulsen werden durch das SRR-Experiment weitere Herausforderungen an die Experimentatoren⁵ bei FLUTE gestellt. Zum einen muss eine hinreichende Kontrollierbarkeit der Elektronen gewährleistet werden, um die Teilchen auf die kleine Struktur des SRR fokussieren zu können. Da die Parameter des Elektronenpakets hauptsächlich durch die Beschaffenheit bzw. Qualität der photoinjizierenden Laserpulse festgelegt wird, muss die gesamte Laseroptik auf dem ca. 35 m langen Transportweg besonderen Anforderungen genügen.

Zum anderen ist für ein erfolgreiches Streaking erforderlich, dass sich Elektronenpaket und E-Feld innerhalb der SRR-Lücke nicht nur räumlich, sondern auch zeitlich überlagern. Hierzu wird der Photoinjektionslaser gleichzeitig zur Erzeugung der THz-Pulse verwendet, um die infolgedessen intrinsisch vorliegende Synchronisation beider Komponenten ausnutzen zu können. Damit geeignete Einstellungen zum zeitlichen Überlapp

²Stanford Linear Accelerator Center.

³Linac Coherent Light Source.

⁴Z.B. wird im Fall von LCLS das Klystron im sogenannten 'X band' bei einer Frequenz von $\approx 11,4$ GHz betrieben.

⁵Aus Gründen der Lesbarkeit wurde bei Personenbezeichnungen die männliche Form gewählt, nichtsdestoweniger sind immer die Angehörigen beider Geschlechter gemeint.

dieser Komponenten im SRR vorgenommen werden können, wurde in diesem Kontext bei FLUTE ein neues Konzept der Laseroptik entwickelt. Der Aufbau und die Justage der Laseroptik sowohl für den Photoinjektor als auch für die laserbasierte THz-Erzeugung für das SRR-Experiment, sowie vorbereitende Maßnahmen zum zeitlichen Überlapp im Rahmen des SRR-Experiments bilden das zweite Kernelement dieser Masterarbeit.

Aufbau der Arbeit

Zunächst werden in Kapitel 2 die Grundlagen erläutert, die zum Verständnis der vorliegenden Arbeit nötig sind. Dabei wird die Beschleunigertestanlage FLUTE vorgestellt, woraufhin die Prinzipien hinter dem SRR-Experiment sowie der laserbasierten Erzeugung von THz-Strahlung näher beleuchtet werden. Kapitel 3 beschäftigt sich mit einer Veranschaulichung der Laseroptik, wie sie bei FLUTE zum Einsatz kommt und im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut und verwendet wurde.

Im zweiten Teil werden alle gewonnenen Messergebnisse dargestellt und interpretiert. Dabei werden in Kapitel 4 zuerst die Resultate zur lasergenerierten THz-Strahlung vorgestellt, anschließend widmet sich Kapitel 5 den Messergebnissen im Zusammenhang mit dem SRR-Experiment. Schließlich wird in Kapitel 6 eine Zusammenfassung der erzielten Fortschritte und Erkenntnisse vorgenommen, in deren Anschluss ein Ausblick über zukünftige Weiterentwicklungen und mögliche Folgeprojekte gegeben wird.

2. Grundlagen

In diesem Kapitel werden alle Grundlagen vorgestellt, die zum Verständnis der behandelten Themen sowie sämtlicher durchgeführter Aufbauten und Messungen notwendig sind. Beginnend mit einer ausführlichen Charakterisierung der Beschleunigertestanlage FLUTE, in der vor allem Fokus auf den Photoinjektor gelegt wird, folgt eine Erläuterung des Prinzips hinter dem SRR-Experiment. Anschließend wird die laserbasierte Erzeugung von THz-Strahlung behandelt, wobei das Hauptaugenmerk auf der in dieser Arbeit verwendeten Tilted-Pulse-Front-Methode liegt. Zum Schluss werden die Detektortypen vorgestellt, die zur Vermessung der lasergenerierten THz-Strahlung verwendet wurden.

2.1. Beschleunigertestanlage FLUTE

Das Experiment FLUTE am Karlsruher Institut für Technologie stellt eine Kooperation des Instituts für Beschleunigerphysik und Technologie mit Entwicklungspartnern des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) und des Paul Scherrer Instituts (PSI) dar. Die als Linearbeschleuniger konzipierte Testanlage wurde im Juli 2017 offiziell in Betrieb genommen und produziert seit Mai 2018 Elektronen [12]. Das Ziel von FLUTE besteht darin, Elektronenpakete im Femtosekundenbereich zu generieren, deren Dynamik es zu verstehen und zu kontrollieren gilt. Hierfür sollen insbesondere neue Methoden für die Beschleunigerphysik, z.B. Diagnostiktechniken wie das SRR-Experiment, entwickelt und verbessert werden. Ein weiteres Standbein von FLUTE stellt die Erzeugung kurzer und intensiver THz-Pulse dar, die mithilfe der fs-Elektronenpakete erzielt werden kann. Letztlich kann diese für verschiedene Experimente aus beispielhaft zu nennenden Bereichen wie der Biologie oder den Materialwissenschaften zugeschnitten werden, um eine individuelle Durchführung neuester Mess- und Analysemethoden zu ermöglichen.

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit einer Darstellung des Aufbaus und einzelner, wichtiger Komponenten von FLUTE sowie deren Eigenschaften. Besonders das Lasersystem als Photoinjektor, der in der vorliegenden Arbeit eine besondere Rolle einnimmt, wird im Detail vorgestellt.

2.1.1. Aufbau und Eigenschaften

Der FLUTE-Komplex ist in Abb. 2.1 in einer Übersichtsskizze dargestellt. Der Eingangsbereich führt über ein massives, rotierendes Betontor in die Experimentierhalle, wo der Beschleuniger selbst aufgebaut ist. Die 15 m x 14,5 m große Halle ist von zwei Meter dicken Betonwänden umschirmt und bietet so Schutz vor nach außen dringender, ionisierender Strahlung, die während des Beschleunigerbetriebs entsteht.

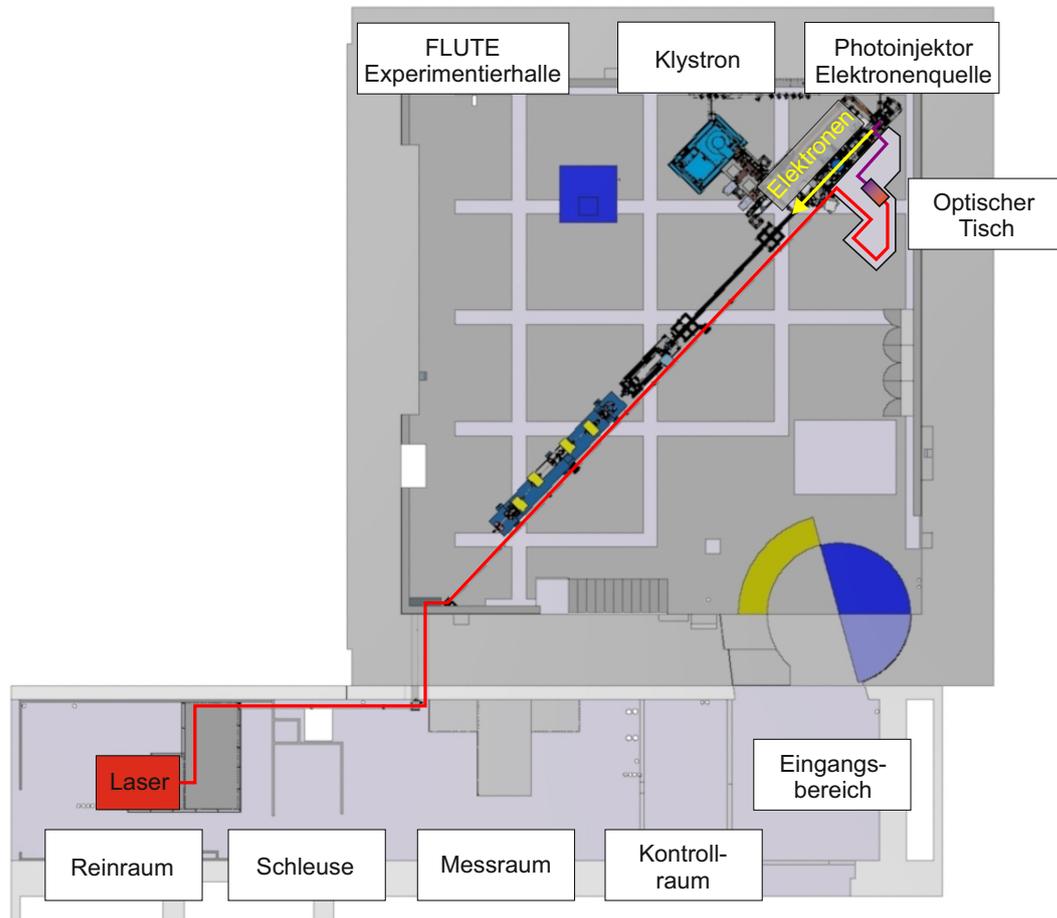


Abbildung 2.1.: Überblick über FLUTE: Gezeigt ist die Hauptebene des Gebäudekomplexes bestehend aus Eingangsbereich, Kontrollraum, Messraum, Schleuse, Reinraum und Experimentierhalle, in dem der Beschleuniger selbst aufgebaut ist. Gesondert gekennzeichnet sind Photoinjektor Elektronenquelle zur Erzeugung der Elektronen (gelb), das Klystron (türkis), welches die benötigte Hochfrequenz-Leistung bereitstellt, sowie der optische Tisch neben der Elektronenquelle. In rot vereinfacht dargestellt ist der Transportweg der infraroten 800 nm Laserpulse vom im Reinraum befindlichen Laser zu dem optischen Tisch, auf dem sich die THG-Einheit befindet, die die infraroten in UV-Pulse (lila) mit 266 nm Wellenlänge umwandelt. Unterhalb der Hauptebene im Erdgeschoss befinden sich noch weitere Kellerräume, in denen vorwiegend Geräte zur Steuerung und Versorgung, wie bspw. das Kühlsystem, untergebracht sind.

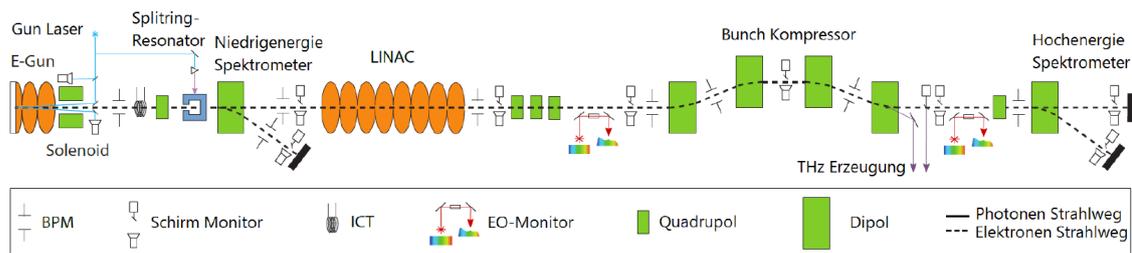


Abbildung 2.2.: Komponenten von FLUTE: Strecken, in denen die Elektronen Beschleunigung erfahren, sind orange hinterlegt, Magnetstrukturen dagegen grün. Zusätzlich ist die Position geplanter und bereits installierter Diagnostikelemente, insbesondere des SRR, eingezeichnet. Zur Zeit ist der Niederenergie teil von FLUTE in Betrieb, LINAC und Bunchkompressor bzw. Schikane sind dagegen noch nicht in Betrieb. Die Abbildung ist nicht maßstabsgetreu. Entnommen aus [17].

Links vom Eingangsbereich liegt der Kontrollraum, von wo aus der Betrieb des Beschleunigers gesteuert werden kann. Im weiteren Durchgang befindet sich der Messraum, der in erster Linie für Experimente mit der von FLUTE generierten THz-Strahlung konzipiert wurde. Über eine Schleuse kann ein Reinraum der Klasse 6 nach DIN EN ISO 14644-1 betreten werden, in dem sich das Lasersystem von FLUTE befindet. Dabei handelt es sich um einen abgeschlossenen Raum, der besondere Anforderungen an die Luftreinheit stellt [16]. Hinter dem Konzept steht die Idee, Beschädigungen an Optiken, die durch Staubablagerungen in Verbindung mit der hohen Leistungsdichte des Kurzpulslasers entstehen können, präventiv entgegenzuwirken. Desweiteren wird die relative Luftfeuchte des Inneren unter 40 % gehalten.

Der Transportweg der im Reinraum produzierten Laserpulse mit einer Wellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ ist in Abb. 2.1 rot eingezeichnet. Über ein Rohrsystem wird das Licht zunächst in den Messraum geleitet, wo bedarfsweise der Strahl oder Teile des Strahls genutzt werden können. Im Regelfall werden die Laserpulse durch die Betonwand in die Experimentierhalle geführt, wo sie parallel zum Beschleuniger diagonal durch die Halle laufen. Die gesamte Beschleunigeranlage misst eine Länge von ungefähr 15 m. Auf dem optischen Tisch werden die Infrarot (IR)-Pulse in den Ultraviolett (UV)-Bereich konvertiert (näher erläutert in Kapitel 3.1), wonach sie in der Hochfrequenz (HF) Photoinjektor Elektronenquelle auf eine Kupferkathode treffen und mittels des photoelektrischen Effektes Elektronen auslösen. Die Elektronenquelle wird von HF-Energie gespeist, die von einem in Abb. 2.1 türkis eingezeichneten 45 MW-Klystron bereitgestellt wird. So werden die Elektronen in einer 2,5 Zellen Hohlraumstruktur auf eine Energie von bis zu $E \approx 7 \text{ MeV}$ beschleunigt.

Die Komponenten von FLUTE, welche von den Elektronen nach der Photoinjektor Elektronenquelle durchlaufen werden, sind in Abb. 2.2 dargestellt. Zunächst werden die Teilchen durch einen Solenoiden fokussiert, ehe sie unterschiedliche Diagnostikelemente passieren. Da der Beschleuniger bei einer Wiederholungsrate von 1–10 Hz betrieben wird, kann jeder Bunch einzeln von den verwendeten Messgeräten erfasst werden. Der an

Tabelle 2.1.: Geplante Parameter von FLUTE: Übersicht der wichtigsten Parameter, die aus Simulationen für FLUTE bestimmt wurden. Entnommen aus [20].

Parameter	Wert
Repetitionsrate der Pulse	1 – 10 Hz
Endenergie der Elektronen	ca. 41 MeV
Ladung der Elektronenpakete	ca. 1 – 3000 pC
RMS Länge der Pakete nach Schikane	ca. 1 – 300 fs
Energie der THz-Pulse	bis ca. 3 mJ

erster Stelle befindliche BPM (englisch: 'Beam Position Monitor') misst die Position des Pakets innerhalb des Vakuumrohrs, mithilfe des ICT (englisch: 'Integrating Current Transformer') kann die Ladung bestimmt werden. Anschließend wird der Strahl durch eine Ultrahochvakuum-(UHV¹) kammer geleitet, in der sich der Split-Ring-Resonator befindet. Kapitel 2.2 beschäftigt sich eingehend mit dem Prinzip der in dieser Arbeit im Mittelpunkt stehenden Struktur. Nach Verlassen der Vakuumkammer kann eine Energiemessung des Elektronenpaketes durch ein Spektrometer vorgenommen werden. Dieses ist noch auf den Niedrigenergiebereich der Elektronen ausgelegt, da diese den eigentlichen LINAC noch nicht durchlaufen haben.

Dieser sowie alle folgenden, geplanten Strukturen sind zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht in Betrieb. Dazu zählt unter anderem der nach dem LINAC folgende Bunchkompressor, der als magnetische Schikane die Aufgabe besitzt, die longitudinale Länge der Elektronenpakete zu minimieren. Bevor die Endenergie der Elektronen von $E \approx 41$ MeV in einem zweiten Hochenergiespektrometer vermessen werden kann und die Teilchen letztendlich in eine Strahlfalle (englisch: 'beam dump') geleitet werden, ist eine Station zur Erzeugung intensiver, kohärenter² THz-Strahlung vorgesehen. Diese kann einerseits durch das ablenkende Feld innerhalb eines Dipolmagneten erzeugt werden, wodurch es zum Auftreten von sogenannter CSR (englisch: 'Coherent Synchrotron Radiation') oder CER im Fall des Randfeldes (englisch: 'Coherent Edge Radiation') kommt [18]. Andererseits ist eine THz-Generierung auch mittels kohärenter Übergangsstrahlung (CTR, englisch: 'Coherent Transition Radiation') denkbar, die dann entsteht, wenn die Elektronen die Grenzfläche zweier Medien passieren, welche unterschiedliche Permittivitäten ϵ_1 und ϵ_2 aufweisen. Dies kann z.B. durch das Anbringen einer dünnen Folie erreicht werden [19]. Die Erzeugung von THz-Strahlung durch CTR wird in Kapitel 5.1 erneut aufgegriffen und diskutiert.

Die wichtigsten Parameter, die für FLUTE nach Abschluss aller Aufbauphasen geplant sind, wurden in Tabelle 2.1 zusammenfassend aufgeführt. Nachfolgend wird noch einmal auf den Photoinjektor als wichtiges Element der vorliegenden Arbeit gesondert eingegangen.

¹Der Druckbereich UHV reicht von 10^{-8} – 10^{-11} mbar.

²Die Kohärenz der THz-Strahlung wird durch die in der Schikane minimierte Paketlänge ermöglicht, da diese kleinere Werte als die Wellenlänge der emittierten Strahlung annimmt.

2.1.2. Photoinjektor

Bei dem im Reinraum stationierten Laser, welcher bei FLUTE zur Photoinjektion der Elektronen verwendet wird, handelt es sich um ein Astrella Lasersystem des Herstellers Coherent, USA [21]. Abb. 2.3 zeigt den schematischen Aufbau dieses kommerziellen Systems:

Als Grundlage dient ein mit einer Frequenz von 83 MHz gepulster 800 nm-Laser, der auch 'Seed' genannt wird und von Coherent als Vitara-Laser angeboten wird [22]. An einem Seitenausgang kann über einen Strahlteiler ungefähr die Hälfte der zur Verfügung stehenden Leistung von ≈ 1 W für Experimente abgegriffen werden. Der Seed stellt ultra-kurze Pulse mit einer Pulslänge von < 20 fs zur Verfügung, die zunächst im sogenannten 'Stretcher' verlängert werden müssen, ehe die Intensität im regenerativen Verstärker erhöht werden kann. Diese Systematik wird CPA (englisch: 'Chirped Pulse Amplification') genannt und ermöglicht die Erzeugung sehr hoher Pulsspitzenleistungen [23]³. Das Strecken der Pulse innerhalb der CPA (auch kurz 'Chirp' genannt) ist u.a. deswegen notwendig, um Beschädigungen an Optiken und den Verstärkermedien vorzubeugen, die durch nichtlineare Effekte aufgrund der hohen Leistungsdichte entstehen können.

Die Verstärkung erfolgt über das Pumpen eines mit Titan-Ionen dotierten Saphir-Kristalls (Ti:Sa), durch den nach mehrfachen Durchgängen der Pulse eine Endleistung von ≈ 7 W erreicht wird. Zum Pumpen wird ein Nd:YLF Laser verwendet, der frequenzverdoppelt mit einer Wellenlänge von 527 nm im grünen Spektrum arbeitet. Nach der Verstärkung verlassen die unkomprimierten Pulse den Hauptausgang mit einer Repetitionsrate von 1 kHz. Eine erneute Kompression der Pulse auf eine mögliche Pulsdauer von ≈ 35 fs erfolgt bei FLUTE extern an den jeweiligen benötigten Stellen in der Experimentierhalle (s. Kap. 3.1). Die für diese Pulslänge erreichte Leistung kann bis zu 6 W betragen. In Tabelle 2.2 sind die wichtigsten Parameter des Seed-Lasers sowie des gesamten Astrella Lasersystems noch einmal zusammenfassend aufgeführt. Neben der Pulsdauer und der Durchschnittsleistung bzw. Pulsenergie des Lasers wurde auch die Polarisierung des Strahls in [24] umfassend vermessen.

Bevor der Laserstrahl über den im vorangegangenen Kapitel beschriebenen Transportweg auf den optischen Tisch in der Experimentierhalle geleitet wird, passiert er einen Strahlteiler, der einen sehr kleinen Teil des Strahls in den ersten Part des installierten Aligna-Systems des Herstellers TEM Messtechnik schickt [25]. Dabei handelt es sich um ein automatisiertes System bestehend aus zwei kommunizierenden Detektoreinheiten, die in Verbindung mit motorisierten Spiegeln und Piezoelementen den Laserstrahl sowohl in Winkel als auch in Position stabilisieren. Dies ist deswegen notwendig, da der Strahl auf dem ca. 35 m langen Transportweg vorrangig aufgrund von temperaturabhängigen Effekten wie thermischen Drifts an installierten Optiken oder am Laser selbst zunehmend an Instabilität gewinnt. Die zweite Detektoreinheit befindet sich auf dem optischen Tisch der FLUTE Experimentierhalle.

³Die CPA-Systematik wurde 1985 von Donna Strickland und Gérard Mourou eingeführt, wofür sie 2018 mit dem Nobelpreis für Physik ausgezeichnet wurden.

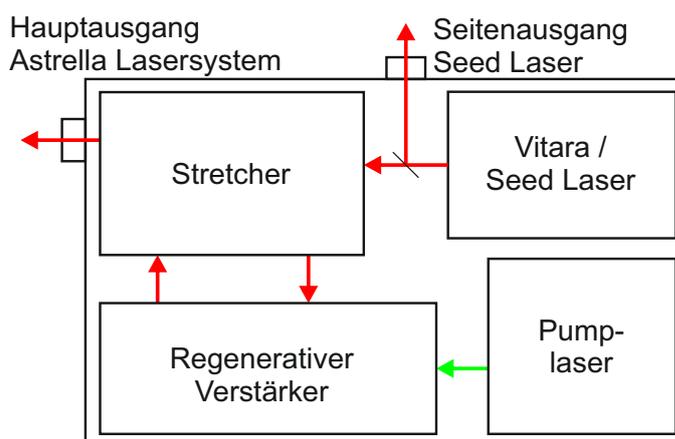


Abbildung 2.3.: Schematischer Aufbau des Lasersystems bei FLUTE: Gezeigt sind die 4 Komponenten des Astrella Lasersystems der Firma Coherent, wie es bei FLUTE Anwendung findet. Die Lasererzeugung beginnt beim sogenannten 'Seed', dessen Pulse im 'Stretcher' zunächst verlängert werden, ehe die Intensität im regenerativen Verstärker erhöht wird (CPA). Dies geschieht über einen Pumplaser, der mit 527 nm im grünen, sichtbaren Spektrum liegt. Die verstärkten Pulse verlassen den Hauptausgang und können anschließend durch externe Kompressoren wieder verkürzt werden. Adaptiert von [17].

Damit es zur Elektronenerzeugung an der Photokathode kommt, muss die Wellenlänge des Lasers angepasst werden. Dies liegt darin begründet, dass die Photonenenergie derart angepasst werden muss, dass sie über der Austrittsarbeit des verwendeten Kathodenmaterials liegt. Zur Zeit wird FLUTE mit einer Kupferkathode⁴ betrieben, da es sich hierbei um ein vergleichsweise einfach handhabbares Material handelt, langfristig ist allerdings ein Wechsel zu einer Cs₂Te-Kathode vorgesehen, welche deutlich höhere Bunchladungen ermöglichen würde. Das Konvertieren der IR-Pulse in den UV-Wellenlängenbereich geschieht über eine Frequenzverdreifung in der sogenannten 'Third Harmonic Generation' (THG)-Einheit. Die Funktionsweise der THG sowie die der wichtigsten optischen Elemente in der Experimentierhalle ist Gegenstand von Kapitel 3.1.

Tabelle 2.2.: Parameter des FLUTE Lasersystems: Übersicht der wichtigsten Parameter von Seed-Laser und Astrella-Lasersystem. Entnommen aus [17].

Parameter	Seed	Astrella
Repetitionsrate	83 MHz	1 kHz
Pulsdauer	< 20 fs	35 fs
Zentralwellenlänge	800 nm	800 nm
Durchschnittsleistung	500 mW	6 W
Pulsenergie	6 nJ	6 mJ

⁴Die Austrittsarbeit von Cu liegt zwischen 4,5 und 4,9 eV, was einer Wellenlänge von 275,5 bis 253 nm entspricht.

2.2. Prinzip des Split-Ring-Resonator-Experiments

Das Split-Ring-Resonator (SRR)-Experiment stellt eine Kooperation des KIT mit dem Paul Scherrer Institut (PSI) sowie der Universität Bern in der Schweiz dar. Es ist das erste experimentelle Projekt, welches zur Inbetriebnahme von FLUTE im Niedrigenergiebereich konzipiert und durchgeführt wird. Wie bereits in Kap. 1 erwähnt wurde, wird sich FLUTE nach dem Aufbau des Bunchkompressors durch besonders kurze Bunchlängen im Bereich weniger Femtosekunden auszeichnen. Solch kleine longitudinalen Ausdehnungen lassen sich mit konventionellen Messmethoden nicht mehr auflösen. Innerhalb der wenigen, zur Verfügung stehenden Techniken hat sich besonders das sogenannte 'Streaking' weitgehend etabliert. Die häufigsten Streaking-Methoden machen sich ein vertikal ablenkendes, elektrisches Feld einer HF-Struktur (TDS) zunutze, um den vorderen Teil eines Bunches nach oben bzw. unten abzulenken, wohingegen der hintere Teil einen Impuls in die genau entgegengesetzte Richtung erhält. Um dies zu erreichen, müssen Elektronenpaket und E-Feld zeitlich derart überlappen, dass die Mitte des Bunches sowie der Nulldurchgang der HF-Phase übereinander liegen. Auf diese Weise kann das longitudinale in ein transversales Profil umgewandelt und nach einer angemessenen Driftstrecke z.B. mittels eines Schirms sichtbar gemacht werden.

Ein wesentlicher Nachteil dieser Technik besteht darin, dass sie aufgrund des nötigen Schirms destruktiv ist und die Elektronen nicht weiter verwendet werden können. Zwar werden bei der Diagnostik longitudinaler Bunchprofile auch nicht-destruktive Ansätze verfolgt, wie bspw. EO-Methoden, jedoch sind diese hinsichtlich der erreichbaren Auflösung auf ca. 50 fs beschränkt [13]. Für sehr kurze Bunchlängen werden daher als TDS standardmäßig HF-Hohlraumresonatoren (auch englisch: 'Cavities') verwendet, die eine hinreichende Auflösung (< 10 fs) erreichen können. Diese verhält sich nämlich im allgemeinen proportional zu den hohen erreichbaren Feldstärken und verwendeten Frequenzen. Z.B. können im Fall von LCLS elektrische Feldstärken von 100 MV/m bei Frequenzen im sogenannten 'X band' ($\approx 11,4$ GHz) erreicht werden.

Die Kehrseite dieser standardmäßig angewandten Methode besteht jedoch darin, dass die Kavitäten durch ein gesondertes Klystron mit HF-Energie gespeist werden müssen, was zum einen viel Platz einnimmt und zum anderen hohe Kosten verursacht. Deswegen wird im Rahmen des SRR-Experiments bei FLUTE versucht, eine kosteneffizientere und vor allem kompaktere Methode dieser longitudinalen Diagnostiktechnik des Streakings weiterzuentwickeln. Hierzu wird als ablenkende Struktur ein $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ großer Metallring mit einer kleinen Aussparung genutzt, der Split-Ring-Resonator (s. Anh. A.1 Abb. A.1). Dem Experiment liegt die Idee zugrunde, durch den Übergang vom GHz- in den THz-Bereich und die Verstärkung des ablenkenden E-Feldes durch den Resonator Auflösungen im fs-Bereich mit einer gleichzeitig kompakten und flexibel integrierbaren Struktur zu erzielen. Zwar liegt die Paketlänge der momentan bei FLUTE erzeugten Elektronen mit einigen wenigen Pikosekunden noch eine Größenordnung oberhalb der geplanten Länge bei Vollbetrieb, jedoch soll durch das SRR-Experiment in erster Linie die Durchführbarkeit der Methodik gezeigt und gleichzeitig besser verstanden werden ('proof-of-principle').

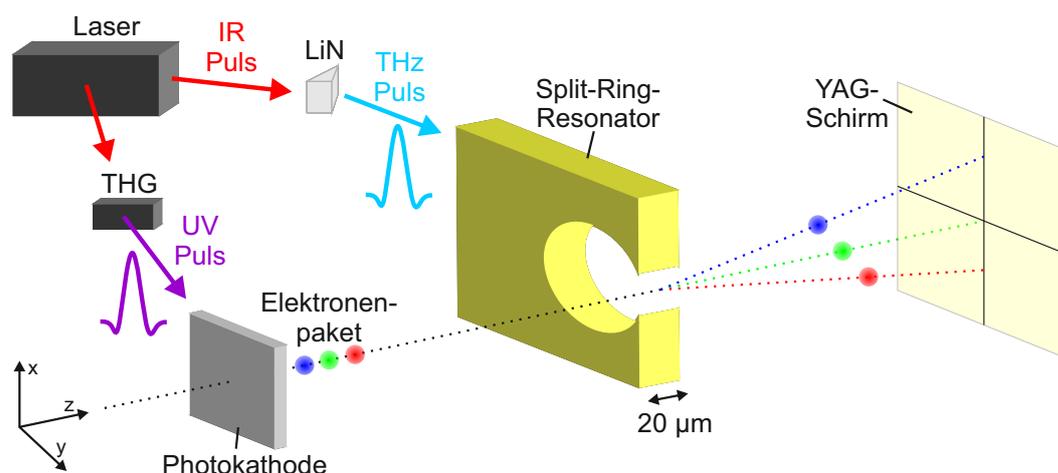


Abbildung 2.4.: Prinzip der Funktionsweise des SRR-Experiments: Der fs-Laser wird zum einen als Photoinjektor zum Auslösen von Elektronen an der Kathode verwendet (lila), gleichzeitig wird ein anderer Teil in einem nichtlinearen Prozess in THz-Pulse konvertiert (cyan), welche in den Split-Ring-Resonator eingekoppelt werden. Der so angeregte Resonator (Antennenstruktur) erzeugt ein starkes, hochfrequentes vertikales E-Feld in der Lücke, welches hier die vorderen Elektronen des Bunches (rot) nach unten und die hinteren Elektronen (blau) nach oben ablenkt, die anschließend nach einer passend gewählten Driftstrecke auf einen detektierenden Schirm treffen. Dieses sogenannte 'streaking' wandelt das longitudinale Bunchprofil in ein transversales Profil um.

Die prinzipielle Funktionsweise des SRR kann Abb. 2.4 entnommen werden. Der 800 nm Ti:Sa-Laser, der in Kapitel 2.1.2 vorgestellt wurde, wird zum einen als Photoinjektor verwendet. Hierzu wird ein Teil des Strahls mittels der THG-Einheit in der Frequenz verdreifacht, um die entstehenden UV-Pulse (266 nm) für eine effiziente Erzeugung von Elektronenpaketen an der Photokathode zu nutzen. Der andere Strahlenteil wird zur Erzeugung von THz-Pulsen mittels eines nichtlinearen Prozesses verwendet. Hierbei werden die 800 nm Pulse mit Hilfe der Tilted-Pulse-Front-Methode im nichtlinearen Kristallmaterial Lithiumniobat (LiNbO_3) in den THz-Bereich konvertiert und anschließend in den Split-Ring-Resonator eingekoppelt. Die so resonante Antennenstruktur erzeugt ein starkes, hochfrequentes elektrisches Feld im Inneren der Ringaussparung. Da die Strecke, innerhalb derer die Teilchen abgelenkt werden, mit $20\ \mu\text{m}$ relativ kurz ist, muss die Lücke sehr klein sein, um ausreichend hohe Feldstärken zu erzielen. In [15] wurde anhand von Simulationen gezeigt, dass für die verwendeten Dimensionen des Ringausschnittes von $20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m} \times 20\ \mu\text{m}$ der Streaking-Effekt deutlich erkennbar ist. Da das Streaking bei FLUTE in der vertikalen Ebene erfolgt, ist es auch denkbar, den 'gestreakten' Bunch mithilfe eines horizontal wirkenden Dipolmagneten als Spektrometer hinsichtlich der horizontalen Energieverteilung zu vermessen. Zur anschließenden Detektion wird bei FLUTE ein YAG⁵-Schirm verwendet (s. Anh. A.1 Abb. A.2).

⁵Yttrium-Aluminium-Granat.

Die erreichbare longitudinale Auflösung R_z auf dem Schirm kann dabei folgendermaßen formuliert werden [15]:

$$R_z = \frac{\epsilon_N E_0}{\sigma_{y,SRR} \cdot \sin(\Delta\mu_y) \cdot e V_0 k}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist ϵ_N die normierte Emittanz⁶ des Elektronenpakets, E_0 die Ruheenergie der Elektronen, $\sigma_{y,SRR}$ die maximale transversale Strahlgröße, die durch die SRR-Geometrie vorgegeben wird, $\Delta\mu_y$ der vertikale Phasenvorschub von SRR zum Schirm, e die Elementarladung, V_0 das integrierte ablenkende Feld im Ringausschnitt, und k die Wellenzahl des resonanten THz-Feldes. Anhand Gl. (2.1) wird ersichtlich, dass eine maximale Auflösung (bzw. ein minimales R_z) von drei Faktoren abhängt:

1. Die normierte Emittanz ϵ_N stellt ein Maß für die Qualität des Elektronenpaketes dar. Je kleiner ϵ_N , desto gebündelter der Teilchenstrahl und desto höher die longitudinale Auflösung. Da in erster Linie die Beschaffenheit des auf die Kathode einfallenden Laserpulses über die Bunch-Parameter entscheidet, werden besondere Herausforderungen an die Lasertransportoptik gestellt.
2. Die Größen $\sigma_{y,SRR}$, V_0 und k können in erster Linie über das Design der SRR-Struktur optimiert werden. Einen Sonderfall bildet hierbei die elektrische Feldstärke in der Lücke des SRR: Da diese mit der Intensität des einfallenden THz-Pulses zunimmt, sollte sichergestellt werden, dass die THz-Pulse mit maximaler Konversionseffizienz erzeugt und gleichzeitig optimal in den SRR eingekoppelt werden, um ein möglichst hohes elektrisches Feld in der SRR-Lücke für das Streaking zu erzeugen.
3. Ein Phasenvorschub von $\Delta\mu_y = 90^\circ$ vom SRR zum detektierenden Schirm kann über einen entsprechenden Abstand in der Beschleunigeroptik eingestellt werden.

Durch die genannten Faktoren ist das Erreichen eines Streakings nicht einfach. Vor allem die vergleichsweise kleine Dimensionierung des SRR schließt die Schwierigkeit mit ein, einen räumlichen Überlapp zwischen THz-Pulsen und der SRR-Struktur sowie zwischen Elektronenpaket und des angeregten elektrischen Feldes sicherzustellen. Daneben müssen beide Elemente auch zeitlich koordiniert sein, um ein effizientes Streaking erzielen zu können. Beide Problemstellungen wurden in der Planung des SRR-Experiment bestmöglich antizipiert. Dabei spielt vor allem das Design der Laseroptik in der Experimentierhalle eine entscheidende Rolle und ist zentraler Gegenstand von Kapitel 3. In Kapitel 5 wird erläutert, auf welche Weise eine räumliche sowie zeitliche Überlappung zwischen Elektronen und der durch die laserbasierte THz-Strahlung erzeugten elektrischen Felder gewährleistet werden kann, bevor Messergebnisse zum SRR-Experiment vorgestellt werden. Zunächst werden aber die theoretischen Grundlagen zur Erzeugung laserbasierter THz-Strahlung im Folgekapitel diskutiert.

⁶Die als $\epsilon_N = \gamma\beta\epsilon$ definierte normierte Emittanz mit dem Lorentzfaktor γ und der Teilchengeschwindigkeit $\beta = v/c$ relativ zur Lichtgeschwindigkeit verhält sich im Gegensatz zur regulären Emittanz ϵ invariant unter Beschleunigung.

2.3. Laserbasierte Erzeugung von THz-Strahlung

Innerhalb der experimentellen Bemühungen, die oft referierte "Terahertz-Lücke" hinsichtlich effizienter sowie kostengünstiger Quellen und Detektortechniken zu schließen, spielt die laserbasierte THz-Generierung eine zunehmend große Rolle und bietet vielfache Lösungen zur Erschließung dieses Frequenzbereichs [26]. Allen voran ermöglicht die vergleichsweise hohe erzielbare Intensität THz-Abbildungen oder auch Spektroskopie für verschiedenste wissenschaftliche und industrielle Zwecke. Wie zu Beginn in Kapitel 1 erwähnt, stellt die Untersuchung von explosiven und toxischen Materialien, deren Absorptionsspektren oftmals Charakteristika im THz-Bereich aufweisen, ein prominentes Beispiel zur Nutzung laserbasierter THz-Strahlung dar [1].

Erstmals optisch erzeugt und nachgewiesen wurden THz-Wellen 1983 von Auston et al., indem fotoleitende Antennen verwendet wurden [27]. Diese Methode gilt jedoch heute als überholt, da sie hinsichtlich Skalierbarkeit und elektrischem Hintergrundrauschen signifikante Nachteile bietet [28]. Als 'state-of-the-art' werden in erster Linie zwei alternative Prozesse gehandelt: Zum einen gilt die laserbasierte Plasma Methode, die 1993 von Hamster et al. eingeführt wurde [29], als äußerst vielversprechend und wurde über die letzten zwei Jahrzehnte stetig weiterentwickelt und umfangreich diskutiert [30–35]. Daneben stellt die *Optische Gleichrichtung* eine attraktive Methode dar, und soll im Nachfolgenden näher erläutert werden.

2.3.1. Optische Gleichrichtung

Konventionelle Optische Gleichrichtung (OR, englisch: 'optical rectification') gehört zu den ersten entdeckten Effekten der nichtlinearen Optik [36] und kann bis heute nach bestem Kenntnisstand mit 0,9 mJ die höchste, jemals erzielte THz-Pulsenergie verzeichnen [37]. Das Phänomen kann als Analogie zur elektrischen Gleichrichtung verstanden werden, bei der ein Wechselstrom in einen Gleichstrom umgewandelt wird. Im Folgenden soll der THz-OR Prozess näher erläutert werden, wobei sich die Ausführungen hauptsächlich an [10] und [38] orientieren:

Bewegt sich ein Laserpuls durch einen nichtlinearen Kristall⁷ ohne Inversionsymmetrie, so wird eine statische elektrische Polarisierung erzeugt. Für eine ultrakurze Pulslänge kommt es aufgrund der Unschärferelation zu einer spektralen Verbreiterung des Laserpulses, was letztendlich zu einer zeitabhängigen Polarisationsänderung im Kristall führt. Der hierdurch kurzzeitig auftretende Dipol verursacht die Abstrahlung einer elektromagnetischen Welle im THz-Bereich, deren elektrische Feldstärke folgendem Zusammenhang genügt:

$$E_{\text{THz}}^{\text{rad}} \propto \frac{\partial^2 P(t)}{\partial t^2}. \quad (2.2)$$

Die zeitabhängige Polarisierung $P(t)$ folgt dabei dem Ausdruck

$$P(t) \propto \chi^2(0; -\omega, \omega) E_{\text{opt}}(-\omega) E_{\text{opt}}(\omega), \quad (2.3)$$

⁷Der Prozess wird im Folgenden als 'Pumpen' bezeichnet.

wobei E_{opt} das elektrische Feld des Pumpstrahls, und χ^2 die materialeigene elektrische Suszeptibilität zweiter Ordnung bezeichnen. An dieser Stelle sei erwähnt, dass ungewollte Beiträge zur OR-emittierten THz-Strahlung, die aufgrund von Effekten durch angeregte Ladungsträger entstehen, durch senkrechten Einfall des Pumpstrahls zur Kristalloberfläche unterdrückt werden können. Für diesen Fall oszillieren Elektron-Loch-Paare, welche durch das einfallende E-Feld produziert werden, senkrecht zur Oberfläche. Dieser parallel zum Pumpstrahl ausgerichtete Dipol strahlt jedoch nicht in diese Richtung ab. Nennenswert ist zudem die Tatsache, dass nicht nur die Polarisation des einfallenden Lichts, sondern auch die Kristallorientierung die Polarisation des abgestrahlten THz-Feldes beeinflussen.

Der Effekt der optischen Gleichrichtung kann auch umgekehrt zur Detektion freier THz-Strahlung verwendet werden, was gemeinhin als elektro-optische (EO) 'sampling'-Methode bezeichnet wird [38]. Damit beide Prozesse effizient ablaufen, muss die Bedingung der sogenannten *Phasenanpassung* (englisch: phase matching) erfüllt sein. Diese kann durch

$$\mathbf{k}(\omega_{\text{opt}} + \Omega_{\text{THz}}) - \mathbf{k}(\omega_{\text{opt}}) = \mathbf{k}(\Omega_{\text{THz}}) \quad (2.4)$$

definiert werden, wobei \mathbf{k} den Wellenvektor, ω_{opt} die Frequenzen des Pumpimpulses, und Ω_{THz} die emittierten THz-Frequenzen meinen. Hierbei liegen ω_{opt} sowie $(\omega_{\text{opt}} + \Omega_{\text{THz}})$ innerhalb des Pumpimpulsspektrums. Für Medien, die Dispersion bei den Frequenzen ω_{opt} zeigen, kann Gl. (2.4) für ein intuitiveres Verständnis der Phasenanpassung zu

$$\frac{k(\Omega_{\text{THz}})}{\Omega_{\text{THz}}} \approx \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\text{opt}} \quad (2.5)$$

umformuliert werden, was äquivalent zu

$$v_{\text{THz}}^{\text{ph}} = v_{\text{opt}}^{\text{gr}} \quad (2.6)$$

geschrieben werden kann. Die Phasenanpassung kann somit als Bedingung aufgefasst werden, die Gruppengeschwindigkeit des optischen Pumpstrahls und die Phasengeschwindigkeit der emittierten THz-Welle aufeinander abzustimmen.

Ein Maß für die Fähigkeit eines nichtlinearen Kristalls, intensive THz-Strahlung mittels optischer Gleichrichtung zu erzielen, bilden die Koeffizienten des EO-Tensors. Je nach Material und Kristallstruktur können bestimmte Einträge des Tensors besonders hohe Werte annehmen. In Tabelle 2.3 sind zwei populäre Kristalle für elektro-optische Anwendungen mit ihren wichtigsten Eigenschaften aufgeführt: Zinktellurid (ZnTe) und Lithiumniobat (LiNbO_3). Bei Vergleich der Kristalle fällt auf, dass LiNbO_3 deutlich höhere EO Koeffizienten besitzt, was für die THz Erzeugung wünschenswert ist. Allerdings birgt das Material den Nachteil, dass die zuvor beschriebene Anpassung der Phasen- bzw. Gruppengeschwindigkeit im THz- bzw. optischen Wellenlängenbereich nicht kollinear erreicht werden kann. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Kristalle mit hohen EO Koeffizienten - wie z.B. LiNbO_3 - einen häufig mehr als doppelt so großen Brechungsindex für THz-Wellen besitzen als für sichtbares Licht (vgl. Tab. 2.3 für den ordentlichen Brechungsindex).

Tabelle 2.3.: Vergleich der Eigenschaften typischer nichtlinearer Kristalle: EO Koeffizienten und Brechungsindizes bei Wellenlängen aus dem Pump- sowie THz-Spektrum für die typischen, nichtlinearen Kristallmaterialien ZnTe und LiNbO₃ (für LiNbO₃ ordentliche bzw. außerordentliche Brechungsindizes (n_o bzw. n_a), da doppelbrechend). Entnommen aus [10], falls nicht anders deklariert.

Kristall	EO Koeffizient bei Pumpwellenlängen	Brechungsindex bei Pumpwellenlängen	Brechungsindex bei THz-Wellenlängen
ZnTe	$r_{41} = 4,04 \text{ pm/V}$ bei $0,633 \text{ }\mu\text{m}$	2,853 bei $0,8 \text{ }\mu\text{m}$	$\approx 3,2^a$ bei $214 \text{ }\mu\text{m}$ ($\equiv 1,4 \text{ THz}$)
LiNbO ₃	$r_{33} = 30,9 \text{ pm/V}$ $r_{51} = 32,6 \text{ pm/V}$ bei $0,633 \text{ }\mu\text{m}$	$n_o = 2,286$ $n_a = 2,800$ bei $0,633 \text{ }\mu\text{m}$	$n_o \approx 6,82^b$ $n_a \approx 4,99^b$ bei $187 \text{ }\mu\text{m}$ ($\equiv 1,6 \text{ THz}$)

^a Tripathi et al. [39].

^b Unferdorben et al. [40], sLN 0,7 %.

Zur Verdeutlichung dieses Umstandes kann eine weitere Größe zur Quantifizierung der OR- bzw. EO-Effizienz herangezogen werden, welche als Kohärenzlänge l_c bezeichnet und durch

$$l_c = \frac{\pi c}{\omega_{\text{THz}} \left| n_{\text{opt}} - \underbrace{\lambda_{\text{opt}} \frac{dn_{\text{opt}}}{d\lambda}}_{\text{Dispersionsterm}} \right|_{\lambda_{\text{opt}} - n_{\text{THz}}} } \quad (2.7)$$

definiert wird [38]. Unter der Voraussetzung, dass die Brechungsindizes n_{THz} bei THz-Frequenzen sowie n_{opt} für den Pumpstrahl ähnlich sind, kann die rechte Seite von Gl. (2.7) für bestimmte Pumpwellenlängen λ_{opt} sehr groß werden, da der Dispersionsterm entsprechende Werte annimmt. Dies ist beispielsweise für das oft eingesetzte Kristallmaterial ZnTe der Fall (vgl. Tab. 2.3).

Eine Möglichkeit, das vergleichsweise hohe elektro-optische Potential von LiNbO₃ dennoch nutzbar zu machen, stellt die sogenannte Tilted-Pulse-Front-Methode dar. Durch diese Technik kann die Bedingung der Phasenanpassung (2.6) modifiziert und so eine hohe OR Effizienz erzielt werden, was in nachfolgendem Kapitel näher beschrieben wird.

2.3.2. Tilted-Pulse-Front-Methode

Innerhalb der im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Kategorie der optischen Gleichrichtung spielt die Tilted-Pulse-Front (TPF)-Methode eine besondere Rolle und wurde erstmals von Hebling et al. im Jahr 2002 vorgeschlagen [41]. Wie zuvor erwähnt, findet TPF-Pumpen oftmals in Verbindung mit Lithiumniobat Anwendung, um trotz der vergleichsweise großen Diskrepanz zwischen den Brechungsindizes im Pump- sowie THz-Bereich Phasenanpassung zu ermöglichen. Zusätzlich bietet die Methode den Vorteil, dass sie mit gängigen IR-Pumpquellen⁸ kompatibel ist und somit an vielen bestehenden Einrich-

⁸Viele optische Systeme bieten 800 nm und 1 μm als Pumpwellenlänge an und sind weit verbreitet.

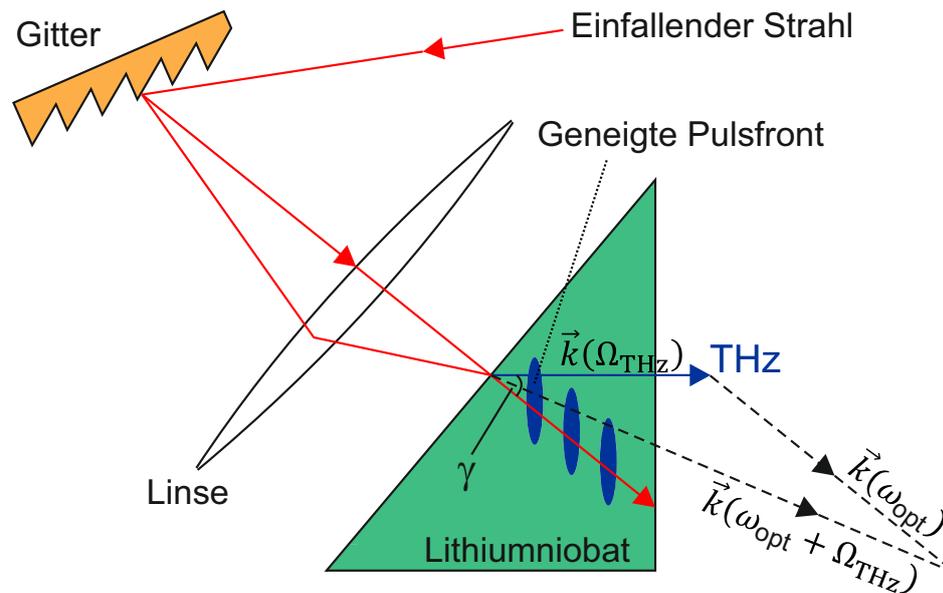


Abbildung 2.5.: Prinzip der Tilted-Pulse-Front-Methode: Die Pulsfront des einfallenden Strahls wird durch ein Gitter geneigt und über eine Linse in den nichtlinearen Kristall fokussiert. Durch das 'tilting' entsteht ein Winkel γ zwischen Energiefluss des Pumpstrahls und der Phasengeschwindigkeit der emittierten THz-Strahlung, über den die Phasenanpassung so eingestellt werden kann, dass eine hohe OR-Effizienz gewährleistet wird. Adaptiert von [45].

tungen verwendet werden kann [42–44]. Wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben, arbeitet auch das bei FLUTE verwendete Ti:Sa-Lasersystem mit 800 nm-Pulsen, was die Wahl der TPF Technik im Rahmen des SRR-Experiments zur Erzeugung hochenergetischer THz-Pulse begünstigt. Obwohl in [37] die wohl bis dato höchste THz-Konversionseffizienz von 3,0 % mit organischen Kristallen demonstriert wurde, gilt das 'pulse-front-tilting' in Verbindung mit LiNbO₃ in diesem Zusammenhang als derzeit vielversprechendste Methode, da organische Kristalle bereits bei vergleichsweise kleinen Pumpleistungen Schaden nehmen und zudem stark in ihrer Größe limitiert sind [43].

In Abb. 2.5 ist das TPF-Prinzip schematisch dargestellt. Der einfallende Pumpstrahl trifft auf ein Beugungsgitter und wird anschließend über eine Linse in den optischen Kristall abgebildet. Diese TPF-Konfiguration ist aus Gründen der Vereinfachung nur beispielhaft ausgewählt, das Prinzip ist allerdings auf alle gängigen TPF-Aufbauten übertragbar. Beim Auftreffen auf das Gitter verhält sich der optische Puls winkeldispersiv, d.h., dass verschiedene Wellenlängen in unterschiedlichen Winkeln vom Gitter gebeugt werden [45]. Die Strahlengänge sind in Abb. 2.5 für die zweckmäßig ausgewählten Frequenzen ω_{opt} und $\omega_{\text{opt}} + \Omega_{\text{THz}}$ eingezeichnet, wenngleich die Aufspaltung nach dem Gitter auf viel mehr spektrale Komponenten zutrifft. Die Winkeldispersion hat die Konsequenz, dass die ursprünglich senkrecht zur Ausbreitungsrichtung stehende Wellenfront des Pulses um einen Winkel $\pi/2 - \gamma$ gekippt wird, wobei γ als der Pulsfront-Neigungswinkel bezeichnet

wird. Die dann senkrecht zur Pulsfront emittierte THz-Strahlung schließt mit dem Energiefluss des optischen Pumpstrahls den Winkel γ ein, wodurch Phasenanpassung in einer nicht-kollinearen Konfiguration erzielt werden kann [46]. Gemäß Gl. (2.4) ist Phasenanpassung genau dann gegeben, wenn die Differenz der Wellenvektoren $\mathbf{k}(\omega_{\text{opt}} + \Omega_{\text{THz}})$ und $\mathbf{k}(\omega_{\text{opt}})$ mit dem der THz-Welle übereinstimmt. Anders formuliert muss sich im Fall nicht-kollinearer Phasenanpassung die Projektion des Pumpstrahls auf die Propagationsrichtung des THz-Pulses mit dessen Phasengeschwindigkeit decken, weshalb Gl. (2.6) mit

$$v_{\text{THz}}^{\text{ph}} = v_{\text{opt}}^{\text{gr}} \cdot \cos \gamma \quad (2.8)$$

ersetzt werden kann [10]. Durch geeignete Wahl des Neigungswinkels γ können so die Geschwindigkeiten aneinander angepasst werden. Um dies und ein möglichst verlustfreies Verlassen des THz-Strahls aus der Kristalloberfläche zu ermöglichen, müssen die Kristalle speziell zugeschnitten werden.

Darüber hinaus hängt die Effizienz des Konversionsprozesses von Pump- zu THz-Puls von einigen weiteren Parametern ab. So konnte in [43] beispielsweise eine mehr als 2,5-fache Verbesserung in der Konversionseffizienz auf 0,5 %⁹ erzielt werden, indem der Kristall auf eine Temperatur von 100 K kryogen abgekühlt wurde. Dies liegt darin begründet, dass eine effiziente THz-Konversion durch die sogenannte FCA (englisch: 'Free-Carrier-Absorption') gehemmt wird, in der THz-Photonen von freien Ladungsträgern im Kristallmaterial absorbiert werden. Der in diesem Kontext zweite hauptsächlich limitierende Faktor der TPF Methode in LiNbO₃ wird durch folgenden Umstand verursacht: Aufgrund von Kaskadierung bei der Konversion von höherenergetischen IR- zu THz-Photonen wird das optische Pump-Spektrum rotverschoben und somit zu tieferen Frequenzen aufgeweitet. Diese räumlich-zeitlichen Veränderungen führen zu einer erhöhten Bandbreite im Pumpstrahl und beeinflussen nicht nur die Eigenschaften des emittierten THz-Pulses, sondern mindern in Verbindung mit der großen Winkeldispersion auch eine effiziente THz-Generierung [47].

Um die negativen Effekte durch FCA und große Winkeldispersion möglichst klein zu halten, wird intensiv an der Optimierung der Materialparameter sowie an verschiedenen TPF-Geometrien geforscht. Der erst zu Beginn 2020 in [48] veröffentlichte Vergleich unterschiedlicher TPF-Systeme spiegelt schon jetzt die variationsreiche Auswahl an Möglichkeiten wieder, individuelle Bedürfnisse, die an den zu erzeugenden THz-Puls gestellt werden, besser realisieren zu können. Nach [48] ist dabei die Methode via eines konventionellen Beugungsgitters (CG, englisch: 'Conventional Grating'), so wie sie im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde, nach wie vor sehr geeignet, um hohe THz-Pulsenergien bis in den mJ-Bereich zu erzielen.

2.3.3. Verwendete Detektoren für THz-Strahlung

Um die im Zuge dieser Arbeit mit Hilfe der zuvor erläuterten Methodik generierte THz-Strahlung zu detektieren und zu charakterisieren, wurden zwei Detektortypen verwendet.

⁹Dieser Wert ist - nach bestem Wissen - die zum Zeitpunkt dieser Arbeit höchste veröffentlichte Konversionseffizienz für TPF-Pumpen von Lithiumniobat.

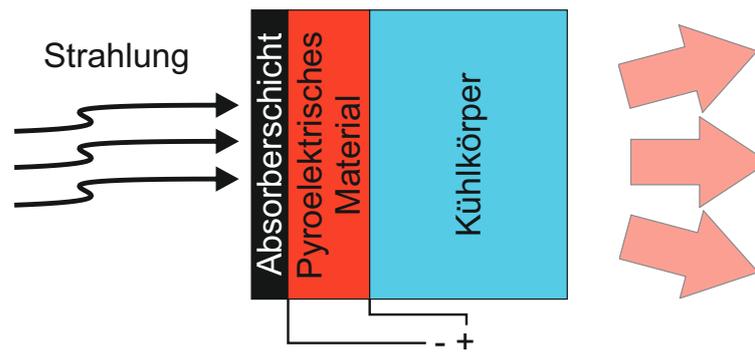


Abbildung 2.6.: Aufbau eines pyroelektrischen Detektors: Der prinzipielle Aufbau eines pyroelektrischen Detektors besteht aus drei Elementen: Die einfallende Strahlung trifft auf eine Absorberschicht (schwarz), die ein hohes Absorptionsvermögen für die zu detektierende Wellenlänge besitzt. Über Konduktion wird die Wärme an das pyroelektrische Material (rot) weitergeleitet, an dem durch die entstehende Temperaturänderung eine Spannung abgegriffen werden kann. Das dritte Element bildet der Kühlkörper (blau), der die thermische Energie wieder an die Umgebung abgibt.

Bei beiden Geräten handelt es sich um pyroelektrische Festkörpersensoren, die für eine Anwendung mit THz-Strahlung optimiert wurden.

Das Prinzip pyroelektrischer Detektion wird durch Abb. 2.6 veranschaulicht: Die zu detektierende Strahlung trifft zunächst auf eine Absorberschicht. Diese kann beispielsweise aus einem organischen schwarzen Material bestehen, welches ein hohes Absorptionsvermögen von mehr als 95 % in einem sehr breiten Wellenlängenbereich von 190 nm bis 25 μm aufweist und daher in diesem Bereich als nahezu wellenlängenunabhängig bezeichnet werden kann [49]. Für größere Wellenlängen ab 100 μm (3 THz) allerdings nimmt die Absorption aller bekannter Materialien aufgrund zunehmender Transparenz ab. Unter den wenigen Materialien, die für diesen Wellenlängenbereich noch geeignet sind, kann vor allem auf bestimmte breitbandige Metalle zurückgegriffen werden, die sich mit einem noch relativ großen und mehr oder weniger konstanten Absorptionsvermögen von $\approx 50\%$ auszeichnen. THz-Detektoren werden deswegen in der Regel - wie auch im hier vorliegenden Fall - mit solchen metallischen Absorberschichten ausgestattet. Bei hohen Leistungen oder Repetitionsraten können auch Absorber eingesetzt werden, die auf Keramiken basieren.

Über Konduktion wird die entstehende Wärme an das zweite Kernelement des Detektors geleitet, das pyroelektrische Material. In dieser Schicht, die aus einem piezoelektrischen Kristall besteht¹⁰, kommt es in der Folge zu einer Temperaturänderung. Im Gegensatz zum thermoelektrischen Effekt, bei dem es durch einen Temperaturunterschied zum Ausbilden einer konstanten Spannung kommt, werden in pyroelektrischen Sensoren freie Ladungsträger an den gegenüberliegenden Oberflächen der Schicht erzeugt. Die entste-

¹⁰Dies betrifft nur einige piezoelektrische Kristalle, die gleichzeitig auch die Eigenschaft der Pyroelektrizität besitzen, wie z.B. Turmalin, Tryglycinsulfat (TGS) oder Polyvinylidenfluorid (PVDF).

hende Spannung, die sich proportional zur Änderung der Temperatur verhält, kann an den Seiten der Schicht über Elektroden abgegriffen werden. Da lediglich Änderungen gemessen werden, kann nur gepulste Strahlung von pyroelektrischen Detektoren erfasst werden. Außerdem ist darauf zu achten, dass die Pulsdauer unterhalb der thermischen Zeitkonstante¹¹ des pyroelektrischen Materials liegt, so dass es zu keinem Wärmeverlust während der Messung kommt.

Das dritte Element, der Kühlkörper, ist darauf ausgelegt, die Wärme im pyroelektrischen Material wieder an die Umgebung abzugeben. Dies wird über den entsprechenden Kontakt, die Oberfläche und das geeignete Material, meistens Kupfer oder Aluminium, realisiert.

Powermeter THz20

Bei einem der beiden hier verwendeten Detektoren handelt es sich um das Powermeter *THz20* der Firma SLT Sensor- und Lasertechnik GmbH (siehe Anhang A.1 Abb. A.3, links). Durch seine mit 100 nm vergleichsweise dünne Absorberschicht und das ca. 10 µm dünne pyroelektrische Material zeichnet sich das Gerät durch eine kurze Antwortzeit sowie eine hohe Sensitivität aus. Die aktive Fläche des Sensors hat einen namensgebenden Durchmesser von 20 mm und wird zur Energie- oder Leistungsmessung von THz-Strahlung verwendet. Eine Besonderheit des Powermeters ist, dass es von der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) Berlin bei 1,4 THz kalibriert wurde [50].

Das bei FLUTE verwendete Lasersystem arbeitet mit einer Repetitionsrate von 1 kHz und kann damit für den Detektor als quasi-kontinuierlich (CW, englisch: 'continuous wave') angesehen werden, da die zugehörige Zeitkonstante von 1 ms deutlich unterhalb der thermischen Zeitkonstante von 300 ms liegt. Wie oben beschrieben, können von pyroelektrischen Sensoren allerdings nur Temperaturänderungen gemessen werden, weshalb die Wiederholungsrate der Pulse zusätzlich mit einem optischen Chopper reduziert werden muss. Nach [51] sollte hierbei der Abstand zwischen Chopper und Detektor so groß wie möglich sein. Für die Chopperrate wurde ein Wert von 30 Hz gewählt.

Um eine Leistungsmessung mit dem Powermeter möglich zu machen, ist ein Stromverstärker (CPA, englisch: 'Current PreAmplifier') notwendig. Über einen Regler kann die Stromsensitivität A am CPA in Potenzschritten von $10^7 - 10^{10}$ V/A eingestellt werden. Die Gesamtsensitivität S der Kombination aus Detektor und CPA ergibt sich dann aus dem Produkt der einzelnen Sensitivitäten und wurde von der PTB auf einen Wert von $S_{PTB} = 60,2$ V/W bei einer Stromsensitivität von $A_{PTB} = 10^8$ V/A kalibriert [51]. Die gemessene THz-Leistung kann dann gemäß

$$P_{THz} = \frac{U_{THz}}{\frac{A}{A_{PTB}} \cdot S_{PTB}} \quad (2.9)$$

berechnet werden, wobei A den während der Messung verwendeten Stromverstärkungsfaktor meint und U_{THz} die durch den Detektor gemessene Spannungsamplitude darstellt.

¹¹Diese beschreibt das thermische Relaxationsverhalten des Sensors.

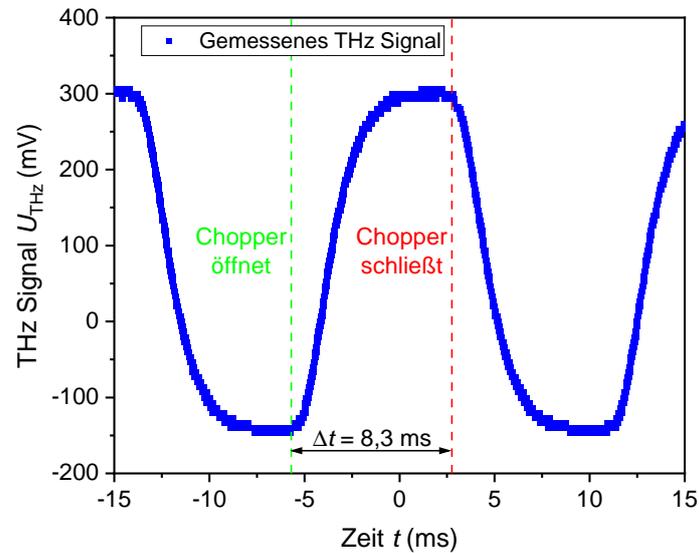


Abbildung 2.7.: Mit dem Powermeter THz20 gemessenes THz-Signal: Das Diagramm zeigt das als Spannung ausgegebene THz-Signal über der Zeit. Für ein geöffnetes Chopperrad ist der Sensor der THz-Strahlung ausgesetzt, wodurch es zu einer Temperaturerhöhung kommt. Als Konsequenz steigt das gemessene Signal und geht für den thermischen Gleichgewichtszustand in Sättigung über. Sobald der Chopper schließt und die Strahlung geblockt wird, relaxiert das Material thermisch und das Signal fällt. Hierbei ist ein Signalanstieg bzw. -abfall immer als Kombination aus thermischer Erwärmung und Öffnung bzw. Schließung des Chopperrads zu verstehen, da letztere aufgrund der endlichen Strahlausdehnung nicht instantan erfolgen kann. Weil eine Chopperfrequenz von 30 Hz gewählt wurde, beträgt der zeitliche Abstand zwischen auf- und absteigender Flanke $\Delta t = 8,3$ s.

Für die hier vorliegende Arbeit wurde ein Wert von $A = 10^9$ V/W gewählt¹².

Werden Detektor und Stromvorverstärker an ein Oszilloskop angeschlossen, kann ein THz-Signal wie in Abb. 2.7 dargestellt gemessen werden. Das Signal folgt einem periodischen Vorgang, der sich durch einen Spannungsanstieg bei geöffnetem und Spannungsabfall bei geschlossenem Chopper kennzeichnet. Wie zu Beginn des Kapitels beschrieben, liegt der Grund hierfür in beiden Fällen an hervorgerufenen Temperaturänderungen im Sensormaterial (entweder ist der Sensor Strahlung ausgesetzt oder das Material relaxiert thermisch). Aufgrund der gewählten Chopperfrequenz von 30 Hz beträgt die Zeitspanne zwischen auf- und absteigender Flanke bzw. öffnendem und schließendem Chopperrad $\Delta t = 8,3$ ms. Der Scheitelwert U_{THz} aus Gl. (2.9) kann von einem Oszilloskop durch Ermittlung der Amplitude berechnet werden. Für die Leistungsmessung wurden in dieser Arbeit zur

¹²Die Parameterwahl orientiert sich hierbei an dokumentierten Daten von Dr. Zoltan Ollmann (näher erläutert in Kapitel 4.1.)

Bestimmung des Scheitelwerts immer 250 Datenpunkte des Oszilloskops gemittelt und die Standardabweichung als Messunsicherheit der Eingangsgröße angenommen.

Desweiteren wurde der Detektor mit einem THz-transparenten TPX-Fenster versehen, um thermischen Störungen durch Luftbewegungen vorzubeugen. Um zusätzlich sicherzustellen, dass ausschließlich THz-Strahlung das Detektormaterial erreicht, wurde der Eingang zum Detektor mit THz-transparentem schwarzem Karton bedeckt. Für IR-Anteile, die nicht im Kristall konvertiert werden, verhält sich der Karton im Gegensatz zu der zu detektierenden THz-Strahlung nicht transparent.

Pyrocam IV

Als zweiter Detektortyp wurde eine Kamera zur Vermessung des Strahlprofils verwendet. Die *Pyrocam IV* des Herstellers Spiricon (siehe Anhang A.1 Abb. A.3, rechts) besitzt eine $25,6 \times 25,6$ mm große Detektorfläche, auf welcher die Intensitätsverteilung des Strahls in x und y ermittelt werden kann. Die Detektorfläche besitzt 320×320 Pixel mit einer jeweiligen Größe von $75 \mu\text{m} \times 75 \mu\text{m}$. Da es sich auch um einen pyroelektrischen Detektor handelt, können nur gepulste Signale gemessen werden. Für CW Signale besitzt das Gerät einen integrierten Chopper, der wahlweise bei 25 oder 50 Hz betrieben werden kann. Die gemessenen Daten wurden mit Hilfe der geräteeigenen Software *BeamGage* analysiert. In Abb. 2.8 ist beispielhaft ein von der Software nach erfolgter Messung ausgegebenes und in Origin[®] ausgelesenes Intensitätsprofil des lasergenerierten THz-Strahls im Reinraum gezeigt. Je nach Wahl der Chopperfrequenz wird die Dauer der Detektionsperiode festgelegt, während derer Daten zur Bilderzeugung gesammelt werden. Hierbei erzeugt die auf die Detektorfläche treffende Strahlung pro Pixel ein analoges Signal, welches über einen Analog-Digital-Wandler (ADC, englisch: 'Analog-to-Digital-Converter') in ein digitales Signal umgewandelt wird, indem es vom ADC in eine jeweilige Signalstufe (Bin) einsortiert wird¹³. Für die Messungen in der vorliegenden Arbeit wurde eine Chopperfrequenz von 25 Hz gewählt, was einer Detektionsperiodendauer von 40 ms entspricht. Die Software bietet die Möglichkeit, die innerhalb dieser Zeitspanne erzeugten Bilder aufzusummieren und/oder zu mitteln. Aufgrund der geringen Sensitivität der Kamera bzw. der geringen Intensität des lasergenerierten THz-Strahls pro Pixel kann für eine sinnvolle Messung gerade auf die Addition sequentieller Bilder oftmals nicht verzichtet werden.

Die in Abb. 2.8 dargestellten Intensitätsprofile zeigen zudem einen defekten Pixelbereich in der Mitte der Detektorfläche. Obwohl eine in der Software integrierte 'Bad-Pixel-Correction'¹⁴ verwendet wurde, können die defekten Pixel bei den auslesbaren Projektionen der Strahlprofile in x und y zu fehlerhaften Einbrüchen führen (vgl. Abb. 2.8 rechts, y -Strahlprofil). Daher wurde für alle weiteren Messungen der rechte bzw. obere rechte Teil der Detektorfläche präferiert verwendet, um mögliche Fehler durch den defekten Pixelbereich zu vermeiden. Das Auslesen der Strahlprofile erfolgt in *BeamGage* entlang eines

¹³Der 16-Bit ADC sortiert hierbei das Signal per Zählverfahren (englisch: 'counts') in entsprechend eines von 65536 Bins ein.

¹⁴Fehlerhafte Pixel werden hierbei vorrangig nach der 'Good Neighbor Policy' korrigiert, bei der die betroffenen Pixelwerte durch die von angrenzenden, intakten Pixel 'repariert' werden.

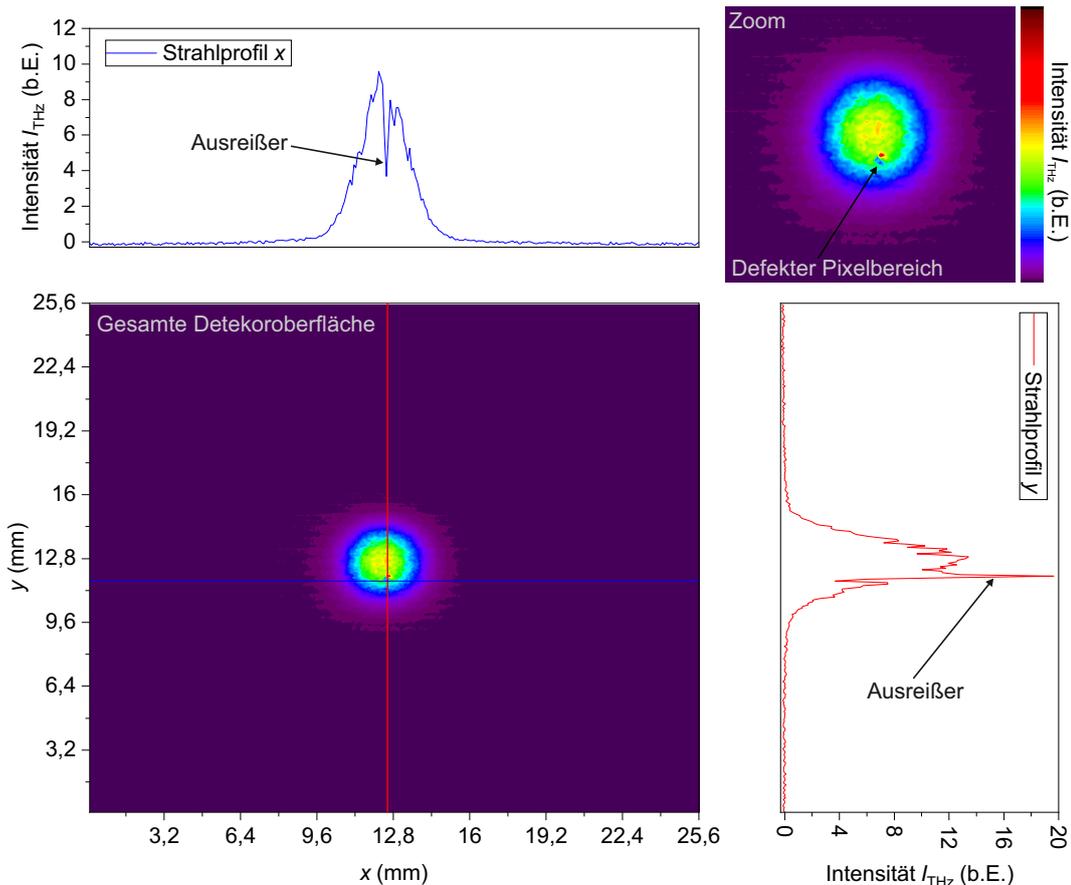


Abbildung 2.8.: Defekter Pixelbereich der Pyrocam IV: Gezeigt sind die mit der Pyrocam IV aufgenommenen Intensitätsprofile des lasererzeugten THz-Strahls (summiert über 10 Bilder, gemittelt über 150 Bilder). Links (ohne Fadenkreuz): Es ist deutlich ein defekter Pixelbereich in der Mitte der Detektorfläche zu erkennen. Rechts (mit Fadenkreuz): Bei den Projektionen der Intensität in x und y durch den Strahlmittelpunkt führt der defekte Pixelbereich zu fehlerhaften Einbrüchen. Für weitere Messungen wurde daher der rechte bzw. obere rechte Teil der Detektorfläche präferiert verwendet.

Fadenkreuz, der in der vorliegenden Arbeit immer durch den Strahlmittelpunkt festgelegt wurde. Dieser wird von der Software berechnet, indem das erste Moment aller Pixel berechnet wird, die innerhalb der automatisch erstellten Apertur liegen [52]. Hierdurch kann sozusagen der 'Massenmittelpunkt' der Count-Verteilung durch die Pixel bestimmt werden.

Um das ungewollte Detektieren von hauptsächlich nicht konvertierter IR-Strahlung zu verhindern, wurde die Pyrocam analog zum Powermeter mit schwarzem Karton präpariert. Desweiteren wurde zur Reduzierung von Einflüssen durch Hintergrundrauschen der von Spiricon patentierte Algorithmus UltraCal™ verwendet, welcher mit in der Software integriert ist. Hierbei wird eine Kalibrierung vorgenommen, bei der das Nulllevel des Analog-Digital-Wandlers so präzise wie möglich dem der Kamera angepasst wird. Die genaue, geschützte Vorgehensweise ist laut Hersteller „sehr viel effektiver als eine

herkömmliche Subtraktion des Hintergrunds“ [53]. Unter der Voraussetzung einer aktiven Hintergrundregelung durch UltraCal™ kann bei einer Strahlprofilmessung eine hohe Messgenauigkeit erzielt werden, die allerdings grundsätzlich von vielen Faktoren abhängt. Nach [52] ist die Messunsicherheit unter idealen Bedingungen¹⁵ bei den meisten Messungen kleiner als 1 %, keinesfalls aber größer als 5 %. Für die in dieser Arbeit vorgenommenen Messungen mit der Pyrocam IV wurde daher eine Messunsicherheit von 3 % angenommen.

ACST Schottky-Diode

Neben den pyroelektrischen Detektoren zum Nachweis und zur Charakterisierung der lasergenerierten THz-Strahlung wurde außerdem auf eine quasi-optische Schottky-Diode zur Detektion der in Kap. 5.1.2 vorgestellten Elektronen-generierten THz-Strahlung zurückgegriffen. Diese Art sogenannter Zero-biased¹⁶-Schottky-Barrieren-Detektoren (SBD) von ACST¹⁷ zeichnet sich im Vergleich zu den bisher vorgestellten Detektoren bei Raumtemperatur durch hohe Sensitivitäten und vor allem sehr kurze Antwortzeiten von weniger als 25 ps aus [54].

Der hier verwendete SBD Detektor (s. Anh. A.1 Abb. A.4) besteht aus 3 Hauptbestandteilen: Den Kern des Geräts bildet eine logarithmisch spiralförmige Antenne hoher Bandbreite von 50 – 1200 GHz, welche von der anliegenden, eigentlichen Zero-biased-Schottky-Diode gespeist wird. Die zwei weiteren wichtigen Elemente sind eine sphärische Si-Linse von 6 mm Radius am Eingang des Gehäuses sowie ein 4 GHz Vorverstärker am Ende der Signalkette. Obwohl der Detektor die höchste Empfindlichkeit bei 70 GHz aufweist, beträgt sie durch die große Bandbreite immer noch mehr als 10 V/W für Frequenzen bis 1 THz.

¹⁵D.h. bei einer nahezu vollständigen Ausnutzung des Dynamikbereiches der Kamera und bei einer Abdeckung von ca. 50 % der Pixel durch einen $1/e^2$ Strahldurchmesser.

¹⁶Englisch, 'zero bias': Nullvorspannung.

¹⁷ACST (Advanced Compound Semiconductor Technologies) GmbH.

3. Laseroptik bei FLUTE

Sowohl die erfolgreiche Photoinjektion bei FLUTE als auch das Gelingen des SRR-Experiments hängen von einer präzisen Planung und Justage der gesamten Laseroptik ab. Die Neukonzeptionierung des optischen Aufbaus im Bunker wurde im Zuge dieser Arbeit in die Praxis umgesetzt und wird eingehend im ersten Teil dieses Kapitels erläutert und diskutiert. Einen wesentlichen Bestandteil bildet dabei das Modul zur laserbasierten Erzeugung der für das SRR-Experiment benötigten THz-Pulse. Der Aufbau dieses Moduls, welcher innerhalb der vorliegenden Arbeit vorgenommen wurde, wird daher in einem zweiten Teil detailliert vorgestellt und hinsichtlich Justage, Messmethodik und vorherrschender Unsicherheitsquellen für Messabweichungen genauer betrachtet.

3.1. Optischer Aufbau in der Experimentierhalle

Zur Vorbereitung des SRR-Experiments wurde der optische Aufbau in der Experimentierhalle neu konzeptioniert. Hinter dem Konzept steht vorrangig die Idee, eine möglichst unabhängige Kontrolle zwischen denjenigen Laserpulsen herzustellen, die zum einen zur Photoinjektion verwendet werden (im Folgenden als *Photoinjektor-Arm* bezeichnet) und zum anderen der Erzeugung der THz-Pulse dienen, die anschließend in den SRR eingekoppelt werden (im Folgenden als *THz-Arm* bezeichnet). Vom Separationspunkt der Arme aus müssen die Weglängen der jeweiligen Strahlen in einem ganz bestimmten Verhältnis zueinander stehen, um zu gewährleisten, dass sich die lasergenerierten THz-Pulse sowie die photoinjizierten Elektronen in der Vakuumkammer beim SRR zeitlich genau überlappen.

Abb. 3.1 zeigt den Aufbau des optischen Tisches in der Experimentierhalle inklusive aller wichtigen Elemente, deren Justage im Zuge dieser Arbeit vorgenommen wurde, sowie die Position weiterer Diagnostik-Elemente. Da, wie oben beschrieben, das Weglängen-Verhältnis zwischen Photoinjektor- und THz-Arm den entscheidenden Parameter für einen zeitlichen Überlapp im SRR-Experiment darstellt, wurden die Positionen aller Bauteile mit Hilfe von CAD¹-Zeichnungen genau von Mitarbeitern bei FLUTE geplant und berechnet. In einem weiteren Schritt konnten so die Halterungen und Eckpositionen aller optischen Elemente (wie z.B. dielektrische Umlenkspiegel) mittels eines kommerziellen Laser-Tracker-Systems vorjustiert werden. Hierbei können die Koordinaten bzw. die relativen Beziehungen aller Komponenten aus den CAD-Zeichnungen übernommen und die optischen Komponenten nach Referenzierung bis auf wenige 10 Mikrometer genau positioniert werden.

¹Von englisch: 'Computer-Aided Design' (CAD) bezeichnet das rechnerunterstützte Konstruieren von geometrischen Modellen und Plänen.

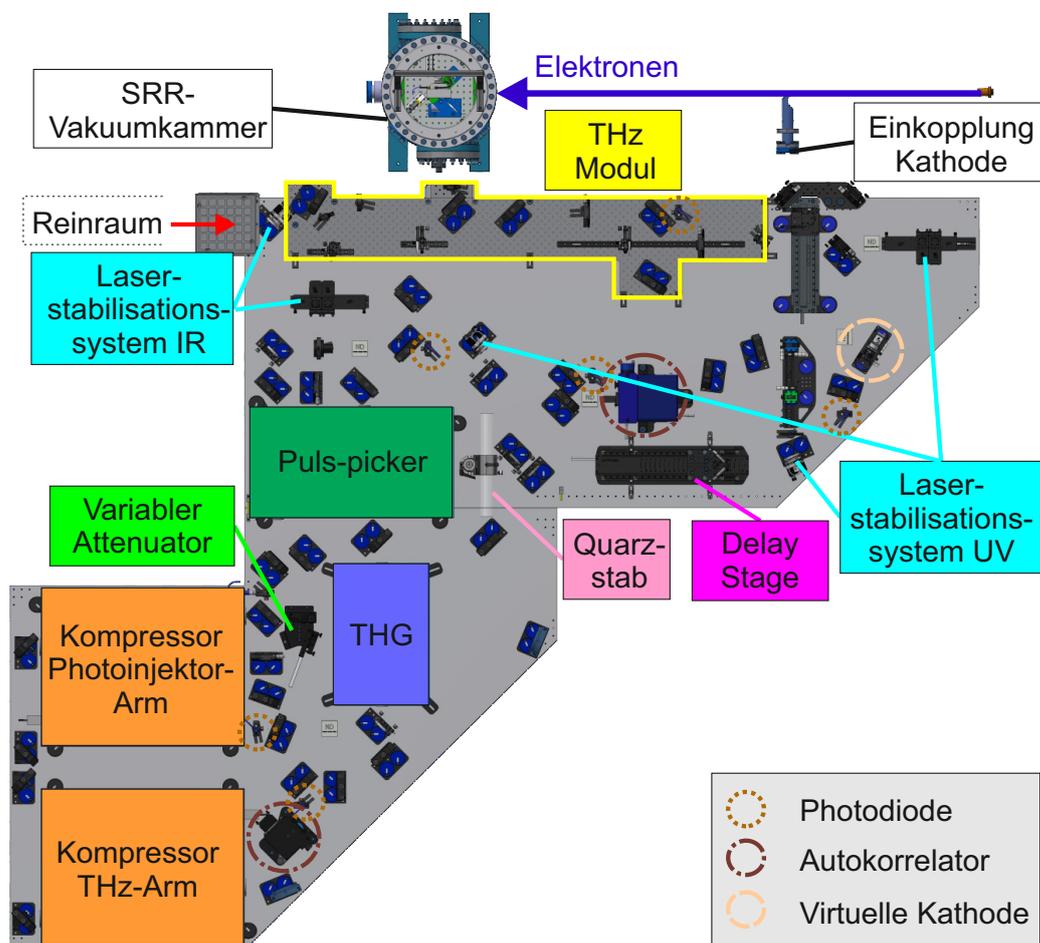


Abbildung 3.1.: Überblick über die wichtigsten Elemente auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle: Die Skizze zeigt den optischen Tisch in der Experimentierhalle bei FLUTE inklusive Einkopplungsfenster zur Kathode, Elektronenstrahl (dunkelblau) und der SRR-Vakuummkammer. Der Laserstrahl wird oben links vom Reinraum kommend auf den optischen Tisch gelenkt. Neben vor allem dielektrischen Spiegeln zur Strahlumlenkung wurden alle wichtigen Elemente des optischen Tisches, die im Zuge dieser Arbeit aufgebaut und justiert wurden, farblich hervorgehoben: Zu sehen sind die Laserstabilisationssysteme mit Detektor- sowie motorisierter Spiegelpositionen (cyanblau), der Puls-picker (dunkelgrün), der variable Attenuator (hellgrün), die Kompressoren der jeweiligen Strahlarme (orange), die THG (stahlblau), der Quarzstab (rosa), die Delay Stage (magenta) und das separat vorjustierte THz-Modul (gelb). Zusätzlich eingezeichnet wurden die Positionen aller Diagnostik-Elemente (Photodioden, Autokorrelatoren, Virtuelle Kathode - s. Legende), die von zweitrangiger Bedeutung für ein Gelingen des SRR-Experiments sind und daher während der vorliegenden Arbeit noch nicht in Betrieb genommen wurden.

Nach der Vorjustage der Optomechaniken durch das Laser-Tracker-System wurden im Rahmen dieser Arbeit alle Optiken eingesetzt und mit Laserstrahl justiert. Für Umlenkspiegel mit $\text{AOI}^2 = 45^\circ$ konnte auf eine Justierhilfe zurückgegriffen werden, um ein mittiges sowie senkrecht auf Treffen des Strahls auf die jeweiligen Spiegel bestmöglich sicherzustellen. Für diese Komponenten konnten so Justageungenauigkeiten minimiert werden, die zu Abweichungen im CAD-berechneten Weglängenverhältnis zwischen Photoinjektor- und THz-Arm führen. Beide Strahlarme werden im Folgenden kurz in einer Übersicht dargestellt:

Abb. 3.2 zeigt den Strahlengang für den Photoinjektor-Arm auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle. Hierbei sind für den Photoinjektor-Arm irrelevante Teile dunkel hinterlegt. Zunächst trifft der noch nicht separierte Strahl vom Reinraum kommend auf einen motorisierten Spiegel des Laserstabilisationssystems (cyanblau). Für die Detektoreinheit des Systems wird ein kleiner Teil der Intensität durch einen Strahlteiler abgetrennt, bevor der Strahl in den Puls-picker (dunkelgrün) geleitet wird. Dort kann die Repetitionsrate der Laserpulse flexibel angepasst werden. Der darauffolgende variable Attenuator (hellgrün) stellt den eigentlichen Separationspunkt zwischen Photoinjektor- und THz-Arm dar. Die Pulse des Photoinjektor-Arms durchlaufen zunächst einen Kompressor (orange) und werden anschließend zur UV-Konversion in die THG-Einheit (stahlblau) geleitet. Die Kompression der Pulse ist nötig, um eine hinreichende Effizienz im UV-Konversionsprozess zu erzielen. Im Anschluss hieran wird der Strahl durch einen Quarzstab geleitet, wodurch es wieder zur Streckung der Pulse kommt. Danach wird der Strahl schließlich in die Kathode eingekoppelt, wo Elektronen (dunkelblau) ausgelöst, beschleunigt und in die SRR-Vakuumkammer geleitet werden.

In Abb. 3.3 ist der Strahlverlauf des THz-Arms dargestellt. Nach der Trennung vom Photoinjektor-Arm am Attenuator wird der Strahl durch eine zweite, eigene Kompressor-Einheit (orange) geleitet. Wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben, hängt die Konversionseffizienz der verwendeten TPF-Methode zur Generierung hochenergetischer THz-Pulse von einigen Parametern ab, unter anderem auch von der Pumpimpulslänge. Da die THz-Pulsenergie für das SRR-Experiment so hoch wie möglich sein sollte, besitzt der THz-Arm einen eigenen Kompressor, um durch geeignete Wahl des Gitterabstands eine IR-Pulslänge zu gewährleisten, für welche die Konversionseffizienz in LiNbO_3 maximal wird. Im weiteren Strahlverlauf kann die THz-Armlänge in der Delay Stage (magenta) zur Korrektur des Weglängenverhältnisses zwischen Photoinjektor- und THz-Arm modifiziert werden, ehe der Strahl in das THz-Modul (gelb) eingekoppelt wird. Der innerhalb des Moduls generierte THz-Strahl (hellblau gestrichelt) gelangt schließlich in die SRR-Vakuumkammer, wo er auf den Split-Ring-Resonator fokussiert wird.

Fotos zum Gesamtüberblick des optischen Aufbaus in der Experimentierhalle können Anh. A.1 Abb. A.5 entnommen werden.

²Einfallswinkel (von englisch: 'Angle Of Incidence').

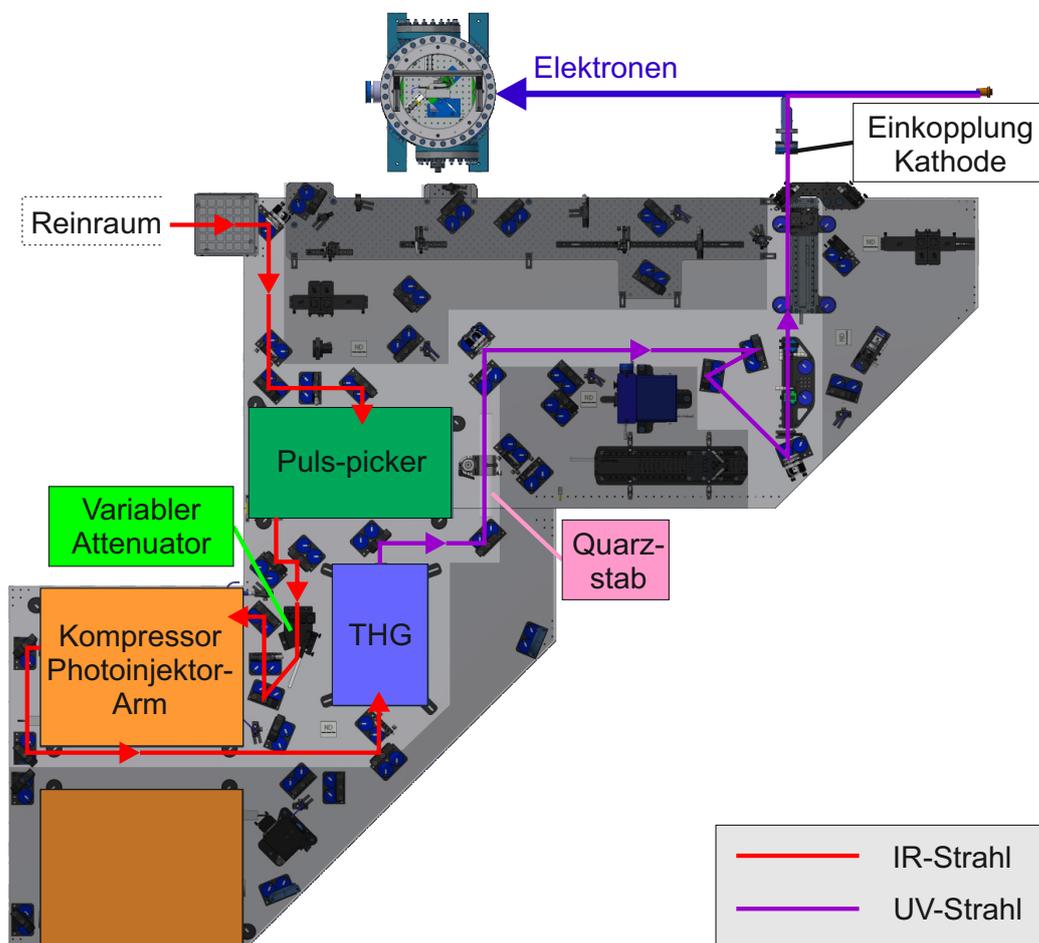


Abbildung 3.2.: Überblick über den Photoinjektor-Arm auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle: Dargestellt ist der Strahlverlauf des Photoinjektor-Arms auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle mitsamt aller wichtigen Elemente, die vom Strahl passiert werden. Für den Photoinjektor-Arm irrelevante Bereiche sind dunkelgrau hinterlegt. Vom Reinraum kommend wird der IR-Strahl (rot) zunächst durch den Puls-picker (dunkelgrün) gelenkt, der die Repetitionsrate flexibel anpassen kann. Am variablen Attenuator (hellgrün) wird der Photoinjektor- vom THz-Arm getrennt, leistungs-geregt und in den Kompressor (orange) geleitet. Hier wird die Pulslänge derart angepasst, dass die Effizienz in der THG-Einheit, wo der Strahl in den UV-Bereich konvertiert wird (stahlblau), maximal wird. Die Pulse des entstehenden UV-Strahls (lila) werden durch einen Quarzstab (rosa) wieder verlängert und schließlich in die Kathode zur Photoinjektion der zu beschleunigenden Elektronen (dunkelblau) eingekoppelt.

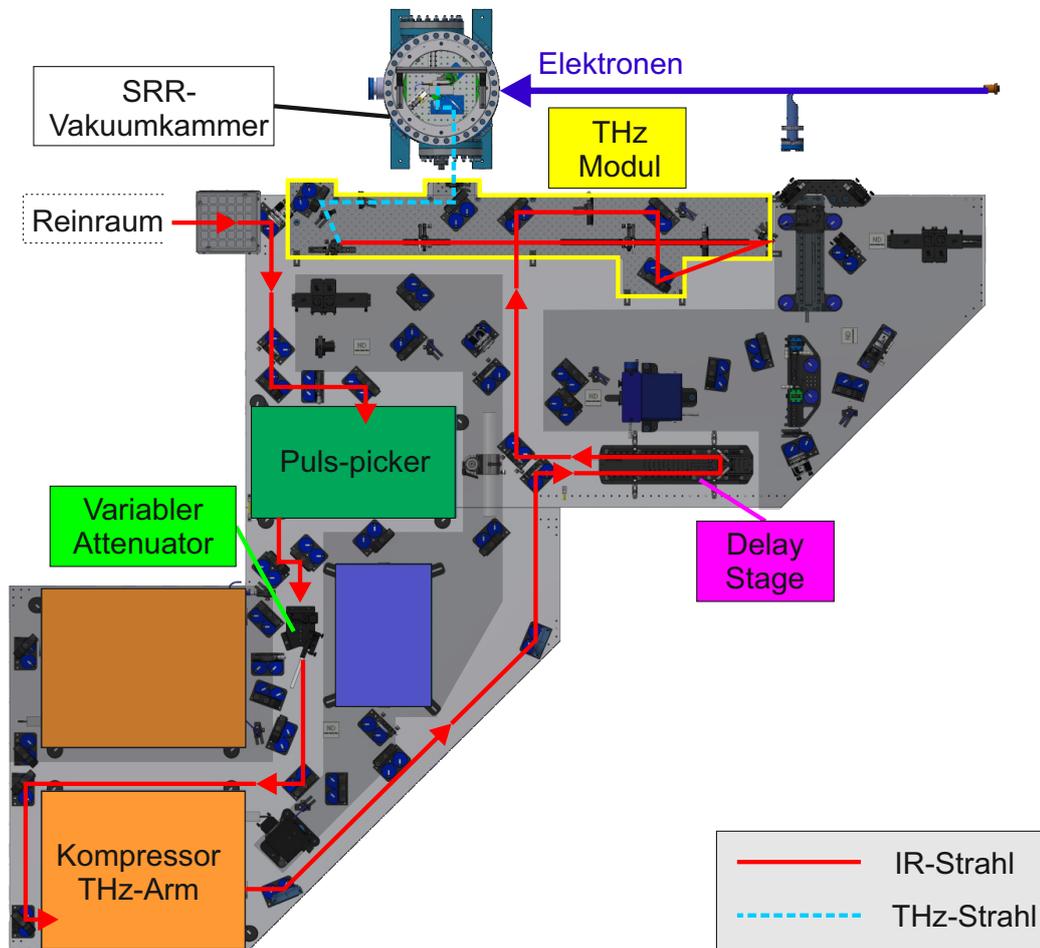


Abbildung 3.3.: Überblick über den THz-Arm auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle: Dargestellt ist der Strahlverlauf des THz-Arms auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle mitsamt aller wichtigen Elemente, die vom Strahl passiert werden. Für den THz-Arm irrelevante Bereiche sind dunkelgrau hinterlegt. Vom Reinraum kommend wird der IR-Strahl (rot) zunächst durch den Puls-picker (dunkelgrün) gelenkt, der die Repetitionsrate flexibel anpassen kann. Am variablen Attenuator (hellgrün) wird der THz- vom Photoinjektor-Arm getrennt, leistungsgeregelt und in den Kompressor (orange) geleitet. Hier wird die Pulslänge für die später per TPF-Methode erfolgende THz-Konversion passend eingestellt. Um einen zeitlichen Überlapp zwischen THz-Pulsen und Elektronen in der SRR-Vakuummkammer zu gewährleisten, passiert der Strahl zunächst eine Delay Stage (magenta), bevor die Pulse in das separat justierte THz-Modul (gelb) eingekoppelt werden. Am Lithiumniobat-Kristall entsteht der lasergenerierte THz-Strahl (himmelblau gestrichelt), der über metallische Spiegel und THz-Linsen zum SRR gelenkt und fokussiert wird.

3.2. Zweck und Funktionsweise der optischen Elemente

Im Folgenden wird der Aufbau und das Prinzip jedes wichtigen Elements (in Abb. 3.1 farblich hervorgehoben) vorgestellt und erläutert. Dabei wird zunächst auf den Photoinjektor-Arm und anschließend auf den THz-Arm eingegangen.

Laserstabilisationssystem

Wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben, wird der Laserstrahl auf dem ca. 35 m langen Transportweg vom Reinraum zum optischen Tisch in der Experimentierhalle zunehmend instabiler, was auf thermische Drifts aller im Zwischenraum befindlichen Optiken und Optomechaniken zurückzuführen ist. Da bspw. die auftreffende Position der photoinjizierenden Laserpulse auf der Kathode maßgeblich die letztendlichen Bunchparameter beeinflusst, muss der Strahl stabilisiert werden.

Gleich zu Beginn des Aufbaus auf dem optischen Tisch wird daher ein kleiner Teil des IR-Lichts über einen Strahlteiler in eine Detektoreinheit des kommerziellen Aligna[®] Stabilisationssystems vom Hersteller TEM Messtechnik gelenkt. Hierbei handelt es sich um zwei positionssensitive Lichtsensoren, welche die Position und den Winkel des Strahls in jeweils x und y erfassen können. Über die Kommunikation mit dem im Reinraum befindlichen Detektor kann so durch motorisierte Spiegel und Piezoelemente³ der Strahl in 4 Dimensionen kontrolliert und schlussendlich stabilisiert werden. Hierbei ist anzumerken, dass auf dem Lasertransportweg befindliche Luftschwankungen zu Änderungen im transversalen Profil führen und nicht durch das Aligna[®]-System korrigiert werden können. Diese Luftschwankungen bilden den primären Grund dafür, dass trotz Stabilisierung die Strahlqualität in der Experimentierhalle deutlich unterhalb derer im Reinraum liegt. Allerdings wird das Stabilisationssystem bei FLUTE noch zu einem anderen Zweck verwendet: ein weiteres System aus nur einer Detektoreinheit und zwei motorisierten Spiegeln im UV-Teil des Photoinjektor-Arms wird dafür verwendet, einen ferngesteuerten Scan der Kathode vornehmen zu können.

Die Detektoren sind so empfindlich, dass während der Justage der Systeme, die im Zuge dieser Arbeit durchgeführt wurde, eigene Behausungen um die Einkopplungsstrecken vor den Detektoreinheiten angebracht wurden. Ohne die Behausungen konnte festgestellt werden, dass Streulicht in die Detektoren fallen und so den Stabilisierungsprozess hemmen oder sogar verhindern kann. Um die Detektoren nicht zu zerstören, wurde vor der Einkopplung zusätzlich ein drehbares Filterrad eingesetzt. Mittels der hier verwendeten absorptiven ND-Filter⁴ kann durch unterschiedliche Filterkombinationen die für das Detektorsystem geeignete Intensität genau und risikoarm bezüglich möglicher Beschädigungen der Detektoren eingestellt werden. In Abb. 3.1 sind die Positionen beider Detektoreinheiten sowie der motorisierten Spiegel der Laserstabilisationssystem für IR- und UV-Teil in cyanblau farblich markiert und ihres Standortes entsprechend beschriftet.

³Für die Detektoreinheit im IR-Teil der Experimentierhalle befindet sich der zweite Spiegel im Reinraum.

⁴Neutralfilter, meist auch Graufilter genannt, sind dafür konzipiert, die Transmission eines bestimmten Teils des einfallenden Spektrums möglichst gleichmäßig zu reduzieren.

Puls-picker

Noch vor der Aufteilung des Strahls in Photoinjektor- und THz-Arm durchlaufen die vom Reinraum kommenden Laserpulse den sogenannten Puls-picker (in Abb. 3.1 dunkelgrün). Durch den Puls-picker kann die vom Amplifier gelieferte Repetitionsrate von 1 kHz je nach Bedarf angepasst werden, so dass FLUTE mit den in Tab. 2.1 erwähnten Frequenzen von 1 bis 10 Hz betrieben werden kann.

Die Komponenten sowie der Strahlengang im Puls-picker sind in Abb. 3.4 dargestellt. Über ein Periskop wird der horizontal polarisierte Strahl⁵ mit der zuvor erwähnten Ausgangsfrequenz von 1 kHz in das Gehäuse eingekoppelt, während gleichzeitig die Polarisation des Strahls achromatisch⁶ um 90° gedreht wird. Der Strahldurchmesser wird zunächst über zwei Linsen (Teleskop) verkleinert, ehe das Licht durch zwei Pockels-Zellen geführt wird, die das Kernelement des Puls-Pickers bilden. Diese über eine Hochspannungs- (HV, englisch: 'High Voltage') Steuereinheit betriebenen Bauelemente stellen elektrooptische Schalter dar, die mittels des namensgebenden Pockels-Effekts die vertikal ausgerichtete Polarisation des Strahls um jeweils 45° drehen können. Der Effekt kann durch die HV-Steuereinheit aktiviert und über eine signalgebende Frequenz (z.B. 10 Hz) geschaltet werden.

Hinter den Pockels-Zellen befindet sich ein polarisierender Strahlteilerwürfel, der transparent für horizontal polarisiertes Licht ist. Vertikal polarisierte Anteile werden vom Strahlteilerwürfel reflektiert und in einen Beam Dump geschickt (in Abb. 3.4 gestrichelt dargestellt). So können nur diejenigen Pulse ausgekoppelt werden, die von den Pockels-Zellen in ihrer Polarisation um 90° gedreht wurden. Das bedeutet, durch die von der HV-Steuerungseinheit vorgegebene Frequenz können genau die Pulse 'ausgewählt' (englisch: 'to pick') werden, welche den Puls-picker verlassen sollen. Alternativ kann der Puls-picker somit auch als eine Art schaltbarer 'Beam Dump' verwendet werden, indem keine Spannung angelegt wird.

Um ein erfolgreiches Einrichten des Puls-pickers zu quantifizieren, wurde die Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Eingangsleistung gemessen. Die Messwerte können Tabelle 3.1 entnommen werden. Es fällt auf, dass das Transmissionsvermögen des Puls-pickers bzw. der Pockels-Zellen leistungsabhängig ist. Da dies nicht der Erwartung hinsichtlich des zugrunde liegenden Polarisationseffekts entspricht, bedarf dieser Umstand weiterer Untersuchung. Es kann allerdings vermutet werden, dass Schwankungen im Intensitätsprofil aufgrund von Luftbewegungen auf dem Transportweg oder auch einsetzende nichtlineare Effekte mögliche Gründe für das Verhalten darstellen. Bei maximaler Eingangsleistung konnte jedoch eine Transmission von rund 80 % erzielt werden, was für die Experimentierhalle eine deutliche Steigerung bedeutet, wenn der Wert mit vergangenen

⁵Wie in [24] gezeigt wurde, muss die Polarisation nach dem Transportweg von Reinraum zu Experimentierhalle um ca. 24° korrigiert werden, damit der in den Puls-picker eingekoppelte Strahl wieder horizontal polarisiert ist. Hierzu wird eine $\lambda/2$ -Wellenplatte unmittelbar vor Einkopplung verwendet.

⁶D.h., die Phasenverzögerung ist unabhängig von der Wellenlänge.

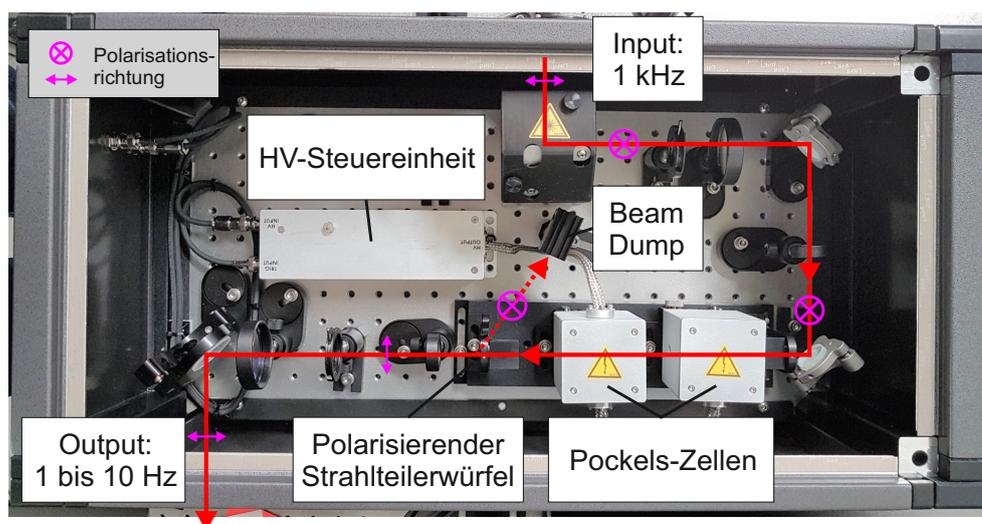


Abbildung 3.4.: Komponenten und Strahlengang im Puls-picker: Über ein Periskop wird die Polarisation des horizontal polarisierten Eingangsstrahl (rot) mit der Repetitionsrate von 1 kHz um 90 Grad gedreht. Anschließend wird die Strahlgröße durch ein Teleskop angepasst und der Strahl durch zwei Pockels-Zellen geleitet. Diese werden über die HV-Steuereinheit in einer wählbaren Frequenz (i.d.R. 1 bis 10 Hz) aktiviert und drehen die Polarisation des einfallenden Strahls um insgesamt 90 Grad. Der polarisierende Strahlteilerwürfel lässt die gedrehten bzw. 'ausgewählten' Pulse mit horizontaler Polarisation passieren, wohingegen vertikal polarisiertes Licht in einen Beam Dump geleitet wird, wo es absorbiert wird.

Messungen durch Coherent-Mitarbeiter verglichen wird. Hier konnte bei einer Einrichtung und Messung des Puls-pickers im Reinraum zwar eine ähnliche hohe Transmission gemessen werden, für die Experimentierhalle wurde allerdings nur eine Transmission von ca. 50 % dokumentiert. Die Messwerte sprechen somit für eine bestmögliche Justage des Puls-pickers.

Tabelle 3.1.: Messung der Transmission nach der Justage des Puls-pickers: Die Transmission wurde für die minimale und maximale Eingangsleistung sowie einen mittleren Wert gemessen.

Leistung am Puls-picker-Eingang (W)	Leistung am Puls-picker-Ausgang (W)	Transmission (%)
$0,605 \pm 0,005$	$0,078 \pm 0,003$	$12,9 \pm 0,6$
$2,33 \pm 0,02$	$1,62 \pm 0,01$	$69,5 \pm 0,1$
$6,30 \pm 0,03$	$5,02 \pm 0,02$	$79,7 \pm 0,7$

Variabler Attenuator

Nachdem der Strahl den Puls-picker verlassen hat, wird er am variablen Attenuator in den Photoinjektor- und THz-Arm aufgeteilt. Zunächst passiert der Strahl eine $\lambda/2$ -Wellenplatte, welche je nach Orientierung die Polarisation des Strahls beliebig drehen kann. Die Aufteilung der Strahlarme geschieht dann über einen Dünnschichtpolarisator (TFP, englisch: 'thin film polarizer'), der die horizontalen und vertikalen Polarisationsanteile des linear polarisierten Strahls trennt. Die Beschichtung des TFP ist auf geringe Dispersion optimiert und eignet sich somit besonders gut für breitbandige Systeme wie dem bei FLUTE verwendeten Ti:Sa-Femtosekunden-Laser. Für einen möglichst hohen Polarisationskontrast muss der Polarisator in einem Winkel von 72° zum einfallenden Strahl angebracht werden. Der horizontal polarisierte Anteil erfährt einen Strahlversatz, kann den TFP aber unabgelenkt passieren und wird anschließend als THz-Arm zum THz-Modul bzw. zur SRR-Vakuumkammer geleitet. Der vertikal polarisierte Anteil wird in einem Winkel von $\approx 144^\circ$ respektiv zur einfallenden Strahlrichtung reflektiert und anschließend zur Photoinjektion verwendet (Photoinjektor-Arm).

Durch die Wellenplatte vor dem TFP kann das Leistungsverhältnis zwischen Photoinjektor- und THz-Arm variabel eingestellt werden. Über einen weiteren sich im Reinraum befindlichen Attenuator kann über das gleiche Prinzip die Eingangsleistung des Strahls in die Experimentierhalle geregelt werden. Da beide Wellenplatten der Attenuatoren motorisiert gedreht werden, können durch elektronische Ansteuerung Leistungseinstellungen des Lasers flexibel vom Kontrollraum aus vorgenommen werden.

Kompressor

Mit Hilfe der Kompressoren können die Pulse in den jeweiligen Strahlarmen hinsichtlich ihrer Pulslänge eingestellt werden. Wie in Kap. 2.1.2 beschrieben, erfahren die Pulse im Astrella Lasersystem durch die verwendete CPA-Methode einen zeitlichen Chirp. Dieser kann extern, sobald notwendig, mit Hilfe der Kompressoren wieder rückgängig gemacht.

In Abb. 3.5 kann das Innenleben eines vom Hersteller Coherent bereitgestellten Kompressors eingesehen und das Prinzip anhand des eingezeichneten Strahlengangs nachvollzogen werden: Die wesentlichen Bestandteile des Kompressors bilden zwei parallel zueinander ausgerichtete Gitter, die den Strahl zunächst spektral aufspalten (in Abb. 3.5 angedeutet durch die verbreiternde Auffächerung und den farblichen Verlauf von langwelligem (rot) und kurzwelligem (blau) Anteilen). Über einen Dachkantenspiegel durchläuft der Strahl die Gitter erneut in umgekehrter Reihenfolge, allerdings auf unterschiedlicher Höhe. Da der zurückgelegte Weg für die verschiedenen Wellenlängen unterschiedlich ist, kann durch geeignete Wahl des Gitterabstands erreicht werden, dass die spektralen Anteile nach dem Zusammensetzen der spektralen Komponenten zeitlich näher zusammen liegen. Die minimal erreichbare Pulslänge wird hierbei durch die spektrale Breite des Pulses limitiert und kann über das Zeit-Bandbreite-Produkt berechnet werden [55]. Sie wird daher auch als bandbreiten- oder fourier-limitiert bezeichnet (englisch oft: 'transform-limited' (TL)). Im Fall des FLUTE Lasersystems liegt sie bei ca. 35 fs [24].

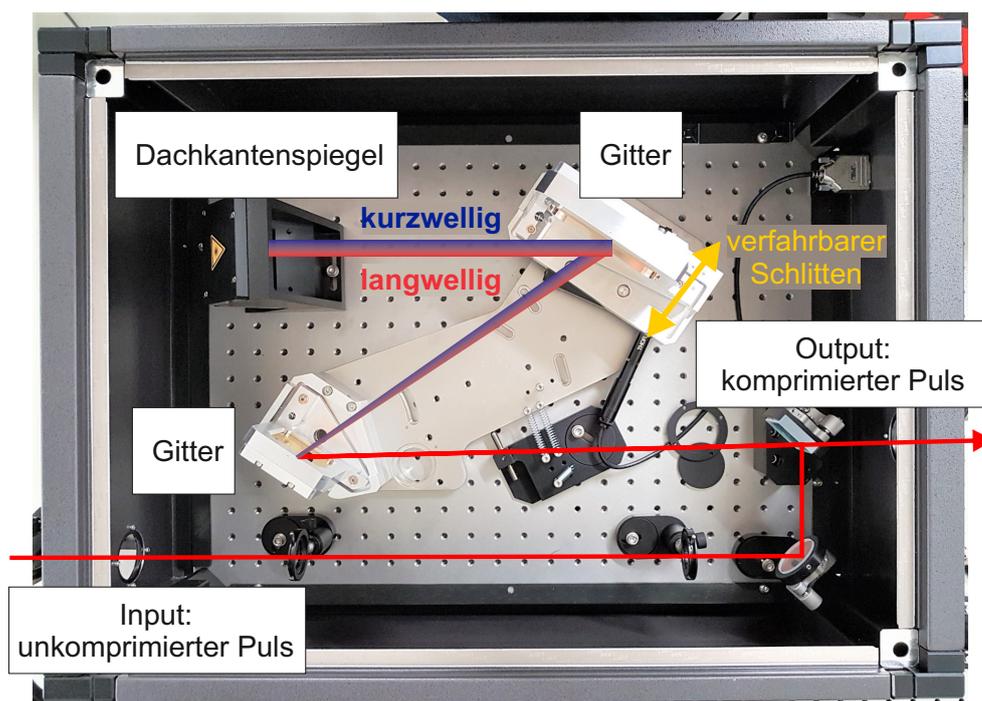


Abbildung 3.5.: Komponenten und Strahlengang im Kompressor: Der einfallende, unkomprimierte Puls wird über eine Spiegelanordnung auf zwei parallel zueinander ausgerichtete Gitter gelenkt. Diese sind dafür verantwortlich, den im Astrella Lasersystem durch CPA hergestellten Chirp der Pulse wieder rückgängig zu machen: Hierzu wird das Licht erst in seine kurzwelligen (blau) und langwelligen (rot) Anteile spektral aufgespalten und durchläuft anschließend über einen Dachkantenspiegel den umgekehrten Weg - in der Höhe versetzt - erneut. Hier werden die Komponenten durch die Gitter wieder zu einem Puls zusammengesetzt. Da die spektralen Anteile unterschiedliche Weglängen durchlaufen, kann für einen passenden Gitterabstand, der über einen motorisiert verfahrbaren Schlitten (dunkelgelb) einstellbar ist, eine Kompression bis zu ≈ 35 fs erzielt werden. Anschließend kann der ursprüngliche Puls in komprimierter Form ausgekoppelt werden.

Der Gitterabstand, für den diese minimale Pulslänge realisiert wird, kann mit Hilfe folgender Methode grob eingestellt werden: Hierzu wird der Gitterabstand durch Verfahren des Motors kontinuierlich geändert, während gleichzeitig eine IR Detektorkarte in den Strahl nach dem Kompressor gehalten wird, um das IR-Licht für den Experimentator sichtbar zu machen. Beim Durchfahren der Motorposition, für die der Gitterabstand gerade dem kürzester Pulse entspricht, ist auf der Karte ein Aufleuchten des Laserspots zu erkennen. Diese mit dem Auge wahrnehmbare sprunghafte Intensitätszunahme auf der IR-sensitiven Karte lässt sich auf die hohe Energiedichte der Pulse bei minimaler Pulslänge zurückführen und dient so als Indikator für eine per-Hand-Justage zum Einstellen kürzest möglicher Pulse. Da die tatsächliche Pulsdauer aber zu keinem Zeitpunkt durch eine Messung verifiziert wird, muss die Größe mit einer entsprechenden Unsicherheit versehen und mit Vorsicht behandelt werden.

Tabelle 3.2.: Messung der Transmissionen nach der Justage der Kompressoren:
Die Transmissionen der Kompressoren wurden für die maximal mögliche Eingangsleistung je Strahlarm gemessen.

Eingangsleistung (W)	Transmission Kompressor Photoinjektor-Arm (%)	Transmission Kompressor THz-Arm (%)
$4,75 \pm 0,01$ W	$72,4 \pm 0,3$ %	$65,6 \pm 0,4$ %

Für eine optimale Funktionalität des optischen Aufbaus in der Experimentierhalle ist es wichtig, dass sowohl Photoinjektor- als auch THz-Arm separat bezüglich ihrer Pulslänge eingestellt werden können. Obwohl für den Photoinjektor-Arm die Pulslänge des auf die Kathode auftreffenden Lichts zwischen 0,7 und 4 ps (RMS⁷) liegen sollte, um Raumladungseffekte bei der Photoinjektion zu minimieren (näher erläutert in Abschnitt "Quarzstab"), muss sie zunächst durch einen Kompressor auf nahezu Minimalwert reduziert werden. Dies liegt darin begründet, dass die Konversion der IR-Pulse in den UV-Bereich für ultra-kurze Pulse besonders effizient ist (siehe Abschnitt "THG").

Die Einrichtung beider Kompressoren wurde erneut anhand des Leistungsverlusts in einer Kompressor-Einheit nach der vorgenommenen Justage bewertet. Die gemessenen Transmissionen der jeweiligen Kompressoren können Tabelle 3.2 entnommen werden. Der in beiden Fällen feststellbare Leistungsverlust von rund 30 % bleibt hierbei leicht hinter dem 'Factory Acceptance Test' des Herstellers Coherent mit dokumentierten Transmissionen von 80,7 % bzw. 83,1 % zurück. Allerdings ist neben der in diesem Fall höheren Eingangsleistung von ca. 7 W ein direkter Vergleich vor allem aufgrund der bereits erwähnten, verminderten Strahlqualität in der Experimentierhalle nur schwer möglich. Während die im Rahmen dieser Arbeit erzielte Kompressor-Effizienz für den Photoinjektor-Arm hinsichtlich des Betriebs von FLUTE mehr als ausreichend ist, kann bei höherem Leistungsbedarf im THz-Arm eine Neujustage in Erwägung gezogen werden.

THG

Die in Kapitel 2.1.2 eingeführte THG-Einheit besitzt die Aufgabe, die einfallenden IR-Pulse in den UV-Bereich zu konvertieren, um über den photoelektrischen Effekt freie Elektronen für die anschließende Beschleunigung zu erzeugen. Das hierbei genutzte Phänomen wird als Frequenzverdreifung (englisch: 'Third Harmonic Generation', kurz: THG) bezeichnet. Zum Erzielen der THG werden zwei nichtlineare Prozesse kombiniert, deren schematischer Verlauf in Abb. 3.6 nachvollzogen werden kann:

Der einfallende IR-Laserstrahl (800 nm Wellenlänge) wird zunächst durch einen optischen Kristall aus β -BaB₂O₄ (Beta-Bariumborat, kurz: BBO) gelenkt. Für ausreichend hohe Intensitäten und einer geeigneten Phasenanpassung kommt es in dem Material zum

⁷RMS (englisch: 'Root Mean Square') bezeichnet das quadratische Mittel und wird im Kontext der Beschleunigerphysik häufig zur Definition der Pulslänge verwendet.

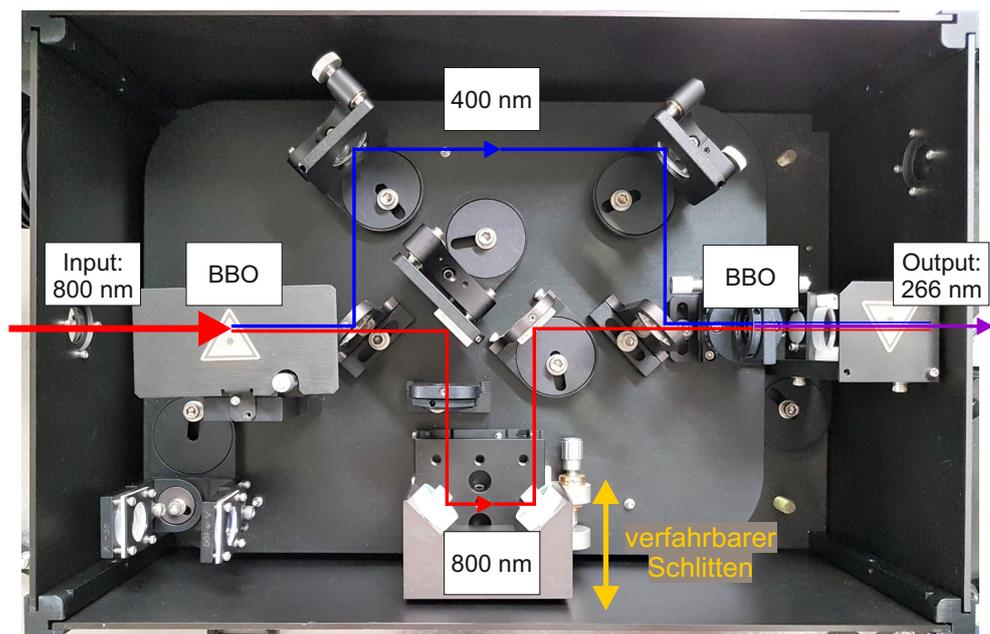


Abbildung 3.6.: Komponenten und Strahlengang in der THG-Einheit: Der einfallende 800 nm Laserstrahl (rot) trifft auf einen BBO-Kristall und erzeugt durch den nichtlinearen Prozess der Frequenzverdopplung einen weiteren 400 nm Strahl (blau). Durch einen dichroitischen Strahlteiler werden die Pulse je nach Wellenlänge auf separate Transportwege aufgeteilt, wobei der des IR-Strahls durch einen verfahrbaren Schlitten (dunkelgelb) zeitlich angepasst werden kann. Bei hiermit eingestelltem zeitlichen Überlapp kommt es in einem zweiten BBO-Kristall zur Summenfrequenzerzeugung eines 266 nm Laserstrahls. Während die anderen zwei Wellenlängen über dichroitische Spiegel geblockt werden, können die UV-Pulse ausgekoppelt und weiter zur Photokathode transportiert werden.

nichtlinearen Prozess der Frequenzverdopplung (englisch: 'Second Harmonic Generation', kurz: SHG), wodurch ein zweiter Strahl mit halbiertem Wellenlänge entsteht. Die im blauen, sichtbaren Bereich liegenden Pulse (400 nm) werden an einem dichroitischen Strahlteiler vom IR-Strahl getrennt und laufen auf einem unterschiedlichen Weg weiter. Die Weglänge der 800 nm Pulse kann über einen verfahrbaren Schlitten (Abb. 3.6 dunkelgelb) auf Mikrometer-Ebene verändert werden. Für eine geeignete Einstellung entsteht in einem zweiten BBO-Kristall durch den nichtlinearen Prozess der Summenfrequenzerzeugung aus den überlappenden 800 und 400 nm Pulsen ein dritter Strahl. Hierbei addieren sich die Frequenzen der sich im Kristallmaterial überlagernden Pulse, wodurch es zur Frequenzverdreifung des ursprünglichen IR-Strahls kommt, hier also zur Erzeugung von 266 nm.

Nichtlineare optische Effekte wie diese können auf höhere Ordnungen der bereits in Kapitel 2.3.1 eingeführten Suszeptibilität χ zurückgeführt werden. Die Größe χ kann als Verknüpfung des elektrischen Felds und der Polarisation des verwendeten Mediums verstanden werden und ist feld- bzw. intensitätsabhängig. Demnach kann die Stärke nichtlinearer Effekte in erster Näherung dadurch gesteigert werden, dass das vom Laser

Tabelle 3.3.: Messung der UV-Konversionseffizienz nach der Justage der THG-Einheit: Die Tabelle zeigt die gemessene IR-Eingangs- und UV-Ausgangsleistung sowie die resultierende Konversionseffizienz. Die verwendete Obergrenze für die Eingangsleistung wurde hierbei durch eine beginnende Plasma-Bildung in der THG-Einheit festgelegt.

IR-Leistung am THG-Eingang (mW)	UV-Leistung am THG-Ausgang (mW)	Konversions-effizienz (%)
650	60	9,2
1940	245	12,6

generierte Feld bzw. dessen Leistungsdichte erhöht wird [56]. Aus diesem Grund muss die IR-Pulslänge vor der Einkopplung in die THG-Einheit durch den zuvor erläuterten Kompressor stark verkürzt werden⁸, um letztendlich eine möglichst große Effizienz im Konversionsprozess zu erzielen.

Im Anschluss an die Frequenzverdreifachung kann der 266-nm-Strahl von den zwei anderen, ko-propagierenden Wellenlängen durch weitere dichroitische Strahlteiler getrennt und einzeln ausgekoppelt werden. Zur Optimierung der vorgenommenen Justage wurde die Eingangsleistung des in die THG-Einheit einfallenden IR-Strahls gemessen und mit der Ausgangsleistung des ausgekoppelten UV-Strahls verglichen. Nach Optimierung konnte, wie in Tab. 3.3 eingesehen werden kann, eine maximale UV-Konversionseffizienz der THG-Einheit von 12,6 % gemessen werden. Im Vergleich zur vorherigen Effizienz von 7,5 %, die nach der von Coherent- und FLUTE-Mitarbeitern durchgeführten Justage gemessen wurde, konnte in der im Zuge dieser Arbeit vorgenommenen Einrichtung der THG-Einheit eine signifikante Steigerung erzielt werden.

Wie in Tab. 3.3 außerdem zu erkennen, ist die gemessene UV-Konversion abhängig von der Eingangsleistung des umzuwandelnden IR-Strahls. Dies deckt sich mit den Erwartungen aufgrund der zuvor erläuterten Eigenschaften der materialeigenen nichtlinearen Suszeptibilität. Die verwendete Obergrenze für die IR-Eingangsleistung von 1,94 W kommt dadurch zustande, dass ab diesem Wert ein deutliches Licht-Flackern im Gehäuse der THG-Einheit im auskoppelnden Periskop beobachtet werden kann. Die Vermutung liegt nahe, dass es für solch hohe Energien zur Plasma-Bildung kommt, was allerdings aufgrund der Spezifikation der THG-Einheit für einen Normalbetrieb bei ca. 5 W ein unerwartetes und bis dato noch nicht beobachtetes Verhalten darstellt. Möglicherweise führen die auf dem Transportweg zunehmenden Instabilitäten zu temporär erhöhten Leistungsdichten, durch die eine Plasmazündung möglich wird.

Um möglichen Beschädigungen in jedem Fall vorzubeugen, wird die Leistung des Photoinjektor-Arms beschränkt und nicht über der genannten Obergrenze gewählt. Für den Betrieb von FLUTE ist eine somit maximal verwendbare UV-Leistung von 245 mW mehr als ausreichend und stellt keine Einschränkungen dar.

⁸Aufgrund von Dispersion in den optischen Elementen der THG-Einheit bildet die durch den Kompressor optimal einzustellende Pulslänge nicht exakt das Minimum, sondern einen Wert nahe daran.

Quarzstab

Bei der Buncherzeugung spielt die Pulslänge der auf die Photokathode treffenden UV-Pulse eine wichtige Rolle. Im Moment des Austritts besitzen die Elektronen noch keine relativistische Geschwindigkeit, wodurch die gegenseitige Abstoßung der Elementarteilchen aufgrund ihrer gleichnamigen Ladungen von nicht vernachlässigbarer Bedeutung ist. Diese Raumladungseffekte nehmen für kürzer werdende Pulse zu und die Emittanz der erzeugten Bunche wächst an. Diese bereits in Kapitel 2.2 eingeführte Größe kann als Produkt aus Winkeldivergenz und Querschnittsfläche des Elektronenpaketes zur Bewertung der Kollimier- bzw. Fokussierbarkeit des Elektronenstrahls herangezogen werden und sollte möglichst kleine Werte annehmen. Daher müssen die IR-Laserpulse nach Durchlaufen der THG-Einheit wieder in ihrer Länge gestreckt werden, um Raumladungseffekte bei der Photoinjektion zu minimieren.

Die Pulsstreckung wird mit Hilfe eines Quarzstabs (Abb. 3.2 rosa, Foto in Anh. A.1 Abb. A.6) realisiert. Im Gegensatz zu anderen Materialien eignet sich UV-Quarzglas⁹ (SiO_2) aufgrund seiner optischen Eigenschaften besonders gut für den Einsatz im Umgang mit UV-Licht [57]. Mit einem transmissiven Wellenlängenbereich von rund 200 – 1100 nm ist das Material auch widerstandsfähig gegen etwaige Zerstörungen durch die von der THG-Einheit produzierten 266-nm-Pulse, welche insbesondere wegen ihrer geringen Pulsdauer hohe Spitzenleistungen erreichen können. Für die Streckung wird ausgenutzt, dass die Pulse beim Durchlaufen des Quarzstabs der Materialdispersion unterliegen. Auf diese Weise kann die Stärke der Pulsstreckung abhängig von der gewählten Länge des Stabs eingestellt werden.

Ein Nachteil der Methode besteht darin, dass die dispersive Strecke, welche von den Pulsen durchlaufen wird, nicht beliebig variiert werden kann. Dies führt dazu, dass nur diskrete Pulslängen je nach verwendeter Stablänge eingestellt werden können. Darüber hinaus müssen die Quarzstäbe manuell ausgetauscht und neu justiert werden, sobald eine andere Konfiguration gewünscht ist. Allerdings stellt die Pulsstreckung durch Quarzstäbe eine kompakte und günstige Alternative zu anderen Methoden wie bspw. Gitterstreckern dar, weil die Herstellung effizienter beugender Strukturen (aus Quarzglas) für diesen Wellenlängenbereich sehr schwierig und daher kommerziell kaum verfügbar ist. Für eine flexiblere und gleichzeitig effiziente Pulsstreckung nach der THG-Einheit könnte zukünftig trotz relativ hoher Kosten z.B. ein Verbesserungsansatz mit den in [58] vorgeschlagenen UV-Transmissionsgittern in Erwägung gezogen werden.

Um bei FLUTE eine möglichst effiziente Photoinjektion zu gewährleisten, wurde anhand von Simulationen in [59] gezeigt, dass die hierfür optimale Pulslänge bei einigen wenigen Pikosekunden liegt. Wie in [24] untersucht wurde, streckt der in dieser Arbeit eingebaute und justierte Quarzstab mit einer Länge von 304,5 mm die Pulslänge auf rund 3,5 ps.

⁹Im Unterschied zur gebräuchlichen Alternative des IR-Quarzglases besitzt UV-Quarzglas einen höheren Anteil von Verunreinigungen durch Hydroxidionen [57].

Delay Stage

Eingangs dieses Kapitels wurde bereits kurz die vorrangige Idee hinter der Neukonzeptionierung des Aufbaus auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle erläutert. Durch die geplanten und berechneten Weglängen von Photoinjektor- und THz-Arm soll gewährleistet werden, dass sich Elektronenpaket sowie lasergenerierter THz-Puls im SRR zeitlich treffen und so miteinander wechselwirken können. Obwohl vom Licht zurückgelegte Strecken mit Hilfe der CAD-Zeichnungen geplant und die Zeit der Elektronen vom Austritt über Beschleunigung bis hin zum SRR anhand von Simulationen berechnet werden kann, sind die ganz genauen Weglängen beider Arme immer mit Unbekannten behaftet.

So wurden zwar alle Optomechaniken, wie z.B. Spiegelhalterungen, mit einem zu Anfang dieses Kapitels erwähnten Laser-Tracker-Systems vorjustiert, allerdings wurden hierbei Ungenauigkeiten bei der Positionierung von einigen zehn μm toleriert. In der Summe aller Bestandteile des Aufbaus auf dem optischen Tisch kann bereits diese Unsicherheit zu Abweichungen im geplanten zeitlichen Überlapp zwischen Elektronen und THz-Puls führen. In diesem Kontext gleichbedeutend zu nennen sind alle Ungenauigkeiten, die während der Justage mit Laserstrahl entstanden sind. Für die Berechnung der Strecken in den angefertigten CAD-Zeichnungen wird angenommen, dass der Strahl jede Optik perfekt mittig trifft und stets parallel zur Tischplatte verläuft. Strahlversätze sowie -winkel können bei einer manuellen Justage jedoch nie komplett vermieden werden, auch wenn mit Justierhilfen gearbeitet wurde, die mögliche Fehler weitgehend eingrenzen sollen.

Eine weitere Ungenauigkeit stellt die Annahme dar, dass sich die Laserpulse ausnahmslos mit Lichtgeschwindigkeit c durch den optischen Aufbau in der Experimentierhalle bewegen. Da der Zusammenhang

$$v = \frac{c}{n} \quad (3.1)$$

gilt, ist diese Aussage nämlich nur dann zutreffend, wenn das Propagationsmedium mit Brechungsindex n über den gesamten Weg durch Vakuum gegeben ist. Neben der größtenteils vom Licht durchquerten Luft (mit $n = 1,00028$ [60]) sind hier vor allem optische Teilwege mit $n > 1$ zu erwähnen. So wurde in der Planung angenommen, dass die Geschwindigkeit des Lichts beispielsweise für eine Propagation durch die in der THG verbauten BBO-Kristalle ($n = 1,55$ bis $1,60$) oder durch den zuvor erläuterten Quarzstab ($n = 1,46$) der Vakuumgeschwindigkeit entspricht.

Um in der Lage zu sein, diese genannten Fehlerquellen für die Weglängen der Strahlarme kompensieren zu können, wurde im THz-Arm eine Delay Stage eingebaut (Abb. 3.3 in magenta). Hierbei handelt es sich um einen motorisierten Verfahrstisch, der über eine Wegstrecke von 325 mm in 75-nm-Schritten verfahren werden kann. Die auf dem Schlitten montierten Spiegel sind so angebracht, dass sie den Strahl exakt im Einfallswinkel wieder reflektieren (Katzenaugenprinzip), wodurch die von der Delay Stage veränderbare Strecke doppelt zurückgelegt wird. Insgesamt kann also die vom THz-Arm zurückgelegte

Wegstrecke um 650 mm modifiziert werden, was bei einer Geschwindigkeitsannahme von $v = c$ einem zeitlichen Versatz von $\approx 2,2$ ns entspricht.

Im besten Fall bleibt der Strahlverlauf bzw. die Winkel bei Verfahren der Delay Stage unverändert. Mit Hilfe der Spiegel vor der modifizierbaren Strecke können Position und Winkel des einfallenden Strahls eingestellt werden, zudem kann der Verfahrtsch in den Ebenen der aufliegenden Umlenkspiegel gekippt werden. So wurde während der im Zuge dieser Arbeit vorgenommenen Justage der Delay Stage darauf geachtet, so wenig Strahlversatz für die jeweiligen Endpositionen des Schlittens zu produzieren wie möglich. Als eine Referenzgröße für die Qualität der Delay Stage-Einrichtung wurde hierbei die Konversionseffizienz im THz-Modul verwendet, die eingehend für verschiedene Positionen der Delay Stage in Kapitel 4.1 beleuchtet wird. Eine Diskussion des zeitlichen Überlapps wird in Kapitel 5.1 vorgenommen.

Andere Diagnostik-Elemente

Im Zuge dieser Arbeit wurden all diejenigen Bestandteile des optischen Aufbaus in der Experimentierhalle justiert, die für ein Gelingen des SRR-Experiments notwendig sind. Aus zeitlichen Gründen wurde daher auf eine Justage von optionalen Diagnostik-Elementen verzichtet. Dennoch soll im Folgenden kurz auf diese eingegangen werden. In der Übersichtsskizze des optischen Aufbaus der Experimentierhalle (Abb. 3.1) sind alle optionalen Diagnostik-Elemente mit unterschiedlichen Kreisen markiert (siehe Legende). Dabei handelt es sich um 6 Photodioden, 2 Autokorrelatoren und die virtuelle Kathode.

Die Photodioden sind an strategischen Stellen auf dem optischen Tisch platziert, um eine umfassende Leistungsüberwachung des Laserstrahls bzw. der Laserstrahlen zu ermöglichen. Außerdem können auf diese Weise empfindliche Geräte, wie die Detektoreinheiten des Laserstabilisationssystems oder die Autokorrelatoren, gezielter vor Beschädigungen geschützt werden.

In den Unterabschnitten über die THG-Einheit sowie den Quarzstab wurde eingehend erläutert, dass die Pulslänge aus Gründen bestmöglicher Effizienz für die UV-Konversion bzw. Photoinjektion angepasst werden muss. Um eine Kontrolle dieser Größe zu ermöglichen, besitzt der Photoinjektor-Arm zwei Strahlteiler, die je einen Unterarm in Autokorrelatoren leiten, mit denen die Pulslänge bestimmt werden kann. Dabei befindet sich das erste Messgerät kurz vor der THG-Einheit und das zweite unmittelbar hinter dem Quarzstab.

Ein weiteres wichtiges Diagnostik-Element bildet die virtuelle Kathode. Dieses aus einem Szintillationsschirm und einer Kamera bestehende System soll eine Laserspot-Kontrolle auf der eigentlichen Kathode ermöglichen, da in den Photoinjektor kein Einblick möglich ist. Hierzu wird kurz vor der Einkopplung in die Kathode ein kleiner Teil des UV-Strahls durch einen Strahlteiler umgeleitet. Die virtuelle Kathode ist dabei derart platziert, dass die Weglänge von Strahlteiler zu Szintillationsschirm exakt der Weglänge zum eigentlichen Auslösepunkt der Elektronen entspricht. In anderen Worten steht der Szintillationsschirm im Fokus des konvergierenden UV-Strahls. Da die Laserspotform und -lage auf der Ka-

thode mit über die Beschaffenheit der ausgelösten Elektronenpakete entscheidet, kann durch eine zukünftige Inbetriebnahme der virtuellen Kathode und der damit verbundenen zusätzlichen Kontrolle eine Optimierung der Photoinjektion bei FLUTE vorangetrieben werden.

3.3. Modul zur laserbasierten Erzeugung von THz-Strahlung

Dieses Kapitel widmet sich der Darstellung des Moduls zur laserbasierten Erzeugung von THz-Strahlung. Das ursprüngliche Design des Moduls wurde von Dr. Zoltan Ollmann, Universität Bern, Schweiz, für das SRR-Experiment bei FLUTE entwickelt und im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut, justiert und charakterisiert. Zunächst werden die einzelnen Komponenten des Aufbaus erläutert, woraufhin die Handhabung hinsichtlich Justage und Messmethodik mit eingehender Messunsicherheitsbetrachtung beschrieben wird.

3.3.1. Komponenten und Design

Wie in Kapitel 2.2 beschrieben wurde, werden für das Gelingen des Split-Ring-Resonator-Experiments intensive THz-Pulse benötigt. Diese THz-Pulse werden optisch mittels der in Kapitel 2.3.2 erläuterten Tilted-Pulse-Front-Methode in einem eigens für das SRR-Experiment konzipierten Modul erzeugt. Das ursprüngliche Design stammt von Dr. Zoltan Ollmann, Universität Bern, Schweiz und wurde im Sommer 2017 als Testaufbau realisiert, um dessen Eignung für das FLUTE Lasersystem zu überprüfen.

In Abb. 3.3 aus dem vorangegangenen Kapitel ist die Lage des Aufbaus durch eine gelbe Umrahmung gekennzeichnet. Aufgrund der Position der THz-Erzeugung auf dem optischen Tisch nahe der SRR-Vakuumkammer sind die einzelnen Elemente des Aufbaus für den Experimentator nur eingeschränkt zugänglich. Gleichzeitig ist die Justage der verwendeten Konfiguration äußerst sensitiv auf kleinste Einstellungen und Änderungen. Daher, und auch um den laufenden Betrieb bei FLUTE nicht zu stören, wurde die laserbasierte THz-Generierung als portables Modul konzipiert, wodurch der Aufbau und die Justage an anderer Stelle separat vorgenommen und anschließend an dessen finale Position in der Experimentierhalle gebracht werden konnte. Die Konzeption als tragbares Modul ist deswegen möglich, weil lediglich die relativen Beziehungen der Komponenten zueinander für einen Erfolg der verwendeten TPF Methode entscheidend sind.

Das Design des THz-Moduls mitsamt aller genutzter Komponenten (für CAD-Zeichnungen bzw. Foto s. Anh. A.1 Abb. A.7) wird durch Abb. 3.7 veranschaulicht: Zu Beginn werden die zu konvertierenden Laserpulse mit einer Pumpwellenlänge von $\lambda = 800$ nm auf einer Strahlhöhe von 12 cm respektiv zur Aluminiumplatte, auf welcher sich der Aufbau befindet, in das Modul eingekoppelt. Wie in Kapitel 2.3.3 beschrieben wurde, muss die Pulsrate bei Verwendung des THz-Powermeters durch einen optischen Chopper verlangsamt werden, welcher eingangs des Aufbaus optional platziert werden kann. So hat der Chopper innerhalb des Moduls den nach [51] empfohlenen Maximalabstand zum Detektor.

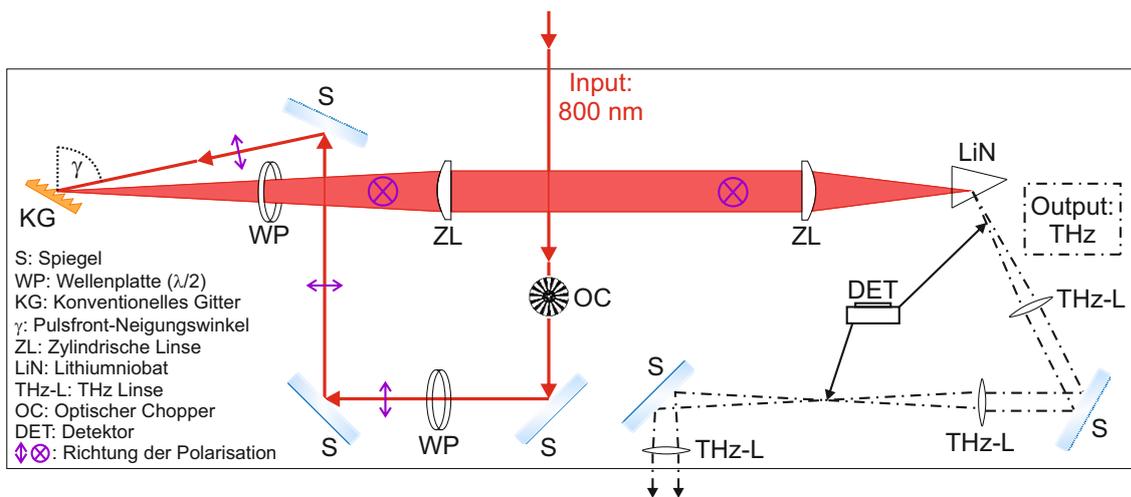


Abbildung 3.7.: Skizze des Moduls zur laserbasierten Erzeugung von THz-Strahlung bei FLUTE: Gezeigt ist das verwendete Schema der Tilted-Pulse-Front-Methode zur Erzeugung der für das SRR-Experiment benötigten THz-Pulse. In das Modul eingekoppelt werden 800-nm-Pulse (rot), die zunächst einen für den Detektor (DET) benötigten, optischen Chopper (OC) passieren. Mit Hilfe der ersten $\lambda/2$ -Wellenplatte (WP) wird die Polarisation des Strahls (violett) horizontal eingestellt und dieser über Spiegel (S) auf ein konventionelles Beugungsgitter (KG) gelenkt. Hier wird die Pulsfront um den von Spiegel und Gitter festgelegten Winkel γ geneigt und anschließend über zwei Zylinderlinsen (ZL) in den Lithiumniobat-Kristall (LiN) abgebildet. Zuvor wird die Polarisation durch eine zweite $\lambda/2$ -Wellenplatte um 90° gedreht. Der im Kristall generierte, divergente THz-Strahl (schwarz gestrichelt) wird schlussendlich über zwei Spiegel und drei THz-Linsen (THz-L) als Teil eines Doppel- $4f$ -Teleskopsystems zum achromatischen Transport der breitbandigen THz-Strahlung aus dem Modul ausgekoppelt.

Ein erster dielektrischer Spiegel lenkt den Strahl durch eine $\lambda/2$ -Wellenplatte, welche die Polarisationsrichtung horizontal zum optischen Tisch festlegt. Dies ist deswegen notwendig, da die Funktionalität des Gitters stark polarisationsabhängig ist. Nach der Wellenplatte wird der Strahl auf einen dritten Spiegel gelenkt, der in Verbindung mit der Orientierung des nachfolgenden Beugungsgitters den für die Phasen Anpassung entscheidenden, in Kapitel 2.3.2 eingeführten Pulsfront-Neigungswinkel γ festlegt. Wie im Grundlagenteil beschrieben, verhält sich das Licht nach Auftreffen auf das konventionelle Gitter winkeldispersiv und der Strahl wird divergent gebeugt.

Zunächst passieren die Pulse mit geneigten Pulsfronten eine weitere $\lambda/2$ -Wellenplatte, welche die Polarisation des Strahls um 90 Grad dreht, um so die Effizienz des polarisationsabhängigen, nichtlinearen Konversionsprozesses im Kristall zu begünstigen. Über zwei zylindrische Linsen im $4f$ -Teleskop-Abstand ($f_{ZL,1} = 421 \text{ mm}$ und $f_{ZL,2} = 250 \text{ mm}$) werden die geneigten Pulsfronten in den Kristall abgebildet, wo die verwendeten 800 nm über die in Kapitel 2.3 erläuterte TPF Methode der optischen Gleichrichtung in den THz-Bereich konvertiert werden.

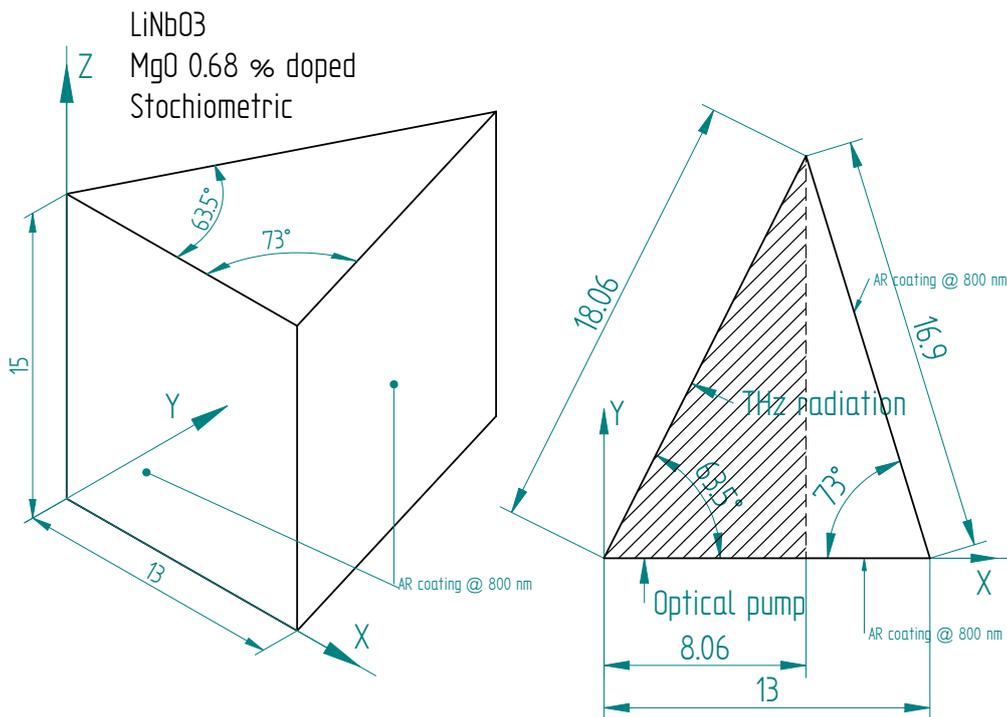


Abbildung 3.8.: Skizze des im THz-Modul verwendeten Lithiumniobat-Kristalls: Gezeigt sind die Abmessungen und internen Winkel des Kristalls (links) sowie die Pump- und Emissionsseite (rechts, schraffiert). Die Skizze wurde von Dr. Zoltan Ollmann, Universität Bern, Schweiz zur Verfügung gestellt.

Bei dem Kristall handelt es sich um stöchiometrisches Lithiumniobat (LiNbO_3) mit einer Magnesiumoxid (MgO)-Dotierung von 0,68 %. Die Dotierung von Lithiumniobat mit Fremdatomen verfolgt vor allem den Zweck, optischen Schäden vorzubeugen, die im Kristall bei nichtlinearen optischen Anwendungen aufgrund der häufig hohen Intensitäten entstehen können [61]. Die Dimensionen des Kristalls werden in Abb. 3.8 gezeigt, die von Dr. Zoltan Ollmann zur Verfügung gestellt wurde: Der Kristall ist auf der Pumpseite 13 mm breit und 15 mm hoch, wobei die dreieckige Grundseite des Prismas asymmetrisch geschnitten wurde. Hierbei ist zu beachten, dass der Kristall nicht mittig, sondern auf der Seite des kleineren Öffnungswinkels von $63,5^\circ$ gepumpt werden muss. Die Pumpfläche nimmt somit knapp $2/3$ der gesamten Fläche ein, die senkrecht zum einfallenden Strahl orientiert ist.

Die erzeugte THz-Strahlung wird senkrecht zur anliegenden Seite des Kristalls emittiert (siehe Pump- und Emissionsseite in Abb. 3.8 schraffierter Bereich). Dabei sind sowohl die Pump- als auch die der Emissionsseite gegenüber liegende Fläche für 800 nm antireflexionsbeschichtet, um einerseits Leistungsverluste beim Pumpvorgang zu minimieren und andererseits im Kristall stattfindende Reflexionen des nicht konvertierten IR-Strahls zu verhindern.

Der generierte THz-Strahl verlässt den Kristall divergent und wird durch eine erste THz-Linse mit einer Fokallänge von $f_{\text{THz},1} = 100$ mm kollimiert¹⁰. Diese bildet zusammen mit den zwei weiteren im Modul befindlichen Linsen ($f_{\text{THz},2} = 75$ mm und $f_{\text{THz},3} = 261$ mm) den ersten Bestandteil eines Doppel- $4f$ -Teleskopsystems zum achromatischen Strahltransport der breitbandigen lasergenerierten THz-Strahlung. Hierdurch soll im SRR-Experiment verhindert werden, dass der Fokus des THz-Strahls in der UHV-Vakuumkammer für verschiedene Wellenlängen an unterschiedlichen Orten liegt. Die vom Hersteller Tydex produzierten THz-Linsen aus ZEONEX, einem Cycloolefin-Copolymer (COC), werden hinsichtlich ihrer Eigenschaften näher in Kapitel 4.4 beleuchtet.

Der ergänzende, nicht in Abb. 3.7 dargestellte zweite Teil des Doppel- $4f$ -Teleskopsystems wird durch einen in der Vakuumkammer liegenden Off-Axis-Parabolspiegel¹¹ (OAP) realisiert. Nachdem der THz-Strahl über Spiegel und die 3 THz-Linsen aus dem Modul ausgekoppelt wurde, gelangt er anschließend durch ein THz-durchsichtiges z-cut Quarzfenster in die UHV SRR-Kammer, wo er mittels des OAP mit einer Brennweite von $f_{\text{OAP}} = 50,8$ mm auf den Split-Ring-Resonator fokussiert wird.

3.3.2. Justage, Messmethodik und Messunsicherheitsbetrachtung

In diesem Unterkapitel wird die Handhabung mit dem THz-Modul während der vorliegenden Arbeit beschrieben. Dabei wird zunächst auf die Justage des empfindlichen Aufbaus eingegangen, woraufhin die Messmethodik im Kontext einer Messunsicherheitsbetrachtung beschrieben wird.

Justage

Im vorangegangenen Kapitel wurde bereits erwähnt, dass ein Vorteil der Portabilität des THz-Moduls darin besteht, den Aufbau aufgrund der eingeschränkten Zugänglichkeit in der Experimentierhalle an anderer Stelle vornehmen zu können. Daher wurde das THz-Modul zunächst im Reinraum bei FLUTE unter optimalen Bedingungen aufgebaut, justiert und die erzeugte THz-Strahlung charakterisiert, bevor der Aufbau an seine für das SRR-Experiment finale Position neben der Beschleunigeranlage gebracht wurde.

Obwohl das Modul mit Hilfe des Laser-Tracker-Systems, welches auch in der Experimentierhalle Anwendung gefunden hat, vorjustiert wurde, mussten weitreichende Justage-Arbeiten verrichtet werden, um die Effizienz der THz-Generierung zu maximieren. Dies liegt darin begründet, dass die Konfiguration, bei der die notwendigen Bedingungen für einen erfolgreichen Konversionsprozess erfüllt sind, äußerst sensitiv auf kleinste Änderungen reagiert. Hier ist vor allem die in Kapitel 2.3.2 diskutierte Phasen Anpassung zu nennen. Erschwerend hinzu kommt, dass die Variation einiger Parameter eine Änderung anderer Größen zur Folge hat. So wird bspw. durch das Verschieben der Gitterposition

¹⁰Dies gilt nur näherungsweise, da sich THz-Strahlen aufgrund der vergleichsweise großen Wellenlänge immer kon- oder divergent verhalten.

¹¹Bezeichnung für Spiegel aus den Segmenten eines Paraboloiden, dessen Achse nicht mit der optischen Achse des einfallenden Strahls zusammenfällt (englisch: 'off-axis').

gleichzeitig die Fokusslage der Abbildung durch das Zylinderlinsen-Teleskop modifiziert. Die wichtigsten, stark koppelnden Achsen in Strahlrichtung sind hierbei:

1. Position und Orientierung des letzten Spiegels vor dem Gitter → Änderung des Pulsfront-Neigungswinkels.
2. Position und Orientierung des Gitters → Änderung des Pulsfront-Neigungswinkels und der Fokusslage- bzw. beschaffenheit.
3. Position und Orientierung des Kristalls → Anpassung an Pulsfront-Neigungswinkel und dessen Abbildung sowie Änderung des Emissionswinkels

Um eine tatsächliche Optimierung der erzeugten THz-Leistung zu erreichen, wurde daher iterativ vorgegangen. Während der Iteration dieser Justage-Schritte wurde die THz-Leistung mit Hilfe des Powermeters aus Kapitel 2.3.3 unmittelbar nach dem Kristall kontrolliert und für jede Änderung maximiert. Dabei wurde darauf geachtet, dass auch die Position des Detektors stets an die Positionsänderung des Kristalls angepasst wird.

Wie während der Justage festgestellt werden konnte, beeinflusst die Änderung der beschriebenen Parameter nicht nur die Höhe des erzeugten THz-Strahls, sondern auch, unter welchem Winkel dieser den Kristall verlässt. Zwar können kleine Abweichungen in Strahlhöhe und -winkel durch die Metallspiegel ausgeglichen werden, allerdings wurde die Planung der Weglänge bis zum SRR für eine feste Höhe und einen zur Tischplatte parallel emittierten THz-Strahl ausgelegt. Aus diesem Grund wurde die Justage nach Optimierung der Konversionseffizienz in einem zweiten Schritt durch die Vermessung von Höhe und Strahlwinkel mittels der THz-Kamera gegengeprüft.

Messmethodik und Messunsicherheitsbetrachtung

Einen zentralen Bestandteil der vorliegenden Arbeit bilden die im nachfolgenden Kapitel 4 vorgestellten Messergebnisse zur lasergenerierten THz-Strahlung. Daher widmet sich dieser Abschnitt der eingesetzten Methodik im Kontext der durchgeführten Messungen mit THz-Modul und -Detektoren zur Eingrenzung von Unsicherheitsquellen und letztendlichen Bestimmung der zugrundeliegenden Messunsicherheiten.

Hierzu wurde in dieser Masterarbeit versucht, den Leitfaden GUM (Guide to the expression of Uncertainty in Measurement) als Orientierung zu nutzen. Der GUM wurde erstmals 1993 von der ISO¹² publiziert und ist im Deutschen durch die DIN ENV 13005 als „Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen“ formuliert. Das Urheberrecht der aktuell korrigierten Version von 2008 teilen sich die Mitgliedsorganisationen des JCGM (Joint Committee for Guides in Metrology), von denen neben der ISO vor allem das IBMG¹³ zu nennen ist¹⁴, auf dessen Webseite das Dokument in elektronischer Form kostenfrei

¹²Internationale Organisation für Normung, englisch: 'International Organization for Standardization'.

¹³Internationales Büro für Maß und Gewicht, französisch: 'Bureau International des Poids et Mesures' (BIPM).

¹⁴Weitere Mitgliedsorganisationen des JCGM: IEC, IFCC, ILAC, IUPAC, IUPAP und OIML.

heruntergeladen werden kann [62]. Eine deutsche Fassung des GUM wurde von der PTB anhand des Originals verfasst und wird auf [63] zur Verfügung gestellt. Mit Hilfe des Leitfadens sollen Ermittlung und Angabe von Messunsicherheiten international standardisiert werden, um Messergebnisse besser vergleichen zu können. Die wichtigsten Elemente des GUM, die in der vorliegenden Arbeit angewendet wurden, werden im Folgenden kurz erläutert, wobei für den detaillierteren Leitfaden nochmal auf [63] hingewiesen wird.

Bei der Bestimmung von Unsicherheitsquellen in einer Form der Unsicherheitsanalyse nach GUM wird hinsichtlich zweier Typen unterschieden:

Ermittlungsmethode Typ A: (Kenntnisse statistischer Art)

Bei der Bestimmung einer Eingangsgröße x_i , wie z.B. der lasergenerierten THz-Leistung P_{THz} , wird bei der Auswertung von n Messungen unter gleichen Bedingungen der arithmetische Mittelwert

$$x_i = \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n x_k \quad (3.2)$$

als bester Schätzwert der Eingangsgröße herangezogen. Als Standardunsicherheit $u(x_i)$ wird die empirische Standardabweichung des Mittelwertes

$$u(x_i) = \sigma(\bar{x}) = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{k=1}^n (x_k - \bar{x})^2} \quad (3.3)$$

verwendet. In der vorliegenden Arbeit wurde darauf geachtet, die Anzahl an Messungen n vergleichsweise groß zu wählen (z.B. im Fall der THz-Leistungsmessung mit dem THz20-Powermeter $n = 250$), so dass die normalverteilt angenommenen Eingangsgrößen keiner Korrektur durch den t-Faktor¹⁵ unterliegen.

Ermittlungsmethode Typ B: (Kenntnisse nichtstatistischer Art)

Als Informationen, die nicht unmittelbar aus mehrmaligen Beobachtungen stammen, konnten Herstellerangaben der verwendeten Messgeräte sowie Daten aus Kalibrierscheinen verwendet werden, die an den entsprechenden Stellen dieser Arbeit aufgeführt werden und in die Bestimmung der Gesamtunsicherheit mit einfließen. Falls nicht anders deklariert, wurden weitere Messunsicherheitsquellen des Typs B aufgrund ihrer kleinen Beiträge zur Gesamtunsicherheit vernachlässigt. Hierzu wurden bei Kenntnis der möglichen Quelle geeignete Maßnahmen zur hinreichenden Reduzierung der resultierenden Unsicherheiten getroffen, welche im Folgenden aufgezählt werden:

- Luftbewegungen bzw. -schwankungen und die die daraus resultierenden Intensitätsschwankungen des Laserprofils stellen eine zentrale Messunsicherheitsquelle dar. Hierzu wurde im Reinraum vor jeder Messreihe die Lüftung für die jeweilige Messdauer ausgeschaltet. Für die Experimentierhalle war eine solche Maßnahme nicht möglich, der Beitrag zur Messunsicherheit wird an entsprechender Stelle geschätzt.

¹⁵auch Studentfaktor, nimmt für unendliche viele Freiheitsgrade den Wert 1 an.

- Da der Experimentator als Strahlungs- und vor allem Wärmequelle zu Messunsicherheiten bei pyroelektrischen Detektoren beiträgt, wurde darauf geachtet, sich für die Messdauer von der Messapparatur zu entfernen und sich möglichst wenig zu bewegen.
- Um Modulationen der in das Powermeter einfallenden Strahlung (THz-Strahlung und Hintergrundstrahlung) durch das für die Leistungsmessung benötigte Chopperrad zu mindern, wurde darauf geachtet, diesen möglichst weit entfernt und nicht in Sichtweite des Detektors zu platzieren.
- Aufgrund von Wärmeentwicklung im Kristall während des Pumpvorgangs sinkt die THz-Konversionseffizienz durch vermehrte FCA (s. Kap. 2.3.2). Um eine Vergleichbarkeit der arithmetischen Mittelwerte und ihrer Messunsicherheiten für verschiedene Messungen (z.B. bei Variation der Pumpleistung) zu gewährleisten, wurde vor jeder Messung mindestens 5 Minuten gewartet, so dass das Kristallmaterial thermisch relaxieren konnte.
- Wegen THz-Leistungsverlusten durch Absorption der Strahlung in der zwischen Kristall und Detektor liegenden Luft (s. Kap. 4.4) wurde bei der Bestimmung der Konversionseffizienz immer *unmittelbar hinter dem Kristall* gemessen. Bei Verwendung dieser Formulierung ist im Folgenden immer der minimal mögliche Abstand der Vorderkante des Powermeters zur Kristalloberfläche von $1,0 \pm 0,5$ cm gemeint.

Weiter wurden in der vorliegenden Arbeit auch Messgrößen bestimmt, die nicht direkt gemessen, sondern aus den gemessenen Eingangsgrößen x_i berechnet wurden (z.B. die Konversionseffizienz aus der gemessenen THz- und Pumpleistung). Für alle diese Ausgangsgrößen y wurde angenommen, dass die Eingangsgrößen unkorreliert, also statistisch unabhängig sind. In diesem Fall wurde die kombinierte Unsicherheit $u_c^2(y)$ der Ausgangsgröße y gemäß dem Unsicherheitsfortpflanzungsgesetz

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \right)^2 u^2(x_i) \quad (3.4)$$

bestimmt.

Zudem wurden in dieser Arbeit alle Messunsicherheiten $u_c(y)$ als erweiterte Unsicherheit U nach

$$U = k \cdot u_c(y) \quad (3.5)$$

mit einem Erweiterungsfaktor $k = 2$ (englisch: 'coverage factor') angegeben, was für die als normalverteilt angenommenen Ausgangsgrößen y einem Grad des Vertrauens von 95 % entspricht. Das Messergebnis wird dann in der Form

$$Y = y \pm U \quad (3.6)$$

angegeben, wobei immer auf maximal zwei von Null verschiedene Stellen aufgerundet wird.

4. Messergebnisse zur lasergenerierten THz-Strahlung

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Darstellung und Interpretation der wichtigsten Messergebnisse, welche im Rahmen der Arbeiten zur lasergenerierten THz-Strahlung gewonnen werden konnten. Dabei wird zunächst auf die erzielte Effizienz des Konversionsprozesses zur THz-Strahlung eingegangen, woraufhin THz-Strahlparameter wie Strahlprofil und Divergenz näher analysiert werden. Anschließend wird der Leistungstransport hinsichtlich der für das SRR-Experiment relevanten Verluste charakterisiert. Gleichzeitig wird für ausgewählte THz-Strahlparameter ein Vergleich zwischen den Messergebnissen im Reinraum und in der Experimentierhalle durchgeführt.

4.1. Konversionseffizienz

Im Vorfeld dieser Masterarbeit (Sommer 2017) wurde der prinzipielle Aufbau des THz-Moduls, welcher im vorangegangenen Kapitel gezeigt und erläutert wurde, in Kooperation mit Kollegen der Universität Bern getestet. Die erzeugte THz-Strahlung wurde durch Dr. Zoltan Ollmann, einen Experten im Gebiet der laserbasierten THz-Generierung, hinsichtlich Leistung und Strahlprofil vermessen und dokumentiert, um die Eignung der verwendeten Methode insbesondere mit dem vorhandenen Photoinjektorlaser im Hinblick auf das SRR-Experiment bewerten zu können. Die Dokumentation der Messdaten durch Dr. Zoltan Ollmann kann Anhang A.3 entnommen werden. Bei Beginn der Arbeit war das Setup von Dr. Ollmann zwecks zwischenzeitigem anderweitigem Platzbedarf wieder abgebaut worden.

Aufgrund der in der Vergangenheit erreichten Werte für die Effizienz der Konversion von IR- zu THz-Pulsen lag das Ziel dieser Arbeit darin, das Setup auf einer transportablen optischen Platte erneut aufzubauen und die durch den Experten gemessenen Ergebnisse zu reproduzieren. Daher wurden die gleichen Parameter für den Pumplaser sowie die Detektion verwendet wie in Anhang A.3, welche zusammenfassend in Tabelle 4.1 aufgeführt sind. Bei den Parametern ist insbesondere die Pulslänge hervorzuheben, welche mit Hilfe der in Kapitel 3.2 beschriebenen Methode auf das theoretische, bandbreiten-limitierte (TL) Minimum von ≈ 35 fs eingestellt wurde. Da eine tatsächliche Messung der Pulslänge (bspw. durch Autokorrelation) mit einem vergleichsweise großen Zeitaufwand verbunden ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit auf eine genaue Einordnung der Größe verzichtet. Die hierdurch in diesem Parameter liegende Unsicherheit wird zu einem späteren Zeitpunkt noch einmal aufgegriffen und diskutiert.

Tabelle 4.1.: Verwendete Parameter zur Messung der THz-Konversionseffizienz: Die Parameter wurden zu Vergleichszwecken mit den Messungen durch Zoltan Ollmann gewählt wie in Anhang A.3.

Parameter	Wert
Pumpwellenlänge	800 nm
Pulsdauer	≈ 35 fs
Repetitionsrate	1 kHz
Chopperfrequenz	30 Hz
Pumpleistung	< 3,5 W

Desweiteren soll an dieser Stelle erwähnt werden, dass die höchste von Zoltan Ollmann dokumentierte Pumpleistung von 3,5 W als obere Schranke für jenen Parameter verwendet wurde. Um Beschädigungen im Kristall vorzubeugen, wurde darauf geachtet, stets mit niedrigeren Pumpleistungen zu arbeiten und die in Tabelle 4.1 aufgeführte Schwelle nicht zu überschreiten.

Im Folgenden werden die erzielten Messergebnisse zur Effizienz der THz-Generierung vorgestellt und in den aktuellen Stand der Forschung eingeordnet. Dabei werden zunächst die Messergebnisse präsentiert, die unter optimalen Bedingungen im Reinraum erzielt werden konnten. Im Anschluss daran werden Vergleichsmessungen gezeigt, die in der Experimentierhalle vorgenommen wurden, nachdem das THz-Modul an seine vorgesehene Position in der Experimentierhalle bewegt wurde.

Abb. 4.1 zeigt die im Reinraum unmittelbar nach dem Kristall gemessene THz-Leistung P_{THz} in Abhängigkeit der Pumpleistung P_{Laser} (blaue Quadrate). Die Pumpleistung wurde nicht in äquidistanten Schritten variiert, da die Abschwächung durch den variablen Attenuator, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, sinusförmig verläuft. Vielmehr wurde versucht, Schrittweiten zu wählen, die den verwendeten Leistungsbereich hinreichend gleichmäßig abdecken. Außerdem wurde die Konversionseffizienz $\eta_{\text{IR} \rightarrow \text{THz}}$ eingetragen (blaue Kreise), die sich gemäß

$$\eta_{\text{IR} \rightarrow \text{THz}} = \frac{P_{\text{THz}}}{P_{\text{Laser}}} \quad (4.1)$$

berechnen lässt. Die kombinierte Unsicherheit ergibt sich anhand der im vorigen Kapitel erläuterten Gl. (3.4). Zum Vergleich wurden zusätzlich die von Dr. Ollmann in A.3 dokumentierten Datenpunkte¹ per Hand ausgelesen und in grün eingetragen.

Um die Verläufe von P_{THz} und $\eta_{\text{IR} \rightarrow \text{THz}}$ zu visualisieren, wurden die Datenpunkte mit Linien in der Farbe der zugehörigen Achse verbunden dargestellt. Für die Messpunkte ist deutlich zu erkennen, dass es sich bei der Konversion um einen nicht-linearen Prozess handelt. Die gemessene THz-Leistung in Abhängigkeit der eingestrahltten Pumpleistung nimmt für steigende Werte von P_{Laser} zu.

¹Bei der Dokumentation wurden durch Dr. Zoltan Ollmann keine Messunsicherheiten angegeben.

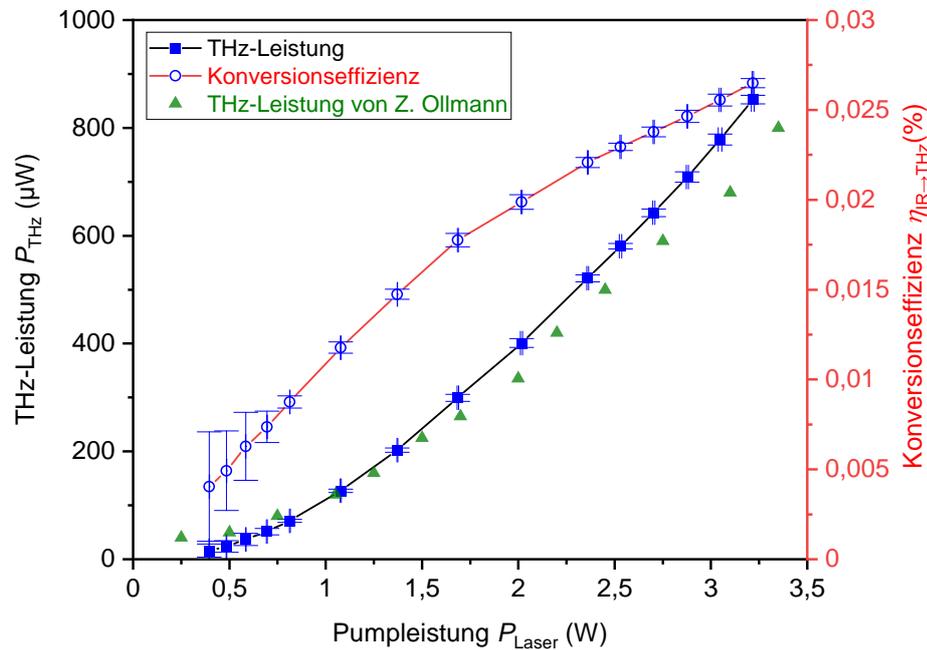


Abbildung 4.1.: Im Reinraum gemessene Leistung der lasergenerierten THz-Strahlung: Das Diagramm zeigt die im Reinraum unmittelbar nach dem Kristall gemessene THz-Leistung in Abhängigkeit der verwendeten Pumpleistung (schwarz) sowie die hieraus errechnete Konversionseffizienz (rot), jeweils mit Unsicherheitsbalken. Zusätzlich eingetragen sind die aus Anhang A.3 per Hand ausgelesenen Datenpunkte von Dr. Zoltan Ollmann, Universität Bern, Schweiz (grün) für eine vergleichbare Parameterwahl.

Gleichzeitig wächst die Konversionseffizienz an, zeigt allerdings für den verwendeten Bereich der Pumpleistung bereits den Trend zu saturieren. Es kann die Vermutung geäußert werden, dass die höchste erreichbare Effizienz um einen Wert von $\eta_{\text{IR} \rightarrow \text{THz}} \approx 0,03 \%$ liegt. Wie bereits erwähnt, wurde diese Vermutung nicht durch eine Messung mit höheren Pumpleistungen bestätigt, um das Kristallmaterial nicht zu beschädigen. Die höchste, im Reinraum gemessene Konversionseffizienz liegt folgerichtig bei einem Wert von

$$\eta_{\text{IR} \rightarrow \text{THz}} = 0,0265 \pm 0,0003 \%$$

für eine Pumpleistung von $P_{\text{Laser}} = 3,217 \pm 0,008 \text{ W}$.

Ferner kann nachdrücklich herausgestellt werden, dass die durch Dr. Zoltan Ollmann dokumentierten Werte für die gemessene Konversionseffizienz innerhalb dieser Arbeit nicht nur reproduziert, sondern auch leicht gesteigert werden konnten. In Vorbereitung des SRR-Experiments konnte somit das primäre Ziel dieser Masterarbeit zufriedenstellend erreicht werden.

Im internationalen Vergleich lassen sich die Messergebnisse wie folgt einordnen: Wu et al. zeigen in [43] die Messung einer Konversionseffizienz von $\approx 0,13\%$ für einen ähnlichen Aufbau mit vergleichbarer IR-Pulsenergie (vgl. [43] Abb. 2a)). Dieser Wert ist bis dato - nach bestem Wissensstand - die höchste erreichte Effizienz für die Konversion von IR- zu THz-Pulsen bei Verwendung eines TPF-Aufbaus mit Lithiumniobat bei Raumtemperatur für eine Pump-Pulsenergie von $\approx 3,2\text{ W}$. Im Vergleich hierzu konnten also im Rahmen dieser Arbeit mit der gemessenen Konversionseffizienz ca. 20% dieses Wertes erzielt werden.

Zur weiteren Einordnung muss an dieser Stelle hervorgehoben werden, dass in [43] eine bandbreiten-limitierte Pumpimpulslänge von $\approx 150\text{ fs}$ verwendet wurde. Wie zu Beginn dieses Kapitels beschrieben, wurde die Pulslänge in der vorliegenden Arbeit zu Vergleichszwecken mit Dr. Ollmann auf das beim FLUTE Lasersystem ebenfalls bandbreiten-limitierte Minimum von $\approx 35\text{ fs}$ eingestellt. Eine Anpassung der Pulslänge durch externe Pulsstreckung wäre zwar möglich, jedoch ist ein auf 150 fs gestreckter Puls aufgrund des resultierenden Chirps nicht vergleichbar zu einem TL Puls gleicher Länge. Da die Erzeugung solcher bandbreiten-limitierten Pulslängen für den FLUTE Photoinjektorlaser nicht einfach ist², wurde auf eine nachträgliche Anpassung und den damit einhergehenden Vergleich verzichtet. Allerdings kann anhand [11] die Hypothese formuliert werden, dass die Effizienz linear mit der Pulslänge im unteren Femtosekundenbereich bis $\approx 200\text{ fs}$ skaliert (vgl. [11] Abb. 4a)). Unter der Annahme dieser Hypothese kann die in [43] erreichte Konversionseffizienz von $\eta_{\text{IR} \rightarrow \text{THz, Wu et al.}} \approx 0,13\%$ gemäß

$$\eta'_{\text{IR} \rightarrow \text{THz, Wu et al.}} = \eta_{\text{IR} \rightarrow \text{THz, Wu et al.}} \cdot \frac{35}{150} = 0,03\% \quad (4.2)$$

korrigiert werden, so dass sich ein Verhältnis zu dem in Abb. 4.1 präsentierten Wert von knapp 90% ergibt. Es kann also festgehalten werden, dass sich die im Rahmen dieser Arbeit erzielte Konversionseffizienz im Reinraum bei der zugrunde liegenden Hypothese einer linearen Skalierung mit der Pulslänge bis 200 fs im Bereich der höchsten, international erreichten Werte für vergleichbare Aufbauten bewegt. Man darf nicht unerwähnt lassen, dass diese Aussage zusätzlich die Annahme einer verwendeten IR-Pulslänge beim theoretischen Minimum von 35 fs beinhaltet. Wie zuvor beschrieben, wurde diese Größe mit Hilfe einer groben Justagemöglichkeit eingestellt und zu keinem Zeitpunkt dieser Arbeit gemessen. Aus diesem Grund sollte die in Gl. (4.2) vorgenommene Korrektur kritisch betrachtet und mit Vorsicht bewertet werden.

Außerdem soll an dieser Stelle auf weitere Unterschiede zu [43] eingegangen werden, die einen Vergleich der gemessenen Effizienzen erschweren:

- Neben der leicht unterschiedlichen Geometrie des in [43] verwendeten Lithiumniobat-Kristalls wurde auch eine andere MgO-Dotierung des Materials gewählt. Diese unterscheidet sich mit 5% um fast eine Größenordnung zu der hier vorliegenden Dotierung von $0,68\%$.

²Hierzu müsste vermutlich die Bandbreite des Vitara Seed-Lasers limitiert werden.

- Das Abbildungssystem zwischen Gitter und Kristall wurde im Gegensatz zu dem hier verwendeten $4f$ -System mit zwei Zylinderlinsen durch eine einzelne Linse realisiert.
- Die Detektion der THz-Pulse wurde durch andere Detektoren vorgenommen und lässt so eine Debatte über die Einordnung der angegebenen Zahlenwerte zu, da absolute Kalibrierungen im THz-Bereich sehr schwierig sind.

Zusammenfassend kann also festgehalten werden, dass eine Einordnung der in dieser Masterarbeit erzielten Konversionseffizienz in den aktuellen Stand der Forschung nur bedingt vorgenommen werden kann. Die große Anzahl an Parametern für das jeweils verwendete Verfahren und Pumplasersystem lässt oft keinen vollständig gerechtfertigten Vergleich zu. Demgegenüber steht jedoch die hier noch einmal zu unterstreichende Tatsache, dass die durch Dr. Ollmann erreichte Konversionseffizienz reproduziert werden konnte. Die international anerkannte Expertise des Forschers auf dem Gebiet lasergenerierter THz-Strahlung legt nahe, dass sich die in dieser Arbeit erzielten Messwerte für die Konversionseffizienz nahe dem erreichbaren Maximum bewegen. Eine genauere Untersuchung dieser Aussage (bspw. durch die Abhängigkeit der Konversionseffizienz für verschiedene, gemessene Pulslängen) kann als zukünftiges Folgeprojekt in Betracht gezogen werden und wird in Kapitel 6 noch einmal aufgegriffen.

Nachdem das THz-Modul in die Experimentierhalle auf den optischen Tisch gebracht und die Einkopplung vor Ort neu justiert wurde, konnten Vergleichsmessungen der Konversionseffizienz vorgenommen werden. Aufgrund der verminderten Strahlqualität wegen des langen Transportweges durch Luft (Profil, Stabilität, usw.) wird erwartet, dass die Konversionseffizienz in der Experimentierhalle geringer als im Vergleich zum Reinraum ausfällt. Um eine Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurde die Pumpimpulslänge mittels des Kompressors im THz-Arm analog zur Vorgehensweise im Reinraum zunächst auf den Minimalwert eingestellt. Anschließend wurde die lasergenerierte THz-Leistung unter den gleichen Voraussetzungen wie im Reinraum für eine Pumpleistung von $P_{\text{Laser}} \approx 3 \text{ W}$ gemessen. Dabei wurden Messpunkte für beide Endpositionen der Delay Stage aufgenommen, d.h. für eine maximale bzw. minimale Länge des THz-Arms.

Tabelle 4.2.: Vergleich der Konversionseffizienzen in Reinraum und Experimentierhalle bei minimaler Pumpimpulslänge: Die für die Experimentierhalle betrachteten Positionen kurz und lang der Delay Stage entsprechen der minimal respektive maximal möglichen THz-Armlänge und dienen als Referenzgrößen zur Bewertung der Einrichtungsqualität der Delay Stage auf dem optischen Tisch.

Ort	τ_{Pump}	Delay Stage	P_{Laser} (W)	P_{THz} (μW)	Konversionseffizienz (%)
Reinraum	min.	—	$3,05 \pm 0,01$	779 ± 10	$0,0256 \pm 0,0005$
Experimentierhalle	min.	kurz	$3,06 \pm 0,04$	459 ± 18	$0,0150 \pm 0,0008$
Experimentierhalle	min.	lang	$3,09 \pm 0,02$	445 ± 20	$0,0144 \pm 0,0008$

In Tab. 4.2 ist der Vergleich der gemessenen Konversionseffizienzen in Reinraum und Experimentierhalle für minimale Pulslängen zusammengefasst. Dabei wurde versucht, stets für vergleichbare Pumpleistungen um einen Wert von $P_{\text{Laser}} \approx 3 \text{ W}$ zu messen. Da die Laserleistung vor allem in der Experimentierhalle Schwankungen unterliegt [24], wurde vor jeder Messung der THz-Leistung die zu diesem Zeitpunkt korrespondierende Laserleistung kontrolliert und kann daher für unterschiedliche Messreihen leicht variieren. Insgesamt lässt sich anhand Tab. 4.2 jedoch feststellen, dass bei Annahme einer in beiden Fällen vorliegenden minimalen Pumpimpulsgröße die Konversionseffizienz in der Experimentierhalle im Vergleich zum Reinraum um rund 40 % abnimmt.

Desweiteren ist festzuhalten, dass die gemessenen THz-Leistungen in der Experimentierhalle für beide Delay Stage Positionen (kurz und lang für minimale respektive maximale THz-Armlänge) im Rahmen der Unsicherheitsgrenzen übereinstimmen. Dies spricht für eine erfolgreiche Einrichtung der Delay Stage, die sich durch eine geringe, aber akzeptable Änderung des Strahlverlaufs bei Verfahren des Schlittens auszeichnet. Für die nachfolgend gezeigten Messergebnisse in der Experimentierhalle wurde daher die Schlittenposition in der Mitte der Verfahrstrecke bei 162,5 mm festgelegt.

Aufgrund der relativ deutlichen, gemessenen Abnahme der Konversionseffizienz in der Experimentierhalle im Vergleich zum Reinraum wurde als zusätzlicher Parameter die Pumpimpulsgröße verändert. Dabei wurde der Motor im Kompressor des THz-Arms kontinuierlich verfahren, bis das Signal am THz-Powermeter optimiert werden konnte. Diese als τ' bezeichnete Pumpimpulsgröße wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht gemessen. Die hiermit behafteten Unsicherheiten sowie Einflüsse auf andere Faktoren im Rahmen des SRR-Experiments werden zu einem späteren Zeitpunkt noch einmal aufgegriffen und diskutiert.

Nach Optimierung der lasergenerierten THz-Leistung in der Experimentierhalle durch Verändern der Pumpimpulsgröße wurden weitere Messungen von P_{THz} in Abhängigkeit der Pumpleistung vorgenommen, deren Ergebnisse in Abb. 4.2 dargestellt sind. Die Darstellungsweise wurde hierbei analog zu der aus Abb. 4.1 gewählt, wobei zu Vergleichszwecken die Messdaten für den Reinraum noch einmal in blau und für die Experimentierhalle in grün eingetragen wurden. Bezüglich eines Vergleichs wiederholend zu betonen sind hierbei die unterschiedlichen Pumpimpulsgrößen τ_{min} und τ' für beide Messreihen.

Zunächst kann erneut festgestellt werden, dass die Messergebnisse für die Experimentierhalle einen ähnlichen Verlauf für steigende Pumpleistungen zeigen wie im Reinraum. Aufgrund der größeren empirischen Standardabweichungen der Mittelwerte, die wahrscheinlich in erster Linie auf die Luftbewegungen in der Experimentierhalle zurückzuführen sind, fallen die Unsicherheitsgrenzen deutlich größer aus als im Reinraum. Anders als für die dortigen Messungen, während derer die Lüftung ausgeschaltet werden konnte, müssen daher für die Experimentierhalle zusätzliche Messunsicherheitsbeiträge nicht-statistischer Art berücksichtigt werden, die auch die verminderte Strahlqualität umfassen. Diese Beiträge zur gesamten Messunsicherheit der ermittelten THz-Leistung wurden auf 20 % geschätzt und entsprechend korrigiert.

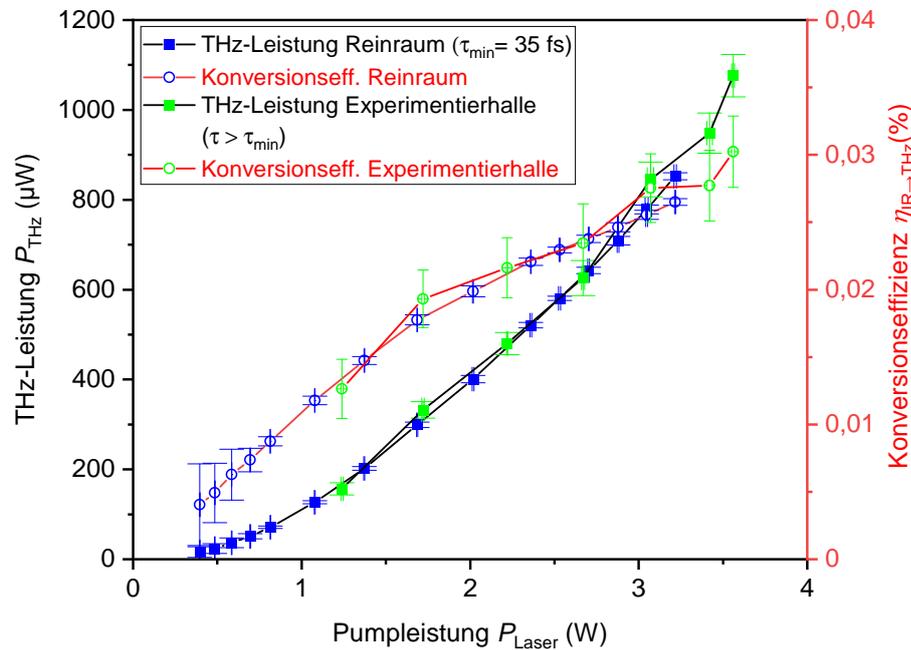


Abbildung 4.2.: In der Experimentierhalle gemessene Leistung der lasergenerierten THz-Strahlung im Vergleich zum Reinraum: Das Diagramm zeigt die in der Experimentierhalle unmittelbar nach dem Kristall gemessene THz-Leistung in Abhängigkeit der verwendeten Pumpleistung (grüne Quadrate) im Vergleich zum Reinraum (blaue Quadrate). Zusätzlich wurden durch rote, verbindende Linien die Konversionseffizienzen für Reinraum (blaue Kreise) und Experimentierhalle (grüne Kreise) eingetragen. Zu beachten ist, dass die Messdaten im Reinraum für eine Pulslänge von $\tau_{\text{min}} = 35$ fs und in der Experimentierhalle für eine nicht bestimmte Pulslänge $\tau > \tau_{\text{min}}$ aufgenommen wurden. Die Delay Stage Position in der Experimentierhalle wurde mittig gewählt. Wie zu erkennen, konnten in der Experimentierhalle nach Anpassung der Pulslänge vergleichbare THz-Leistungen bzw. Konversionseffizienzen wie im Reinraum erzielt werden.

Insgesamt kann mit Blick auf Abb. 4.2 konstatiert werden, dass sich die nach Anpassung der Pumpulslänge in der Experimentierhalle gemessene THz-Leistung (grüne Quadrate) bzw. die hieraus ermittelte Konversionseffizienz (grüne Kreise) mit der im Reinraum deckt (blaue Quadrate bzw. Kreise). Außerdem wurden in der Experimentierhalle zwei weitere Messpunkte mit höheren Pumpleistungen aufgenommen, wobei $P_{\text{Laser}} = 3,56 \pm 0,02$ W der höchsten Pumpleistung entspricht, die zum Zeitpunkt der Messung im THz-Arm eingestellt werden konnte. Die korrespondierende, im mW-Bereich liegende THz-Leistung von $P_{\text{THz,max}} = 1076 \pm 95 \mu\text{W}$ bildet somit den höchsten im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Wert und dient den Experimentatoren im SRR-Experiment als orientierender Anhaltspunkt für eine maximal zur Verfügung stehende THz-Pulsenergie.

4.2. Strahlprofil

Dieses Unterkapitel beschäftigt sich mit einer Analyse des THz-Strahlprofils. Außerdem werden Messungen der mittels $4f$ -Teleskop-Systemen reduzierten THz-Spotgröße vorgestellt.

Wie in Kap. 2.3.3 beschrieben, wurde das THz-Strahlprofil mit Hilfe der Kamera Pyrocam IV aufgenommen und in BeamGage analysiert. Für eine Charakterisierung des THz-Strahlprofils im Reinraum wurde die Kamera so nah wie möglich vor dem Kristall in THz-Strahlrichtung platziert. Der kleinstmögliche Abstand von $24 \pm 0,5 \text{ mm}^3$ zwischen Kristalloberfläche und Vorderkante des Kameragehäuses entspricht nach [64] einer Distanz von $48,8 \pm 0,5 \text{ mm}$ zwischen Kristall- und Detektoroberfläche. Als IR-Pumpleistung wurde ein Wert von $3,2 \text{ W}$ gewählt, die korrespondierende THz-Leistung wurde zu $762 \pm 19 \mu\text{W}$ gemessen. Dieser Wert deckt sich nicht mit der in Abb. 4.1 präsentierten Messung zur Konversionseffizienz aus dem vorangegangenen Kapitel, da eine Korrektur des Emissionswinkels für den THz-Strahl vorgenommen werden musste. Die korrigierenden Maßnahmen führten zu einer leicht geringeren Effizienz als der in Kap. 4.1 vorgestellten.

Abb. 4.3 zeigt das Intensitätsprofil des THz-Strahls im Reinraum, welches mit der Pyrocam unmittelbar hinter dem Kristall gemessen wurde. Die Messdaten wurden als Kontur-Falschfarbendarstellung (Abb. 4.3 a)) und als 3D-Punktdiagramm der gemessenen THz-Intensität (Abb. 4.3 b)) dargestellt, wobei für die Skala der Farbpalette eine Einteilung in 105 Ebenen (5 Haupt- und 20 Nebenebenen) gewählt wurde. Weiter wurde in BeamGage mittels einer manuellen Apertur ein quadratischer Pixelereich von $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ (100×100 Pixel) ausgelesen. Wie in Kap. 2.3.3 erwähnt, wurde der THz-Strahl auf dem oberen rechten Detektorteil aufgenommen, um den defekten Pixelbereich in der Mitte zu meiden. Außerdem wurde das Profil mit Hilfe der Software über 7 Bilder summiert und 250 Bilder gemittelt. Es ist festzuhalten, dass der Strahl, wie in Abb. 4.3 a) gut zu erkennen, ein relativ rundes und symmetrisches Profil aufweist.

Um das Profil näher zu untersuchen, wurde das Strahlprofil in Origin[®] einer 2D-Gauß-Fitfunktion gemäß

$$I = I_0 + A \cdot \exp\left(-2 \left(\frac{x \cos \theta + y \sin \theta - x_0 \cos \theta + y_0 \sin \theta}{w_x}\right)^2 - 2 \left(\frac{-x \sin \theta + y \cos \theta + x_0 \sin \theta - y_0 \cos \theta}{w_y}\right)^2\right) \quad (4.3)$$

als nichtlineare Oberflächenapproximation angenähert. Hierbei bezeichnen I_0 die Hintergrundintensität (Offset), A die Amplitude, θ den Rotationswinkel, x_0 und y_0 die Mittelwerte in jeweils x und y sowie w_x und w_y die zugehörigen Strahlradien, bei denen die Intensität auf $1/e^2$ bzw. 13,5 % abgefallen ist. In Abb. 4.3 a) wurde die erstellte 2D-Gauß-Fitfunktion anhand der zur Farbskala zugehörigen Hauptebenen als Konturlinien (weiß) eingezeichnet.

³Dieser Abstand wurde per Hand mit einer Schublehre gemessen, die Messunsicherheit wurde geschätzt.

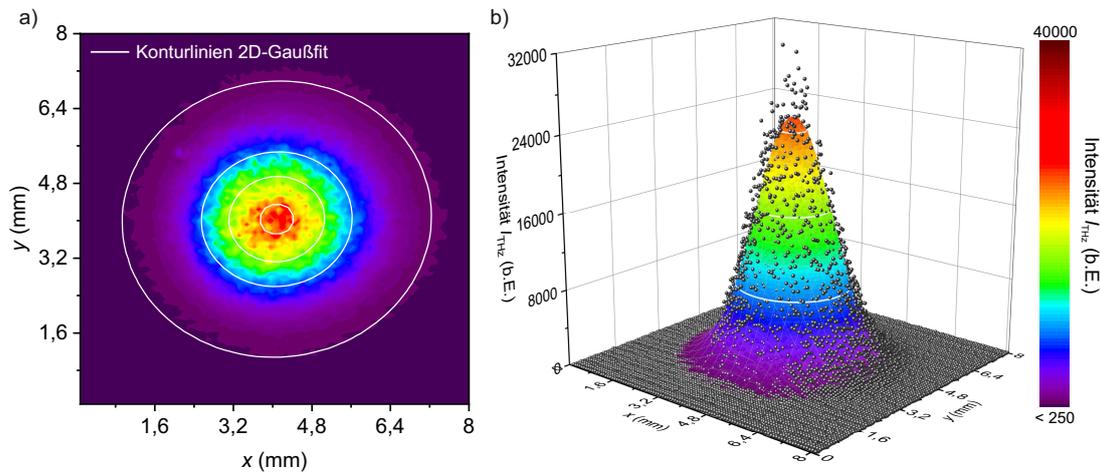


Abbildung 4.3.: Im Reinraum gemessenes THz-Intensitätsprofil: a) Konturfalschfarbendarstellung der mit der Pyrocam gemessenen Intensität des optimierten THz-Strahls im Reinraum für einen minimal möglichen Abstand Kristall zu Detektorfläche von 48,8 mm. In Weiß sind die Konturlinien der 2D-Gauß-Fitfunktion (Gl. (4.3)) eingezeichnet. b) 3D-Punktdiagramm der pro Pixel gemessenen THz-Intensität (dunkelgraue Kugeln). Zusätzlich ist die 3D-Farbabbildung der Oberflächenapproximation an die 2D-Gauß-Fitfunktion transparent unterlegt (Konturlinien weiß).

Im 3D-Diagramm (Abb. 4.3 b)) kann die Oberflächenapproximation mit Hilfe der transparent unterlegten Farbabbildung nachempfunden werden. Die zugehörigen Fitparameter sowie -kennzahlen können Tab. 4.3 entnommen werden.

Hierbei muss angemerkt werden, dass die Fitkennzahl R^2 als erstes Bestimmtheitsmaß zur Bewertung der Anpassungsgüte für die erstellten Fitfunktionen an die vorliegenden Daten herangezogen wird und bei exakter Übereinstimmung den Wert 1 annimmt. Mit einem $R^2 = 0,986$ kann das Strahlprofil demnach sehr gut einer Gaußform angenähert werden. Der Vollständigkeit wegen wurde zusätzlich der durch Origin[®] bestimmte Wert für die Größe $\chi_{\text{red.}}^2$ angegeben, welcher im Fall einer hohen Anpassungsgüte der Fitfunktion ebenfalls im Bereich von ≈ 1 liegen sollte. Die Werte für $\chi_{\text{red.}}^2$ fallen allerdings für die Berechnung der 2D-Gauß-Fitfunktion besonders hoch aus, da in Origin[®] keine Gewichtung der Fitdaten durch die zugrundeliegenden Unsicherheiten möglich ist. Für den Fall nichtlinearer Oberflächenapproximationen können daher keine Aussagen bezüglich der Anpassungsgüte anhand des $\chi_{\text{red.}}^2$ -Wertes getroffen werden. Aufgrund der hier fehlenden Möglichkeit der Gewichtung von Unsicherheiten statistischer Art wurde auf deren Angabe in Abb. 4.3 verzichtet, während gleichzeitig durch die vergleichsweise lang gewählten Messreihen (Summation über 7 Bilder, Mittelung über 250 Bilder) versucht wurde, diese zu minimieren. Die aus den Fitfunktionen abgeleiteten Größen wurden hinsichtlich ihrer Unsicherheiten basierend auf der in Kap. 2.3.3 erwähnten Messunsicherheit der Pyrocam IV von 3 % entsprechend korrigiert.

Tabelle 4.3.: Fitparameter und -kennzahlen der THz-Strahlprofilmessung im Reinraum: Die Fitfunktionen wurden gemäß Gl. (4.3) in Origin[®] erzeugt und beziehen sich auf die Daten aus Abb. 4.3.

Fitparameter	Wert
I_0	$36,3 \pm 8,7$ b.E.
A	$25\,596 \pm 807$ b.E.
x_0	$4,085 \pm 0,125$ mm
w_x	$2,035 \pm 0,065$ mm
y_0	$4,034 \pm 0,123$ mm
w_y	$1,900 \pm 0,060$ mm
θ	$0,16 \pm 0,03$ rad
Fitkennzahl	
R^2	0,986
$\chi_{\text{red.}}^2$	357262

Anhand der durch die Fitfunktion bestimmten Strahlradien $w_x = 2,035 \pm 0,065$ mm und $w_y = 1,900 \pm 0,060$ mm kann die numerische Exzentrizität ϵ des THz-Strahlprofils mit $w_y < w_x$ zu

$$\epsilon = \sqrt{1 - \frac{w_y^2}{w_x^2}} = 0,36_{-0,26}^{+0,13} \quad (4.4)$$

berechnet werden. Das im Reinraum gemessene Strahlprofil liegt somit näher an einer Kreisform mit $\epsilon = 0$ als am Grenzwert für elliptische Formen mit $\epsilon = 1$ und kann daher als symmetrisch bezeichnet werden.

In einem weiteren Versuch wurde der THz-Strahl mit Hilfe zweier unterschiedlicher $4f$ -Teleskop-Systeme fokussiert und erneut hinsichtlich des Strahlprofils vermessen. Das vorrangige Ziel der Messung besteht darin, die erwartbare Fokusgröße am SRR voraussagen zu können. Daher wurde zunächst eine $4f$ -Konfiguration aus den zwei THz-Linsen mit Fokallängen von $f_{\text{THz},1} = 100$ mm und $f_{\text{THz},2} = 75$ mm (vgl. Kap. 3.3.1) aufgebaut, welche auch für die Endkonfiguration des Doppel- $4f$ -Teleskop-Systems im SRR-Experiment vorgesehen sind. Durch den Aufbau wird ein theoretischer Vergrößerungsfaktor des Fokuspunkts um

$$\frac{f_{\text{THz},2}}{f_{\text{THz},1}} = \frac{75 \text{ mm}}{100 \text{ mm}} = \frac{3}{4} \quad (4.5)$$

erwartet [65]. Da der Faktor < 1 ist, entspricht dies effektiv einer Verkleinerung der Fokusgröße. Anschließend wurde der Aufbau durch ein zweites Teleskop mit den Fokallängen $f_{\text{THz},3} = 200$ mm sowie $f_{\text{THz},4} = 50$ mm ersetzt⁴.

⁴Die Wahl der Fokallängen wurde zu Vergleichszwecken mit Messungen durch Dr. Ollmann gleich wie in Anhang A.3 gewählt

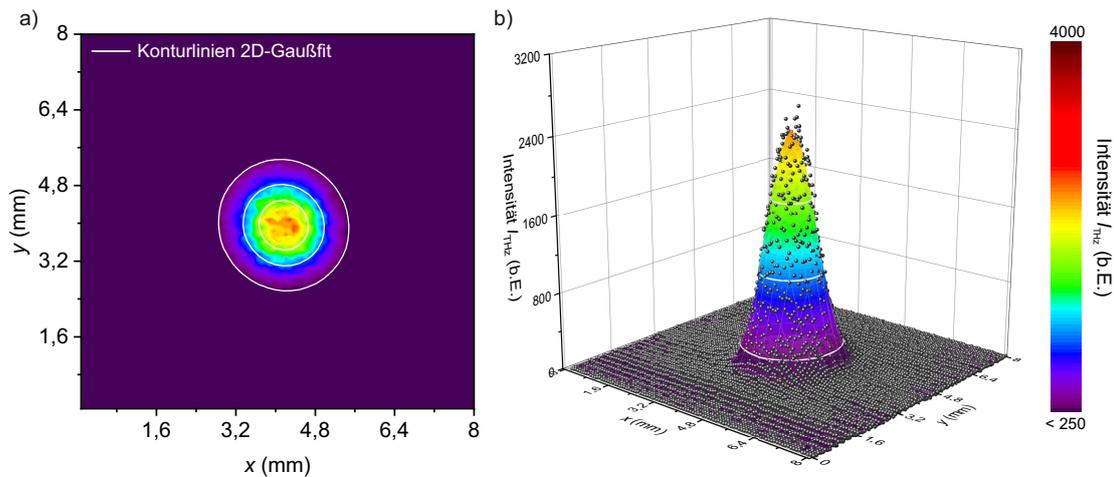


Abbildung 4.4.: Im Reinraum gemessenes THz-Intensitätsprofil im Fokuspunkt eines 100/75-4f-Teleskop-Systems: a) Kontur-Falschfarbendarstellung der mit der Pyrocam gemessenen Intensität des optimierten THz-Strahls im Reinraum im Fokuspunkt einer 4f-Konfiguration aus zwei THz-Linsen mit $f_{\text{THz},1} = 100$ mm und $f_{\text{THz},2} = 75$ mm. In weiß sind die Konturlinien der 2D-Gauß-Fitfunktion (Gl. (4.3)) eingezeichnet. b) 3D-Punktdiagramm der pro Pixel gemessenen THz-Intensität (dunkelgraue Kugeln). Zusätzlich ist die 3D-Farbabbildung der Oberflächenapproximation an die 2D-Gauß-Fitfunktion transparent unterlegt (Konturlinien weiß).

Abb. 4.4 zeigt das THz-Intensitätsprofil in zu Abb. 4.3 analoger Darstellungsweise für das erste 100/75-4f-Teleskop-System. Die Daten wurden mit Hilfe der Pyrocam im Fokuspunkt des Teleskops bei $z = 350 \pm 9$ mm Entfernung zur Kristalloberfläche aufgenommen, wobei die jeweiligen Distanzen mit einer Schublehre gemessen wurde. Die Messunsicherheiten von je ± 5 mm wurden quadratisch addiert und aufgerundet. Da ebenfalls ein Bereich von $8 \text{ mm} \times 8 \text{ mm}$ ausgelesen wurde, können die Abbildungen 4.3 und 4.4 bezüglich der Strahlgröße direkt miteinander verglichen werden. Da der Skalierungsfaktor für die jeweiligen Intensitätsprofile angepasst wurde, ist ein THz-Leistungsvergleich jedoch nicht möglich. Die gemessene THz-Leistung im Fokuspunkt der Teleskope wird in Kap. 4.4 behandelt.

Abb. 4.5 hingegen zeigt die analog aufgenommenen Daten für das aufgebaute 200/50-4f-Teleskop-System. Zusätzlich wurden in beide Abbildungen die 2D-Gauß-Fitfunktionen eingetragen, welche für die Strahlprofile Gl. (4.3) folgend als Oberflächenapproximationen berechnet wurden. Die zugehörigen Fitparameter sowie -kennzahlen wurden in Tab. 4.4 zusammengefasst.

Zunächst kann anhand der Messergebnisse festgestellt werden, dass für beide Teleskope eine Verkleinerung der THz-Strahlgröße im Vergleich zu Abb. 4.3 erzielt werden konnte. Für die Bestimmung der Vergrößerungsfaktoren bzw. der Verhältnisse der gemessenen Strahlbreiten muss berücksichtigt werden, dass die in Abb. 4.3 gemessene Strahlbreite

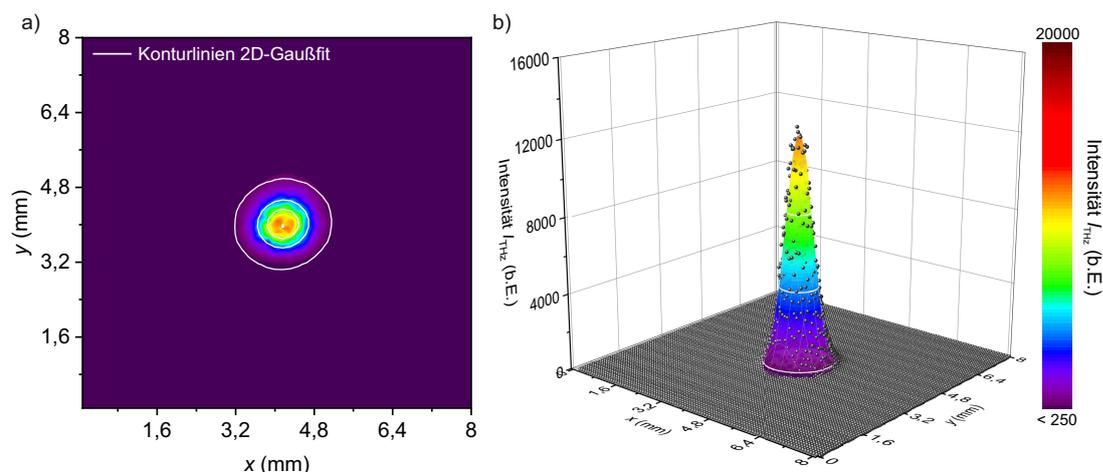


Abbildung 4.5.: Im Reinraum gemessenes THz-Intensitätsprofil im Fokuspunkt eines 200/50-4f-Teleskop-Systems: a) Kontur-Falschfarbendarstellung der mit der Pyrocam gemessenen Intensität des optimierten THz-Strahls im Reinraum im Fokuspunkt einer 4f-Konfiguration aus zwei THz-Linsen mit $f_{\text{THz},3} = 200$ mm und $f_{\text{THz},4} = 50$ mm. In weiß sind die Konturlinien der 2D-Gauß-Fitfunktion (Gl. (4.3)) eingezeichnet. b) 3D-Punktdiagramm der pro Pixel gemessenen THz-Intensität (dunkelgraue Kugeln). Zusätzlich ist die 3D-Farbabbildung der Oberflächenapproximation an die 2D-Gauß-Fitfunktion transparent unterlegt (Konturlinien weiß).

nicht der tatsächlichen Breite im Quellpunkt des Kristalls (im Folgenden als Strahltaile bezeichnet) entspricht, sondern durch die divergente Propagation des THz-Strahls bereits verbreitert ist. Wie im Folgekapitel gezeigt wird, ist eine tatsächliche Strahltaile von $w_0 = 1,543 \pm 0,065$ mm anzunehmen (vgl. Kap. 4.3, Abb. 4.7 bzw. Tab. 4.5). Die somit erreichten Verhältnisse der Strahlbreiten können demnach zu

$$\left. \frac{w_0}{w_x} \right|_{100/75} = 1 : (0,786 \pm 0,058) \quad \text{bzw.}$$

$$\left. \frac{w_0}{w_y} \right|_{100/75} = 1 : (0,828 \pm 0,061)$$

beifiziert werden. Für das 200/75-4f-Teleskop-System ergeben sich dementsprechend die Verhältnisse

$$\left. \frac{w_0}{w_x} \right|_{200/50} = 1 : (0,459 \pm 0,034) \quad \text{bzw.}$$

$$\left. \frac{w_0}{w_y} \right|_{200/50} = 1 : (0,446 \pm 0,033)$$

für die horizontalen bzw. vertikalen Strahlbreiten. Demnach konnte durch das zweite Teleskop zwar wie erwartet ein kleinerer Vergrößerungsfaktor erzielt werden, die theoretisch

Tabelle 4.4.: Fitparameter und -kennzahlen der THz-Strahlprofilmessung im Reinraum mit zwei 4f-Teleskopen: Die Fitfunktionen wurden gemäß Gl. (4.3) in Origin[®] erzeugt und beziehen sich auf die Daten aus Abb. 4.4 und 4.5.

	100/75-4f-Teleskop	200/50-4f-Teleskop
Fitparameter	Wert	Wert
I_0	$14,76 \pm 0,78$ b.E.	$-14,67 \pm 1,10$ b.E.
A	2434 ± 77 b.E.	$12\,424 \pm 390$ b.E.
x_0	$4,16 \pm 0,13$ mm	$4,17 \pm 0,13$ mm
w_x	$1,213 \pm 0,039$ mm	$0,708 \pm 0,023$ mm
y_0	$3,96 \pm 0,12$ mm	$4,02 \pm 0,13$ mm
w_y	$1,277 \pm 0,041$ mm	$0,688 \pm 0,022$ mm
θ	$0,38 \pm 0,04$ rad	$0,48 \pm 0,04$ rad
Fitkennzahl		
R^2	0,991	0,990
$\chi^2_{\text{red.}}$	949	8869

möglichen Werte wurden jedoch für beide Teleskop-Systeme nicht erreicht.

Eine mögliche Erklärung hierfür könnten Abbildungsfehler bzw. Aberrationen sein, wodurch der mit Hilfe der 4f-Konfiguration erreichbare Vergrößerungsfaktor steigt. Diese Abbildungsfehler können z.B. entstehen, wenn Ungenauigkeiten in den Positionen bzw. Abständen der Linsen vorliegen. Eine weitere Möglichkeit zur Begünstigung von Abbildungsfehlern besteht darin, dass der in die Linsen einfallende Strahl die Optik nicht mittig und/oder unter einem Winkel trifft. Da die Position der Linsen in der 4f-Konfiguration per Hand ausgemessen wurde und die Orientierung des THz-Strahls zu den Linsen aufgrund dessen Unsichtbarkeit nicht überprüft werden konnte, muss mit Abbildungsfehlern und einer daraus resultierenden Reduzierung der möglichen effektiven Verkleinerung gerechnet werden.

Letztlich ist die optimale Funktionalität einer Linse auch nur für den Fall gegeben, dass diese durch den zu sammelnden bzw. zerstreuen Strahl voll ausgeleuchtet wird. Mit welcher Strahlbreite die THz-Strahlung in die Linsen trifft, wird vorrangig durch die Divergenz bestimmt. Diese soll im folgenden Kapitel näher untersucht werden.

4.3. Divergenz

Wie in Abb. 3.7 aus Kapitel 3.3.1 angedeutet, verlässt der THz-Strahl den Lithiumniobat-Kristall divergent. Im Folgenden wird eine Messung zur Ermittlung des Divergenzwinkels vorgestellt, woraufhin indirekt Rückschlüsse auf das emittierte Spektrum gezogen werden.

Zur Ermittlung des Divergenzwinkels wurde das THz-Strahlprofil analog zu Kap. 4.2 für steigende Abstände zwischen THz-Kamera und Kristall vermessen. Hierzu wurde

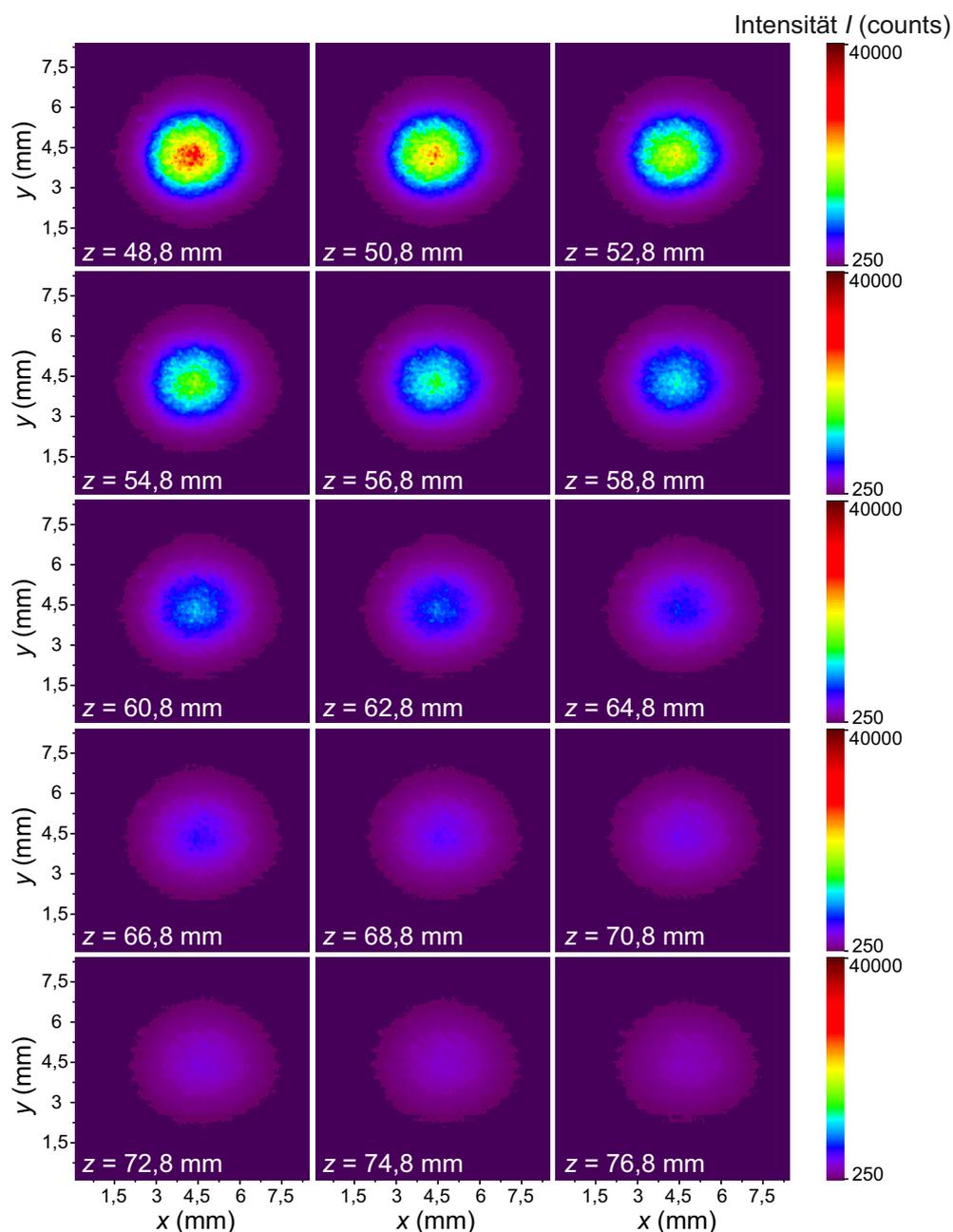


Abbildung 4.6.: Illustration der THz-Strahlprofiländerung im Rahmen der Divergenzwinkelmessung: Gezeigt sind die mit der Pyrocam gemessenen Intensitätsprofile des THz-Strahls im Reinraum für steigende Abstände z zwischen Kristall- und Detektoroberfläche (von $z = 48,8$ mm bis $z = 76,8$ mm). Aufgrund der deutlich abnehmenden THz-Leistungsdichte konnten bei der Divergenzmessung keine größeren Abstände vermessen werden.

eine Schiene auf dem optischen Tisch angebracht, entlang derer der Detektor parallel zur THz-Strahlrichtung verschoben werden konnte. Anschließend wurde das Strahlprofil in einer Schrittweite von 2 mm für eine Gesamtstrecke von 28 mm, beginnend bei einer Entfernung zur Kristalloberfläche von 48,8 bis 76,8 mm aufgenommen und hinsichtlich der horizontalen sowie vertikalen Strahlbreite untersucht. Aufgrund der Ausdehnung des Kameragehäuses sowie der Kristallhalterung waren keine Messungen für kleinere Abstände möglich.

Eine Illustration der THz-Strahlprofiländerung für die gewählte Schrittweite steigender Abstände z kann Abb. 4.6 nachempfunden werden. Für die Messung wurden die gleichen Parameter verwendet wie für die Strahlprofilmessung aus dem vorangegangenen Kapitel. Insbesondere die Parameter zur Bilderzeugung in Beamgate, wie bspw. der Skalierungsfaktor der Intensitätsskala, wurden aus Gründen der Vergleichbarkeit für steigende Abstände z von Kristall- zu Detektoroberfläche nicht verändert. Wie in Abb. 4.6 hierdurch gut zu erkennen, nimmt die detektierte THz-Spitzenleistung für größere Werte von z ab. Diese Beobachtung kann in erster Linie auf die fallende Leistungsdichte des THz-Strahls aufgrund von divergenter Propagation zurückgeführt werden. Einen weiteren Faktor bildet der Leistungsverlust durch Absorption von THz-Strahlung in Luft und wird näher in Kap. 4.4 behandelt. Infolge der abnehmenden detektierten Intensität des THz-Strahls wurde auf Messungen für Abstände $z > 76,8$ mm verzichtet, da das hier vorliegende Signal-Rausch-Verhältnis (SNR, englisch: 'Signal-to-Noise Ratio') keine sinnvollen Auswertungen der Daten zuließ.

Abb. 4.7 zeigt die im Reinraum gemessenen horizontalen sowie vertikalen Strahlradien w in Abhängigkeit der Entfernung z von Kristall- zu Detektoroberfläche. Hierbei wurden die Strahlradien analog zu Kap. 4.2 durch die horizontalen bzw. vertikalen Breiten der 2D-Gauß-Fitfunktionen definiert, für welche die THz-Intensität auf $1/e^2$ abgefallen ist. Wie in Abb. 4.7 zu erkennen, wachsen beide Strahlradien für größer werdende Abstände z an.

Gemäß den Untersuchungen der Strahlprofile im vorangegangenen Kapitel kann der THz-Strahl horizontal sowie vertikal als Gaußstrahl behandelt werden. Nach [65] folgt die Strahlbreite für den Fall eines Gaußstrahls dem Zusammenhang

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2}, \quad (4.6)$$

welches mit Hilfe der Rayleigh-Länge

$$z_R = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} \quad (4.7)$$

durch

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z \lambda}{\pi \omega_0^2}\right)^2} \quad (4.8)$$

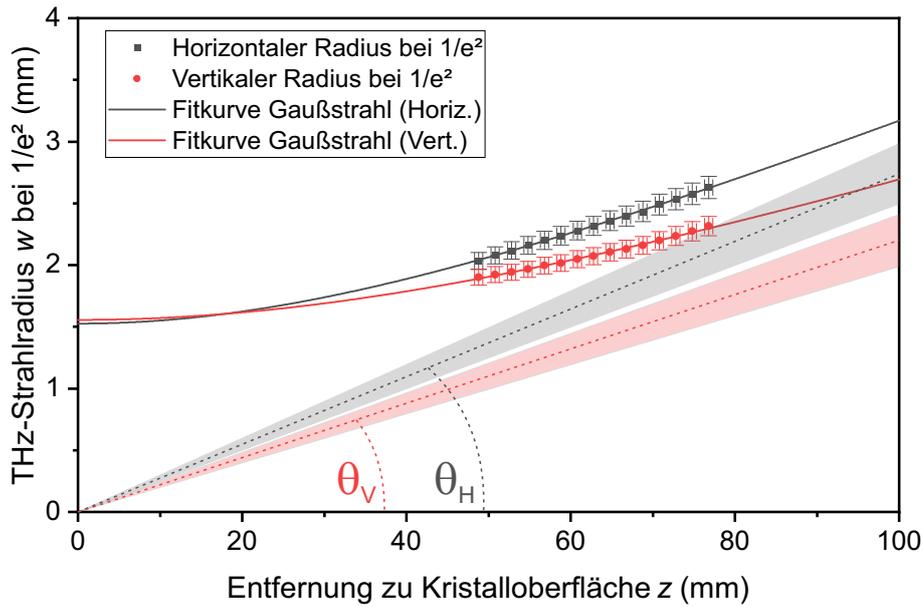


Abbildung 4.7.: Im Reinraum gemessene horizontale und vertikale Strahlradien der lasergenerierten THz-Strahlung inklusive Fitfunktionen: Das Diagramm zeigt die horizontalen (grau) und vertikalen (rot) Strahlradien w bei $1/e^2$ in Abhängigkeit der Entfernung z von Detektor- zu Kristalloberfläche. Zusätzlich wurden durch Origin[®] Fitfunktionen für die Annahme idealer Gaußstrahlen erstellt sowie die aus den Fitparametern folgenden Divergenzwinkel θ_H (horizontal, grau gestrichelt) und θ_V (vertikal, rot gestrichelt) mit Unsicherheitsbereichen (transparent) eingezeichnet.

ausgedrückt werden kann. Da sich $w(z)$ für Abstände $z \gg z_R$ einer Geraden annähert, kann außerdem der Divergenzwinkel θ_{div} gemäß

$$\theta_{\text{div}} \stackrel{z \gg z_R}{\approx} \arctan \left(\frac{\lambda}{\pi \omega_0} \right) \quad (4.9)$$

definiert werden. Im Zuge dessen wurden die gemessenen Datenpunkte aus Abb. 4.7 der durch Gl. (4.8) formulierten Funktion angenähert. Die zugehörigen Fitparameter und -kennzahlen können Tab. 4.5 entnommen werden.

Bevor im Folgenden eine Interpretation der Fitdaten vorgenommen wird, muss an dieser Stelle darauf hingewiesen werden, dass nur ein mittlerer Bereich der anzunähernden Funktion durch die aufgenommenen Messpunkte repräsentiert wird. Messdaten für kürzere Abstände z konnten aufgrund der Ausdehnung des Detektorgehäuses nicht realisiert werden. Eine Abdeckung des linearen Bereichs durch Messpunkte für größere Abstände z (insbesondere $z > 2R_Z$) war aufgrund der zuvor erläuterten Abnahme der THz-Leistungsdichte bzw. des SNR nicht möglich. Interpretierende Aussagen der zugrundeliegenden Regression müssen daher mit Vorsicht behandelt werden, da somit die ISO Norm 11146 zur Bestimmung von Propagationseigenschaften eines Laserstrahls nicht eingehalten werden konnte: Diese verlangt, dass ca. eine Hälfte der Messpunkte weiter als 2 Rayleigh-Längen (Gl. (4.7)) vom

Tabelle 4.5.: Fitparameter und -kennzahlen der THz-Divergenzmessung im Reiraum: Die Fitfunktionen wurden gemäß Gl. (4.8) in Origin[®] erzeugt und beziehen sich auf die Daten aus Abb. 4.7.

Fitparameter	Horizontal	Vertikal
w_0	$1,526 \pm 0,060$ mm	$1,560 \pm 0,069$ mm
λ_{THz}	$0,133 \pm 0,006$ mm	$0,107 \pm 0,006$ mm
Fitkennzahl		
$\chi_{\text{red.}}^2$	0,004	0,015
R^2	0,999	0,996

Fokuspunkt entfernt und die andere Hälfte innerhalb einer Rayleigh-Länge nahe am Fokuspunkt liegen müssen, um die Strahldivergenz angemessen beurteilen zu können (vgl. [66]).

Wie in Tab. 4.5 zusammengefasst wurde, kann mit je einem $R^2 > 0,99$ eine sehr gute Annäherung der Fitfunktion an die Datenpunkte im abgebildeten Messbereich verzeichnet werden. Da für den hier vorliegenden Fall einer eindimensionalen Fitfunktion in Origin[®] eine Gewichtung durch die zugrundeliegenden Unsicherheiten angegeben werden konnte, ist zusätzlich eine Aussage durch das berechnete $\chi_{\text{red.}}^2$ möglich. Mit beiden $\chi_{\text{red.}}^2 \ll 1$ kann der Verdacht einer Überanpassung (englisch: 'overfitting') der Fitfunktion an die vorliegenden Messdaten bestätigt werden, die aus einer zu großen Anzahl an zur Verfügung stehenden Freiheitsgraden resultiert. Dennoch wird im Folgenden versucht, für die Annahme einer durch die gefundene Fitfunktion hinreichend korrekten Beschreibung der Strahldivergenz weitere Aussagen zu treffen.

Der Fitparameter w_0 als Strahltaille stimmt innerhalb der Unsicherheitsgrenzen für die horizontale und vertikale Komponente überein und kann auf einen Wert von $w_0 = 1,543 \pm 0,065$ mm gemittelt werden (s. Kap. 4.2). Mit Hilfe der aus dem Fit bestimmten Strahltaille und den jeweiligen Werten für λ_{THz} wurden nach Gl. (4.9) die Divergenzwinkel θ_{H} und θ_{V} für die horizontale respektive vertikale Komponente zu

$$\begin{aligned}\theta_{\text{H}} &= 1,57 \pm 0,14^\circ \quad \text{bzw.} \\ \theta_{\text{V}} &= 1,26 \pm 0,12^\circ\end{aligned}$$

berechnet und inklusive der Unsicherheitsbereiche in Abb. 4.7 eingezeichnet (Zentralwert gestrichelt, Unsicherheitsbereich transparent). Nach [67] bewegt sich die Größenordnung der gemessenen Divergenzwinkel durch die im TPF-Aufbau verwendeten Zylinderlinsen ungefähr im erwarteten Bereich. Darüber hinaus können anhand der durch die Fitfunktionen bestimmten und in Tab. 4.5 aufgeführten Werte von λ_{THz} Rückschlüsse auf das emittierte THz-Spektrum gezogen werden. Gemäß dem Zusammenhang

$$f = \frac{c}{\lambda} \tag{4.10}$$

können die horizontal bzw. vertikal bestimmten Wellenlängen den Frequenzen

$$f_H = 2,25 \pm 0,10 \text{ THz} \quad \text{bzw.}$$
$$f_V = 2,80 \pm 0,16 \text{ THz}$$

zugeordnet werden, wobei c die Lichtgeschwindigkeit meint. An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass die zugrundeliegenden horizontalen bzw. vertikalen Wellenlängen für den THz-Strahl nicht verschieden sein können und nur Fitergebnisse darstellen. Dass die Ergebnisse auch innerhalb ihrer Unsicherheitsgrenzen nicht übereinstimmen, kann wiederum auf die Nichteinhaltung der zuvor erwähnten ISO Norm 11146 zurückgeführt werden. Unter dieser Berücksichtigung kann anhand der hier durchgeführten Divergenzmessung des via TPF Methode lasergenerierten THz-Strahls im Reinraum im Mittel auf eine dominierende Frequenz von $f_{\text{THz}} \approx 2,5 \text{ THz}$ geschlossen werden. Obwohl aufgrund von Messungen mit vergleichbaren Experimenten das Auftreten eines relativ breitbandigen THz-Emissionsspektrum für wahrscheinlich gehalten werden kann [42, 43], weicht die dominierende Frequenz um fast eine Größenordnung vom aus der Literatur erwarteten Wert ab. Insbesondere für die Auslegung des strukturellen Designs des SRR wurde mit einer Resonanzfrequenz von $f_{\text{THz}} = 300 \text{ GHz}$ gerechnet [15]. Angesichts dieser relativ großen Diskrepanz zwischen Mess- und Erwartungswert für die dominierende Frequenz des THz-Emissionsspektrums ist eine nähere Untersuchung notwendig. Beispielsweise ist denkbar, durch eine direkte Messung des Spektrums die Verlässlichkeit der in diesem Kapitel aufgeführten, indirekten Methode zu überprüfen. Im Fall einer Bestätigung der hier gewonnenen Ergebnisse können systematische Tests zur Differenzierung möglicher Faktoren durchgeführt werden, welche die hier ermittelte Diskrepanz begründen könnten.

4.4. Leistungstransport

Die am Kristall entstehende THz-Strahlung wird über ein System aus geeigneten Linsen und Spiegeln in die Vakuumkammer neben dem optischen Tisch in der Experimentierhalle transportiert und dort in den SRR eingekoppelt. Auf diesem Transportweg kommt es zu einer Minderung der THz-Leistung, da die Pulse zum einen Verlusten an den dazwischen befindlichen Optiken unterliegen und zum anderen durch Absorption Energie an die zu durchquerende Luft bzw. den hierin befindlichen Wasserdampf abgeben. Dieses Kapitel beschäftigt sich daher mit einer Charakterisierung des THz-Leistungstransports, um eine vorhersagende Aussage über die tatsächliche THz-Leistung treffen zu können, die in den SRR eingekoppelt werden kann.

Zur Untersuchung des THz-Leistungstransports wurde zunächst die Transmission aller verwendeter THz-Linsen gemessen. Hierzu wurde zunächst mit Hilfe des Powermeters die THz-Leistung kurz nach dem Kristall als Referenzwert gemessen. Die Entfernung zwischen Kristall und Detektor wurde hierbei derart gewählt, dass eine beliebige THz-Linse zwischen den genannten Komponenten platziert werden konnte, ohne den Detektor verschieben zu müssen.

Die Messergebnisse sind in Tab. 4.6 zusammengefasst. Die Transmission T_i der jeweiligen THz-Linse mit Brennweite $f_{\text{THz},i}$ wurde gemäß

$$T_i = \frac{P_i}{P_0} \quad (4.11)$$

berechnet, wobei P_i die gemessene THz-Leistung mit der zugehörigen THz-Linse und P_0 den Referenzwert ohne THz-Linse meint. Hierbei können die Transmissionen für alle THz-Linsen mit einem Wert von $T \approx 80\%$ beziffert werden. Weiter fällt auf, dass, obwohl alle Transmissionen innerhalb ihrer Unsicherheitsgrenzen übereinstimmen, die bestimmten Zentralwerte für T bei zunehmenden Brennweiten anwächst. Diese Beobachtung kann dadurch erklärt werden, dass die Dicke der Linse und damit die Länge des vom Licht zu durchquerenden Mediums für größere Brennweiten abnimmt und es somit zu weniger Absorptionsverlusten kommt (vgl. Tab. 4.6).

In einem nächsten Schritt wurde im Reinraum ein Testaufbau realisiert, der hinsichtlich der vom THz-Strahl zurückgelegten Distanz sowie der verwendeten Optiken dem Aufbau in der Experimentierhalle entspricht. Der Testaufbau kann Abb. 4.8 nachempfunden werden. Hierbei wurde die THz-Leistung an drei Punkten gemessen: kurz nach dem Kristall (P1), im Fokuspunkt des ersten 100/75-4f-Teleskops (P2) und im Fokuspunkt des zweiten 261/50,8-4f-Teleskops (P3). Diese drei Messpunkte (Abb. 4.8 blau) bieten sich aufgrund der Kompaktheit des Strahls an, um durch eine Messung mit Hilfe des Powermeters möglichst die gesamte verfügbare THz-Leistung zu erfassen. Besonders die feststellbare THz-Leistung am Messpunkt P3 ist als Ort eines 'virtuellen SRR' von besonderem Interesse, da so eine Abschätzung der tatsächlich in der Experimentierhalle zur Verfügung stehenden THz-Pulsenergie getroffen werden kann.

Für die Messung wurden die Distanzen d_i zwischen den jeweiligen Messpunkten und dem Kristall mit Hilfe einer Schublehre gemessen. Die Messunsicherheit für d_1 unmittelbar

Tabelle 4.6.: Transmissionsmessungen der verwendeten THz-Linsen: Tabellarisch dargestellt sind die gemessenen THz-Leistungen ohne und mit den jeweiligen THz-Linsen, die im Rahmen des SRR-Experiments verwendet werden. Außerdem wurde die anhand des Referenzwerts ohne Linse berechnete Transmission T eingetragen. Aufgrund fehlerhafter Dokumentation wurden die Messunsicherheiten für die gemessenen THz-Leistungen in Anlehnung an vergleichbare Messungen auf einen großzügigen Pauschalwert von $\pm 10 \mu\text{W}$ geschätzt.

Verwendete THz-Linse	Zentraldicke d (mm)	Gemessene THz-Leistung (μW)	Transmission T (%)
keine	—	$363,5 \pm 10,0$	100
$f_{\text{THz},1} = 75 \text{ mm}$	$12,0 \pm 0,3 \text{ mm}$	$293,2 \pm 10,0$	$80,7 \pm 5,0$
$f_{\text{THz},2} = 100 \text{ mm}$	$10,0 \pm 0,3 \text{ mm}$	$295,8 \pm 10,0$	$81,4 \pm 5,0$
$f_{\text{THz},3} = 261 \text{ mm}$	$6,0 \pm 0,3 \text{ mm}$	$303,6 \pm 10,0$	$83,5 \pm 5,0$

Tabelle 4.7.: Übersicht der Messungen zum THz-Leistungstransport: Tabellarisch dargestellt sind die gemessenen THz-Leistungen an den jeweiligen Messpunkten P1-3 (vgl. Abb. 4.8) für die zugehörigen Distanzen d_i zum Kristall. Außerdem wurden die Absorptionskoeffizienten α_{ij} eingetragen, die anhand Gl. (4.14) berechnet wurden.

Messpunkt	Distanz d_i (cm)	Gemessene THz-Leistung (μW)	Absorptionskoeffizient α_{ij} (1/m)
P1	$1,0 \pm 0,5$	$727,5 \pm 16,5$	$\alpha_{12} = 0,59 \pm 0,51$
P2	$35,0 \pm 1,0$	$391,7 \pm 8,5$	$\alpha_{23} = 1,10 \pm 0,21$
P3	$97,4 \pm 1,5$	$164,9 \pm 4,6$	$\alpha_{13} = 0,92 \pm 0,25$

dazwischen befindlichen THz-Linsen ab und berechnet sich aus dem Produkt der in Tab. 4.6 aufgeführten Transmissionen. T_c nimmt demnach die Werte

$$T_{c,ij} = \begin{cases} 65,7 \pm 8,9 \% & \text{für } \alpha_{12} \\ 83,5 \pm 5,0 \% & \text{für } \alpha_{23} \\ 55,0 \pm 11,0 \% & \text{für } \alpha_{13} \end{cases} \quad (4.13)$$

an. Für die Bestimmung der kombinierten Unsicherheiten von $T_{c,ij}$ wurde neben Gl. (3.4) die Standardunsicherheit der Transmission der nach Strahlverlauf ersten THz-Linse T_1 um einen geschätzten Beitrag von $\pm 1\%$ erhöht, um der mit Unsicherheit behafteten Position bzw. Orientierung der Linse Rechnung zu tragen. Dies liegt darin begründet, dass im Gegensatz zu den anderen THz-Linsen die durch den Laser-Tracker festgelegte Position im Zuge der Justage- und Messarbeiten nicht gesichert werden konnte. Der Absorptionskoeffizient α_{ij} kann dann gemäß

$$\alpha_{ij} = \ln \left(\frac{P_j}{P_i} \cdot \frac{1}{T_{c,ij}} \right) \cdot \frac{1}{d_i - d_j} \quad \text{mit } i < j \quad (4.14)$$

berechnet werden. Die Messergebnisse können Tab. 4.7 entnommen werden.

Zunächst kann anhand der in Tab. 4.7 aufgeführten THz-Leistungen festgestellt werden, dass die am virtuellen SRR (P3) gemessene THz-Leistung im Vergleich zum Messpunkt P1 unmittelbar nach Verlassen des Kristalls um mehr als einen Faktor 4 auf 22,7 % gesunken ist. Der gemessene Wert von $P_3 = 164,9 \pm 4,6 \mu\text{W}$ kann gleichzeitig als minimal zur Verfügung stehende THz-Leistung angesehen werden, die in der Experimentierhalle in den SRR eingekoppelt werden kann. Erstens konnten dort, wie in Kap. 4.1 (Abb. 4.2) gezeigt wurde, höhere THz-Leistungen nach dem Kristall von über 1 mW erreicht werden. Außerdem befindet sich ein Teil der THz-Transportwegs in der Experimentierhalle innerhalb der Vakuumkammer und kann daher entlang dieser Strecke nahezu verlustfrei von Absorptionen des umliegenden Mediums in den SRR eingekoppelt werden.

Desweiteren kann unter Beachtung der Verluste durch die THz-Linsen eine relative große THz-Leistungsreduktion durch Absorption in der Luft beobachtet werden. Diese Aussage beruht auf der Annahme von verlustfreien, hier verwendeten Metall-Flachspiegeln, die laut Hersteller eine Reflektivität $R > 99,9\%$ im THz-Bereich besitzen. Die aus den Messdaten abgeleiteten Absorptionskoeffizienten α_{ij} stimmen innerhalb der Messunsicherheitsgrenzen überein und können auf einen Wert

$$\bar{\alpha} = 0,87 \pm 0,32 \text{ m}^{-1} \quad (4.15)$$

gemittelt werden. An dieser Stelle muss darauf hingewiesen werden, dass die Gesamtunsicherheiten der Absorptionskoeffizienten vergleichsweise groß ausfallen, da viele Messgrößen miteinander kombiniert wurden und Unsicherheiten oftmals auch geschätzt werden mussten. Die erzielten Ergebnisse sind daher als Näherungsmessung zu verstehen.

Mit einer Größenordnung des Absorptionskoeffizienten $\alpha \approx 1 \text{ m}^{-1}$ kann der Wert wie folgt eingeordnet werden: Nach [68] (Fig. 7 b) kann der bestimmte Absorptionskoeffizient für eine im Reinraum herrschende relative Feuchte von $\approx 40\%$ im Spektrum dominierenden Frequenzen von $f \approx 1,1 \text{ THz}$ zugeordnet werden. Für eine dominierende Frequenz von 300 GHz würde nach [68] ein Absorptionskoeffizient in Luft von $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}$ erwartet werden. Die oben genannten, vergleichsweise großen Unsicherheiten erlauben zwar nur eine näherungsweise Aussage, dennoch kann durch den deutlichen Unterschied des erwarteten Werts von fast 3 Größenordnungen ein weiteres Indiz dafür gefunden werden, dass das lasergenerierte THz-Emissionsspektrum bei höheren Frequenzen liegt als im Vorfeld angenommen.

5. Messergebnisse zum Split-Ring-Resonator-Experiment

Die nachfolgenden Ausführungen befassen sich mit den Messergebnissen, die im Rahmen des Split-Ring-Resonator-Experiments erzielt werden konnten. Darüber hinaus werden experimentelle Ansätze und Ideen präsentiert, welche sich die Ermittlung des in Kap. 2.2 erläuterten zeitlichen sowie räumlichen Überlapps zum Ziel setzen.

5.1. Zeitlicher Überlapp

Um ein Streaking des Elektronenpaketes im SRR möglich zu machen, müssen sich die beschleunigten Elementarteilchen und das in der Antennenstruktur entstehende E-Feld nicht nur räumlich, sondern auch zeitlich überlagern. Wie in Kap. 2 erläutert, sind E-Feld und Elektronen aufgrund des gleichen Ursprungs (Photoinjektorlaser) intrinsisch synchronisiert. Daher wurde mit Hilfe des in Kap. 3 vorgestellten Konzepts auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle versucht, durch eine geeignete Längenwahl von Photoinjektor- und THz-Arm den zeitlichen Überlapp beider Komponenten im SRR zu gewährleisten. Die eingebaute Delay Stage erlaubt zeitliche Korrekturen der Ankunft der THz-Pulse am SRR in einer Reichweite von $\approx 2,2$ ns. Wie in Kap. 3.1 erläutert, ist die Möglichkeit einer Adaption einer der beiden Weglängen notwendig, da z.B. Justageungenauigkeiten oder nicht beachtete Effekte wie Dispersion bei einer Präsenz des Lichts in Kristallen zu unvorhersehbaren Abweichungen führen kann.

Nachdem der neu konzipierte optische Aufbau in der Experimentierhalle inklusive THz-Modul in Betrieb genommen werden konnte, wurde von den Experimentatoren bei FLUTE eine Versuchsreihe zur möglichen Beobachtung eines Elektronen-Streakings durchgeführt. Trotz vorgenommener Scans¹ der Delay Stage Position konnte kein Streaking beobachtet werden, da der zugrundeliegende Parameterraum von vielen zusätzlichen Unbekannten, wie z.B. der räumlichen Lage des SRR aufgespannt wird. Aufgrund dieser Vielfalt an möglichen nicht richtig eingestellten Parametern müssen Konzepte entwickelt werden, die auf eine einzelne und unabhängige Bestimmung der verschiedenen Parameter abzielen. In diesem Kapitel wird daher in einem ersten Schritt der experimentelle Ansatz und die bereits erzielten Ergebnisse zur Bestimmung bzw. Eingrenzung des zeitlichen Überlapps vorgestellt.

¹Variation des Parameters in äquidistanten Schritten.

5.1.1. Koinzidenzmessung

Als experimentelle Idee zur Bestimmung des zeitlichen Überlapps wird eine Koinzidenzmessung verfolgt. Das Prinzip der Messung wird im Folgenden erläutert und kann anhand Abb. 5.1 nachvollzogen werden:

Der erste Teil des Experiments besteht aus dem per TPF Methode lasergenerierten THz-Strahl. Dieser wird analog zu Kap. 3.3 (Abb. 3.7) durch den in den Lithiumniobat-Kristall fokussierten IR-Strahl erzeugt und anschließend über einen Metallspiegel zum Punkt des letzten Spiegels geleitet, der normalerweise den lasergenerierten THz-Strahl aus dem Modul auskoppeln und in die SRR-Vakuunkammer leiten würde. Anstelle dieses Spiegels wird ein für den THz-Bereich geeigneter Strahlteiler platziert, der bei passender Orientierung auch als Strahlkombinierer genutzt werden kann. Der lasergenerierte THz-Strahl wird so im 90° -Winkel in einen schnellen THz-Detektor umgelenkt.

Den zweiten Strahl, der mit Hilfe des Strahlkombinierers in den Detektor geleitet wird, bildet ein weiterer THz-Strahl, der durch die von FLUTE beschleunigten Elektronen erzeugt wird. Das Prinzip wird durch die in Abb. 5.2 dargestellte CAD-Zeichnung ver-

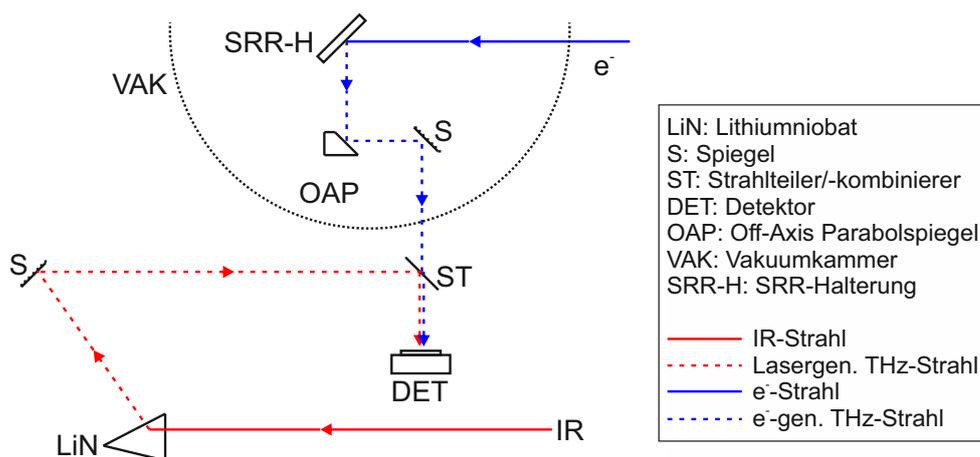


Abbildung 5.1.: Prinzipskizze der Koinzidenzmessung zur Bestimmung des zeitlichen Überlapps: Der per TPF Methode im THz-Modul durch Einfall des IR-Strahls (rot) in Lithiumniobat (LiN) generierte THz-Strahl (rot gestrichelt) wird durch einen Spiegel (S) auf einen Strahlteiler (ST) gelenkt, der in Funktion eines Strahlkombinierers die Pulse in einen schnellen THz-Detektor (DET) lenkt. Gleichzeitig werden die mit Hilfe der durch FLUTE generierten Elektronen (e^- , blau) auf die SRR-Halterung (SRR-H) fokussiert, wo durch Übergangsstrahlung ein zweiter THz-Strahl erzeugt wird (blau gestrichelt), der über die in der Vakuunkammer (VAK) befindlichen Off-Axis Parabolspiegel (OAP) und einen weiteren Spiegel aus der Kammer ausgekoppelt und in den Detektor geleitet werden. Nachdem die Messung beider THz-Strahlen durch Anpassung der Delay Stage in Koinzidenz erfolgt, muss die Einstellung der THz-Armlänge um die Strecke von Detektor zu SRR-Halterung korrigiert werden, um einen zeitlichen Überlapp im SRR-Experiment zu erreichen.

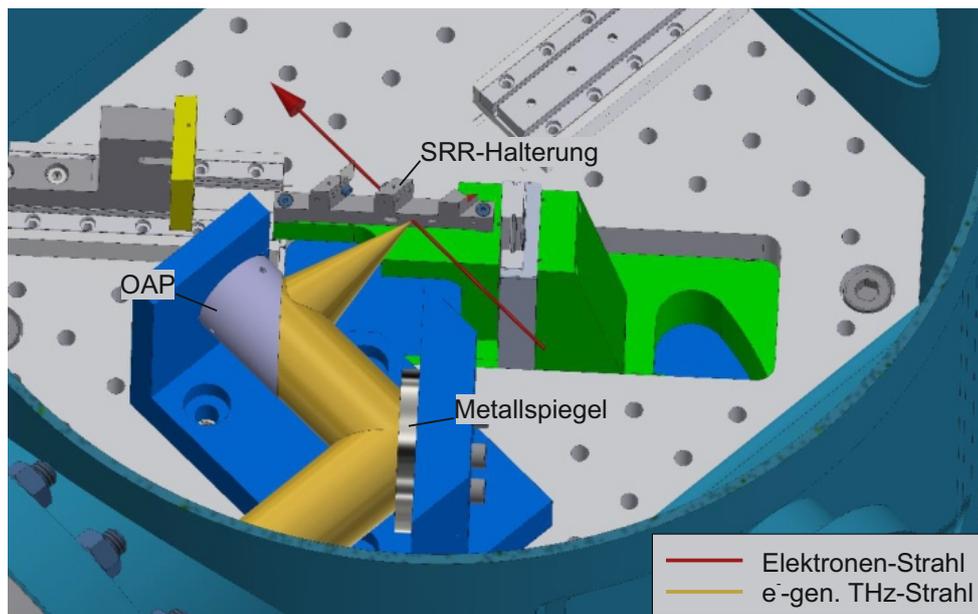


Abbildung 5.2.: CAD-Zeichnung zum Prinzip Elektronen-generierter THz-Strahlung bei FLUTE: Dargestellt ist ein Ausschnitt aus dem Inneren der SRR-Vakuumkammer. Der Elektronenstrahl (rot) wird auf die Halterung des SRR fokussiert, wodurch Übergangsstrahlung im THz-Bereich entsteht. Dieser Elektronen-generierte THz-Strahl (orange) wird über einen Off-Axis Parabolspiegel kollimiert und über einen weiteren Metallspiegel aus der Vakuumkammer ausgekoppelt. Bild zur Verfügung gestellt von Steffen Schott.

deutlich: die in der Photoinjektor Elektronenquelle generierten Teilchen werden in die SRR-Vakuumkammer geleitet und dort auf die Halterung des SRR fokussiert. Diese hauptsächlich aus Aluminium bestehende Halterung (siehe auch Anhang A.1 Abb. A.8) ist motorisiert verfahrbar und wird so bewegt, dass die Elektronen den massiven Metallteil des Halters in der Position treffen, die durch CAD-Zeichnungen für den SRR berechnet wurden.

Beim Auftreffen der Elektronen auf das Aluminium entsteht Übergangsstrahlung im THz-Bereich. Diese Elektronen-generierte THz-Strahlung wird über die bereits vorhandene Spiegelanordnung aus einem Off-Axis Parabolspiegel und einem weiteren Metallspiegel aus der Vakuumkammer ausgekoppelt. Dieser Weg entspricht der umgekehrten Strecke, die normalerweise für den lasergenerierten THz-Strahl im Rahmen des SRR-Experiments vorgesehen ist. Die THz-Pulse, welche durch die auf den Halter auftreffenden Elektronenpakete erzeugt werden, laufen unabgelenkt durch den Strahlkombinierer und werden parallel zum lasergenerierten THz-Strahl in den Detektor gelenkt.

In einem nächsten Schritt wird die THz-Armlänge durch die Delay Stage derart angepasst, dass beide THz-Strahlen am Detektor in Koinzidenz gemessen werden können. Um nun die zeitliche Überlagerung im SRR-Experiment sicherzustellen, muss die für die Delay Stage gefundene Einstellung um die Weglänge von Detektor zu SRR-Halterung korrigiert

werden. Durch diese Methode kann eine relativ genaue Abschätzung der Einstellung für die THz-Armlänge getroffen werden, ohne das Vakuum der SRR-Vakuumkammer brechen zu müssen.

Der in diesem Unterkapitel erläuterte experimentelle Ansatz einer Koinzidenzmessung zur Bestimmung des zeitlichen Überlapps konnte in dieser Arbeit aus Zeitgründen nicht durchgeführt werden. Allerdings wurde die prinzipielle Möglichkeit der Erzeugung Elektronen-generierter THz-Strahlung bei FLUTE anhand einer vorbereitenden Messung nachgewiesen, welche im Folgenden vorgestellt wird.

5.1.2. Elektronen-generierte THz-Strahlung

Bevor der Aufbau zur Neukonzeptionierung des optischen Tisches in der Experimentierhalle vorgenommen wurde, konnte im Februar 2019 die erste THz-Strahlung nachgewiesen werden, deren Erzeugung auf den von FLUTE generierten Elektronen beruht.

Hierzu wurden bei FLUTE in Zusammenarbeit mit Mitarbeitern des Instituts Elektronen in der Photoinjektor Elektronenquelle erzeugt, beschleunigt und analog zum Prinzip der Koinzidenzmessung (vgl. Abb. 5.1 und 5.2) auf die Halterung des SRR fokussiert. Die Fokussierung kann mithilfe des Solenoiden und der zusätzlich zur Verfügung stehenden Korrekturmagneten vorgenommen werden. Auf dem optischen Tisch vor der Vakuumkammer wurde die in Kap. 2.3.3 vorgestellte Schottky-Diode zur Detektion von THz-Strahlung positioniert. Ein Foto des Aufbaus ist Anh. A.1 Abb. A.4 dargestellt.

In Abb. 5.3 ist das vom SBD Detektor empfangene Signal, welches mit Hilfe eines 4 GHz Oszilloskops ausgelesen wurde, dargestellt. Hierbei wurden eine Elektronen-Strahlenergie von ≈ 5 MeV sowie eine Bunchladung von ≈ 2 pC gewählt. Wie in der Ansicht mit μ s-Skala (Abb.5.3 links) gut zu erkennen ist, wird von der Schottky-Diode hauptsächlich die HF-Einhüllende detektiert, welche insbesondere anhand ihrer Frequenz von ungefähr 3 GHz sowie ihrer charakteristischen Länge von $\approx 4,5$ μ s eindeutig identifiziert werden kann. Das HF-Signal wird wahrscheinlich über verwendete Kabel eingekoppelt und so gleichzeitig als Überlagerung detektiert. Bei der Zeit $t \approx 0$ μ s ist das von der Schottky-Diode detektierte THz-Signal zu sehen, welches in Abb. 5.3 (rechts) noch einmal in einer Zoom-Ansicht dargestellt wurde.

Zur Verifizierung des signalgebenden Pulses als THz-Strahlung wurde insbesondere die Front des Detektors (einfangende Si-Linse) mit THz-reflektiver Alufolie umhüllt und anschließend die Messung wiederholt. Nach erfolgter Präparation des Detektors konnte nur noch die HF-Einhüllende ohne den Signalpeak bei $t \approx 0$ μ s gemessen werden, wodurch die von der Schottky-Diode gemessene Strahlung dem THz-Bereich zugeordnet werden kann. Um dies zu bestätigen, wurde außerdem versucht, das Signal noch einmal unter der Einbeziehung eines THz Bandpassfilters zu messen. Hierzu wurde ein quasi-optischer THz-Bandpassfilter unmittelbar vor der Schottky-Diode platziert, bevor die Messung mit gleichen Parametern wiederholt wurde. Dabei wurde ein Filter mit einer maximalen Transmission von 97 % bei einer Frequenz von 140 GHz mit einem Durchlassbereich von

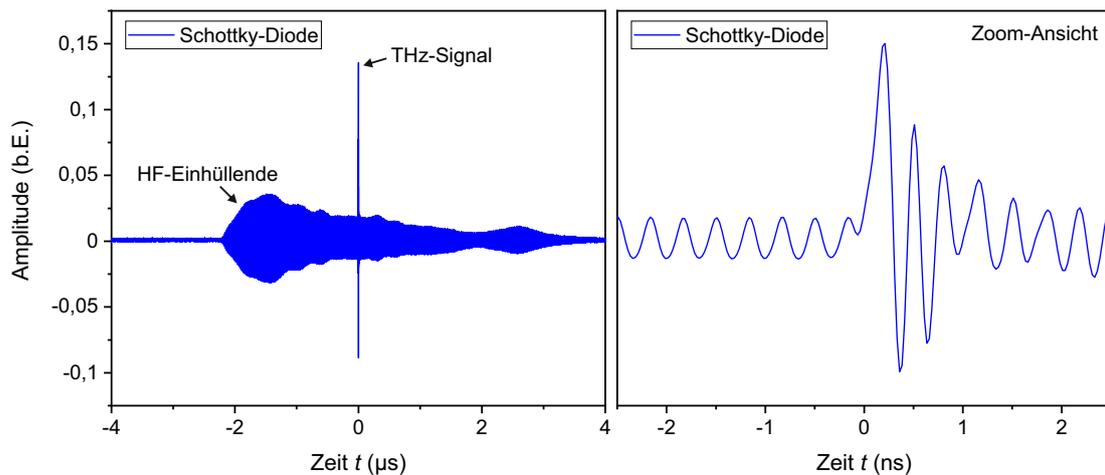


Abbildung 5.3.: Elektronen-generiertes THz-Signal: Die Diagramme zeigen das an einem 4 GHz Oszilloskop ausgelesene Signal der Schottky-diode. In der Ansicht mit μs -Skala (links) gut zu erkennen ist die vom Detektor durch Einkopplung von Kabeln detektierte HF-Einhüllende sowie das THz-Signal bei $t \approx 0 \mu\text{s}$. Da das Signal bei einer Ummantelung des Detektors mit Alufolie nicht mehr zu sehen ist, kann der Peak dem THz-Bereich zugeordnet werden. Der etwa 1 ns lange, signalgebende Puls ist noch einmal in einer Zoom-Ansicht dargestellt (rechts).

31 GHz (FWHM)² gewählt. Nach Anbringung des Filters konnte allerdings nur noch ein vergleichsweise kleines SNR bei der Detektion festgestellt werden, was auf das ohnehin bereits kleine Signal sowie ein wahrscheinlich vergleichsweise breites Emissionsspektrum der Übergangsstrahlung zurückzuführen ist. Die Messdaten können Anh. A.2 Abb. A.9 entnommen werden.

Zusammenfassend kann jedoch das von der Schottky-Diode detektierte Signal eindeutig in den THz-Bereich verortet werden und bildet somit die erste gemessene THz-Strahlung, die durch von FLUTE beschleunigten Elektronen generiert werden konnte.

5.2. Räumlicher Überlapp

Wie eingangs des Kapitels beschrieben, müssen sich für ein erfolgreiches Streaking die Elektronen sowie das im SRR generierte E-Feld auch räumlich überlagern. Das bedeutet, die lasergenerierten THz-Pulse müssen die Antennenstruktur in der SRR-Vakuumkammer (sub)millimetergenau treffen, um eine effiziente Einkopplung der Pulse zu erzielen, während gleichzeitig der Elektronenstrahl derart fokussiert sein muss, dass sich die Teilchen durch den kleinen Ringausschnitt bewegen (vgl. Kap. 2.2). Die Herausforderungen liegen hierbei vor allem in der Unsichtbarkeit des THz-Strahls und der Fokussierung innerhalb der UHV-Kammer, weshalb mögliche Messungen schwerer zugänglich sind.

²Halbwertsbreite, englisch: 'Full Width at Half Maximum'.

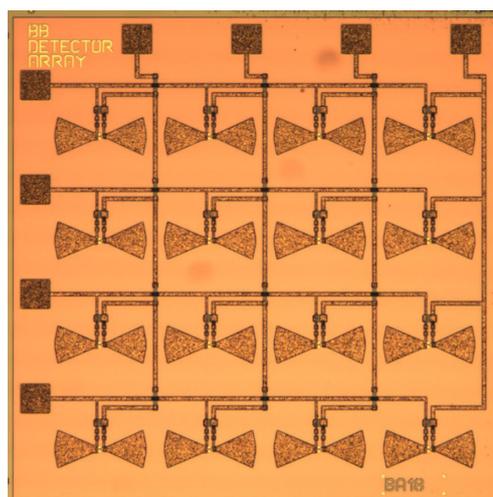


Abbildung 5.4.: Breitbandiges THz-Detektorfeld zur Ermittlung des räumlichen Überlapps: Die Abbildung zeigt ein Mikroskopbild des Detektorfeldes zur Ermittlung des räumlichen Überlapps, bestehend aus 4×4 breitbandigen Antennenelementen. Mit freundlicher Genehmigung von Dr.-Ing. Niels Neumann, TU Dresden.

Da hierdurch im Rahmen der vorliegenden Arbeit nur eine ungefähre Vorjustage des Fokuspunkts innerhalb der SRR-Vakuumkammer möglich war, wurde in Zusammenarbeit mit Mitarbeitern bei FLUTE und insbesondere Dr.-Ing. Niels Neumann als Leiter der Gruppe Mikrowellenphotonik an der Technischen Universität Dresden eine experimentelle Idee zur örtlichen Detektion der THz-Pulse im Vakuum entwickelt, die im Folgenden kurz vorgestellt werden soll: auf der SRR-Halterung soll dauerhaft ein vakuumkompatibles Detektorfeld bestehend aus 4×4 Antennenelementen platziert werden, mit denen ein breitbandiges Spektrum von 0,2 bis > 1 THz detektiert werden kann. Die Elemente können dabei sequentiell in Zeile bzw. Spalte über geeignete Vorspannungen (englisch: 'Biasing') ausgewählt werden, um ein flexibles Auslesen des Detektorsignals zu ermöglichen. Durch den motorisiert verfahrbaren Schlitten der SRR-Halterung kann der lasergenerierte THz-Fokuspunkt, dessen exakte Position bspw. thermischen Drifts unterliegt, immer wieder neu überprüft werden, während gleichzeitig das Detektorfeld bei Bedarf in den bzw. aus dem Elektronenstrahl gefahren werden kann. Im Gegensatz zur Ausleseelektronik, die nach Plan außerhalb der SRR-Kammer liegen soll, müssen für das im Vakuum montierte Bauteil Tests durchgeführt werden, um z.B. die Beständigkeit gegenüber Elektronenbeschuss zu prüfen. Ein Mikroskopbild des Detektorfeldes ist in Abb. 5.4 gezeigt.

Wurde die Fokuslage des lasergenerierten THz-Strahls innerhalb der SRR-Vakuumkammer wie beschrieben ermittelt, kann die SRR-Antennenstruktur im Anschluss an die Position des entsprechenden Antennenelements gefahren werden. Über die Sicherstellung der räumlichen Überlagerung können in Verbindung mit der zuvor erläuterten Eingrenzung des zeitlichen Überlapps neue und vor allem gezieltere Versuchsreihen zur ersten Beobachtung eines Elektronen-Streakings bei FLUTE unternommen werden.

6. Zusammenfassung und Ausblick

In diesem abschließenden Kapitel wird eine Zusammenfassung der Maßnahmen und Methoden vorgenommen, die während dieser Masterarbeit im Rahmen der Laseroptik bei FLUTE durchgeführt wurden, um den Fortschritt des SRR-Experiments weiter voranzutreiben. Ferner werden alle in diesem Kontext erzielten Ergebnisse zur lasergenerierten THz-Strahlung sowie zum SRR-Experiment in einem Überblick gesammelt und resümierend dargestellt. Abschließend wird ein Ausblick über zukünftig mögliche Fortführungen der behandelten Themen und Problemstellungen gegeben.

Zusammenfassung

Das sich zum Zeitpunkt dieser Arbeit im Aufbau befindliche Experiment FLUTE wird nach Inbetriebnahme des Bunchkompressors durch besonders kurze Paketlängen der beschleunigten Elektronen im Bereich weniger Femtosekunden gekennzeichnet sein. Die wenigen, zur Verfügung stehenden Diagnostikmethoden zur Untersuchung longitudinaler Bunchprofile dieser Größenordnung bergen oftmals einen großen Zeit-, Platz- und Geldaufwand für viele Beschleunigeranlagen der Welt. Zur Weiterentwicklung herkömmlicher experimenteller Möglichkeiten solcher Art stellt das Elektronen-streaking durch THz-Felder, die mit Hilfe eines Split-Ring-Resonators in hohen Intensitäten erzeugt werden können, eine vielversprechende Alternative dar. Die Kombination aus Kompaktheit und hoher Auflösung soll durch das SRR-Experiment bei FLUTE in seiner prinzipiellen Durchführbarkeit bestätigt werden, um die Methode als festen Bestandteil longitudinaler Diagnostikoptionen zu etablieren.

Ein Kernelement zur Erzeugung der hochfrequenten elektrischen Felder im SRR bilden intensive THz-Pulse, die bei FLUTE mit Hilfe des Photoinjektor-Lasersystems optisch generiert werden. Hierzu wurde im ersten Teil der vorliegenden Masterarbeit ein Modul zur laserbasierten Erzeugung von THz-Strahlung aufgebaut, welche auf der Nutzung der Tilted-Pulse-Front-Methode mit Lithiumniobat beruht. Dabei wurde die Konversion der Pumpulse vom IR- in den THz-Bereich zunächst im Reinraum bei FLUTE aufgebaut, optimiert und die emittierte THz-Strahlung hinsichtlich Leistung, Strahlprofil und Divergenz charakterisiert, bevor das Modul in die Experimentierhalle transportiert wurde.

Allen voran konnten die durch Dr. Zoltan Ollmann, Experte im Gebiet laserbasierter THz-Erzeugung, in einem Testaufbau erzielten Werte für die Konversionseffizienz $\eta_{\text{IR} \rightarrow \text{THz}}$ nicht nur reproduziert, sondern auch um rund 15 % gesteigert werden. Unter der Hypothese, dass die Konversionseffizienz linear mit der Pumpimpulslänge bis ≈ 200 fs skaliert, deckt sich der in dieser Arbeit erreichte Wert von $\eta_{\text{IR} \rightarrow \text{THz}} = 0,0265 \pm 0,0003$ % bei einer Pumpleistung von $P_{\text{Laser}} = 3,217 \pm 0,008$ W mit den Ergebnissen internationaler Spitzengruppen.

Zudem konnte nach Installation des THz-Moduls in der Experimentierhalle bei FLUTE ein Verlust der THz-Leistung von rund 40 % im Vergleich zum Reinraum festgestellt werden, was wahrscheinlich auf die verminderte Strahlqualität aufgrund des ca. 35 m langen Transportwegs zurückzuführen ist. Dennoch konnte nach Anpassung der Pumpimpulslänge eine ähnlich THz-Leistung wie im Reinraum erzielt werden. Zusätzlich wurde für die in der Experimentierhalle maximal zur Verfügung stehende Pumpleistung ein Wert von $P_{\text{THz,max}} > 1 \text{ mW}$ nachgewiesen, wodurch aller Voraussicht nach für das SRR-Experiment eine ausreichende THz-Pulsenergie bereitgestellt werden kann.

Neben der Konversionseffizienz wurde außerdem das Profil des lasergenerierten THz-Strahls untersucht. Anhand der durchgeführten Messungen im Reinraum kann der THz-Strahl kurz nach Verlassen des Kristalls als symmetrisch und gaußförmig bezeichnet werden. Ferner konnte die THz-Strahlbreite im Fokuspunkt mit Hilfe zweier unterschiedlicher $4f$ -Teleskop-Systeme reduziert und so zusätzlich zum Nachweis der prinzipiellen Funktionalität der verwendeten THz-Linsen auch die am SRR erwartbare THz-Fokusgröße gemessen werden. Bei der Bestimmung des horizontalen sowie vertikalen Divergenzwinkels konnte aufgrund der abnehmenden THz-Leistungsdichte nur eine Teilstrecke von $\approx 30 \text{ mm}$ des als Gaußstrahl angenommenen Strahlverlaufs vermessen werden. Die dennoch aus Fitfunktionen ermittelten Werte für die Divergenzwinkel bewegen sich im aus der Literatur erwarteten Bereich von wenigen Grad. Werden hingegen Rückschlüsse auf die dominierende Frequenz des emittierten THz-Spektrums gezogen, weisen die in der Divergenzmessung erhaltenen Ergebnisse die Tendenz eines bei höheren Frequenzen liegenden Emissionsspektrums auf. Anstatt der hierauf ausgelegten Resonanzfrequenz des SRR von 300 GHz scheint der Schwerpunkt des lasergenerierten THz-Spektrums anhand der gemessenen Divergenz rund eine Größenordnung höher zu liegen.

Ein weiteres Indiz für ein Verschieben des THz-Emissionsspektrums zu höheren Frequenzen liefert die im Zuge dieser Arbeit umgesetzte Untersuchung des THz-Leistungstransports: Hierzu wurde im Reinraum ein Testaufbau realisiert, anhand dessen ein über die betrachtete Strecke gemittelter Absorptionskoeffizient in der Größenordnung $\alpha \approx 1 \text{ m}^{-1}$ bestimmt werden konnte. Im Fall von Luft als THz-absorbierendes Medium spricht dieser Wert bei der im Reinraum vorliegenden relativen Feuchte von rund 40 % für eine dominierende Frequenz von ca. 1,1 THz, wohingegen ein um fast 3 Größenordnungen kleinerer Absorptionskoeffizient angenommen werden muss, falls die THz-Strahlung hauptsächlich bei einer Frequenz von 300 GHz emittiert wird. Trotz der hierdurch großen, in diesem Kontext festgestellten Transportverluste von mehr als einem Faktor 4 zwischen Kristall und dem letzten Fokuspunkt konnte am Ort eines virtuellen SRR noch eine THz-Leistung von $\approx 165 \text{ }\mu\text{W}$ gemessen werden.

Im zweiten Teil dieser Masterarbeit wurde die im Rahmen des SRR-Experiments geplante Neukonzeptionierung der Laseroptik auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle aufgebaut und komplett justiert. Die wesentlichen inbetriebgenommenen Komponenten des Aufbaus bildeten hierbei das Laser-Stabilisationssystem, der Puls-picker, die Kompressoren, die THG-Einheit, der Quarzstab sowie die Delay Stage. Während eine zufriedenstellende Justage der Delay Stage durch den Vergleich der in der Experimentierhalle

gemessenen THz-Leistungen für unterschiedliche Positionen des motorisiert verfahrbaren Schlittens bewertet wurde, konnte für die meisten Komponenten eine erfolgreiche Einrichtung anhand von Messungen der transmittierten Leistung quantifiziert werden. Gerade für den Puls-picker und die THG-Einheit lagen die nach erfolgter Justage gemessenen Transmissionen respektive Effizienzen sogar oberhalb der in der Vergangenheit dokumentierten Werte.

Durch den mit Hilfe von CAD-Zeichnungen geplanten Aufbau wurde versucht, die Weglängen von THz- und Photoinjektor-Arm derart aufeinander abzustimmen, dass es innerhalb des SRR zu einem zeitlichen Überlapp der via THz-Pulsen generierten E-Felder mit den Elektronenpaketen kommt. Aufgrund des gleichen Ursprungs beider zu überlagernder Komponenten kann so die intrinsische Synchronisation der verwendeten Laserpulse genutzt werden. Unvermeidliche Ungenauigkeiten im Aufbau sowie vernachlässigte Effekte wie bspw. Dispersion in unterschiedlichen, auf dem Transportweg liegenden Medien können im SRR-Experiment durch die Delay Stage korrigiert werden. Um eine genaue Bestimmung dieser Korrektur zu ermöglichen und damit einen zeitlichen Überlapp zu gewährleisten, wurde zudem die prinzipielle Durchführbarkeit einer Koinzidenzmessung mittels Elektronen-generierter THz-Strahlung gezeigt. Hierzu wurde Übergangsstrahlung im THz-Bereich generiert, indem die bei FLUTE erzeugten und beschleunigten Elektronen auf die SRR-Halterung fokussiert wurden. Anschließend konnten die entstehenden THz-Pulse außerhalb der Vakuumkammer mit einer breitbandigen Schottky-Diode nachgewiesen werden. Die Detektion stellt den ersten Nachweis von THz-Strahlung dar, die durch Elektronen bei FLUTE erzeugt werden konnte.

Ausblick

Nachdem die prinzipielle Möglichkeit zur Generierung elektronenbasierter THz-Strahlung nachgewiesen wurde, kann ein Versuch der in Kap. 5.1.1 beschriebenen Koinzidenzmessung vorgenommen werden, um den Parameter für die Delay Stage zur Herstellung eines zeitlichen Überlapps im SRR-Experiment einzugrenzen. Weiter sollte angestrebt werden, gleichzeitig auch einen räumlichen Überlapp im SRR-Experiment zu gewährleisten. In Kap. 5.2 wurde hierzu eine experimentelle Idee in Form eines Detektorfeldes aus 16 breitbandigen Antennenelementen vorgestellt, welche eine Kooperation mit Mitarbeitern der Gruppe Mikrowellenphotonik, TU Dresden, darstellt und an deren Umsetzung derzeit bei FLUTE gearbeitet wird. Sofern beide Faktoren kontrolliert und eingestellt werden können, besteht für die Experimentatoren die Möglichkeit einer gezielteren Suche nach der Beobachtung eines Streakings der Elektronenpakete mit Hilfe des SRR, insbesondere da bisherige Testexperimente ohne Erfolg blieben. Insofern bildet die Konsolidierung von Fortschritten im SRR-Experiment per systematischer Reduzierung bzw. Einschränkung des Wertebereichs von unbekanntem Variablen einen wesentlichen Aspekt zur Weiterführung der experimentellen Schritte, die im Zuge dieser Arbeit unternommen wurden.

Desweiteren konnten innerhalb der Messergebnisse zur lasergenerierten THz-Strahlung mehrere Anhaltspunkte dafür gefunden werden, dass das breitbandig anzunehmende THz-Emissionsspektrum nicht um die erwartete Resonanzfrequenz des SRR von 300 GHz,

sondern bei höheren Frequenzen liegt. Die in den Kap. 4.3 und 4.4 genannten Indikatoren hierfür können in einer fortführenden Arbeit als Anlass genommen werden, das THz-Emissionsspektrum mittels einer direkten Messung zu ermitteln. Da der zur Verfügung stehende Platz in der Experimentierhalle limitiert ist, könnte ein baugleicher Aufbau eines zweiten THz-Moduls realisiert werden, welches im Reinraum bei FLUTE vermessen werden kann. Denn insbesondere dann, wenn kein Streaking im Rahmen des SRR-Experiments beobachtet werden kann, muss eine weitere Ursache in der Verschiebung des lasergenerierten THz-Spektrums vermutet werden.

In diesem Zusammenhang kann auch die in den Kap. 4.1 und 4.4 untersuchte THz-Leistung kritisch betrachtet werden: Zum einen könnte der Transportweg aufgrund der vergleichsweise hohen, gemessenen Leistungsverluste durch die verwendeten THz-Linsen neu konzipiert werden, indem bspw. auf reflektierende Metallspiegel, wie eine OAP-Kombination, zurückgegriffen wird. Zum andern könnte die Konversionseffizienz weiter gesteigert werden, indem bspw. der Lithiumniobat-Kristall kryogen gekühlt wird. In diesem Fall könnte ein Folgeprojekt darin bestehen, ein Kältereservoir für den Kristall innerhalb des THz-Moduls in der Experimentierhalle zu installieren. Ferner könnten die durch Absorption bedingten Leistungsverluste des THz-Strahls auf dem Transportweg von Kristall zu SRR dadurch verringert werden, dass weitere Teile der Strecke in das Vakuumsystem integriert werden oder alternativ mit trockenem Stickstoff oder Luft gespült werden.

Zusammenfassend stellt die vorliegende Arbeit nicht nur einen Beitrag zum SRR-Experiment bei FLUTE und damit zur Weiterentwicklung longitudinaler Diagnostikmethoden extrem kurzer Elektronenpakete für die Beschleunigerphysik dar, sondern auch eine Bestätigung der Effektivität der Tilted-Pulse-Front-Methode mit Lithiumniobat bei der laserbasierten Erzeugung von THz-Strahlung. Aufbauend auf den hier gewonnenen Erkenntnissen können zukünftige Bestrebungen vorgenommen werden, die Methode weiter zu verbessern und so dem Ziel näher zu kommen, neben der ersten Elektronen-generierten THz-Strahlung auch ein erstes Streaking im SRR-Experiment bei FLUTE zu beobachten.

Literatur

- [1] John F. Federici et al. „THz imaging and sensing for security applications—explosives, weapons and drugs“. en. In: *Semiconductor Science and Technology* 20.7 (Juni 2005), S266–S280. ISSN: 0268-1242. DOI: 10.1088/0268-1242/20/7/018. (28. 08. 2020).
- [2] J. Trontelj und A. Sešek. „Electronic terahertz imaging for security applications“. In: *Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications IX*. Bd. 9747. International Society for Optics und Photonics, Feb. 2016, S. 974713. DOI: 10.1117/12.2217574. (15. 09. 2020).
- [3] S. Wietzke et al. „Industrial applications of THz systems“. In: *International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging 2009: Terahertz and High Energy Radiation Detection Technologies and Applications*. Bd. 7385. International Society for Optics und Photonics, Aug. 2009, S. 738506. DOI: 10.1117/12.840991. (28. 08. 2020).
- [4] Mira Naftaly, Nico Vieweg und Anselm Deninger. „Industrial Applications of Terahertz Sensing: State of Play“. en. In: *Sensors* 19.19 (Jan. 2019), S. 4203. DOI: 10.3390/s19194203. (15. 09. 2020).
- [5] K. Humphreys et al. „Medical applications of terahertz imaging: a review of current technology and potential applications in biomedical engineering“. In: *The 26th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society*. Bd. 1. Sep. 2004, S. 1302–1305. DOI: 10.1109/IEMBS.2004.1403410.
- [6] Aiping Gong et al. „Biomedical applications of terahertz technology“. In: *Applied Spectroscopy Reviews* 55.5 (Mai 2020), S. 418–438. ISSN: 0570-4928. DOI: 10.1080/05704928.2019.1670202. (15. 09. 2020).
- [7] R. A. Lewis. „A review of terahertz detectors“. en. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 52.43 (Aug. 2019), S. 433001. ISSN: 0022-3727. DOI: 10.1088/1361-6463/ab31d5. (15. 09. 2020).
- [8] Jeffrey Hesler, Rohit Prasankumar und Jerome Tignon. „Advances in terahertz solid-state physics and devices“. In: *Journal of Applied Physics* 126.11 (Sep. 2019), S. 110401. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/1.5122975. (15. 09. 2020).
- [9] Kaveh Delfanazari et al. „Integrated, Portable, Tunable, and Coherent Terahertz Sources and Sensitive Detectors Based on Layered Superconductors“. In: *Proceedings of the IEEE* 108.5 (Mai 2020), S. 721–734. ISSN: 1558-2256. DOI: 10.1109/JPROC.2019.2958810.
- [10] François Blanchard et al. „Generation of Intense Terahertz Radiation via Optical Methods“. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 17.1 (Jan. 2011), S. 5–16. ISSN: 1558-4542. DOI: 10.1109/JSTQE.2010.2047715.

- [11] József András Fülöp et al. „Towards generation of mJ-level ultrashort THz pulses by optical rectification“. EN. In: *Optics Express* 19.16 (Aug. 2011), S. 15090–15097. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.19.015090. (26. 08. 2020).
- [12] Michael Nasse et al. „First Electron Beam at the Linear Accelerator FLUTE at KIT“. en. In: *Proceedings of the 10th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2019* (2019), 3 pages. DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2019-MOPTS018. (28. 08. 2020).
- [13] G. Berden et al. „Electro-optic techniques for longitudinal electron bunch diagnostics“. In: *30th International Free Electron Laser Conference, FEL 2008* (Jan. 2008).
- [14] Valery A. Dolgashev und Juwen Wang. „RF design of X-band RF deflector for femtosecond diagnostics of LCLS electron beam“. en. In: Austin, Texas, USA, 2013, S. 682–687. DOI: 10.1063/1.4773780. (10. 11. 2020).
- [15] M. Yan et al. *Design of a Time-resolved Electron Diagnostics Using THz Fields Excited in a Split Ring Resonator at FLUTE*. de. 2017. DOI: 10.18429/JACoW-IBIC2016-TUPG56. (08. 12. 2020).
- [16] Frank Stieneker et al., Hrsg. *Partikel in der Pharmaproduktion: Messtechnik, Detektion und Charakterisierung, Regulatorische Anforderungen*. de. ecv-basics Praxis. Aulendorf: ECV, Editio-Cantor-Verl, 2015. ISBN: 978-3-87193-409-4.
- [17] Thiemo Schmelzer. *Auslegung des Laserstrahltransports und Charakterisierung des Photoinjektorlasers an FLUTE*. Masterarbeit. Karlsruher Institut für Technologie, Dez. 2017.
- [18] Gianluca Geloni et al. „Theory of edge radiation“. In: *arXiv:0808.1846 [physics]* (Aug. 2008). URL: <http://arxiv.org/abs/0808.1846> (03. 09. 2020).
- [19] W. J. Ding, Z. M. Sheng und W. S. Koh. „High-field half-cycle terahertz radiation from relativistic laser interaction with thin solid targets“. In: *Applied Physics Letters* 103.20 (Nov. 2013), S. 204107. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.4831684. (03. 09. 2020).
- [20] Michael Nasse et al. „Status of the Accelerator Physics Test Facility FLUTE“. en. In: *Proceedings of the 6th Int. Particle Accelerator Conf. IPAC2015* (2015), 3 pages. DOI: 10.18429/JACOW-IPAC2015-TUPWA042. (28. 08. 2020).
- [21] Coherent Inc. *Astrella - Ultrafast Ti:Sapphire Amplifier*. en. Datasheet. 5100 Patrick Henry Drive Santa Clara, 2020, S. 3. URL: https://www.coherent.com/assets/pdf/COHR_Astrella_DS_0320_1.pdf.
- [22] Coherent Inc. *Vitara - Automated, Hands-Free Ultrashort Pulse Ti:Sapphire Oscillator Family*. en. Datasheet. 5100 Patrick Henry Drive Santa Clara, 2020. URL: https://www.coherent.com/assets/pdf/COHR_Vitara_DS_0520_3.pdf.
- [23] Donna Strickland und Gerard Mourou. „Compression of amplified chirped optical pulses“. en. In: *Optics Communications* 56.3 (Dez. 1985), S. 219–221. ISSN: 0030-4018. DOI: 10.1016/0030-4018(85)90120-8. (11. 11. 2020).
- [24] Andi Chai. *Laserdiagnostik und laserbasierte THz-Erzeugung an FLUTE*. Masterarbeit. Karlsruher Institut für Technologie, Sep. 2019.

-
- [25] TEM Messtechnik. *Aligna - Automated Laser Beam Alignment and Stabilization System*. en. Flyer. Grosser Hillen 38 30599 Hannover, 2020. URL: http://www.tem-messtechnik.de/index_html_files/Aligna%20Web-Flyer.pdf.
- [26] Marion Lang und Anselm Deninger. „Laser-based terahertz generation & applications“. en. In: *Optical Spectroscopy* (2012), S. 3.
- [27] D. H. Auston und P. R. Smith. „Generation and detection of millimeter waves by picosecond photoconductivity“. In: *Applied Physics Letters* 43.7 (Okt. 1983), S. 631–633. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.94468. (30. 08. 2020).
- [28] Toshiaki Hattori, Keiji Tukamoto und Hiroki Nakatsuka. „Time-Resolved Study of Intense Terahertz Pulses Generated by a Large-Aperture Photoconductive Antenna“. en. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 40.8R (Aug. 2001), S. 4907. ISSN: 1347-4065. DOI: 10.1143/JJAP.40.4907. (30. 08. 2020).
- [29] H. Hamster et al. „Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction“. In: *Physical Review Letters* 71.17 (Okt. 1993), S. 2725–2728. DOI: 10.1103/PhysRevLett.71.2725. (30. 08. 2020).
- [30] T. Löffler, F. Jacob und H. G. Roskos. „Generation of terahertz pulses by photoionization of electrically biased air“. In: *Applied Physics Letters* 77.3 (Juli 2000), S. 453–455. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.127007. (30. 08. 2020).
- [31] D. J. Cook und R. M. Hochstrasser. „Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air“. eng. In: *Optics Letters* 25.16 (Aug. 2000), S. 1210–1212. ISSN: 0146-9592. DOI: 10.1364/ol.25.001210.
- [32] Markus Kress et al. „Terahertz-pulse generation by photoionization of air with laser pulses composed of both fundamental and second-harmonic waves“. eng. In: *Optics Letters* 29.10 (Mai 2004), S. 1120–1122. ISSN: 0146-9592. DOI: 10.1364/ol.29.001120.
- [33] Xu Xie, Jianming Dai und X.-C. Zhang. „Coherent Control of THz Wave Generation in Ambient Air“. In: *Physical Review Letters* 96.7 (Feb. 2006), S. 075005. DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.075005. (30. 08. 2020).
- [34] Kim Ky et al. „Terahertz emission from ultrafast ionizing air in symmetry-broken laser fields.“ English. In: *Optics Express* 15.8 (Apr. 2007), S. 4577–4584. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/oe.15.004577. (30. 08. 2020).
- [35] N. Karpowicz und X.-C. Zhang. „Coherent Terahertz Echo of Tunnel Ionization in Gases“. In: *Physical Review Letters* 102.9 (März 2009), S. 093001. DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.093001. (30. 08. 2020).
- [36] M. Bass et al. „Optical Rectification“. In: *Physical Review Letters* 9.11 (Dez. 1962), S. 446–448. DOI: 10.1103/PhysRevLett.9.446. (04. 09. 2020).
- [37] C. Vicario et al. „Generation of 0.9-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr:Mg₂SiO₄ laser“. EN. In: *Optics Letters* 39.23 (Dez. 2014), S. 6632–6635. ISSN: 1539-4794. DOI: 10.1364/OL.39.006632. (06. 09. 2020).

- [38] Ajay Nahata, Aniruddha S. Weling und Tony F. Heinz. „A wideband coherent terahertz spectroscopy system using optical rectification and electro-optic sampling“. In: *Applied Physics Letters* 69.16 (Okt. 1996), S. 2321–2323. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.117511. (04. 09. 2020).
- [39] Saroj R. Tripathi et al. „Accurate Complex Refractive Index with Standard Deviation of ZnTe Measured by Terahertz Time Domain Spectroscopy“. en. In: *Japanese Journal of Applied Physics* 52.4R (Apr. 2013), S. 042401. ISSN: 0021-4922, 1347-4065. DOI: 10.7567/JJAP.52.042401. (17. 11. 2020).
- [40] Márta Unferdorben et al. „Measurement of Refractive Index and Absorption Coefficient of Congruent and Stoichiometric Lithium Niobate in the Terahertz Range“. en. In: *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* 36.12 (Dez. 2015), S. 1203–1209. ISSN: 1866-6906. DOI: 10.1007/s10762-015-0165-5. (17. 11. 2020).
- [41] János Hebling et al. „Velocity matching by pulse front tilting for large-area THz-pulse generation“. EN. In: *Optics Express* 10.21 (Okt. 2002), S. 1161–1166. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.10.001161. (06. 09. 2020).
- [42] J. A. Fülöp et al. „Efficient generation of THz pulses with 0.4 mJ energy“. EN. In: *Optics Express* 22.17 (Aug. 2014), S. 20155–20163. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.22.020155. (26. 08. 2020).
- [43] Xiaojun Wu et al. „Half-percent terahertz generation efficiency from cryogenically cooled lithium niobate pumped by Ti:sapphire laser pulses“. In: *arXiv:1601.06921 [physics]* (Jan. 2016). URL: <http://arxiv.org/abs/1601.06921> (26. 08. 2020).
- [44] Sen-Cheng Zhong et al. „Generation of 0.19-mJ THz pulses in LiNbO₃ driven by 800-nm femtosecond laser“. EN. In: *Optics Express* 24.13 (Juni 2016), S. 14828–14835. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.24.014828. (06. 09. 2020).
- [45] Koustuban Ravi et al. „Theory of terahertz generation by optical rectification using tilted-pulse-fronts“. EN. In: *Optics Express* 23.4 (Feb. 2015), S. 5253–5276. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.23.005253. (26. 08. 2020).
- [46] Xiaojun Wu et al. „Terahertz generation in lithium niobate driven by Ti:sapphire laser pulses and its limitations“. EN. In: *Optics Letters* 39.18 (Sep. 2014), S. 5403–5406. ISSN: 1539-4794. DOI: 10.1364/OL.39.005403. (06. 09. 2020).
- [47] Koustuban Ravi et al. „Limitations to THz generation by optical rectification using tilted pulse fronts“. EN. In: *Optics Express* 22.17 (Aug. 2014), S. 20239–20251. ISSN: 1094-4087. DOI: 10.1364/OE.22.020239. (07. 09. 2020).
- [48] Lu Wang et al. „Tilted-Pulse-Front Schemes for Terahertz Generation“. en. In: *Laser & Photonics Reviews* 14.7 (2020), S. 2000021. ISSN: 1863-8899. DOI: 10.1002/lpor.202000021. (26. 08. 2020).
- [49] *SLT Sensor und Lasertechnik GmbH - Power and Energy Measurement for Lasers*. Katalog. 2017. URL: https://www.pyrosensor.de/slt_katalog-gesamt-pdf-920267.pdf.
- [50] *7.34 Terahertz Radiometry*. en. März 2019. URL: <https://www.ptb.de/cms/en/ptb/fachabteilungen/abt7/fb-73/ag-734.html> (30. 09. 2020).

-
- [51] *THz20 User Guide*. Bedienungsanleitung.
- [52] *BeamGage User Guide*. Bedienungsanleitung.
- [53] *Beam Profiler FAQ's | Ophir Photonics*. URL: <https://www.ophiropt.com/laser--measurement/knowledge-center/faq-bp?r=drp> (13. 11. 2020).
- [54] N. Sobornytsky et al. „Quasi optical Schottky diode detectors for fast ultra-wideband detection“. In: Sep. 2013, S. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2013.6665618.
- [55] Rüdiger Paschotta. *Bandwidth-limited Pulses*. en. URL: https://www.rp-photonics.com/bandwidth_limited_pulses.html (03. 12. 2020).
- [56] Georg A. Reider. „Nichtlineare Optik und Akustooptik“. de. In: *Photonik: Eine Einführung in die Grundlagen*. Hrsg. von Georg A. Reider. Vienna: Springer, 2012, S. 333–389. ISBN: 978-3-7091-1521-3. DOI: 10.1007/978-3-7091-1521-3_8. (24. 09. 2020).
- [57] *Fused Silica*. en. URL: <https://www.laseroptik.de/en/substrates/standard-substrates/fused-silica> (09. 11. 2020).
- [58] Jonas Hinkel, Matthias Gross und C. Gerhard. *Design und Aufbau eines fs-UV-Pulsstretchers*. de. Bachelorarbeit. Bachelorarbeit, Technische Hochschule Wildau, 2018. URL: <https://bib-pubdb1.desy.de/record/416740> (25. 09. 2020).
- [59] S Naknaimueang, V Judin und S Marsching. „Design Studies for FLUTE, A Linac-based Source of Terahertz Radiation“. en. In: *New York* (2013), S. 4. URL: <https://accelconf.web.cern.ch/FEL2013/papers/wepso44.pdf>.
- [60] David R. Lide. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. Techn. Ber. 90. Auflage. Boca Raton, FL: CRC Press/Taylor und Francis, 2010, S.10–252.
- [61] L. Arizmendi. „Photonic applications of lithium niobate crystals“. en. In: *physica status solidi (a)* 201.2 (2004), S. 253–283. ISSN: 1521-396X. DOI: 10.1002/pssa.200303911. (05. 10. 2020).
- [62] *BIPM - Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (GUM)*. URL: <https://www.bipm.org/en/publications/guides/gum.html> (24. 11. 2020).
- [63] *Praktische Messunsicherheit*. de. Juni 2020. URL: <https://www.ptb.de/cms/de/ptb/fachabteilungen/abt8/fb-84/ag-842/praktische-messunsicherheit.html> (24. 11. 2020).
- [64] *Pyrocam IV User Guide*. Bedienungsanleitung.
- [65] Eugene Hecht. *Optik*. de. De Gruyter, März 2018. ISBN: 978-3-11-052665-3. URL: <https://www.degruyter.com/view/title/525251> (14. 11. 2020).
- [66] Rüdiger Paschotta. *M² Factor*. en. URL: https://www.rp-photonics.com/m2_factor.html (01. 12. 2020).
- [67] Maksim Kunitski et al. „Optimization of single-cycle terahertz generation in LiNbO₃ for sub-50 femtosecond pump pulses“. In: *Optics express* 21 (März 2013), S. 6826–36. DOI: 10.1364/OE.21.006826.

- [68] David M. Slocum et al. „Atmospheric absorption of terahertz radiation and water vapor continuum effects“. en. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 127 (Sep. 2013), S. 49–63. ISSN: 0022-4073. DOI: 10.1016/j.jqsrt.2013.04.022. (04. 11. 2020).

A. Anhang

A.1. Fotos

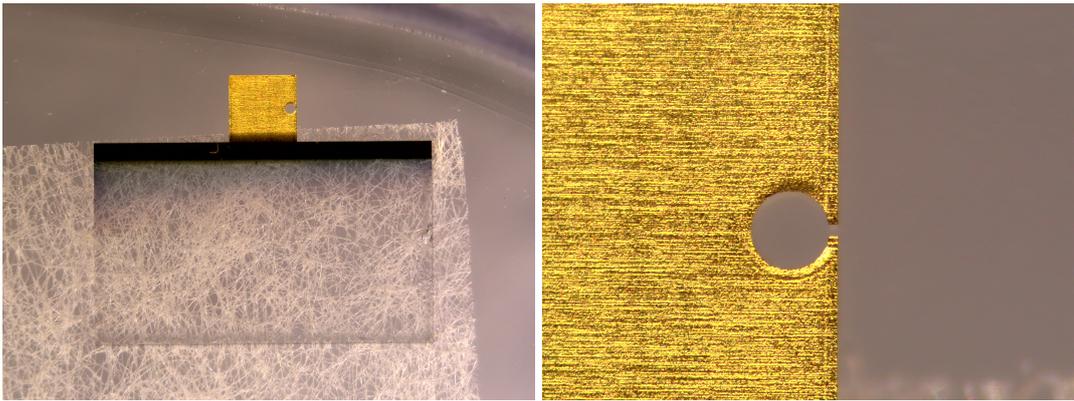


Abbildung A.1.: Fotos des SRR: Mit Hilfe eines Lichtmikroskops aufgenommene Fotos des Split-Ring-Resonators in Gesamt- (links) und Zoom-Ansicht (rechts).

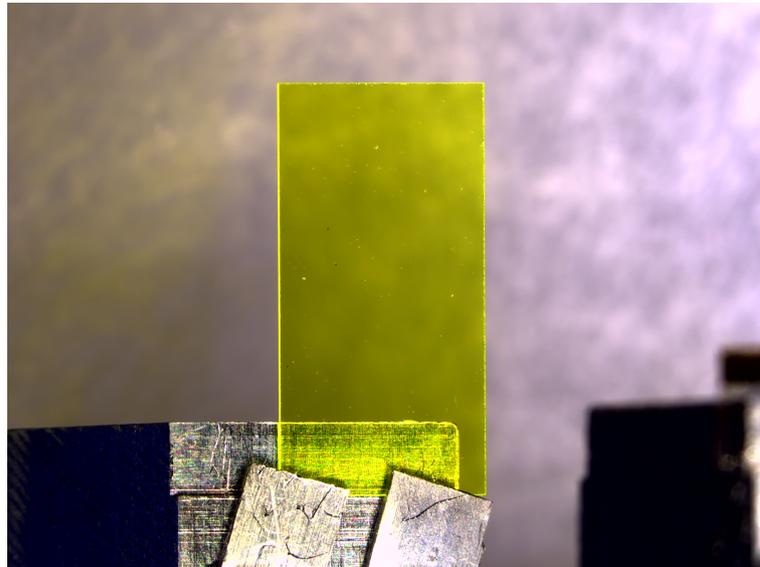


Abbildung A.2.: Foto des YAG-Schirms: Mit Hilfe eines Lichtmikroskops aufgenommene Foto des YAG-Schirms auf der SRR-Halterung.

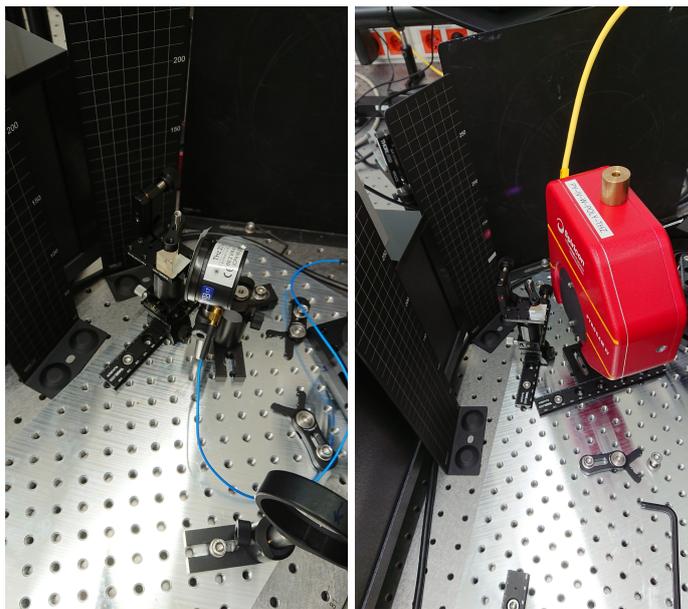


Abbildung A.3.: Fotos der verwendeten THz-Detektoren: Zur Detektion und Charakterisierung der lasergenerierten THz-Strahlung wurden das Powermeter THz20 (links) und die Strahlprofilkamera Pyrocam IV (rechts) verwendet. In beiden Bildern ist auch der Lithiumniobat-Kristall zu sehen.

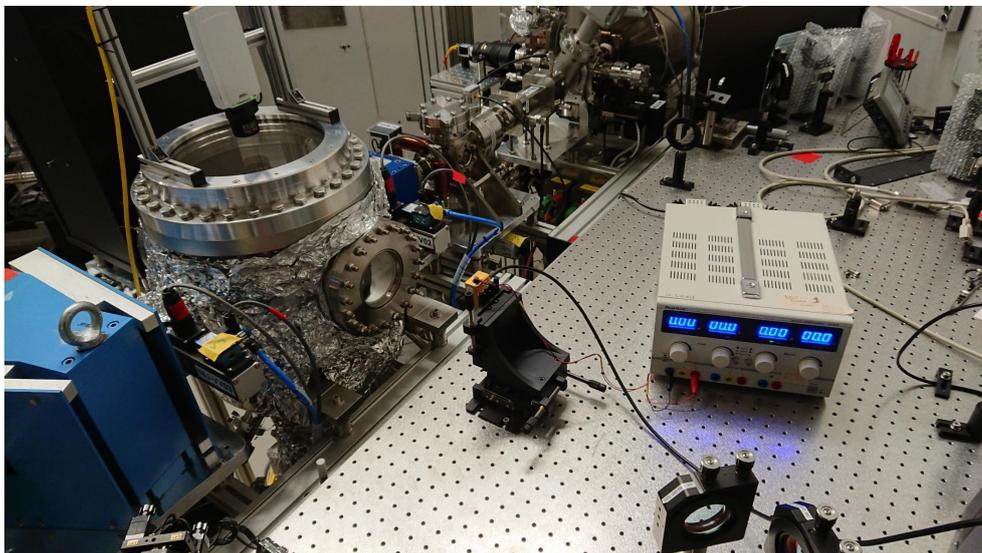


Abbildung A.4.: Foto des Aufbaus zum Nachweis Elektronen-generierter THz-Strahlung bei FLUTE: Zu sehen ist die vor der SRR-Vakuumkammer platzierte Schottky-Diode mit Netzgerät.

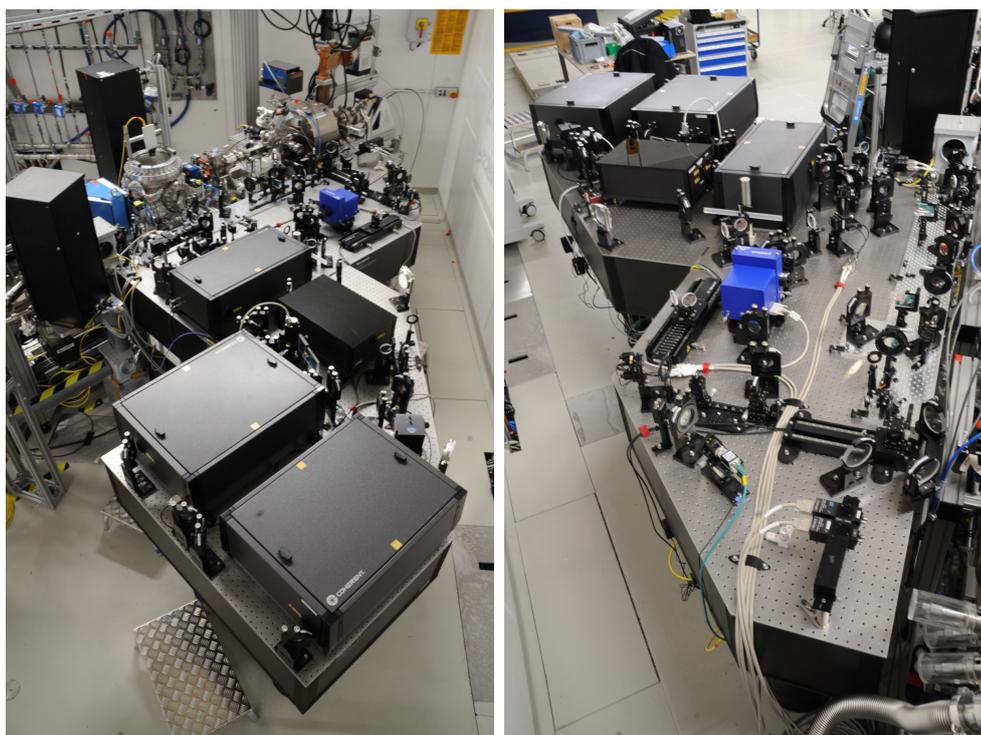


Abbildung A.5.: Fotos des optischen Aufbaus in der Experimentierhalle: In zwei Perspektiven zu sehen ist ein Überblick über den optischen Aufbau in der Experimentierhalle bei FLUTE.

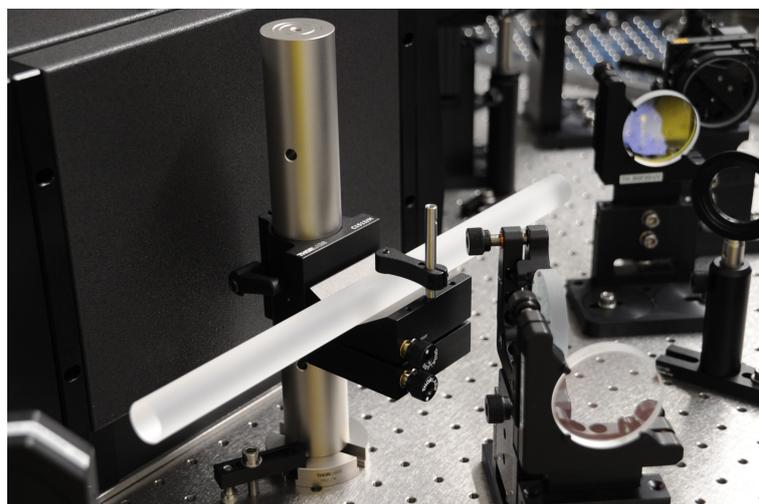


Abbildung A.6.: Foto des Quarzstabs: Zu sehen ist der rund 300 mm lange Quarzstab auf dem optischen Tisch in der Experimentierhalle bei FLUTE, der die komprimierten UV-Pulse nach der THG wieder auf wenige Pikosekunden streckt.

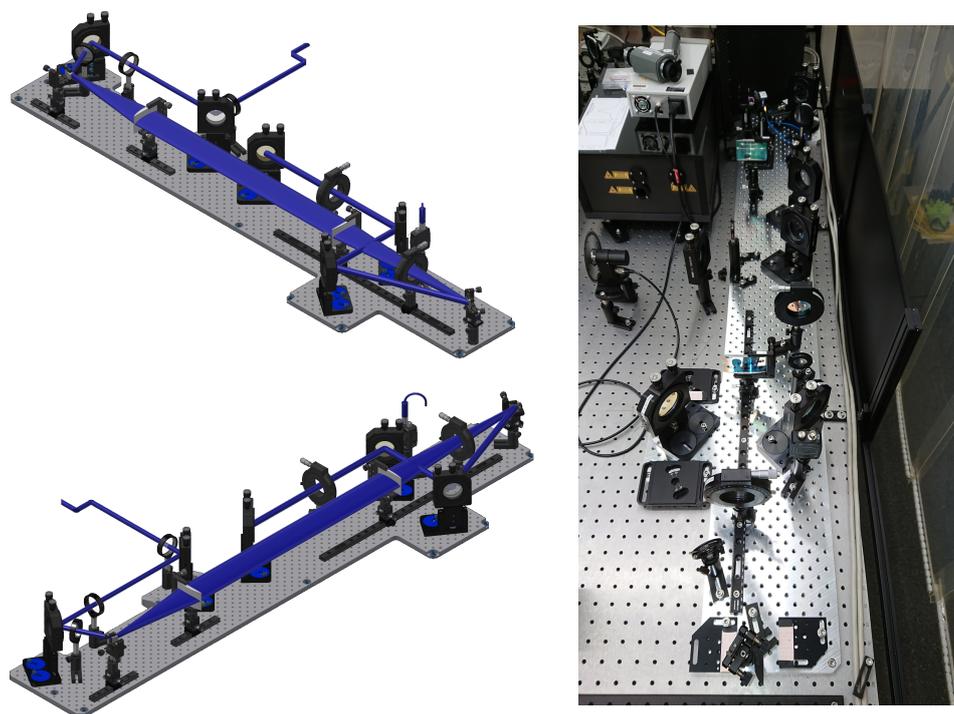


Abbildung A.7.: CAD-Zeichnungen und Foto des THz-Moduls: Zu sehen sind CAD-Zeichnungen (links, zur Verfügung gestellt von Steffen Schott) und ein Foto des im Reinraum aufgebauten THz-Moduls (rechts).

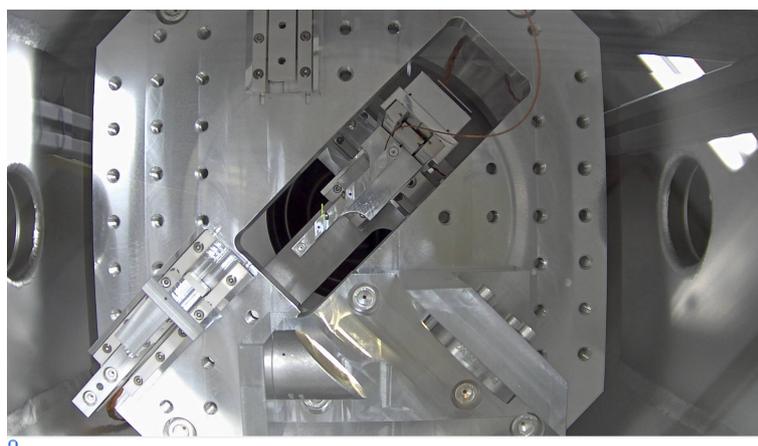


Abbildung A.8.: Foto der SRR-Vakuumkammer von oben: Zu sehen ist die von oben aufgenommene SRR-Vakuumkammer. Innerhalb ist die motorisiert verfahrbare SRR-Halterung zu erkennen, sowie die Spiegelanordnung aus Metall- und Off-Axis-Parabolspiegel zur Einkopplung der lasergenerierten THz-Pulse.

A.2. Weitere Messungen

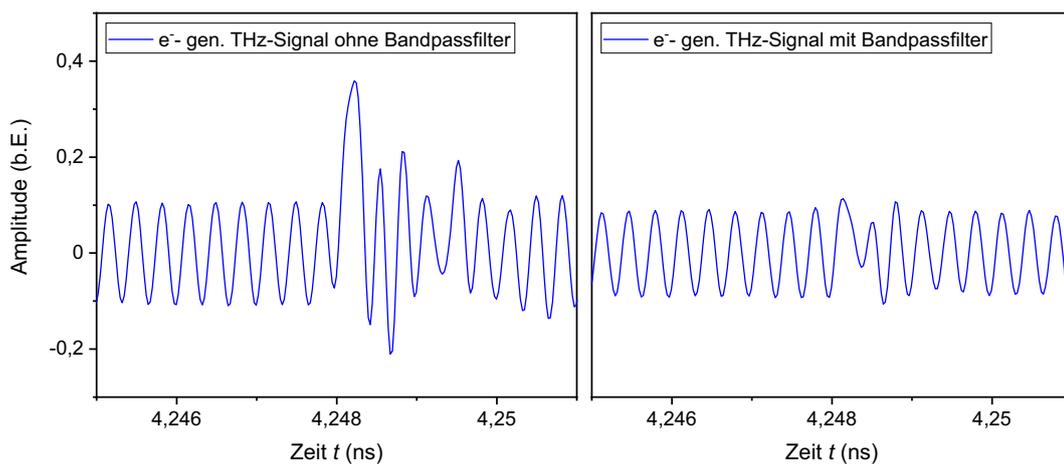


Abbildung A.9.: Elektronen-generiertes THz-Signal mit und ohne THz-Bandpassfilter: ZU sehen ist das mit der Schottky-Diode gemessene Elektronen-generierte THz-Signal ohne (links) und mit einem THz-Bandpassfilter ($\nu_{\max} = 140$ GHz, $T_{\max} = 97\%$, $B = 31$ GHz (FWHM)).

A.3. Mitscrieb Dr. Zoltan Ollmann

Lab Book

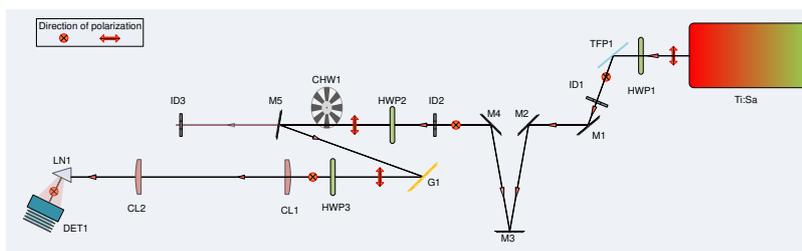
Locations	Karlsruhe Institute of Technology / Germany
Participants	Gudrun Niehues, Minjie Yan, Michael J. Nasse, Mozhgan Hayati, Zoltan Ollmann
Interval	26/06/2017 – 29/06/2017
Subject	THz source building and characterizing
Institute	University of Bern, Karlsruhe Institute of Technology, Paul Scherrer Institute

#1 Day 26/06/2017

- Opto-mechanics unpacking and assembling
- Optical component unboxing and labelling
- Components assembling

#2 Day 27/06/2017

- Finishing and drawing the beamline
- Setup assembling



Abbreviation	Name	Details, notes
Ti:Sa	Titan sapphire laser	Coherent
HWP1	Half wave plate	Zero order, 17 mm clear aperture
TFP1	Thin film polarizer	45x25 mm , UVFS
ID1	Iris diaphragm	1 - 25 mm aperture
M1	Dielectric mirror	45x25 mm , HR 99.5 %
M2	Dielectric mirror	Dia. 50.8 mm, HR 99.5 % , AOI 45°
M3	Dielectric mirror	Dia. 50.8 mm, HR 99.5 % , AOI 0°
M4	Dielectric mirror	Dia. 50.8 mm, HR 99.5 % , AOI 45°
ID2	Iris diaphragm	1 - 25 mm aperture
HWP2	Half wave plate	Zero order, 17 mm clear aperture
CHW1	Chopper wheel	4-200 Hz , max. aperture dia. 26.1 mm
M5	Dielectric mirror	Dia. 50.8 mm, HR 99.5 % , AOI 9°
ID3	Iris diaphragm	1 - 25 mm aperture
G1	Diffraction grating	25x25 mm, 1800 line/mm
HWP3	Half wave plate	Zero order, 40 mm clear aperture
CL1	Cylindrical lens	Plan convex, $f = 421$ mm
CL2	Cylindrical lens	Plan convex, $f = 250$ mm
LN1	Lithium niobate	Stoichiometric MgO doped LiNbO ₃

DET1	THz power meter	SLT THz 20 , With added filters
CAM1	THz camera	Spiricon pyrocam IV, 25.6x25.6 mm 320x320 pixels

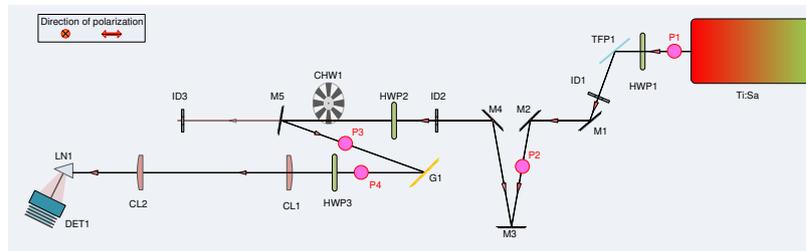
#3 Day 28/06/2017

THz source optimization

LASER PARAMETERS

Output power (P1 position)	P_{P1}	3.5 W
Central wavelength	λ_{central}	796 nm
Spectral bandwidth	$\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$	20 nm
Pulse duration	τ_{FL}	35 fs ?
Repetition rate	ν_{rep}	1000 Hz

POWER TRANSMISSION



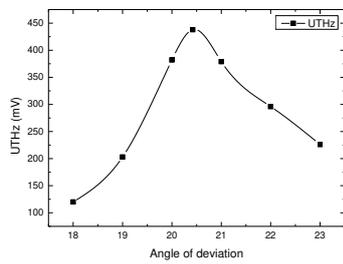
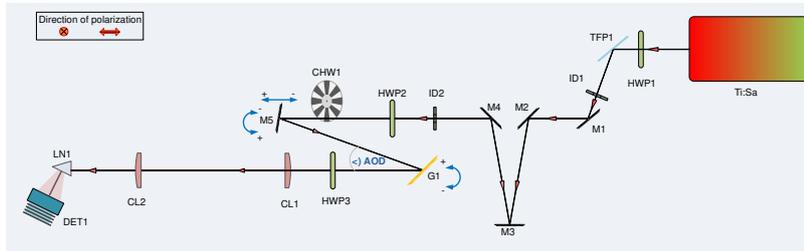
Measurement point	Power (W)
P1	3.4
P2	3.35

GRATING EFFICIENCY

Measurement point	Power (W)
P3	3.1
P4	2.9

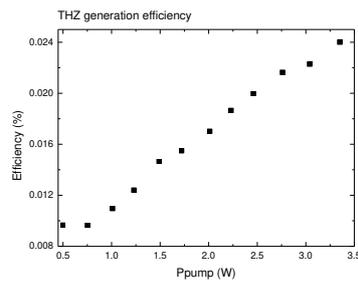
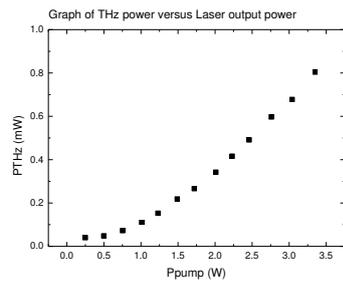
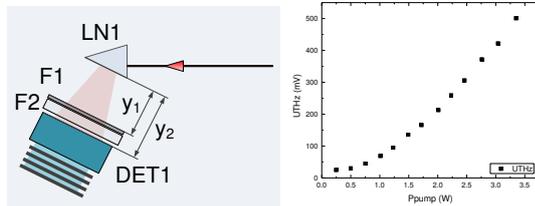
$$\eta_{\text{grating}} = \frac{2.9 \text{ W}}{3.1 \text{ W}} * 100 = 93.5 \%$$

GRATING ANGLE OPTIMIZATION



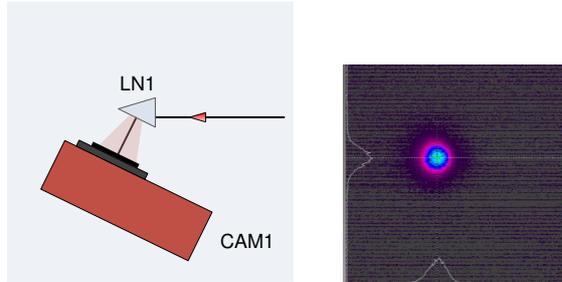
THz power measurement

Chopping frequency $\nu_{\text{chop}} = 30 \text{ Hz}$, P_{pump} measured @ P1, $y_1 = 20 \text{ mm}$
 $F1 = 1 \text{ layer black paper}$, $F2 = \text{TPX window}$, $y_2 \approx 25 \text{ mm}$

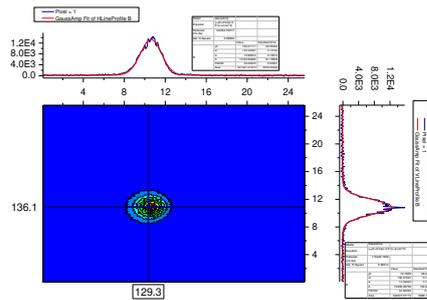


#4 day 29/06/2017

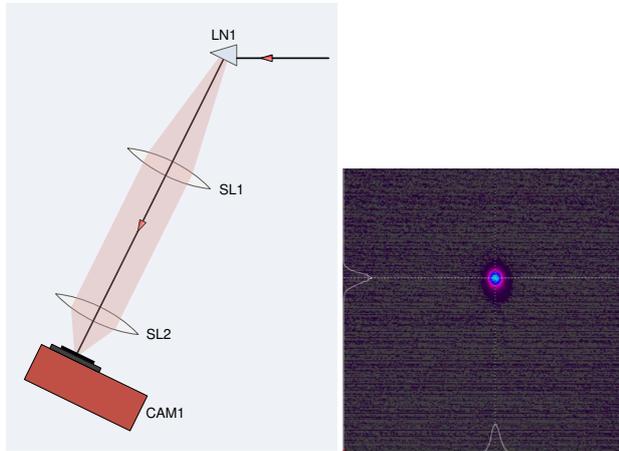
THz spot size (distance ≈ 3 cm)



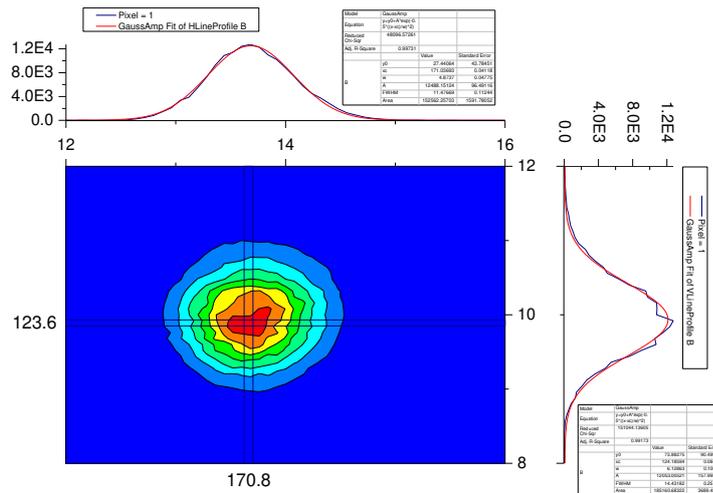
	FWHM (Pixel)	FWHM (mm)	FWHM/2 (mm)
Horizontal	30.23	2.42	1.21
Vertical	32.02	2.56	1.28



THz spot size reduction with 4F imaging system



200 mm : 50 mm telescope _ 4f-system



Spot size @ FWHM

	FWHM (Pixel)	FWHM (mm)	FWHM/2 (mm)
Horizontal	11.48	0.92	0.46
Vertical	14.43	1.15	0.58

Electric field approximation

```

In[123]:= w1 := 0.46 * 10^-2
          w2 := 0.58 * 10^-2
          c := 299792458
          n := 1
          c :=  $\frac{625000}{22468879468420441 \times \pi}$ 
          v := 0.3 * 10^12
          tau := 1/v
          f := 1000
          Pav := 0.8 * 10^-3
          Eav := Pav / f
          Ppe :=  $\frac{Eav}{\tau}$ 
          Intensity :=  $\frac{Ppe}{F1 * (w1 * w2)}$ 
          Electricfield :=  $\sqrt{\frac{2 * Intensity}{c * n * c}}$ 
          Intensity * W/m^2
          Electricfield * V/m
Out[130]:= 2.86336 * 10^11 W/m^2
Out[131]:= 1.46882 * 10^7 V/m

```

$$Electric\ field_{THz} = 14.6 \frac{MV}{m}$$

Abbildung A.10.: Dokumentation zum Testaufbau der lasergenerierten THz-Strahlung durch Dr. Zoltan Ollmann: Die Dokumentation vom Juni 2017 wurde von Dr. Ollmann zur Verfügung gestellt und diente bei der Einrichtung des THz-Moduls als Orientierung der zu erreichenden Konversionseffizienz.

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all jenen bedanken, die zum Gelingen dieser Masterarbeit beigetragen haben:

Frau Prof. Dr. Anke-Susanne Müller für die Chance der interessanten Aufgabenstellung bei FLUTE und die zahlreichen Möglichkeiten, die mir während meiner Zeit in der Arbeitsgruppe eröffnet wurden.

Herr Prof. Dr. Marc Weber für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Dr. Michael Nasse für eine einzigartige, stets hilfreiche und wissenschaftlich inspirierende Betreuung sowie die freundschaftlich kollegiale Zusammenarbeit.

Dr. Erik Bründermann für viele nützliche Tipps, Ratschläge und ein offenes Ohr.

Dr. Robert Ruprecht und Dr. Marcel Schuh für die betriebliche Organisation und das entgegengebrachte Interesse.

Jürgen Schmid und Ralf Lang für die technische Unterstützung und die Gewährleistung von Sicherheit am Arbeitsplatz.

Thiemo Schmelzer und Dr. Nigel Smale für die Unterstützung im FLUTE-Betrieb und spannenden Experimenten.

Dr. Stefan Funkner für ein angenehmes Arbeitsklima im gemeinsamen Büro, sofern Corona dies zuließ.

Dr. Zoltan Ollmann und Dr.-Ing. Niels Neumann für die institutsübergreifende Zusammenarbeit und die freundliche Genehmigung für das Verwenden von Materialien.

Micha Reißig, Tonia Windbichler, Jens Schäfer, Chenran Xu, Sebastian Maier, Tobias Boltz und Benjamin Kehrer für spaßige Kaffeepausen und freundschaftlichen Austausch.

Allen nicht namentlich genannten Mitgliedern der Arbeitsgruppe insbesondere des gesamten FLUTE-Teams für eine entspannte und motivierende Arbeitsatmosphäre.

Meinen Mitbewohnern Felix Frölich, Melanie Kutscherauer und Jonas Schwinn für das Versüßen des Home-Office sowie den seelischen Beistand in schwierigen Momenten.

Danksagung

Meiner Freundin Kim Olfermann für die liebevolle Unterstützung und die nötige Ablenkung vor allem in der stressigen Schreibphase.

Zuletzt möchte ich meinen Eltern Anke und Matthias Lothar sowie meiner Schwester Annalena danken für den ständigen Halt sowie die Ermöglichung meines gesamten Studiums.