

# **Optimierte lasergetriebene Elektroneninjektion in einen Plasma-Wakefield-Beschleuniger**

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

vorgelegt von

**Michael Stumpf**  
aus Würzburg

Düsseldorf, April 2022



aus dem Institut für Laser- und Plasmaphysik  
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Berichtersteller:

1. Prof. Dr. Georg Pretzler  
Institut für Laser- und Plasmaphysik  
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf
2. Prof. Dr. Peter Gilch  
Institut für physikalische Chemie  
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Tag der mündlichen Prüfung:  
20.06.2022



# Zusammenfassung

Die Trojan Horse Injection stößt seit der erstmaligen Publikation der Methode im Jahr 2012 in der Forschung rund um die Plasma Wakefield Acceleration auf großes Interesse. Dabei handelt es sich um eine Methode zur Beschleunigung von Elektronen mit Hilfe einer Plasmawelle. Innerhalb einer Plasmablase sollen dabei mittels Laserionisation Elektronen aus den Hintergrundatomen bzw. -ionen freigesetzt werden, die dann in den elektrischen Feldern, die einige zehn GV/m erreichen können, auf kürzester Strecke auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden.

Die Freisetzung der Elektronen muss dabei exakt kontrolliert werden. Dazu wurde in dieser Arbeit ein optischer Aufbau aus Axiconspiegeln entworfen, der AMBER (kurz für **A**xicon **M**irror **B**eam **E**xpander**R**) genannt wurde. Der Aufbau erzeugt ein Ring- bzw. Donutstrahlprofil, welches in der Mitte feldfrei ist und als Injektionslaser genutzt werden kann. Zur kollinearen Justage dieses Lasers mit dem Wakefeldtreibenden Elektronenstrahl kann daher ein Spiegel mit einem zentralen Loch genutzt werden ohne den Laser zu beeinflussen. Neben dieser Justagemöglichkeit bietet das Donutprofil einen weiteren Vorteil, der durch Simulationen des Laserfokus und der entsprechenden Ionisation in dieser Arbeit gezeigt wird: Die transversale Größe des erzeugten Elektronenvolumens liegt im Bereich eines Mikrometers, so dass eine ultrakleine Quellgröße für den neuen Elektronenstrahl erreicht wird. Die Simulationen erlauben außerdem eine präzise Voraussage des erzeugten Elektronenvolumens und der Ladungsmenge sowie eine Abschätzung der transversalen Impulse nach der Freisetzung, was für die Ergebnisse der Trojan Horse Injection von besonderer Bedeutung ist. Zusätzlich können die Simulationen ohne größeren Aufwand an veränderte experimentelle Parameter wie Gas- bzw. Plasmadichten und auch die Gaszusammensetzung angepasst werden. Die Genauigkeit der Simulationen wurde anhand experimenteller Ergebnisse unter Verwendung des InstitutsLasersystems PHASER bestätigt.

Neben der Freisetzung der Elektronen innerhalb der Plasmablase mit den geforderten Parametern ist auch der Zeitpunkt der Freisetzung entscheidend. Daher wird ebenso eine neue Diagnostik zur Vermessung des zeitlichen Zusammenhangs von Injektionslaser und Elektronenstrahl präsentiert. Dabei handelt es sich um eine optische Streak-Kamera, die bei richtigem Einsatz eine Messung des zeitlichen Zusammentreffens zweier Lichtpulse bis in den sub-10-fs Bereich ermöglicht. Dazu wird der optische Kerr-Effekt genutzt, bei dem ein intensiver, linearpolarisierter Lichtpuls eine Doppelbrechung in einem Medium induziert.

Für beide vorgeschlagenen Experimente wird im Anschluss jeweils eine Möglichkeit präsentiert, wie diese an einem Elektronenbeschleuniger realisiert werden können. Dabei wird vor allem Rücksicht auf die schwierigen Arbeitsverhältnisse dort genommen und die Anzahl der Vakuumkomponenten daher minimiert. Eine Umsetzung der kollinearen Trojan Horse Injection auf Basis der in dieser Arbeit entstandenen Ergebnisse rückt nun in greifbare Nähe.



---

# Inhaltsverzeichnis

---

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen der Laserphysik</b>	<b>5</b>
2.1	Laserpulse . . . . .	6
2.2	Strahlprofile . . . . .	10
2.3	Beugungseffekte . . . . .	15
<b>3</b>	<b>Simulation von Laserpulsen</b>	<b>19</b>
3.1	Raytracing . . . . .	19
3.2	Fokussimulationen . . . . .	22
3.3	Dispersionskontrolle . . . . .	26
3.4	Laser-Ionisation . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Einschub: PHASER (Phase-stabilized Heine LASER)</b>	<b>45</b>
<b>5</b>	<b>Trojan Horse Injection</b>	<b>49</b>
5.1	Plasma Wakefield Acceleration (PWFA) . . . . .	49
5.2	Das Trojanische Pferd . . . . .	53
5.3	Kollinearer Laserfokus . . . . .	55
5.4	Plasma-Photokathode mit AMBER . . . . .	58
5.5	Weitere Herausforderungen . . . . .	64
<b>6</b>	<b>AMBER: Axicon Mirror Beam Expander</b>	<b>65</b>
6.1	Spiegel und Optomechaniken . . . . .	66
6.2	Justage . . . . .	68
6.3	Profile im Vergleich . . . . .	77
6.4	Fokussmessung . . . . .	90
6.5	Trojan Horse Injection Setup . . . . .	92

<b>7 Optische Streak-Kamera</b>	<b>95</b>
7.1 Kerr-Effekt und Doppelbrechung . . . . .	96
7.2 Kerr-Medium . . . . .	98
7.3 Streak-Kamera . . . . .	103
7.4 Anwendung am Beschleuniger . . . . .	109
<b>8 Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>111</b>
<b>A AMBER-Spiegel</b>	<b>115</b>

# KAPITEL 1

---

## Einleitung

---

Das Forschungsgebiet rund um die Wakefield-Beschleunigung (zu deutsch: Kielfeld-Beschleunigung) ist in der Physik ein hochmodernes Thema. Mit der Erzeugung von elektrischen Feldern im Bereich einiger zehn GV/m [1] sind Beschleunigungspotentiale erreicht worden, die mindestens drei Größenordnungen höher sind als die in aktuell verwendeten RF-Resonatoren. Diese Potentiale ermöglichen eine kompaktere Beschleunigung von geladenen Teilchen, wodurch komplett neue Teilchenparameter erreicht werden können. In Anbetracht der Länge aktueller Linear- und Ringbeschleuniger in der Größenordnung von hunderten Metern bis Kilometern, bietet die Wakefield-Beschleunigung also eine ähnliche Beschleunigung im Zentimeterbereich, was deutlich kostengünstiger und nachhaltiger ist.

Über den Begriff Kielfeld-Beschleunigung lässt sich das Prinzip auch anhand eines bekannteren Phänomens erklären: Ein Boot erzeugt bei schneller Fahrt hinter sich (also im Kielwasser) eine Welle, auf der sich Surfer:innen ohne weiteren Antrieb und ohne Verbindung zum Boot mitbewegen können. Es wird auch davon gesprochen, dass diese die Welle „reiten“. Die Surfer:innen bewegen sich dabei mit der Geschwindigkeit der Welle mit. Ähnlich begibt es sich bei der Wakefield-Beschleunigung, bei der die Welle allerdings nicht in Wasser, sondern in einem Plasma angeregt wird. Vor dieser Welle können dann Teilchen beschleunigt bzw. mitbewegt werden.

Als Boot, welches das Wakefield erzeugt, dient dabei entweder ein starker Laserpuls [2][3] oder ein Elektronenstrahl [4]. Beide Möglichkeiten sind mittlerweile in verschiedenen Laboren Gegenstand diverser Experimente. Auch das Regime des durch einen Elektronenpuls angeregten nichtlinearen Wakefields wird immer öfter erreicht und kann mittlerweile sehr gut gemessen und kontrolliert werden [5][6]. Neben dem FLASHForward am DESY in Hamburg [7], steht mit FACET-II in Stanford [8] eine weitere Forschungsanlage für neue Experimente in den Startlöchern.

Während die weitere Beschleunigung von Elektronenstrahlen, die schon relativistische Geschwindigkeiten besitzen, früher demonstriert wurde [1][9], ist auch die Beschleunigung von „frischen“ Elektronen, die sich vorab noch nicht relativistisch bewegen, von großem Interesse, da sich dabei außergewöhnliche, bisher unerreichte Parameter versprochen werden. Die Injektion der ruhenden Elektronen an die richtige Stelle im Wakefield, zum richtigen Zeitpunkt und mit den richtigen Parametern ist bis heute ein Gebiet vieler neuer Ansätze und Untersuchungen. Als Ideen für diese interne Freisetzung bzw. interne Injektion der Elektronen sind dabei beispielsweise die Plasma-Torch [10] oder die Density-Downramp [11] zu nennen. Eine weitere Möglichkeit ist die Plasma-Photokathode bzw. die Trojan Horse Injection [12]. Dieses Konzept verspricht normalisierte Emittanzen des beschleunigten Elektronenstrahls bis in den Bereich von wenigen nm rad und somit um mindestens zwei Größenordnungen besser als bisher möglich. Die grundsätzliche Idee dabei ist das Freisetzen von Elektronen durch Laserionisation exakt an der richtigen longitudinalen und transversalen Position vor dem Wakefield, wo durch den Entstehungsprozess des Wakefields keine freien Elektronen mehr vorliegen. Da die hier freigesetzten Elektronen direkt stark beschleunigt werden und damit innerhalb kürzester Zeit relativistische Geschwindigkeiten erreichen, ist die initiale Verteilung der Elektronen kaum von der Coulombabstoßung zwischen den negativen freien Ladungen betroffen, was eine absolute Bedingung für die extrem reduzierte Emittanz ist [13]. Die Methode der Trojan Horse Injection ist allerdings noch nicht komplett experimentell realisiert. Um einen ultrakleinen Ionisationsfleck mit hoher Ionisationswahrscheinlichkeit, steilen Gradienten und zusätzlich mit niedrigen transversalen Impulsen zu erzeugen, wird eine hohe Laserstrahlqualität benötigt, was eine hohe Präzision des optischen Aufbaus bedingt. Die kollineare Justage des Injektionslasers zum Wakefield erzeugenden Elektronenstrahl gestaltet sich daher schwierig. Bisher konnte nur mit einem transversalen Injektionslaser eine Plasma-Photokathode umgesetzt werden [14], wobei dieses Experiment die Umsetzbarkeit des Konzepts beweist. Um allerdings die versprochene ultrakleine Emittanz zu erhalten, muss das Ionisationsvolumen bestenfalls zylindrisch um die Propagationsachse des Wakefields verteilt sein und dabei hart abfallende Ränder besitzen. An dieser Stelle setzt diese Dissertation an, bei der eine Idee aus [15] erneut aufgegriffen und weiterentwickelt wird.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist, wie bereits geschrieben, die richtige longitudinale Stelle der Freisetzung der Elektronen im Wakefield. Da sich das Wakefield allerdings mit Lichtgeschwindigkeit bewegt, ist diese richtige Stelle verbunden mit einem exakten Timing des Injektionslasers zum treibenden Elektronenpuls. Auch dazu wird in dieser Ausarbeitung ein Konzept vorgestellt, mit dem eine Vermessung des zeitlichen Aufeinandertreffens vom treibenden Elektronenpuls mit dem Injektionslaser im Bereich einiger Femtosekunden vorgenommen werden kann. Dieses Konzept ist im Zusammenhang mit zwei Masterarbeiten [16][17] entstanden.

Diese Arbeit ist dabei in verschiedene Kapitel unterteilt, deren Gliederung sich anhand der verwendeten Methoden und der vorzustellenden Konzepte ergibt. In Kapitel 2 werden daher zuerst die theoretischen Grundlagen zu Lasern bzw. Laserpulsen besprochen. Dabei geht es vor allem um die exakte Beschreibung der Pulse in Zeit und Raum, da diese für eine exakte Vorhersage der später zu erzeugenden Brennpunkte zur Laserionisation von enormer Bedeutung sind. Daher werden auch die Unterschiede zwischen der Beschreibung als Laserstrahlen und einer umfassenderen Beschreibung, die die Beugung mit einschließt, berücksichtigt.

Diese Grundlagen werden anschließend in Kapitel 3 in Simulationen umgesetzt. Dabei werden die bereits angesprochenen Unterschiede zwischen der Beschreibung als Laserstrahlen und der Beugungstheorie für verschiedene Szenarien ausgenutzt. Auch ein Konzept zur Bestimmung der Länge von Laserpulsen bzw. Kontrolle von Dispersionseffekten, zu denen die Grundlagen ebenfalls vorab in Kapitel 2.1 vorgestellt wurden, wird erarbeitet. Das Kapitel schließt mit der Berechnung der Ionisation durch Laserpulse ab, wobei zur Verifikation der Simulation die Ergebnisse einer Bachelorarbeit [18] mit einbezogen werden.

Im eingeschobenen Kapitel 4 wird dann kurz das Lasersystem PHASER am Institut für Laser- und Plasmaphysik, an dem diese Promotionsarbeit durchgeführt wurde, vorgestellt.

Kapitel 5 stellt das schon erwähnte Konzept der Trojan Horse Injection ausführlicher vor und beschäftigt sich weiter mit der optimierten Injektion eines kollinearen Lasers zur Freisetzung von Elektronen zur Wakefield-Beschleunigung. Hier werden die entwickelten Methoden aus Kapitel 3 zur Optimierung der Laser- und damit Ionisationsparameter eingesetzt, aber auch ein neuartiges Optikdesign vorgestellt.

Das für die Trojan Horse Injection entwickelte und vorgeschlagene optische Setup AMBER wird anschließend in Kapitel 6 genauer charakterisiert. Dabei geht es zum einen um die verwendeten Optiken und deren genaue, hochkomplexe Justage und zum anderen um die vielfältigen Möglichkeiten, die mit dieser Neuentwicklung möglich sind. Auch hier finden zum Teil die Ergebnisse einer Bachelorarbeit [19] Einzug, die zu diesem Thema angefertigt wurde. Das Kapitel schließt mit einem Proof-of-Principle-Experiment und dem Vorschlag eines Setups zur Umsetzung an einem Teilchenbeschleuniger ab.

Im letzten großen Kapitel 7 geht es abschließend um das Konzept zur Vermessung des zeitlichen Zusammentreffens zweier Laser- bzw. Lichtpulse im Bereich weniger Femtosekunden. Dazu wird der nichtlineare Kerr-Effekt vorgestellt und die Ergebnisse der schon angesprochenen Masterarbeiten zusammengefasst. Zum einen geht es dabei um die genaue Messung des Kerr-Effekts und die optimal zu verwenden Medien [16] und zum anderen um das Nutzen als Streak-Kamera [17]. Auch hier wird abschließend ein Konzept zur Verwendung an Beschleunigern vorgestellt. Wie in jeder Dissertation werden in einem letzten Kapitel 8 die Ergebnisse der Arbeit zusammengefasst und ein Fazit gezogen, sowie ein kurzer Ausblick präsentiert.

Wie aus dieser Einleitung ersichtlich wird, sind in diese Ausarbeitung Teile verschiedenster Abschlussarbeiten von Studierenden am Institut für Laser- und Plasmaphysik einbezogen worden. Dies verdeutlicht die eingeflossene Motivation, die Kenntnisse zur Laser-, Plasma- und Beschleunigerphysik weiterzugeben. Dies wird sich auch im Laufe dieser Arbeit und vor allem in den Kapiteln 2 und 3 zeigen, die mit dem Anspruch geschrieben wurden, die wichtigen Grundlagen und Methoden nicht nur kurz und knapp aufzuschreiben, sondern das Verstehen dieser Grundlagen auch ohne jahrelange Erfahrung in diesem Forschungsbereich möglich zu machen. Neben den hier bereits erwähnten Abschlussarbeiten wurden mit gleicher Motivation auch weitere Studierende betreut, deren Themengebiete allerdings nicht hier in diese Dissertation passen und daher leider unerwähnt bleiben.

Nicht unerwähnt bleiben sollen hier aber die schwierigen Arbeitsbedingungen durch die seit März 2020 anhaltende COVID-19-Pandemie [20]. Der Austausch mit Projekt- und Forschungspartnern ist dadurch an vielen Stellen massiv beeinträchtigt worden, was sich durch das Fehlen an experimentellen Ergebnissen, die direkt an Beschleunigern hätten gewonnen werden können bzw. sollen, bemerkbar macht. In diesem Sinne ist das erfolgreiche Abschließen der oben erwähnten Studierenden von besonderer Bedeutung.

Ein weiterer Schritt zur Umsetzung der Trojan Horse Injection soll also mit dieser Arbeit gesetzt werden, um bisher unerreichte Emittanzen im Bereich von nm rad zu realisieren. In Verbindung mit hybriden Beschleunigerszenarien könnten damit auch die riesigen Gebäudestrukturen umgangen werden, die aktuell noch benötigt werden. Zur genauen Erklärung und Lösung einiger Probleme werden in dieser Arbeit nun erst einige wichtige Grundlagen der Laserphysik und damit verbundene Simulationsmöglichkeiten beschrieben und dann ein optimiertes Setup zur Trojan Horse Injection präsentiert.

---

## Grundlagen der Laserphysik

---

Der Begriff LASER ist seit einigen Jahrzehnten in der Gesellschaft ein weit bekannter Begriff. Dass diese Bezeichnung allerdings nur eine Abkürzung für einige aneinandergereihte Worte ist, ist deutlich seltener bekannt. Der Begriff schlüsselt sich auf in „**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation“. Das Prinzip des Lasers beruht also auf der stimulierten Emission, einem Prinzip, das bereits von Einstein im Jahr 1917 beschrieben wurde. Der erste Laser wurde allerdings erst 1960 realisiert [21]. Seitdem wurden viele verschiedene Laserkonzepte mit den unterschiedlichsten Lasermedien (Festkörper, Gase, Laserdioden) als Grundlage entwickelt. Während Laser im sichtbaren und im infraroten Spektralbereich schon länger in breiter Verwendung sind, ist auch die Entwicklung von Lasern im Röntgenbereich schon seit geraumer Zeit in Erforschung. Hier setzen sich mittlerweile deutlich andere Konzepte durch als jene, die bei den ersten Laseranwendungen genutzt wurden, wie zum Beispiel Freie-Elektronen-Laser [22].

Für alle Prinzipien gilt allerdings, dass sie die Möglichkeit bieten, die elektromagnetischen Wellen mathematisch zu beschreiben. Aus den Maxwellgleichungen ergibt sich, dass bei Vorliegen einer monochromatischen Welle mit der Frequenz  $\nu$  die Beschreibung des elektrischen Felds in der Ausbreitungsrichtung  $z$  und zur Zeit  $t$  über

$$E(z,t) = \Re[E_0 \cdot \exp[i(\omega_0 t - zk)]] = E_0 \cdot \cos(\omega_0 t - zk) \quad (2.1)$$

mit der Amplitude des elektrischen Felds  $E_0$ , der Kreisfrequenz  $\omega_0 = 2\pi\nu$  und der Kreiswellenzahl  $k = 2\pi/\lambda$  erfolgen kann. Die Wellenlänge  $\lambda$  berechnet sich dabei über die Dispersionsrelation  $\lambda = c/\nu$ , wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit im Medium ist. Im Vakuum gilt die Lichtgeschwindigkeit  $c_0 = 2,998 \cdot 10^8$  m/s. In anderen Medien kann die Lichtgeschwindigkeit mit Hilfe des Brechungsindex  $n$  berechnet werden:  $c = c_0/n$ . Ein solcher monochromatischer Laser wird auch als Dauerstrich- und bekannter als cw-Laser (für continuous wave aus dem Englischen) bezeichnet. Diese

mathematische Beschreibung lässt sich vollführen, da die Photonen kohärent zueinander emittiert werden. Wie oben geschrieben, kann die Frequenz der jeweiligen Wellen und damit die jeweilige Photonenenergie je nach Laserkonzept und Medium variieren. Bei vielen Lasern wird allerdings immer nur eine Wellenlänge emittiert (bei perfekt monochromatischen Lasern auch tatsächlich nur eine einzige). In dieser Arbeit wird allerdings vor allem ein Laserkonzept genutzt, bei dem dies nicht der Fall ist. Durch die kohärente Abstrahlung von elektromagnetischen Wellen mit einer gewissen Bandbreite ist die Beschreibung aus (2.1) nicht mehr vollständig. Dies wird im Folgenden vorgestellt.

## 2.1 Laserpulse (frei nach [23][24])

Diese nicht-monochromatische Emission von Photonen äußert sich in der mathematischen Beschreibung durch eine zeitlich nicht konstante Amplitude  $E_0$ . Dies liegt am Zusammenhang von Zeit- und Frequenzraum, welcher über die Fouriertransformation beschrieben werden kann. Um dieses Prinzip näher zu erläutern, wird der Amplitude des elektrischen Felds im Folgenden eine Zeitabhängigkeit beigelegt. Als Beispiel dient die Beschreibung mittels einer Gaußkurve. Die mathematische Beschreibung aus Formel (2.1) lautet dann

$$\begin{aligned} E(z, t) &= \Re \left[ E_0 \cdot \exp \left[ -\left( \frac{t}{\xi_t} \right)^2 \right] \cdot \exp [i(\omega_0 t - zk)] \right] \\ &= E_0 \cdot \exp \left[ -\left( \frac{t}{\xi_t} \right)^2 \right] \cdot \cos(\omega_0 t - zk), \end{aligned} \quad (2.2)$$

wobei  $\xi_t$  ein Maß für die Pulsdauer darstellt, welches im weiteren Verlauf als Gaußbreite des zeitlichen Verlaufs des elektrischen Felds bezeichnet wird. Die Fouriertransformation an der Stelle  $z = 0$  kann nun über

$$\begin{aligned} E(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \cdot \exp(-i\omega t) dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} E_0 \cdot \exp \left[ -\left( \frac{t}{\xi_t} \right)^2 \right] \cdot \frac{\exp(i\omega_0 t) + \exp(-i\omega_0 t)}{2} \cdot \exp(-i\omega t) dt \end{aligned} \quad (2.3)$$

berechnet werden, wobei der Cosinus in der Exponentialdarstellung genutzt wird. Für die spektrale Beschreibung folgt also

$$E(\omega) = \frac{E_0 \xi_t \sqrt{\pi}}{2} \cdot \left[ \exp \left[ -\left( \frac{(\omega + \omega_0) \xi_t}{2} \right)^2 \right] + \exp \left[ -\left( \frac{(\omega - \omega_0) \xi_t}{2} \right)^2 \right] \right]. \quad (2.4)$$

Das Spektrum zentriert sich damit um die Zentralfrequenz  $\pm\omega_0$ . Im Experiment wird aber natürlich immer nur der positive Anteil gemessen. Für die spektrale Bandbreite

lässt sich, so wie im zeitlichen Verlauf, ebenso eine Gaußbreite mit

$$\xi_\omega = \frac{2}{\xi_t} \quad (2.5)$$

festlegen. Diese Beziehung nennt sich Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt. Sie gibt das Fourierlimit der Pulsdauer an. Für eine kurze Pulsdauer bedarf es immer einer gewissen spektralen Bandbreite. Allerdings ist die Pulsdauer in den allermeisten experimentellen Fällen immer länger, als durch die Beziehung (2.5) vorgegeben wird. Um dies mathematisch zu beschreiben und zu verstehen, muss die Rücktransformation aus der spektralen Beschreibung  $E(\omega)$  in eine mögliche Beschreibung  $\tilde{E}(t)$  betrachtet werden. Durch Dispersionseffekte kommt es immer dazu, dass eine spektrale Phase  $\varphi(\omega)$  betrachtet werden muss. Würde die direkte Rücktransformation von Formel (2.4) betrachtet werden, würde davon ausgegangen werden, dass alle Frequenzen mit der gleichen Phase  $\varphi(\omega) = 0$  vorliegen würden. Wird aber die Transmission in einem anderen Medium als Vakuum betrachtet, laufen verschiedene Frequenzen unterschiedlich schnell (erinnere:  $c = c_0/n$ ), da der Brechungsindex  $n$  eigentlich immer frequenzabhängig ist:

$$n \Rightarrow n(\omega) . \quad (2.6)$$

Wird also die Propagation in einem Medium mit entsprechendem Verhalten betrachtet, ergibt sich für die Phase der einzelnen Frequenzen

$$\varphi(\omega, z) = k(\omega) \cdot z = \frac{\omega \cdot n(\omega)}{c_0} z , \quad (2.7)$$

wieder mit der Wellenzahl  $k$ , die aber logischerweise von der Frequenz  $\omega$  abhängt. Diese spektrale Phase muss dann in der Rücktransformation mittels

$$\tilde{E}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} 2\tilde{E}_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{\omega - \omega_0}{\xi_\omega}\right)^2\right] \exp(-i\varphi(\omega)) \exp(i\omega t) d\omega \quad (2.8)$$

berücksichtigt werden. Das Minus vor der spektralen Phase kommt dabei aus der Definition der Phase in Formel (2.1). Bei der Rücktransformation wird hier nun nur der physikalisch sinnvolle, positive Frequenzanteil berücksichtigt, was durch den Faktor 2 berücksichtigt wird. Der Amplitudenfaktor  $\tilde{E}_0$  ergibt sich aus den Konstanten in Formel (2.4) und dem Rücktransformationskoeffizienten der Fouriertransformation  $1/(2\pi)$ . Für den bandbreitenbegrenzten Fall ( $\varphi = 0$ ) ergibt sich die Beschreibung

$$\tilde{E}(t) = 2\tilde{E}_0 \xi_\omega \sqrt{\pi} \cdot \exp\left[-\left(\frac{\xi_\omega t}{2}\right)^2 + i\omega_0 t\right] , \quad (2.9)$$

wovon dann der Realteil berechnet werden muss, um zurück auf Beschreibung (2.2) (für die Stelle  $z = 0$ ) zu kommen. Im weiteren Verlauf soll nun der Einfluss der spektralen Phase genau untersucht werden. Um dabei die unterschiedlichen Abhängigkeiten zu betrachten, wird die spektrale Phase um die Zentralfrequenz taylorentwickelt. Zur Anschaulichkeit wird sich dabei auf die Entwicklung bis zur dritten

Ordnung beschränkt. Die zugehörigen Taylorkoeffizienten werden in der Laserphysik auch als Dispersionskoeffizienten bezeichnet und mit einem  $D_m$  abgekürzt. Die spektrale Phase kann also mit

$$\begin{aligned} \varphi(\omega) &= \varphi(\omega_0) + \left( \frac{\partial \varphi(\omega)}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} \cdot (\omega - \omega_0) \\ &+ \left( \frac{\partial^2 \varphi(\omega)}{\partial \omega^2} \right)_{\omega=\omega_0} \cdot \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \left( \frac{\partial^3 \varphi(\omega)}{\partial \omega^3} \right)_{\omega=\omega_0} \cdot \frac{(\omega - \omega_0)^3}{6} + \mathcal{O}(\omega^4) \quad (2.10) \\ &= D_0 + D_1 \cdot (\omega - \omega_0) + D_2 \cdot \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + D_3 \cdot \frac{(\omega - \omega_0)^3}{6} + \mathcal{O}(\omega^4) \end{aligned}$$

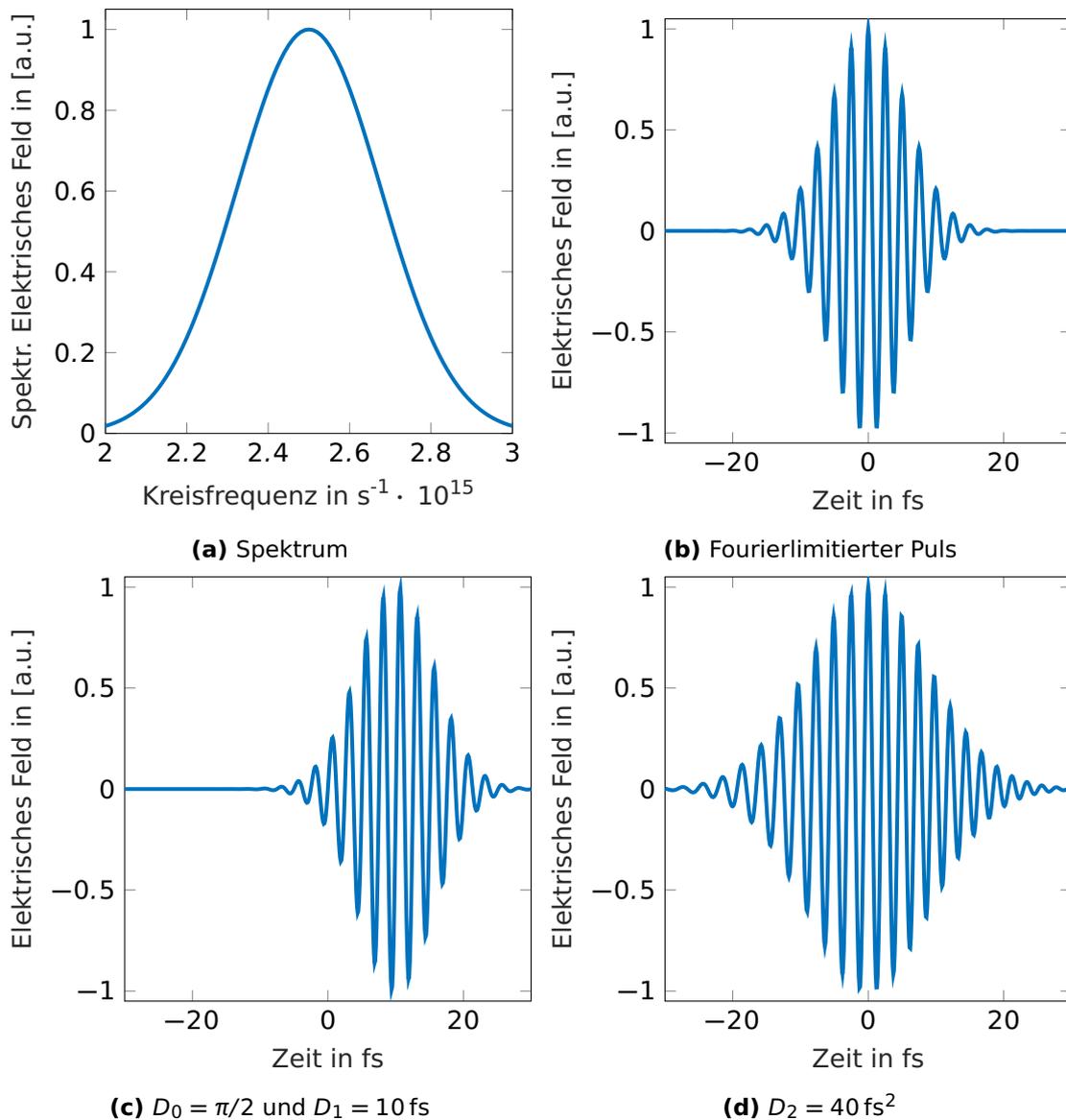
genähert werden. Eingesetzt in die Fouriertransformation aus Formel (2.8) und einer weiteren Einschränkung auf die 2. Ordnung lässt sich die Auswirkung der einzelnen Dispersionkoeffizienten zu

$$\begin{aligned} \tilde{E}(t, D_0, D_1, D_2) &= \tilde{E}_0(D_2) \cdot \exp \left[ i \left( \omega_0 t - D_0 + \frac{(t - D_1)^2 D_2 \xi_\omega^4}{8 + 2D_2^2 \xi_\omega^4} \right) \right] \\ &\cdot \exp \left[ - \frac{(t - D_1)^2 \xi_\omega^2}{4 + D_2^2 \xi_\omega^4} \right] \quad (2.11) \end{aligned}$$

berechnen, wobei  $\tilde{E}_0(D_2)$  nun ebenfalls komplexwertig ist, was aber für die weitere Betrachtung nicht weiter wichtig ist. Es ist allerdings klar, dass die Amplitude aus Energieerhaltungsgründen bei einer Pulsverlängerung natürlich abnehmen muss. Während die Koeffizienten  $D_0$  lediglich eine Phasen- und  $D_1$  eine Zeitverschiebung verursachen, hat der Dispersionskoeffizient  $D_2$  sowohl eine Auswirkung auf die einhüllende Gaußkurve, als auch auf die Oszillation der Trägerwelle. Für die einhüllende Gaußkurve lässt sich hier mit

$$\frac{1}{\xi_t'^2} = \frac{\xi_\omega^2}{4 + D_2^2 \xi_\omega^4} \Rightarrow \xi_t' = \sqrt{\frac{4 + D_2^2 \xi_\omega^4}{\xi_\omega^2}} \quad (2.12)$$

eine neue Gaußbreite definieren, woraus ersichtlich wird, dass sowohl für positive als auch negative Werte von  $D_2$  die einhüllende Gaußkurve breiter und damit die Pulsdauer verlängert wird. Ein Unterschied hingegen findet sich in der komplexwertigen Exponentialfunktion von Formel (2.11). Für positive Werte von  $D_2$  ergibt sich, dass die Oszillationen, zeitlich gesehen, erst kleinere Frequenzen als  $\omega_0$  haben und hinterher größere. Für negative Werte ist genau das Gegenteil der Fall. In der Laserphysik wird daher auch von positiven und negativen Chirps gesprochen. Bei positivem Chirp laufen die roten Anteile des Frequenzspektrums den blauen Anteilen voraus, bei negativem Chirp ist das genau andersherum. Im hier vorliegenden Spezialfall, in dem alle höheren Ordnungen der spektralen Phase vernachlässigt wurden, wird auch von einem linearen Chirp gesprochen. Das Verhalten im Falle der verschiedenen Dispersionsordnungen wird in Abbildung 2.1 aufgezeigt.



**Abbildung 2.1:** Fouriertransformierte Pulse aus dem gegebenen Spektrum in Bild (a) mit verschiedenen spektralen Phasen. Alle Darstellungen sind auf 1 normiert. (a) Spektrum mit Zentralfrequenz  $\omega_0 = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$  und spektraler Breite  $\xi_\omega = 0,25 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ . (b) Fourierlimitierter Puls des Spektrums (d.h. spektrale Phase ist 0). (c) Berechneter Puls mit den Dispersionskoeffizienten  $D_0 = \pi/2$  und  $D_1 = 10 \text{ fs}$ . Die Phase der Oszillation springt um  $\pi/2$  und der Puls wird insgesamt um  $10 \text{ fs}$  verschoben. (d) Berechneter Puls mit positivem, linearem Chirp. Zum einen verlängert sich die Pulsdauer, zum anderen laufen die kleineren Frequenzen den größeren Frequenzen voraus. „Voraus“ bedeutet hier zu früheren, also negativen Zeiten.

Abbildung (a) zeigt dabei das Spektrum im Frequenzraum, so wie in Formel (2.4) beschrieben (allerdings wieder nur für positive Frequenzen). Die Zentralfrequenz beträgt hier  $\omega_0 = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ , was einer zentralen Wellenlänge von ungefähr  $\lambda_0 = 750 \text{ nm}$  entspricht. Als Gaußbreite wird  $\xi_\omega = 0,25 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$  verwendet. Das Spektrum erstreckt sich also ungefähr von 600 nm bis 950 nm. Die Pulsform b) ergibt sich aus dem Realteil der Formel (2.9) und zeigt damit den kürzest möglichen bzw. eben auch den fourierlimitierten Puls. Die Pulsformen (c) und (d) zeigen das Verhalten bei Auftreten verschiedener Dispersionkoeffizienten. Während in (c) lediglich  $D_0$  und  $D_1$  auftreten und den Puls verzögern bzw. die Phase verschieben, zeigt sich in (d) das Problem von  $D_2$ . Der Puls wird zum einen zeitlich verlängert und zum anderen ändert sich die Frequenz der Oszillation. Dabei gilt für einen positiven, linearen Chirp, dass die Anteile des Spektrums mit kleinerer Frequenz bzw. größerer Wellenlänge denen mit höherer Frequenz und dementsprechend kürzerer Wellenlänge vorauslaufen. Dies macht vor allem Probleme, wenn kein symmetrisches Spektrum vorliegt (so wie in den allermeisten experimentellen Fällen), da dann die Pulsform die Form des Spektrums annimmt. Diese Dispersionseffekte müssen also immer genau kontrolliert werden, um den Puls beschreiben zu können.

## 2.2 Strahlprofile

Um im Weiteren einen Laserbrennpunkt (Fernfeld) exakt beschreiben bzw. vorhersagen zu können, muss das Strahlprofil beziehungsweise das Nahfeld genau bekannt sein. Dabei soll die Beschreibung anhand einfach zu messender Parameter erfolgen. Da eine direkte Messung des elektrischen Felds kaum möglich ist, werden immer Intensitäts- bzw. Fluenzverteilungen (Energie pro Fläche) gemessen. Dabei hängt die Intensität  $I$  mit dem elektrischen Feld  $E$  über die Beziehung

$$I = \frac{\epsilon_0 c_0}{2} E^2 \quad (2.13)$$

mit der elektrischen Feldkonstanten  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ C} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$  zusammen. Die Energie pro Fläche bestimmt sich aus dem Integral über die Zeit

$$F(A) = \int_{-\infty}^{\infty} I(A, t) dt . \quad (2.14)$$

Zusätzlich lässt sich die Pulsenergie messen. Rechnerisch wird die Pulsenergie

$$E_{\text{Puls}} = \iint_A F(A) dA \quad (2.15)$$

mit dem Integral über die Fläche der Fluenz bestimmt. Aus diesen messbaren Parametern kann dann die Verteilung des elektrischen Felds genau bestimmt werden. Dazu können verschiedene analytische Beschreibungen genutzt werden, wie zum Beispiel eine Gaußsche oder Supergaußsche Glockenkurve. Im Zeitraum wird sich

in dieser Arbeit auf die Beschreibung als Gaußsche Glockenkurve beschränkt (weitere Pulsformen in [23]). Für das räumliche Profil (oder auch Strahlprofil) werden beide Möglichkeiten vorgestellt.

### Zeitliche Normierung

Ähnlich zur Fluenz kann die Intensität zuerst über die Fläche integriert werden um auf die Leistung

$$P(t) = \iint_A I(A,t) \, dA \quad (2.16)$$

zu kommen. Auch über die Leistung kann die Pulsenergie mittels einer Integration berechnet werden. Gemäß der zeitlichen Pulsbeschreibung mittels einer Gaußkurve wird dafür die Leistung mit

$$P(t) = P_0 \cdot \exp \left[ -2 \left( \frac{t}{\xi_t} \right)^2 \right] \quad (2.17)$$

mit  $P_0$  als maximale Pulsleistung beschrieben. Das Integral über die Zeit ergibt sich als

$$\int P(t) \, dt = E_{\text{Puls}} \quad (2.18)$$

$$\Rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} P_0 \cdot \exp \left[ -2 \left( \frac{t}{\xi_t} \right)^2 \right] dt = E_{\text{Puls}} . \quad (2.19)$$

Über die Integration wird  $P_0$  normiert und es ergibt sich

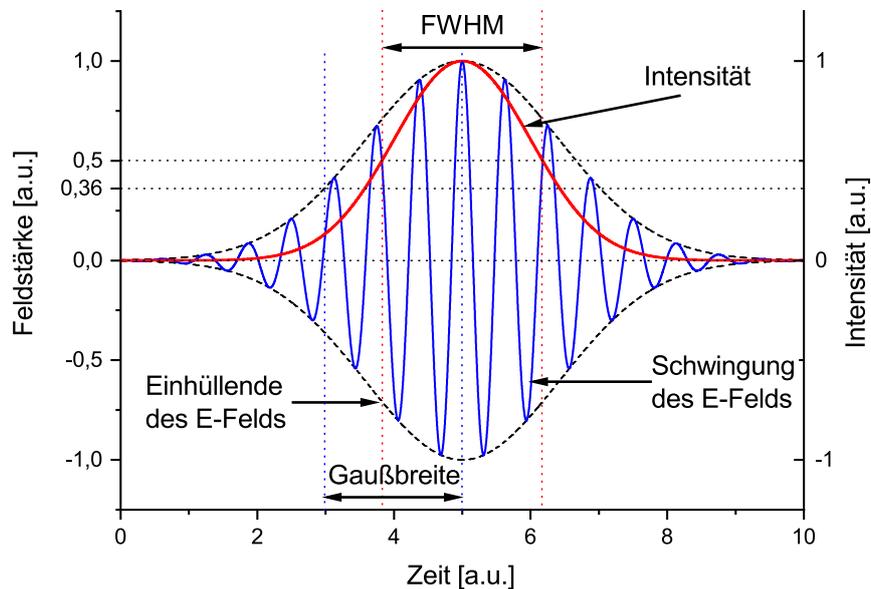
$$P_0 = \frac{E_{\text{Puls}}}{\xi_t} \cdot \frac{\sqrt{2}}{\pi} . \quad (2.20)$$

Typischerweise wird allerdings nicht die zeitliche Gaußbreite des elektrischen Felds gemessen, sondern die Halbwertsbreite (bzw. FWHM für Full Width at Half Maximum) der Intensität/Leistung, welche hier mit  $\Delta\tau$  bezeichnet wird. Generell ist anzumerken, dass immer wenn von Gaußbreiten ( $\xi$  oder später auch  $w$ ) gesprochen wird, also die Stelle, an der der Wert der Gaußkurve auf das 1/e-fache abgefallen ist, von der Amplitude des elektrischen Felds ausgegangen wird. Umgekehrt wird bei der Verwendung der Halbwertsbreite ( $\Delta$ ) immer von der Amplitude der Intensität, Fluenz oder im hier berechneten Fall der Leistung ausgegangen. In Abbildung 2.2 ist der Unterschied der Verläufe von elektrischem Feld (in Blau) und der Intensität (in Rot) grafisch aufgezeigt. Die Intensität fällt also schneller als das elektrische Feld ab, daher ist eine klare Unterscheidung notwendig. Die Umrechnung der Gaußbreite in die jeweilige Halbwertsbreite erfolgt mit

$$\Delta x = \sqrt{2 \ln(2)} \cdot \xi_x . \quad (2.21)$$

In messbaren Größen schreibt sich die maximale Pulsleistung dann als

$$P_0 = \frac{E_{\text{Puls}}}{\Delta\tau} \sqrt{\frac{4 \ln(2)}{\pi}} . \quad (2.22)$$



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des zeitlichen Verlaufs eines Laserpulses bei Annahme einer Gaußschen Glockenkurve. In Blau ist dabei die Oszillation des elektrischen Felds gezeigt, in Schwarz-gestrichelt die zugehörige Einhüllende. In Rot ist die Einhüllende der Intensität eingezeichnet, die schneller abfällt als die des elektrischen Felds. Für das elektrische Feld ist die Gaußbreite (Breite bei Abfall der Amplitude auf  $1/e$ ) eingezeichnet. Für die Intensität ist die Halbwertsbreite (FWHM) markiert.

Zur Erinnerung:  $P_0$  ist die maximale momentane Leistung über den kompletten Strahlquerschnitt. Die Beschreibung gilt für Laserpulse mit einem zeitlichen Gaußprofil, die die Pulsenergie  $E_{\text{Puls}}$  und die Pulsdauer (FWHM der Leistung)  $\Delta\tau$  besitzen.

### Räumliche Normierung

Wie für den zeitlichen Verlauf, kann auch das räumliche Profil beispielsweise mit einer Standard-Gaußkurve beschrieben werden. Hier muss allerdings darauf geachtet werden, dass die Beschreibung im Gegensatz zum eindimensionalen zeitlichen Verlauf (mit Variable  $t$ ) eine zweidimensionale Verteilung (mit Variablen  $x$  und  $y$ ) darstellt. Dabei wird als Profil immer die Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers bezeichnet. Es werden in dieser Arbeit außerdem nur radiale Verteilungen genutzt, weshalb die Variable  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  eingeführt wird. Streng genommen muss bei Rechnungen in Polarkoordinaten natürlich auch der Winkel  $\varphi$  ordentlich eingeführt werden. Da allerdings von Radial-Symmetrie ausgegangen wird, muss dieser nur bei Integrationen mit beachtet werden.

Das am häufigsten verwendete Modell zur Beschreibung eines Laserprofils ist die

normale Gaußsche Glockenkurve mit

$$E(r) = \tilde{E}_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{r}{w}\right)^2\right] \text{ bzw. } I(r) = \tilde{I}_0 \cdot \exp\left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^2\right]. \quad (2.23)$$

Hierbei ist zu beachten, dass  $\tilde{E}_0$  nun den Ort des höchsten elektrischen Felds (die Mitte des Profils,  $r = 0$ ) zu einem beliebigen Zeitpunkt beschreibt. Was nun zur vollständigen Beschreibung des Laserpulses noch fehlt, sind die Parameter  $w$  und das maximale elektrische Feld in Ort und Zeit. Die Gaußbreite gilt auch hier wieder nur für die Beschreibung des elektrischen Felds. Bei der Intensität wird wieder die FWHM angegeben. Diese ist auch typischerweise der Wert, der gemessen wird. Es muss jetzt noch  $\tilde{E}_0$  bestimmt werden. Im vorherigen Unterkapitel wurde dafür bereits die Beschreibung der zeitlichen Puls-Leistung normiert. Hier wird nun das räumliche Profil auf die jeweils aktuelle Pulsleistungen angepasst. Dafür wird die Intensität des Strahlprofils über den gesamten Raum integriert. Dabei gilt

$$\iint_A I(A, t) dA = P(t) \quad (2.24)$$

zu einem beliebigen Zeitpunkt  $t$ . Wird der Zeitpunkt der maximalen Leistung gewählt ( $t = 0$ ) gilt

$$\iint_A I(A, 0) dA = P_0. \quad (2.25)$$

Nun kann  $\tilde{E}_0$  bzw.  $\tilde{I}_0$  für den oben gewählten Zeitpunkt  $t = 0$  bestimmt werden (daher wird nun  $E_0$  geschrieben) :

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty dr r \cdot \frac{\epsilon_0 c_0}{2} \cdot (E(r))^2 = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty dr r \cdot \frac{\epsilon_0 c_0}{2} \cdot E_0^2 \cdot \exp\left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^2\right] = P_0. \quad (2.26)$$

Die Gleichung kann zu

$$2\pi \cdot I_0 \int_0^\infty dr r \cdot \exp\left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^2\right] = P_0 \quad (2.27)$$

vereinfacht werden und die Lösung für das Gaußsche Fehlerintegral

$$\int_0^\infty dx x \cdot \exp\left[-2\left(\frac{x}{a}\right)^2\right] = \frac{a^2}{4} \quad (2.28)$$

genutzt werden. Die Intensität für  $r = 0$  lässt sich dann mit

$$I_0 \cdot \frac{2\pi w^2}{4} = P_0 \quad (2.29)$$

bzw. mit

$$I_0 = P_0 \cdot \frac{4}{2\pi w^2} \quad (2.30)$$

beschreiben. Wird nun für  $P_0$  der Wert für die maximale Intensität zum Zeitpunkt  $t = 0$  eingesetzt (2.22), lässt sich

$$I_0 = \frac{E_P}{\Delta\tau} \sqrt{\frac{4 \ln(2)}{\pi}} \cdot \frac{2}{\pi w^2} \text{ bzw. } I_0 = \frac{E_P}{\Delta\tau \cdot \Delta r^2} \left[\frac{4 \ln(2)}{\pi}\right]^{\frac{3}{2}} \quad (2.31)$$

mit messbaren Parametern ausdrücken.  $\Delta r$  beschreibt dabei die Halbwertsbreite der Intensität des Strahlprofils. Ebenso lässt sich natürlich auch das maximale elektrische Feld  $E_0$  ausrechnen. Eine komplette abschließende Beschreibung des Laserpulses wird über

$$E(r,t) = E_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{r}{w}\right)^2\right] \cdot \exp\left[-\left(\frac{t}{\xi_t}\right)^2\right] \quad (2.32)$$

bzw.

$$I(r,t) = I_0 \cdot \exp\left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^2\right] \cdot \exp\left[-2\left(\frac{t}{\xi_t}\right)^2\right] \quad (2.33)$$

möglich.

Viele High-Energy-Laser besitzen allerdings kein Standard Gaußprofil, sondern ein Flat-Top ähnliches Profil, bei dem die Energie/Leistung gleichmäßiger über das Strahlprofil verteilt ist. Es gibt verschiedene Ordnungen für die Beschreibung mit einem Supergauß. Als Supergauß  $n$ -ter Ordnung werden Profile mit elektrischen Feldern mit

$$E(r) = \check{E}_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{r}{w}\right)^{2n}\right] \quad (2.34)$$

bzw. Intensitäten mit

$$I(r) = \check{I}_0 \cdot \exp\left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^{2n}\right] \quad (2.35)$$

bezeichnet. Im Weiteren wird allerdings keine allgemeine Lösung zum Bestimmen der Amplituden vorgerechnet, sondern sich auf den Spezialfall eines Supergaußes 10. Ordnung beschränkt. Nochmals erwähnt werden soll hier, dass es sich um das räumliche Profil handelt. Die zeitliche Beschreibung bleibt bei der normalen Gaußform.

Die Bestimmung der Werte  $E_0$  bzw.  $I_0$  für  $r = 0$  folgt über das gleiche Prinzip wie im vorangegangenen Abschnitt. Mittels Integration der Intensität über den ganzen Raum und Gleichsetzen mit der Leistung zum Zeitpunkt  $t = 0$  wird  $\check{E}_0$  bzw.  $\check{I}_0$  bestimmt. Mit  $n = 10$  folgt

$$\iint_A I(r) dA = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\infty dr r \cdot I_0 \cdot \exp\left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^{2 \cdot 10}\right] = P_0. \quad (2.36)$$

Diese Gleichung kann vereinfacht werden zu

$$I_0 \cdot 2\pi \int_0^\infty dr r \cdot \exp\left[-2\left(\frac{r}{w}\right)^{20}\right] = P_0 \quad (2.37)$$

und dann die Lösung für das Integral

$$\int_0^\infty dx x \exp\left[-2\left(\frac{x}{a}\right)^{20}\right] = \frac{\Gamma\left(\frac{1}{10}\right) \cdot a^2}{20 \cdot \sqrt[10]{2}} \quad (2.38)$$

genutzt werden.  $\Gamma(y)$  entspricht hier der Gamma-Funktion. Wird diese Integrallösung eingesetzt, folgt

$$I_0 \cdot 2\pi \cdot \frac{\Gamma\left(\frac{1}{10}\right) \cdot w^2}{20 \cdot \sqrt[10]{2}} = P_0 \quad (2.39)$$

und damit eine Lösung, in die  $P_0$  aus Gleichung (2.22) eingesetzt werden kann, so dass nur noch Abhängigkeiten von messbaren Parametern vorliegen.  $I_0$  kann umgeschrieben werden zu

$$I_0 = \frac{E_p}{\Delta\tau \cdot w^2} \cdot \frac{20 \sqrt{\ln(2)}^{10} \sqrt{2}}{\pi^{\frac{3}{2}} \Gamma\left(\frac{1}{10}\right)}. \quad (2.40)$$

Hervorzuheben ist, dass der Zusammenhang aus (2.21) hier NICHT gilt. Der Parameter  $w$  steht zwar weiterhin für die Gaußbreite, bei der das elektrische Feld auf das 1/e-fache abgefallen ist, die FWHM muss allerdings anders aus dieser berechnet werden.

Das lässt sich auch direkt für den allgemeinen Fall eines Supergaußes  $n$ -ter Ordnung berechnen. Dafür wird der Wert für  $r_{1/2}$  berechnet, an dem der Wert der Intensität auf die Hälfte abgefallen ist.  $r_{1/2}$  entspricht dann der halben Halbwertsbreite  $\Delta r$ . Über

$$\exp\left[-2\left(\frac{r_{1/2}}{w}\right)^{2n}\right] = \frac{1}{2} \quad (2.41)$$

berechnet sich die Halbwertsbreite zu

$$\Delta r = (2^{2n-1} \ln(2))^{\frac{1}{2n}} \cdot w. \quad (2.42)$$

Die Halbwertsbreite der Intensität  $\Delta r$  nähert sich mit zunehmender Ordnung des Supergauß also immer mehr an die zweifache Gaußbreite  $w$  des elektrischen Felds an.

Diese beiden nun vollständigen Beschreibungen eines Laserpulses ermöglichen eine Simulation der Laserpropagation und vor allem eines möglichen Laserfokus mit samt einer Bestimmung der höchsten erreichbaren elektrischen Felder bzw. Intensitäten.

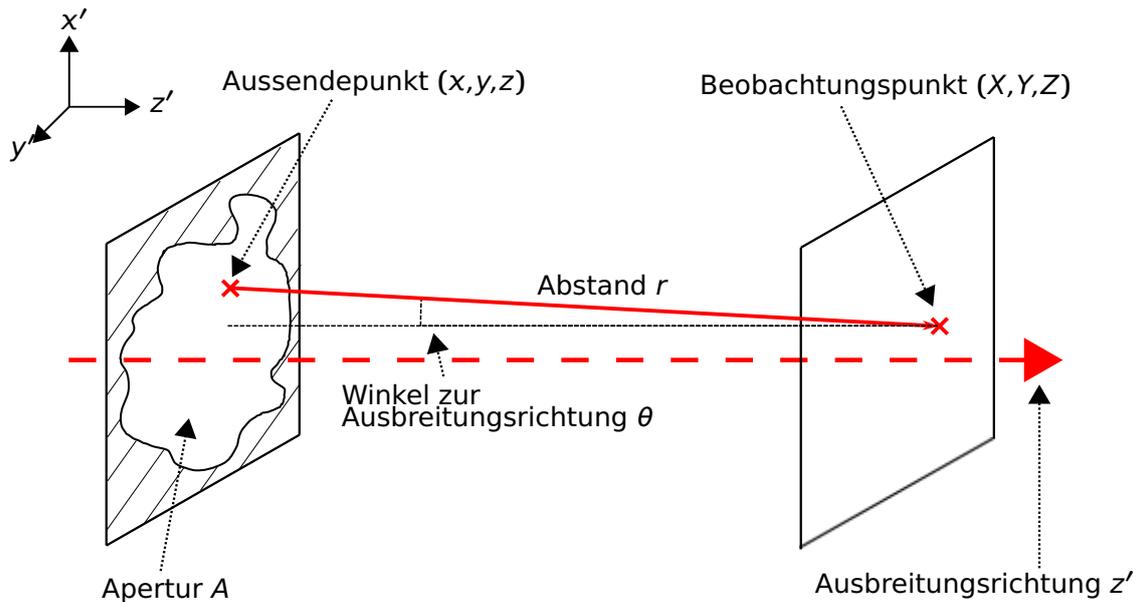
## 2.3 Beugungseffekte

Um wie beschrieben die Laserpulse im Fernfeld berechnen zu können, ist die Betrachtung von Beugungseffekten notwendig. Im allgemeinen Sprachgebrauch wird oft von Licht- bzw. Laserstrahlen gesprochen, dabei werden aber eben diese Effekte vernachlässigt. Laser können zwar durch ihre Strahlprofile, wie das bereits beschriebene Gaußprofil und ihrer Kohärenz, oft über weite Strecken als solche betrachtet werden, trotzdem wird aber immer ein „Auseinanderlaufen“ der Profile vorliegen. Wird außerdem einfach von Strahlen ausgegangen, müsste ein möglicher Laserbrennpunkt tatsächlich als Punkt vorliegen. Dies ist aber durch Beugungseffekte nicht möglich. Um diese Tatsache zu verstehen, muss von der Ausbreitung des Lichts als Strahl abgewichen werden und das von Christiaan Huygens (1629-1695) im Jahr 1690 aufgestellte Huygens'sche Prinzip betrachtet werden. Dieses besagt, dass von jeder Stelle im Raum eine Elementarwelle als Kugelwelle ausgesendet wird, deren Amplitude von der Amplitude am Aussendepunkt abhängt. Diese

Kugelwellen können dann gemäß des Superpositionsprinzips miteinander interferieren. Dabei ist auch die Phase der Kugelwellen zu beachten, so dass es sowohl zu konstruktiver als auch destruktiver Interferenz kommen kann. Dieses Prinzip lässt sich über das Fresnel-Kirchhoff'sche Beugungsintegral

$$E(X,Y,Z) = \iint_A i \frac{\cos(\theta)}{\lambda} \cdot E_A \cdot \frac{\exp(-ikr)}{r} dA \quad (2.43)$$

mathematisch beschreiben.



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung zur Erklärung des Fresnel-Kirchhoff'schen Beugungsintegrals. Durch eine Apertur A wird Licht ausgesendet, welches in Abstand  $r$  auf einen Beobachtungspunkt fällt. Zur Berechnung des Beugungsintegrals muss der Winkel  $\theta$  zur Hauptausbreitungsrichtung  $z'$  mit einbezogen werden. Der jeweilige Aussendepunkt der Apertur wird mit den kleinen Buchstaben  $x,y,z$  bezeichnet, während der Beobachtungspunkt mit den großen Buchstaben  $X,Y,Z$  festgelegt wird.

Dabei geht es, wie in Abbildung 2.3 dargestellt, um eine Apertur A, von der aus Licht abgestrahlt wird bzw. durch die Licht wie ein Laserstrahl propagiert. Ist die Feldverteilung an dieser Apertur bekannt, kann die Feldverteilung in einem dahinter liegenden Beobachtungspunkt bestimmt werden. Die Variable  $r$  bezeichnet dabei den jeweiligen Abstand jeder einzelnen Kugelwelle zum Punkt, in dem die Feldverteilung bestimmt werden soll. Er hängt also, wenn die Bezeichnungen aus der Abbildung 2.3 benutzt werden, von  $x, y, z, X, Y$  und  $Z$  ab. Auch  $E_A$  kann somit als  $E_A(x,y,z)$  geschrieben werden.  $E_A$  ist dabei nicht nur die Feldverteilung, sondern beinhaltet auch die Phase des Lichts an dieser Stelle. Der Winkel  $\theta$  beschreibt außerdem den Winkel der Verbindung  $r$  zur Ausbreitungsrichtung und kann hier durch  $\arccos[(Z - z)/r]$

berechnet werden. Ausführlicher geschrieben ergibt sich für das Beugungsintegral mit den Bezeichnungen wie in der Abbildung

$$E(X,Y,Z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} i \frac{\cos(\theta)}{\lambda} E_F(x,y,z) \cdot \exp[i\varphi(x,y,z)] \cdot \frac{\exp[-ikr(x,y,z,X,Y,Z)]}{r(x,y,z,X,Y,Z)} dx dy, \quad (2.44)$$

wobei  $E_F$  nun die Feldverteilung an der Apertur ist und  $\varphi$  die Phase. Der Abstand  $r$  kann über  $r = \sqrt{(X-x)^2 + (Y-y)^2 + (Z-z)^2}$  bestimmt werden. Da dieses Integral sehr aufwendig zu lösen ist, können nun verschiedene Näherungen angewendet werden. Zum einen kann bei ausreichend großer Entfernung zwischen Apertur und Beobachtungspunkt der Winkel  $\theta$  vernachlässigt werden ( $\approx 0$ ), so dass  $\cos(\theta) \approx 1$  ist. Zum anderen kann auch der Nenner zu  $r \approx Z-z$  umgewandelt werden. Da in der Berechnung der Phase  $\varphi$  der Abstand  $r$  aber nicht so einfach genähert werden kann, wird die Taylorentwicklung um  $Z-z$

$$r = (Z-z) \cdot \left[ 1 + \frac{(X-x)^2}{2 \cdot (Z-z)^2} + \frac{(Y-y)^2}{2 \cdot (Z-z)^2} \right] \quad (2.45)$$

angewendet. Wird diese Näherung verwendet, wird auch von der Fresnel-Näherung gesprochen. Da das Integral in dieser Form allerdings immer noch kaum lösbar ist, werden in einer weiteren Näherung die quadratischen Terme für  $x$  und  $y$  vernachlässigt. Dies ist erlaubt, wenn

$$Z-z \gg \frac{1}{\lambda} (x_{lim}^2 + y_{lim}^2) \quad (2.46)$$

gilt.  $x_{lim}$  und  $y_{lim}$  bezeichnen dabei die Limits für die Werte von  $x$  und  $y$ , für die durch die Apertur in noch bedeutender Menge Licht propagiert. Ist diese Bedingung erfüllt, wird auch von Fraunhofer-Beugung gesprochen und der Beobachtungspunkt kann als Fernfeld angenommen werden. Das Fraunhofer-Beugungsintegral

$$E(X,Y,Z) = A(z,X,Y,Z) \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_F(x,y,z) \cdot \exp[i\varphi(x,y,z)] \cdot \exp\left[\frac{ik}{Z-z}(Xx + Yy)\right] dx dy \quad (2.47)$$

mit

$$A(z,X,Y,Z) = \frac{i \exp[-ik(Z-z)]}{\lambda \cdot (Z-z)} \cdot \exp\left[\frac{-i\pi}{\lambda \cdot (Z-z)} \cdot (X^2 + Y^2)\right] \quad (2.48)$$

lässt für bestimmte Aperturen und Feldverteilungen schließlich auch analytische Lösungen zu (orientiert an [25]). Wird ein Gaußprofil, so wie es in Gleichung (2.23) vorgestellt wurde, perfekt mit der Brennweite  $f$  fokussiert, kann die zugehörige Phase über

$$\varphi(x,y,z) = k \cdot \sqrt{x^2 + y^2 + f^2} \quad (2.49)$$

berechnet werden. Die Variable  $r$  aus der Gaußschen Glockenkurve für den Radius wird hier ersetzt durch  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Wird ein solches Profil in die Gleichung (2.47) für die Fraunhoferbeugung eingesetzt, kann die Beugungsbegrenzung im Fokus (Abstand  $Z - z = f$ ) analytisch berechnet werden. Für ein Gaußprofil ergibt sich so eine Strahltaile  $w_0$ , was eine untere Abschätzung für den kleinstmöglichen Brennpunkt angibt. Kleiner als diese Taille kann das Profil im Fokus nicht werden. Die Strahltaile berechnet sich über

$$w_0 = \frac{f \cdot \lambda}{\pi \cdot w} . \quad (2.50)$$

Wie bereits angesprochen, kann auch das Fraunhofer-Beugungsintegral nur begrenzt analytisch gelöst werden, weshalb im späteren Verlauf dieser Arbeit eine Möglichkeit vorgestellt wird, die Fokussierung beliebiger Strahlprofile mittels numerischer Simulationen zu berechnen. Die vorgestellte Lösung für das Gaußprofil dient dabei als Verifikationsreferenz.

---

## Simulation von Laserpulsen

---

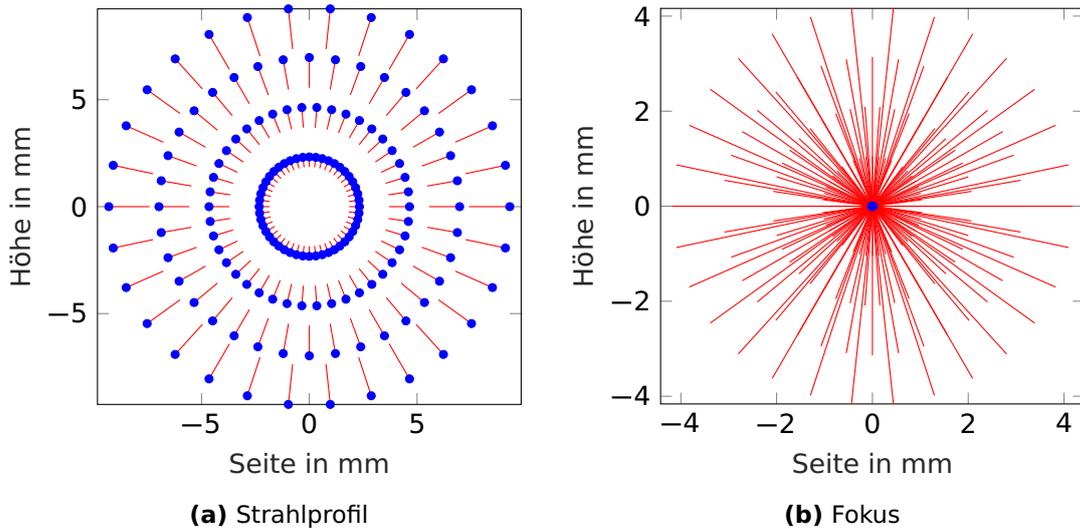
Wie bereits im vorherigen Kapitel beschrieben, können von Laserpulsen meist nur einzelne Parameter gemessen werden. Speziell für die Intensitäten bzw. elektrischen Felder im Brennpunkt gibt es keine direkte Möglichkeit zur Messung. Wie in Abschnitt 2.3 geschrieben, lassen sich diese aber bei Kenntnis über die Phasenfront und die Feldverteilung berechnen. Neben der Möglichkeit die Phase mittels verschiedener Interferometrieverfahren zu messen, lässt sich diese aber auch über ein Zurückverfolgen des Strahlwegs zumindest im idealen Fall bestimmen. Dieses Prinzip wird auch Raytracing genannt. Außer dieser Simulationsmöglichkeit wird im Folgenden eine numerische Bestimmung eines Brennpunkts vorgestellt. Zusätzlich wird eine Möglichkeit zur Dispersionskontrolle eines Kurzpulslasers mittels numerischer Simulationen vorgestellt. Komplettiert wird dieses Kapitel mit der Vorstellung des benutzten Algorithmus zur Berechnung der Tunnel- bzw. Feldionisation.

### 3.1 Raytracing

Als ersten Schritt bei den Simulationen zu Lasern wird hier nun auf das Zurückverfolgen des Strahls im Nahfeld, also wenn Beugungserscheinungen vorerst außer Acht gelassen werden können, eingegangen. Dies ist über das Prinzip des Raytracing möglich, welches mittels Vektorrechnung funktioniert. Dabei wird das Laserprofil in einzelne Strahlen zerlegt, die je nach Ort eine zugewiesene Amplitude erhalten. Von diesen Startorten  $\vec{P}_i$  zeigen Einheitsvektoren  $\vec{d}_i$  in die Ausbreitungsrichtung. Die Ausbreitung jedes Strahls  $i$  lässt sich demnach mit

$$\vec{X}_i = \vec{P}_i + k \cdot \vec{d}_i \quad (3.1)$$

beschreiben. Der Parameter  $k$  gibt dabei den zurückgelegten Weg des Strahls an. Dieser Parameter muss immer berechnet werden, um den Auftreffpunkt am nächs-



**Abbildung 3.1:** Darstellung von Raytracing-Ergebnissen: (a) zeigt ein konvergentes Strahlprofil mit einer Größe von knapp 20 mm. Dabei sind mit den blauen Punkten die Startorte  $\vec{P}_i$  markiert. Die roten Striche stellen die Richtungs-Einheitsvektoren  $\vec{d}_i$  dar. (b) zeigt die Berechnung der Raytracing-Simulation im Abstand der vorher eingestellten Brennweite von 2 m. Die Punkte (wieder in Blau) liegen hier als perfekter Punkt übereinander, was gemäß Beugungsbegrenzung (2.50) nicht möglich ist.

ten optischen Bauteil zu kennen. Grafisch dargestellt ist das Prinzip aus Fixpunkten  $\vec{P}_i$  und den zugehörigen Richtungs-Einheitsvektoren  $\vec{d}_i$  in Abbildung 3.1. In Blau sind dabei die Fixpunkte eingezeichnet und in Rot die Richtungsvektoren in die Richtung, in die die Strahlen sich ausbreiten. Das dargestellte Profil ist hier beispielhaft als konvergent gewählt mit einer Brennweite von 2 m hinter Abbildung (a). In Abbildung (b) zeigt sich dann die Grenze des Raytracings, da im dortigen Fokus alle Strahlen auf einem Punkt liegen, was gemäß der Beugungsbegrenzung (Formel (2.50)) nicht möglich ist. Für viele andere Zwecke ist das Raytracing aber von hohem Nutzen. Mittels Definition von Grenzflächen, an denen die Strahlen jeweils reflektiert oder gebrochen werden, lassen sich verschiedene Optiken simulieren. Am Beispiel eines ebenen Spiegels soll hier das Prinzip übersichtlich vorgestellt werden. Wie bereits in Formel 3.1 beschrieben, kann das gesamte Strahlprofil mittels der einzelnen Strahlen  $\vec{X}_i$  dargestellt werden. Ein ebener Spiegel lässt sich außerdem als einfache Ebene

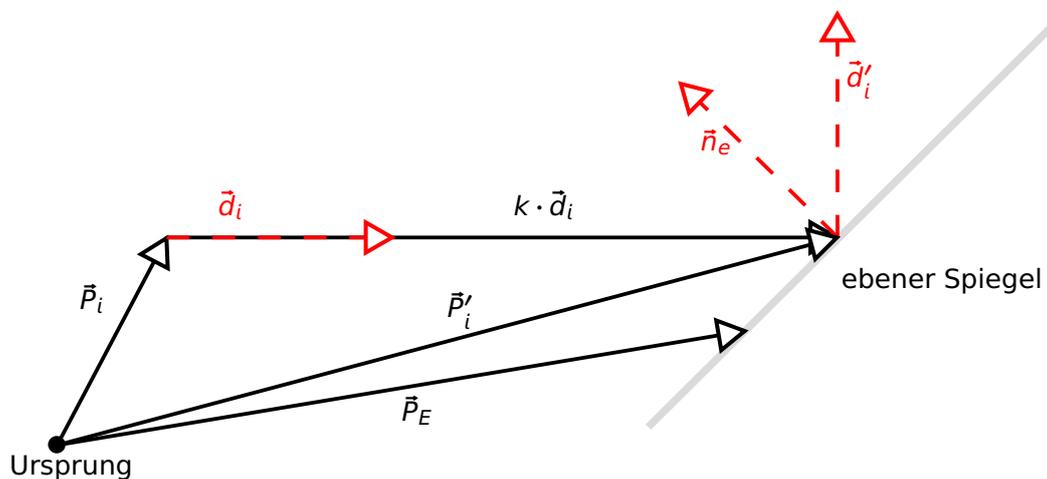
$$(\vec{X} - \vec{P}_E) \cdot \vec{n}_e = 0 \quad (3.2)$$

mathematisch beschreiben, wobei  $\vec{P}_E$  ein Fixpunkt in der Ebene und  $\vec{n}_e$  der Normalvektor der Ebene ist.  $\vec{X}$  ist die Menge aller Punkte, die auf der Ebene liegen. Um den Verlauf der Strahlen zu bestimmen, wird nun der jeweilige Schnittpunkt mit der Ebene berechnet. Dazu wird jeder einzelne Strahl  $\vec{X}_i$  in die Ebenengleichung eingesetzt und der Parameter  $k$  bestimmt. Dieser Schnittpunkt ist der neue Fixpunkt des

Strahls. Der neue Richtungsvektor bestimmt sich anhand des vektoriellen Reflexionsgesetzes

$$\vec{d}'_i = \vec{d}_i - 2 \cdot (\vec{d}_i \cdot \vec{n}_e) \cdot \vec{n}_e, \quad (3.3)$$

wobei  $\vec{n}_e$  der Normalenvektor am Auftreffpunkt ist. Bei einer Ebene ist dieser natürlich überall gleich. Bei komplizierteren Formen wie sphärischen Spiegeln muss dieser Vektor immer für den jeweiligen Punkt neu bestimmt werden. Zur Veranschaulichung ist das gesamte Prinzip mit Fixpunkten, Richtungs- und Normalenvektoren in Abbildung 3.2 dargestellt. Dabei startet ein Laserstrahl eben an seinem Fixpunkt  $\vec{P}_i$ , der von einem fixen Ursprung festgelegt ist. Die Ebene, die hier einen ebenen Spiegel darstellt, ist in Grau eingezeichnet. Auch diese ist wie in Gleichung (3.2) definiert. Am Schnittpunkt des Laserstrahls und der Ebene wirkt dann das Reflexionsgesetz, so dass der neue Richtungsvektor des Strahls berechnet werden kann.



**Abbildung 3.2:** Schematische Erklärung des Raytracing-Programms anhand eines ebenen Spiegels als Beispiel. Vom Ursprung aus ist ein Startort mittels des Vektors  $\vec{P}_i$  definiert. Von diesem Startort aus zeigt der Vektor  $\vec{d}_i$  in die Propagationsrichtung. Der ebene Spiegel ist ebenfalls über einen Fixpunkt  $\vec{P}_E$  und den Normalenvektor  $\vec{n}_e$  definiert. Am Ort  $\vec{P}'_i$  trifft der Strahl nach der Propagationslänge  $k \cdot \vec{d}_i$  auf den Spiegel, wo dieser „reflektiert“ wird und der neue Richtung-Einheitsvektor  $\vec{d}'_i$  gilt. Für die nächste Berechnung bzw. das nächste optische Bauteil gelten dann entsprechend  $\vec{P}'_i$  und  $\vec{d}'_i$  als Startvektoren.

Das verwendete Raytracing-Programm ermöglicht neben dem ebenen Spiegel noch viele weitere reflektierende aber auch transmittierende Optiken. Dazu gehören sphärische, parabolische und zylinderförmige Spiegel, Linsen mit frei wählbaren Brechungsindizes und Radien sowie auch das neuartige Spiegelteleskop AMBER, das in Kapitel 6 genauer vorgestellt wird. Alle Bauteile lassen sich dabei nicht nur optimal justiert in den Strahlengang einbauen, sondern auch verkippt oder verschoben anwenden. Dadurch lässt sich der Einfluss von imperfekten Justagen auf die Pha-

senfront eines Laserstrahls bestimmen. Diese Phasenfront kann im Anschluss sogar genutzt werden, um die Beugungseffekte im Fernfeld (also im Fokus) zu berechnen. Das verwendete Programm läuft mit der Software MATLAB und wurde von Prof. Dr. Georg Pretzler geschrieben und im Laufe dieser Arbeit getestet und eingesetzt (frei nach [26]).

## 3.2 Fokussimulationen

Einen sehr wichtigen Teil dieser Arbeit nehmen die numerischen Simulationen mit dem Beugungsintegral (2.44) ein. Die direkte Umsetzung mittels numerischer Integration könnte über zwei Summen und ultrakleine Stützstellen folgendermaßen umgesetzt werden:

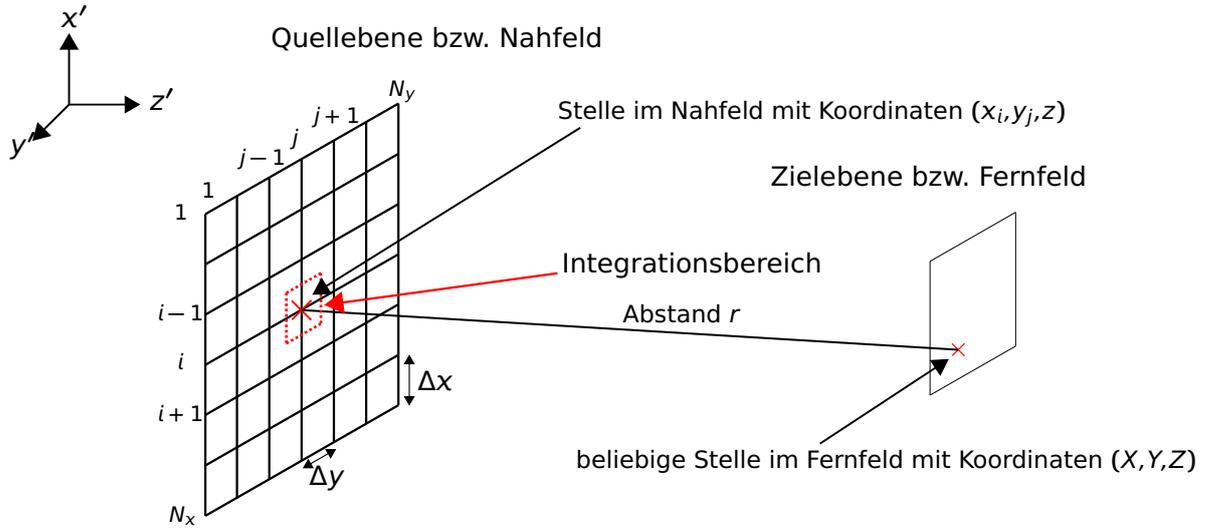
$$E(X, Y, Z) = \frac{i}{\lambda} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \frac{Z-z}{r(x_i, y_j, z, X, Y, Z)^2} \cdot E(x_i, y_j, z) \cdot \exp[i(\varphi(x_i, y_j, z) - kr(x_i, y_j, z, X, Y, Z))] \Delta x \Delta y . \quad (3.4)$$

Dieses Prinzip würde allerdings einen enormen (und nicht zu stemmenden) Rechenaufwand mit sich bringen, da eine Auflösung kleiner als der eingesetzten Wellenlänge Voraussetzung wäre, um die Oszillationen der Phase korrekt auflösen zu können. Bei Nahfeldern in der Größenordnung einiger Zentimeter würde dies eine Anzahl der Stützstellen im Bereich von  $10^{11}$  und mehr bedeuten. Daher wurde eine Möglichkeit benutzt, die auch schon in [15] vorgestellt wurde und auf einem Algorithmus von Hopkins aus dem Jahr 1957 beruht [27]. Dabei wird das elektrische Feld weiterhin wie oben gerechnet, allerdings wird die Phase anders behandelt. Um die größeren Pixel zu ermöglichen, wird diese bis zur ersten Ordnung taylorentwickelt. Es spielt also die erste Ableitung der Phase eine Rolle. Dabei ist zu beachten, dass mit Phase hier nun der komplette Phasenterm

$$\Phi(x_i, y_j, z, X, Y, Z) = \varphi(x_i, y_j, z) - kr(x_i, y_j, z, X, Y, Z) \quad (3.5)$$

aus der Exponentialfunktion in Gleichung (3.4) gemeint ist. Anschließend wird vom Mittelpunkt jedes Pixels zu den jeweiligen Rändern in beide Richtungen integriert

$$E(X, Y, Z) = \frac{i}{\lambda} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \frac{Z-z}{r(x_i, y_j, z, X, Y, Z)^2} \cdot E(x_i, y_j, z) \cdot \int_{x_i-\frac{1}{2}\Delta x}^{x_i+\frac{1}{2}\Delta x} \int_{y_j-\frac{1}{2}\Delta y}^{y_j+\frac{1}{2}\Delta y} \exp \left[ i\Phi(x_i, y_j) + i \left( \frac{d\Phi(x, y_j, z, X, Y, Z)}{dx} \right)_{x=x_i} (x - x_i) \right] \cdot \exp \left[ i \left( \frac{d\Phi(x_i, y, z, X, Y, Z)}{dy} \right)_{y=y_j} (y - y_j) \right] dx dy , \quad (3.6)$$



**Abbildung 3.3:** Erklärung des Hopkins-Algorithmus (3.6). Wie in Abbildung 2.3 ist auf der linken Seite die Quellebene (bzw. das Nahfeld) und auf der rechten Seite die Zielebene (bzw. Fernfeld). Für jeden Punkt  $(X, Y, Z)$  im Fernfeld wird über alle Stützstellen  $(x_i, y_j)$  aufsummiert. Die Stützstellen haben jeweils einen Abstand von  $\Delta x$  bzw.  $\Delta y$ , daher muss für jede Stützstelle von  $x_i - \Delta x/2$  bis  $x_i + \Delta x/2$  bzw. von  $y_j - \Delta y/2$  bis  $y_j + \Delta y/2$  integriert werden.

wobei  $\Delta x$  und  $\Delta y$  jeweils die Größe der einzelnen Pixel in die jeweilige Raumrichtung angibt. Die entsprechenden Bezeichnungen zu Laufindizes usw. und auch der Integrationsbereich sind in Abbildung 3.3 veranschaulicht. Diese Form kann nun zu

$$\begin{aligned}
 E(X, Y, Z) = & \frac{i}{\lambda} \sum_{i=1}^{N_x} \sum_{j=1}^{N_y} \frac{Z-z}{r(x_i, y_j, z, X, Y, Z)^2} \cdot E(x_i, y_j, z) \Delta x \Delta y \\
 & \cdot \exp[i\Phi(x_i, y_j, z, X, Y, Z)] \cdot \text{sinc} \left[ \frac{1}{2} \Delta x \left( \frac{d\Phi(x, y_j, z, X, Y, Z)}{dx} \right)_{x=x_i} \right] \\
 & \cdot \text{sinc} \left[ \frac{1}{2} \Delta y \left( \frac{d\Phi(x_i, y, z, X, Y, Z)}{dy} \right)_{y=y_j} \right]
 \end{aligned} \quad (3.7)$$

umgeschrieben werden, wobei  $\text{sinc}(\alpha) = \sin(\alpha)/\alpha$  der Sinus-Kardinalis ist [27][28]. Die Ableitungen können je nach Definition der Phase analytisch oder aber numerisch erfolgen. Wird vom Fall der optimalen Fokussierung ausgegangen (wie in Formel (2.49)), kann beispielsweise eine analytische Lösung verwendet werden. Die Phase  $\Phi$  lässt sich dabei mittels

$$\Phi(x, y, z, X, Y, Z) = k \left[ \sqrt{x^2 + y^2 + f^2} - \sqrt{(X-x)^2 + (Y-y)^2 + (Z-z)^2} \right] \quad (3.8)$$

ausdrücken, was sich ableiten lässt. Für die x-Richtung ergibt sich

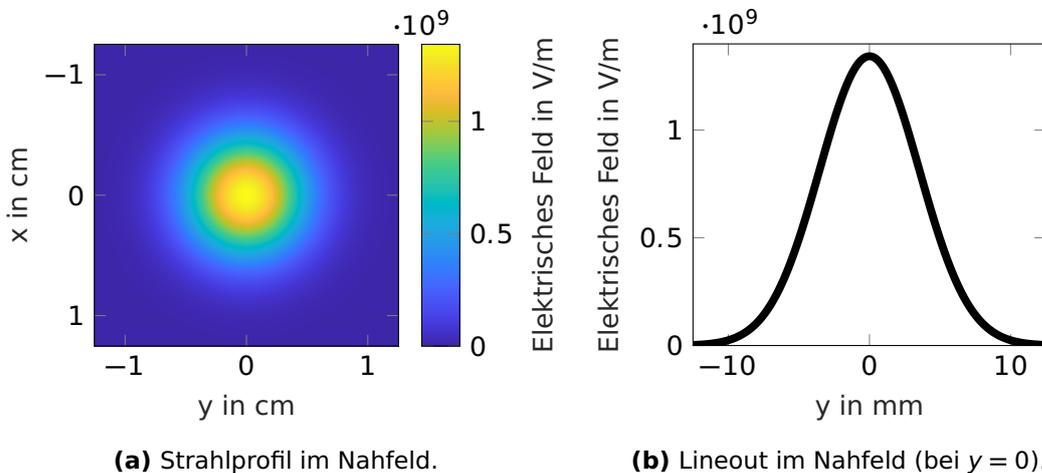
$$\frac{d\Phi(x,y,z,X,Y,Z)}{dx} = k \left( \frac{x}{\sqrt{x^2 + y^2 + f^2}} + \frac{X-x}{\sqrt{(X-x)^2 + (Y-y)^2 + (Z-z)^2}} \right) \quad (3.9)$$

und für die y-Richtung entsprechend ähnliches. Numerisch wird der zentrale Differenzquotient

$$\left( \frac{d\Phi(x,y,z,X,Y,Z)}{dx} \right)_{x=x_i} = \frac{\Phi(x_{i+1},y,z,X,Y,Z) - \Phi(x_{i-1},y,z,X,Y,Z)}{2\Delta x} \quad (3.10)$$

genutzt, wobei für die Randbedingungen die entsprechenden Vorwärts- bzw. Rückwärtsdifferenzquotienten Anwendung finden. Wie schon bei der analytischen Lösung des Beugungsintegrals gibt es aber auch hier Einschränkungen, da die Phase ja lediglich bis zur 1. Ordnung genähert integriert wurde. Auch hier gilt die Bedingung, dass die Zielebene im Fernfeld liegen muss, da dort die Phasen alle ungefähr gleich sind (Bedingung für ebene Wellen). Bei zu großen Variationen der Phase von einem Stützpunkt zum nächsten aus dem Nahfeld an einem festen Punkt in der Zielebene, lässt sich kein sauberes Ergebnis mehr ermitteln.

Mit dem schon analytisch vorgerechneten Fall aus Formel (2.50) kann der numerische Lösungsweg wie bereits angekündigt getestet und verifiziert werden. Dazu wird ein Laserpuls mit Strahlprofil von  $A = 20$  mm Durchmesser, einer Pulsenergie von  $E_{\text{Puls}} = 1$  mJ, einer Zentralwellenlänge von  $\lambda_0 = 800$  nm und einer Pulsdauer von  $\Delta\tau = 10$  fs verwendet. Dies sind typische Parameter für einen Kurzpulslaser.

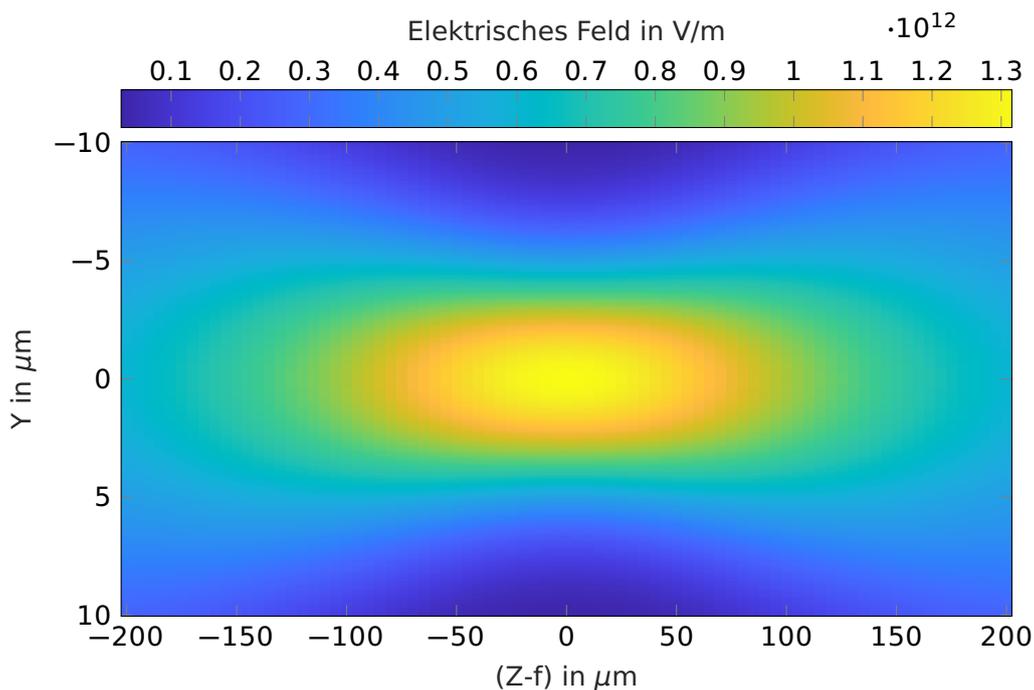


**Abbildung 3.4:** Berechnung eines Strahlprofils anhand Formel (2.32) und (2.31) mit  $A = 20$  mm,  $E_{\text{Puls}} = 1$  mJ und  $\Delta\tau = 10$  fs für  $t = 0$ .

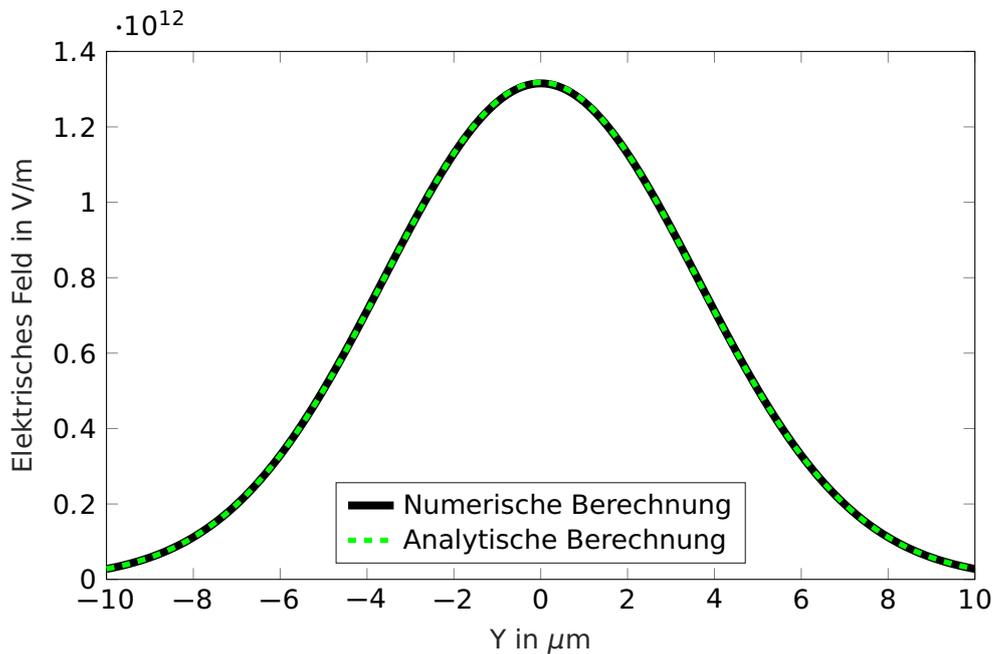
Als Brennweite der fokussierenden Optik wird  $f = 10$  cm genutzt. Abbildung 3.4 zeigt das Nahfeld mit den angegebenen Werten. Dabei zeigt Abbildung (a) das Strahlprofil des Lasers senkrecht zur Ausbreitungsrichtung und (b) einen Lineout durch den Mittelpunkt. Der Maximalwert bzw. das vollständige Strahlprofil sind dabei gemäß den Normierungen aus Kapitel 2.2 berechnet. Erkennbar ist auch, dass die Quellebene

etwas größer ist, als der oft angegebene Strahldurchmesser von  $A = 4w$ . Wird der Quellbereich auf diesen Wert begrenzt, zeigen sich bereits Beugungseffekte. Bei der hier gezeigten Größe von insgesamt  $5w$  ist dies aber kaum noch erkennbar.

In Abbildung 3.5 ist dann das Ergebnis der Beugungsberechnung präsentiert. Dabei ist im Bild die horizontale Richtung die Ausbreitungsrichtung  $Z$  und die vertikale die  $Y$ -Richtung. Die Farbskala gibt den Betrag des komplexen Rechenergebnisses des Beugungsintegrals an. Es zeigt den erwarteten Verlauf von konvergenter Propagation, zur Strahltaille (erinnere Formel (2.50)) und anschließend zur divergenten Propagation (von links nach rechts). Den Vergleich mit der analytischen Lösung zeigt Abbildung 3.6, die ein Lineout in  $Y$ -Richtung genau in der Brennweite ( $Z = f$ ) zeigt. Aus den oben genannten Daten ist mit Formel (2.50) eine Strahltaille von  $w_0 = 5,1 \mu\text{m}$  berechnet worden. Der Maximalwert des elektrischen Felds im Fokus ist ebenfalls gemäß der analytischen Lösung auf  $1,32 \cdot 10^{12} \text{ V/m}$  berechnet worden. Beide Werte stimmen in hohem Maße mit dem numerischen Ergebnis überein, so dass von einer korrekten Funktion des Beugungsintegrals ausgegangen werden kann.



**Abbildung 3.5:** Bild des numerisch berechneten Strahlverlaufs vor, im und nach dem Fokus. Auf der Abszisse ist dabei die Propagationsrichtung  $Z$  und auf der Ordinate die transversale Richtung  $Y$  angegeben. Der Strahlverlauf zeigt von links nach rechts den konvergenten Verlauf, dann die Strahltaille und anschließend den divergenten Verlauf. Die Farbskala gibt das elektrische Feld an.



**Abbildung 3.6:** Vergleich der numerischen Lösung aus Abbildung 3.5 (in Schwarz) und der analytischen Lösung aus Abschnitt 2.3 (in Grün gestrichelt). Sowohl die Größe der Strahltaile als auch die Amplitude stimmen überein.

Zu diskutieren ist bei der hier vorgestellten Lösung allerdings immer noch die Beschränkung auf eine Zentralwellenlänge, obwohl der Laserpuls natürlich aus verschiedenen Farben besteht. Gemäß der Beugungsbegrenzung (2.50), die linear von der Wellenlänge  $\lambda$  abhängt, müssen verschiedene Farben auch unterschiedlich große Strahltaile besitzen. Da sich diese Arbeit allerdings immer auf die Rechnung mit einer Zentralwellenlänge beschränkt, wird an dieser Stelle auf die Bachelorarbeit von Sophie Opara [29] verwiesen, die im vergangenen Jahr unter anderem zu genau diesem Thema erfolgreich und mit interessanten Erkenntnissen angefertigt wurde.

### 3.3 Dispersionskontrolle

Während sich die beiden vorangegangenen Simulationsmöglichkeiten auf die räumliche Ausbreitung eines Lasers/Laserpulses konzentriert haben, wird sich dieser Abschnitt mit der zeitlichen Kontrolle eines Laserpulses beschäftigen. Die physikalischen und mathematischen Grundlagen dazu wurden bereits im Unterkapitel 2.1 vorgestellt. Mit der dort vorgestellten Lösung lässt sich die Pulsdauerentwicklung allerdings nur durch eine Näherung mit einer Taylorentwicklung berechnen. Vor allem bei sehr kurzen Pulsen und damit sehr breiten Spektren kann diese Beschreibung sehr ungenau werden. Daher werden auch hier numerische Methoden benötigt, um komplexere Vorgänge noch voraussagbar zu machen. Dazu werden im Folgenden

zwei Methoden vorgestellt, mit der sich der Einfluss von Propagationen in Medien, aber auch Reflexionen an dispersiven Objekten beschreiben lassen.

Zuerst wird hier auf die Propagation in Medien eingegangen, die auch in Formel (2.7) schon beschrieben wurde. Dabei spielt der frequenzabhängige Brechungsindex  $n(\omega)$  sowie auch die Länge der Propagation, die ab jetzt mit  $\Delta z$  bezeichnet wird, eine Rolle. Eine frequenzabhängige Länge der Propagation  $\Delta z$  ist dabei vor allem möglich, wenn der Puls spektral aufgespalten wird und die einzelnen Frequenzen dadurch unterschiedlich lange Wege zurücklegen, auf was aber später nochmals eingegangen werden soll. Viel mehr soll der frequenzabhängige Brechungsindex mathematisch beschrieben werden. Es bietet sich daher an die Sellmeier-Gleichung [30]

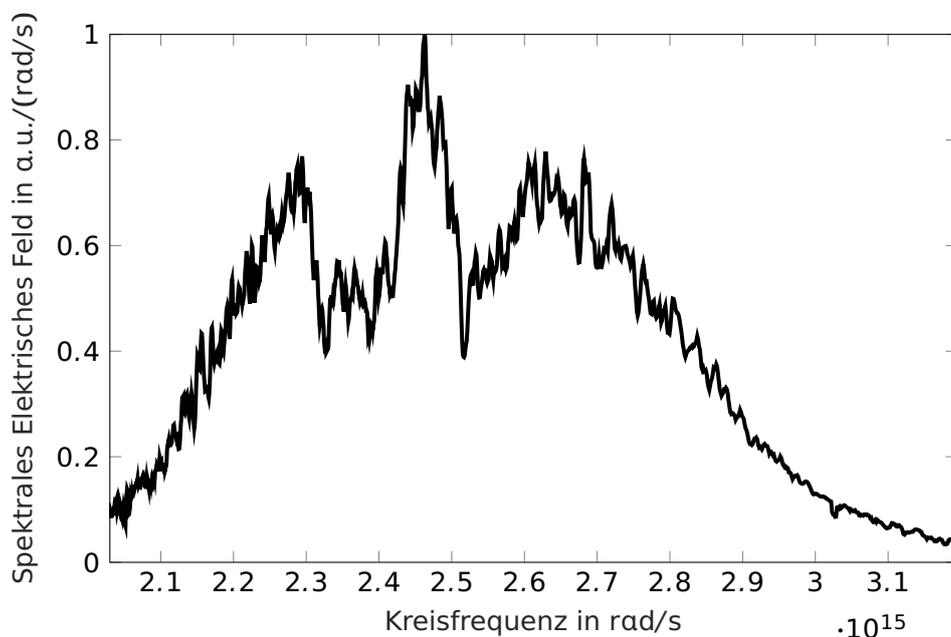
$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{A_1 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{A_2 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_2^2} + \frac{A_3 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_3^2}} \quad (3.11)$$

für den wellenlängenabhängigen Brechungsindex zu verwenden. Anstelle eines einzelnen  $D_2$ -Werts werden also die sechs Koeffizienten  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $A_3$ ,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  und  $\lambda_3$  verwendet, um den genauen Einfluss der Dispersion zu beschreiben. Diese Koeffizienten lassen sich im Regelfall für alle gängigen Materialien finden: die Internetseite [RefractiveIndex.INFO](http://RefractiveIndex.INFO) von Mikhail Polyanski bietet direkt eine ganze Sammlung mit Verweisen auf die Originaldaten, aber auch Hersteller von Gläsern wie Schott AG stellen diese Daten zum Download bereit. Wichtig bei der Verwendung der Sellmeier-Gleichung ist, dass die Wellenlänge  $\lambda$  meist in der Einheit  $\mu\text{m}$  eingesetzt werden muss. Zur Berechnung der Pulsdauer kann dann die Veränderung der spektralen Phase für alle Propagationen ausgerechnet und einfach addiert werden und dann gemäß der Fouriertransformation aus Formel (2.8) berechnet werden. Dies lässt sich auch für diskrete Spektren aus Messungen umsetzen, was später in diesem Unterkapitel noch erklärt wird.

Allerdings können auch reflektive Optiken die spektrale Phase stark beeinflussen. Dieser Effekt ist oft gewollt, denn er bietet im Gegensatz zur Propagation in den meisten Medien die Möglichkeit eine anomale Dispersion aufzuweisen, wohingegen die meisten Glassorten etc. normale Dispersion aufzeigen. In der Beschreibung mit den Dispersionskoeffizienten wird dabei auch von negativem  $D_2$  gesprochen. Es kann also positives  $D_2$  durch solche Spiegel kompensiert werden. Derartige Spiegel zum Kompensieren werden Multilayerspiegel genannt (zu deutsch: Vielschichtspiegel). Licht verschiedener Frequenzen/Wellenlängen wird bei diesen an unterschiedlichen Stellen gespiegelt, so dass die Farben zueinander einen Laufzeitunterschied bekommen - was nichts anderes ist als die Dispersion durch Propagation in einem Medium. Da für diese Spiegel meist keine mathematische Beschreibung ihres dispersiven Verhaltens vorliegt, wird dieses direkt vermessen. Hersteller solcher Spiegel stellen dann Daten zur Group-Delay-Dispersion (GDD) zur Verfügung, was der zweiten Ableitung der spektralen Phase entspricht. Diese Daten lassen sich dann ebenfalls verwenden um die spektrale Phase zu bestimmen, woraus dann wieder die Pulsdauer bestimmt werden kann. Dabei lassen sich sowohl Daten durch Propagation in Medien und solche experimentellen Daten einfach verknüpfen. Diese

Methodik wird im Weiteren hier nun vorgestellt.

Zum Betrieb eines KurzpulsLasers ist es durch die Propagation des Lasers durch Luft, Linsen, Eintrittsfenster immer notwendig auch kompensierende Bauteile zu haben. Neben Prismen und Gitterkompressoren, auf die hier nicht näher eingegangen wird, werden die schon angesprochenen Multilayerspiegel verwendet. Da die Vermessung der Pulsdauer im Bereich von Femtosekunden sehr schwierig und vor allem nicht an jeder Stelle im Lasersystem möglich ist, muss die Pulsdauer also auch von bestimmten Startparametern ausgehend mittels Rechnungen bestimmt werden können. Startparameter sind dabei das Spektrum und eine Stelle, an der die spektrale Phase bekannt ist. Als Beispiel soll hier nun ein perfekt kompensierter Laserpuls dienen, also mit einer spektralen Phase so, dass keine Group-Delay-Dispersion vorliegt. Das Spektrum des Laserpulses ist in Abbildung 3.7 aufgezeigt und reicht von ungefähr 600 nm bis 900 nm.



**Abbildung 3.7:** Beispielhaftes, gemessenes Spektrum eines UltrakurzpulsLasers. Auf der x-Achse ist die Kreisfrequenz in rad/s aufgetragen, auf der y-Achse das zugehörige elektrische Feld. Das Spektrum entspricht einem Wellenlängenbereich von ungefähr 600 nm bis 900 nm.

Bei diesem Spektrum handelt es sich um ein typisches Spektrum des Lasersystems PHASER, welches in Kapitel 4 noch vorgestellt wird. Für dieses Lasersystem sind im Laufe dieser Arbeit angepasste Kompressorspiegel (Multilayerspiegel mit negativem GDD) neu konzipiert und angefertigt worden, so dass diese Messdaten zur GDD hier benutzt werden [31]. Diese Spiegel sollen laut Hersteller je Reflexion 1,4 mm Propagation durch Quarzglas kompensieren, wobei die Spiegel paarweise zu verwenden sind. Für die Propagation durch Quarzglas wurden die Sellmeier-Koeffizienten aus Tabelle 3.1 genutzt.

$A_1$	$A_2$	$A_3$	$\lambda_1$ in $\mu\text{m}$	$\lambda_2$ in $\mu\text{m}$	$\lambda_3$ in $\mu\text{m}$
0,6961663	0,4079426	0,8974794	0,0684043	0,1162414	9,896161

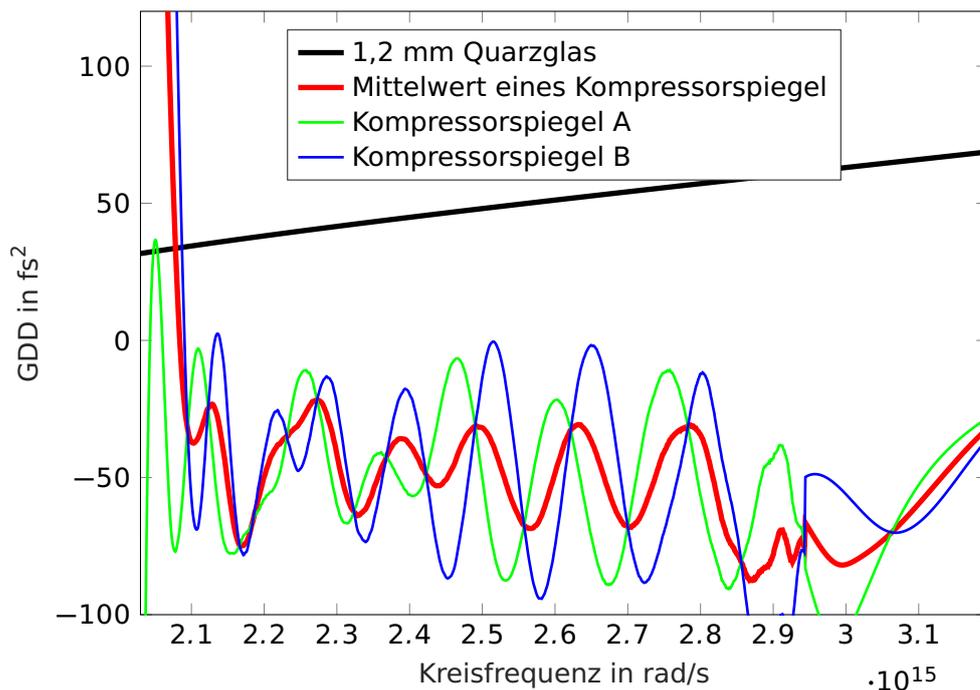
**Tabelle 3.1:** Sellmeier-Koeffizienten für Quarzglas aus [32].

Im Folgenden wird diese Kompensation simuliert und die Ergebnisse vorgestellt. Dazu wird die Fouriertransformation (2.8) in die diskrete Form

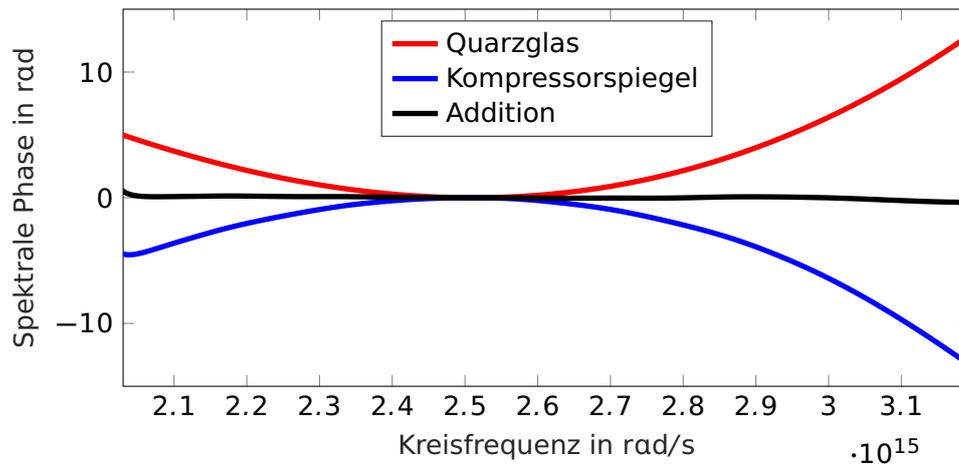
$$E(t_i) = \sum_{j=1}^{N_\omega} E_{\omega,j} \cdot \exp[-i\varphi(\omega_j)] \exp[i\omega_j t_i] \Delta\omega_j \quad (3.12)$$

gebracht. Dabei sind die Werte  $E_{\omega,j}$  die diskreten Werte des spektralen elektrischen Felds im Spektrum (Achtung, gemessen werden immer Intensitäten) und  $\varphi(\omega_j)$  die zugehörigen Werte der spektralen Phase, die, wie oben geschrieben, bestimmt werden können.

Dazu zeigt Abbildung 3.8 die Group-Delay-Dispersion für die verwendeten Kompressorspiegel und für 1,2 mm Quarzglas. Der eigentliche Propagationswert von 1,4 mm



**Abbildung 3.8:** Plot der Group-Delay-Dispersion über der Kreisfrequenz für die Propagation durch 1,2 mm Quarzglas (in Schwarz), sowie die Reflexion an den beiden Typen von Kompressorspiegeln (in Grün und Blau), sowie dem Mittelwert der Beiden. Die Daten für Quarzglas wurden mittels der Sellmeier-Gleichung für Quarzglas [32] berechnet und die Kompressorspiegel mittels der Messungen des Herstellers [31].

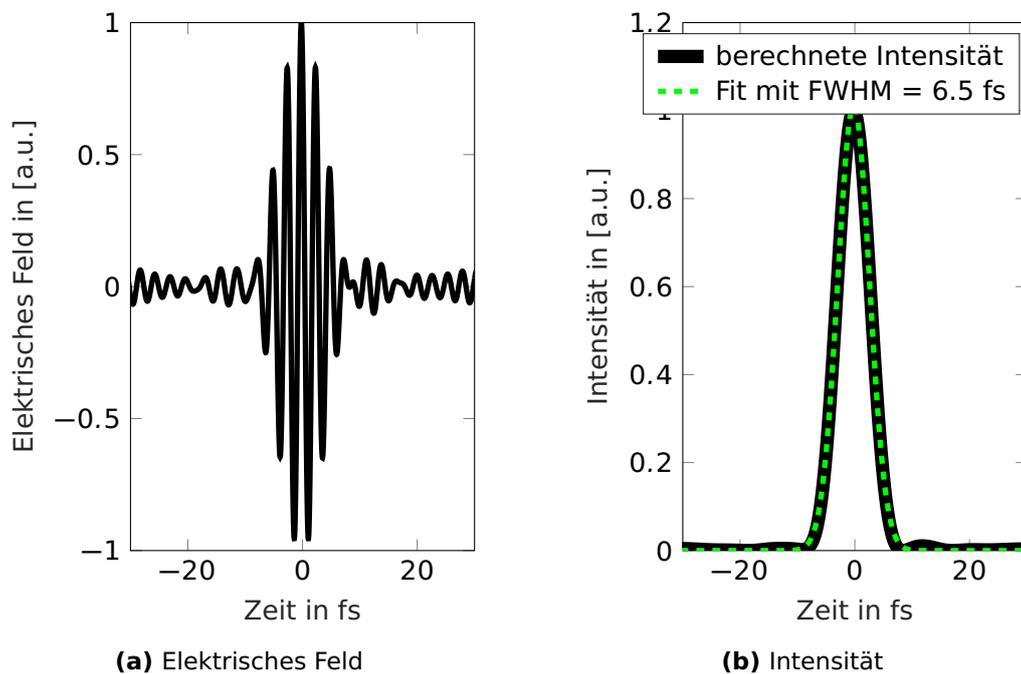


**Abbildung 3.9:** Berechnung der spektralen Phase aus den Group-Delay-Dispersions-Werten aus Abbildung 3.8. Integration um die Zentralfrequenz  $\omega_0 = 2,51 \cdot 10^{15}$  rad/s. In Rot ist die spektrale Phase durch die Propagation durch 1,2 mm Quarzglas berechnet, in Blau die spektrale Phase nach einem Kompressorspiegel (Mittelwert der beiden Typen). In Schwarz ist die Addition der beiden gezeigt, aus der ersichtlich wird, dass sich die beiden weitestgehend ausgleichen.

Quarzglas wurde hier verworfen, da die Ergebnisse der Simulation einen vom Hersteller abweichenden Wert ergaben. Wie oben geschrieben, müssen die Kompressorspiegel immer paarweise benutzt werden, da es zwei verschiedene Sorten gibt, die sich gegenseitig ausgleichen. Gerechnet wird im Weiteren mit dem Mittelwert aus den beiden GDD-Kurven der unterschiedlichen Spiegel. Abbildung 3.9 zeigt dann die daraus berechnete spektrale Phase, wobei eine Zentralwellenlänge von 750 nm bzw. eine Zentralfrequenz von  $2,51 \cdot 10^{15}$  rad/s angesetzt wurde.

Daher beträgt der Wert für beide Kurven dort null. In Schwarz ist auch die Addition der beiden Phasenbeiträge gezeigt, mit welcher dann die Fouriertransformation in den Zeitraum berechnet wurde (Abbildung 3.10). Dort ist gut zu erkennen, dass die Propagation durch das Quarzglas tatsächlich durch die Multilayerspiegel kompensiert werden kann.

Auch eine längere Propagation durch Quarzglas und dementsprechend dem Nutzen von mehreren Kompressorspiegeln lässt eine Komprimierung des Laserpulses zu. Allerdings lässt sich erkennen, dass keine perfekte Kompensation stattfindet, sondern sich nach und nach die Pulsform leicht verändert, was vor allem durch höhere Dispersionsordnungen zu erklären ist. Dieses Verhalten zeigt sich auch bei Experimenten mit dem PHASER, worauf allerdings hier nicht weiter eingegangen wird. Viel wichtiger ist der Beleg der Möglichkeit die Pulsdauerbeeinflussung durch dispersive Elemente auf schnelle Art und Weise berechnen zu können, da nur so zuverlässige Aussagen über die Pulsdauer und den damit auftretenden Laserleistungen bzw. Laserintensitäten bei verschiedenen Experimenten getroffen werden können.



**Abbildung 3.10:** Berechneter Pulsverlauf aus der spektralen Phase (Kombination Quarzglas und Kompressorspiegel aus Abbildung 3.9). (a) Elektrisches Feld des Laserpulses. (b) Einhüllende der Intensität berechnet aus (a) in Schwarz und Fit mit einer Gaußschen Glockenkurve (in Grün gestrichelt) mit Pulsdauer/FWHM von  $\Delta\tau = 6,5$  fs.

### 3.4 Laser-Ionisation

Die mit dem Algorithmus aus 3.2 berechneten Laserfoki können Feldstärken erreichen, die sämtliche Materialien ionisieren können. Dabei wird sich in dieser Arbeit vor allem mit dem Regime der Tunnel- bzw. Feldionisation beschäftigt. Dieses Regime soll hier zunächst eingeordnet und mit anderen Mechanismen verglichen werden und anschließend eine Methode zur Berechnung der Ionisationsrate und letztendlich der vollständigen Ionisation um einen hochintensiven Laserfokus vorgestellt werden. Da bei den verwendeten Feldstärken Mechanismen wie die Stoßionisation vernachlässigt werden können, wird auf diese nicht weiter eingegangen. Es wird sich daher auf Ionisationsmechanismen, die direkt durch den Laserpuls hervorgerufen werden, beschränkt. Zur anschaulichen Erklärung der Mechanismen wird hier auf das Coulombpotential zurückgegriffen, welches die Elektronen im Atom bindet und gemäß

$$\Phi_{\text{Atom}} \propto -\frac{Z \cdot e}{r} \quad (3.13)$$

vom Abstand des Atomkerns  $r$  und der Kernladungszahl  $Z$  abhängt. Hier gibt es nun vorherrschend drei verschiedene Prozesse, die mit unterschiedlichen Wahrscheinlichkeiten stattfinden können. Um eine Unterscheidung treffen zu können, wird der Keldysh-Parameter

$$\gamma = \frac{T_{\text{Tunnel}}}{T_{\text{Laser}}} = \sqrt{\frac{E_{\text{Ion}}}{2U_P}} \quad (3.14)$$

eingeführt [33].  $T_{\text{Tunnel}}$  ist dabei die Zeit, die das Elektron je nach Potentialbarriere zum Tunneln brauchen würde und  $T_{\text{Laser}}$  eine Laserperiode. Eine weitere Beschreibung kann in Abhängigkeit der notwendigen Ionisationsenergie  $E_{\text{Ion}}$  (Potentialbarriere multipliziert mit der Ladung eines Elektrons) und dem ponderomotiven Potential

$$U_P = \frac{e^2 E_0^2}{4m_e \omega_0^2} = 9,33 \cdot 10^{-20} \cdot I_0 \left[ \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right] \cdot (\lambda_0 [\text{nm}])^2 [\text{eV}] \quad (3.15)$$

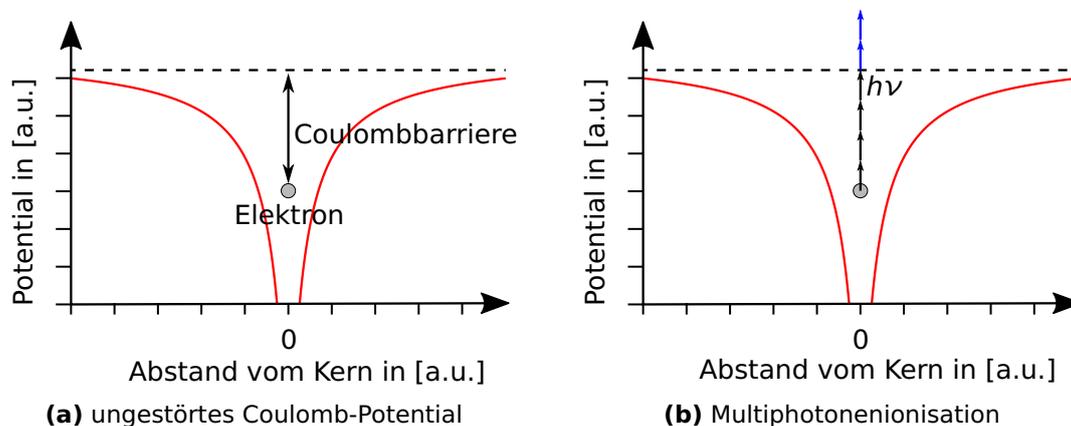
vorgenommen werden. Das ponderomotive Potential stellt die gemittelte kinetische Energie, die ein Elektron in einer Laserperiode eines Lasers mit Zentralfrequenz  $\omega_0$  bzw. Zentralwellenlänge  $\lambda_0$  mit maximalem elektrischen Feld  $E_0$  bzw. Spitzenintensität  $I_0$  hat, dar. Je stärker also das elektrische Feld des Lasers ist, desto kleiner ist der Keldysh-Parameter bzw. desto kürzer ist die mittlere Zeit, die ein Elektron zum Tunneln braucht.

Mit Hilfe des Keldysh-Parameters kann in drei Regime der Laserionisation unterschieden werden. Dabei wird die Multiphotonenionisation, die Tunnelionisation und die Barrier-Suppression-Ionisation beachtet, die alle für unterschiedliche Wertebereiche des Keldysh-Parameters dominant sind. Ausgehend vom Coulombpotential, welches nicht durch ein äußeres elektrisches Feld wie das eines Laserpulses beeinflusst ist (siehe Abbildung 3.11(a)), kann erst einmal ein Ionisationspotential bzw. eine Ionisationsenergie beschrieben werden. Diese Ionisationsenergien sind für viele Stoffe sehr genau bekannt, so dass festgelegt werden kann, ob neben den nicht-linearen Mechanismen, wie sie hier im Weiteren beschrieben werden, der einfache

Fotoeffekt eine Rolle spielen kann. Da dies bei den in dieser Arbeit verwendeten Materialien und Lasern nicht der Fall ist, wird auf eine weitere Beschreibung verzichtet.

### Multiphotonenionisation

Als Ionisationsmechanismus, der bei der geringsten Intensität dominant auftritt, kann die Multiphotonenionisation festgelegt werden. Hier gilt für den Keldysh-Parameter  $\gamma > 1$ . Gemäß Abbildung 3.11(b) reicht das elektrische Feld hier nicht aus, um das Coulombpotential merkbar zu beeinflussen. Wie der Begriff Multiphotonenionisation aber schon erklärt, sind so viele Photonen vorhanden, das ähnlich dem klassischen Fotoeffekt nun mehrere Photonen zusammenwirken und das gebundene Elektron über die Potentialbarriere heben können (schwarze Pfeile in der Schemaabbildung). Das Elektron kann zusätzlich weitere Photonen aufnehmen und wegbeschleunigt werden (blaue Pfeile).

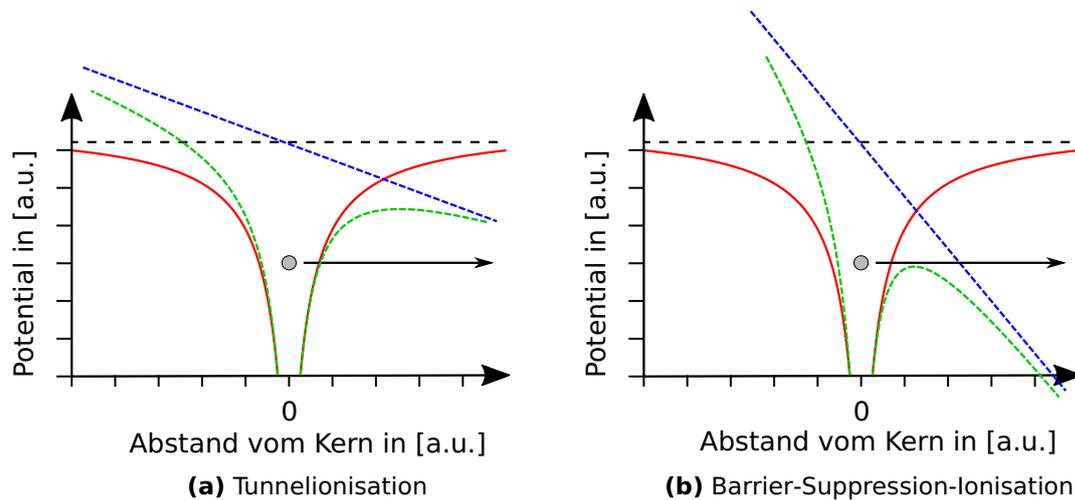


**Abbildung 3.11:** (a) Schematische Darstellung des Coulombpotentials. Dazu ist auf der x-Achse der Abstand vom Kern aufgetragen und auf der y-Achse das Potential gemäß Formel (3.13). Als Coulombbarriere wird hier die nötige Potentialdifferenz bezeichnet, die notwendig ist, um ein Elektron aus dem Potentialtopf zu „befreien“. (b) Darstellung der Multiphotonenionisation. Die schwarzen Pfeile geben schematisch die Anhebung im Potential durch einzelne Photonen wieder. Gemeinsam können sie das Elektron über die Potentialbarriere heben und daraufhin zusätzlich beschleunigen (blaue Pfeile).

### Tunnelionisation

Erreicht der Keldysh-Parameter den Bereich von  $\gamma < 1$  wird von der Tunnelionisation als vorherrschend gesprochen. Das elektrische Feld des Lasers ist dann so stark, dass das Coulombpotential so stark beeinflusst wird, dass sich die Tunnelwahrscheinlichkeit deutlich erhöht (bzw. die mittlere Tunnelzeit deutlich verkürzt). Veranschaulicht ist dieser Effekt in Abbildung 3.12(a). In Rot ist hier weiterhin das

ungestörte Coulombpotential gezeigt. Dieses wird aber nun durch ein äußeres elektrisches Feld (hier in Blau) gestört, so dass das effektive Potential (in Grün) zu Stande kommt. Hier ist die Coulombbarriere deutlich verringert, so dass die Tunnelwahrscheinlichkeit steigt [34].



**Abbildung 3.12:** (a) Darstellung der Tunnelionisation. In Rot ist weiterhin das ungestörte Coulombpotential eingezeichnet. Das Potential durch das elektrische Feld des Lasers wird in Blau dargestellt. Das resultierende Potential ist in Grün eingezeichnet. Die Potentialbarriere ist deutlich geringer als im ungestörten Fall, wodurch die Tunnelwahrscheinlichkeit erhöht wird. (b) Darstellung der Barrier-Suppression-Ionisation. Das in Blau dargestellte Potential des Lasers ist nun so groß, dass das Coulombpotential so weit abgesenkt wird, dass das vorher gebundene Elektron ohne weitere Anhebung bzw. ohne Tunneln die Potentialbarriere verlassen kann.

### Barrier-Suppression-Ionisation

Erreicht das von außen beeinflussende elektrische Feld nun noch höhere Werte, kann das Atompotential so weit verschoben werden, dass sich das Elektron ohne zusätzliche Energie und ohne zu Tunneln vom Atomkern befreien kann. Dieser Mechanismus wird Barrier-Suppression-Ionisation genannt und ist in Abbildung 3.12(b) gezeigt. Hier ist das resultierende Atompotential so weit abgesenkt, dass sich das Elektron einfach nach rechts bewegen kann. Für den Keldysh-Parameter gilt dann  $\gamma \ll 1$ .

### Simulation der Ionisation

Um die Wechselwirkung der in dieser Arbeit verwendeten Kurzpuls-laser-Foki vorher-sagen zu können, sind entsprechende Ionisationssimulationen angefertigt worden. Dafür gibt es verschiedene Rechenmodelle, von denen eines der bekanntesten ge-

nutzt wurde. Dabei handelt es sich um das Ammosov-Delone-Krainov-Modell (kurz ADK-Modell) [35], welches 1986 auf Basis von [36] entstanden ist. Eine Form dieses Modells, die relativ einfach in numerischen Simulationen zu nutzen ist, findet sich in [37]. Hier wird angenommen, dass das äußerste Elektron das Elektron von Interesse ist und das Atom in keinem angeregten Zustand vorliegt. Dies bedeutet allerdings nicht, dass nicht auch höhere Ionisationsstufen, als die Erste berechnet werden können. Eine quasi-statische Ionisationswahrscheinlichkeitsrate kann dann über

$$W[s^{-1}] \approx 1,52 \cdot 10^{15} \frac{4^{n^*} E_{\text{Ion}} [\text{eV}]}{n^* \Gamma(2n^*)} \left( 20,5 \frac{E_{\text{Ion}}^{3/2} [\text{eV}]}{E [\text{GV/m}]} \right)^{2n^*-1} \cdot \exp \left( -6,83 \frac{E_{\text{Ion}}^{3/2} [\text{eV}]}{E [\text{GV/m}]} \right) \quad (3.16)$$

berechnet werden. Hier ist  $E_{\text{Ion}}$  die Ionisationsenergie,  $n^* = 3,69Z/E_{\text{Ion}}^{1/2} [\text{eV}]$  die effektive Hauptquantenzahl,  $Z$  die Ladungszahl nach der entsprechenden Ionisation und  $\Gamma$  die Standard-Gamma-Funktion. Ein ausführlicher Vergleich verschiedener Rechenmodelle findet in [38] statt. Die ADK-Theorie errechnet zuverlässige Ionisationswahrscheinlichkeitsraten unterhalb eines kritischen elektrischen Felds

$$E_{\text{crit}} = (\sqrt{2} - 1) \left( \frac{E_{\text{Ion}} [\text{eV}]}{27,2 \text{ eV}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot 5,14 \cdot 10^{11} \frac{\text{V}}{\text{m}} \quad (3.17)$$

[35][37], was ungefähr der Einordnung  $\gamma < 1$  entspricht. Bei elektrischen Feldern höher als  $E_{\text{crit}}$  findet der Übergang zwischen den Wahrscheinlichkeiten der Tunnelionisation zur Barrier-Suppression-Ionisation statt.

Anhand der Ionisationswahrscheinlichkeitsrate (3.16) kann nun je nach elektrischem Feld  $E(t)$  für ein kurzes Zeitintervall  $\Delta t$  eine Ionisationswahrscheinlichkeit

$$P_Z(t) = 1 - \exp[-W_Z(E(t)) \cdot \Delta t] \quad (3.18)$$

berechnet werden, wobei sich an Formeln (5) und (6) aus [38] orientiert wird. Diese Ionisationswahrscheinlichkeit kann für jede Ionisationsstufe  $Z$  berechnet werden. Für die Ionisationsrate

$$R_Z(t) = P_Z(t) \cdot A_{Z-1}(t - \Delta t) \quad (3.19)$$

muss dann der aktuelle Bestand der Atome bzw. Ionen im Zustand  $Z$  mit einberechnet werden. Für die Ionisation gilt dann

$$\begin{aligned} A_Z(t) &= A_Z(t - \Delta t) + R_Z(t) \\ A_{Z-1}(t) &= A_{Z-1}(t - \Delta t) - R_Z(t) \end{aligned} \quad (3.20)$$

nach dem Zeitintervall  $\Delta t$ . Dies alles passiert in diskreten Zeitschritten, wobei das Zeitintervall  $\Delta t$  die Schwingung des elektrischen Felds in ausreichender Genauigkeit auflösen sollte.  $Z = 0$  ist hier das nicht-ionisierte Atom. Die Abbildungen 3.13 und 3.14 zeigen beispielhaft eine Berechnung der Simulation über den ganzen Puls mit

Zustand	Z	$E_{\text{Ion}}$ in eV	$n^*$	$\Gamma(2n^*)$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
Ar	1	15,76	0,929	0,9484	$4,609 \cdot 10^{19}$	0,859	427,3
Ar <sup>1+</sup>	2	27,63	1,403	1,6878	$2,368 \cdot 10^{23}$	1,808	992,0
Ar <sup>2+</sup>	3	40,74	1,733	3,2111	$1,952 \cdot 10^{26}$	2,469	1776,0
Ar <sup>3+</sup>	4	59,85	1,907	4,7840	$2,221 \cdot 10^{28}$	2,816	3162,4

**Tabelle 3.2:** Parameter zur Berechnung der Ionisation von Argon mit dem ADK-Modell. Ionisationsenergien von [39].

elektrischem Feld aus Abbildung 3.13(a). Hier wurde wie in Formel (2.1) ein Laserpuls mit zeitlichem Verlauf einer Gaußkurve mit einer Pulsdauer (Halbwertsbreite der Intensität) von  $\Delta\tau = 8$  fs angenommen. Das maximale elektrische Feld beträgt außerdem  $E_0 = 8 \cdot 10^{10}$  V/m. Als Medium wird neutrales Argon vorgegeben, das heißt  $A_0$  beträgt zu Beginn 1. Alle anderen Ionen liegen zu Beginn mit einem Verhältnis von 0 vor. Für die Berechnung der Ionisationswahrscheinlichkeitsrate werden die Ionisationsenergien aus [39] entnommen und (3.16)

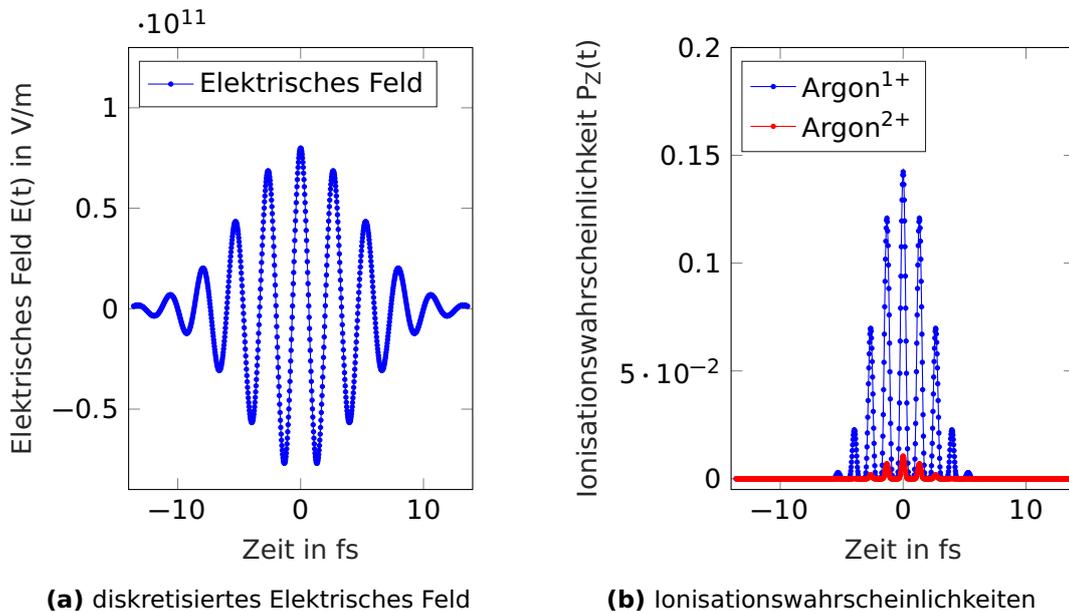
$$W_Z(E(t)) = C_1 \cdot |E(t)[\text{GV/m}]|^{-C_2} \cdot \exp\left[-\frac{C_3}{|E(t)[\text{GV/m}]|}\right] \quad (3.21)$$

mit den Parametern  $C_1$ ,  $C_2$  und  $C_3$  vereinfacht. Die geltenden Parameter für Argon finden sich in Tabelle 3.2.

Als Zeitschritt wurde  $\Delta t = 30$  as gewählt. Gezeigt werden außerdem nur die Ionisationswahrscheinlichkeiten in die Zustände  $Z = 1$  und  $Z = 2$ , da die höheren Ionisationslevel hier keine Rolle spielen. Mit den Werten aus Abbildung 3.13b können dann die Werte  $R_Z$  und  $A_Z$  rekursiv berechnet werden. Dabei kann der Verlauf der Ionisation genau verfolgt werden. Um die gesamte Ionisation eines Laserfokus zu berechnen, werden die Ergebnisse des Beugungsintegrals (Abschnitt (3.2)) genutzt. Der zeitliche Verlauf kann dabei je nach Bedarf angepasst werden. Es kann also für jede Stützstelle ( $X, Y, Z$ ) im Fernfeld eine Aussage über den Bestand der jeweiligen Zustände getroffen werden. Die Ergebnisse aus dem Beugungsintegral sind dabei immer die maximalen elektrischen Felder. Die zur Ionisation aufgebrachte Laserenergie kann dabei so lange vernachlässigt werden bis die Summe der Ionisationsvorgänge in den Bereich der Pulsenergie kommt.

### Verifikation des Algorithmus

Da es im weiteren Verlauf in hohem Maße um die Voraussage von Ionisationsvolumen und Profilen geht, sind die Ergebnisse des verwendeten Algorithmus aus Fokus- und Ionisationssimulationen mit experimentellen Ergebnissen verglichen worden. Dieses Experiment wird im Folgenden vorgestellt und die Simulationen damit verifiziert. Die experimentellen Ergebnisse sind im Rahmen der Bachelorarbeit von Matthias Melchger [18] entstanden. Zur Verifikation ist dabei die durch Ionisation freigesetzte Ladung gemessen worden und mit den Simulationsergebnissen verglichen worden. Dabei wurden verschiedene Laserparameter genutzt, so dass Verglei-

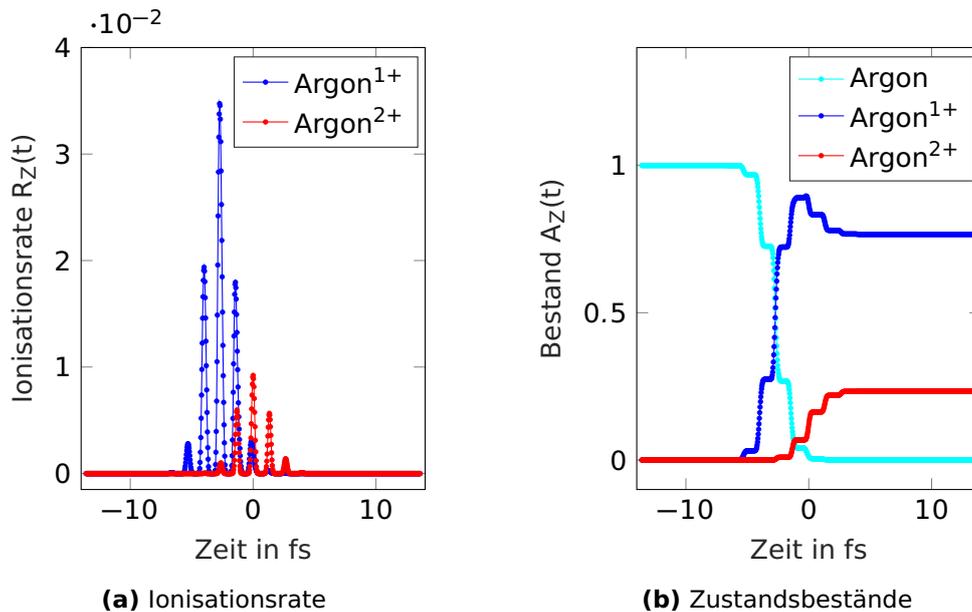


**Abbildung 3.13:** Ergebnisse der ersten beiden Schritte zur Simulation der Ionisation von Argon. In (a) sind die diskreten Schritte des elektrischen Felds aufgezeigt, wobei die Pulsdauer  $\Delta\tau = 8$  fs, das E-Feld-Maximum  $E_0 = 8 \cdot 10^{10}$  V/m und Zeitschritte von  $\Delta t = 30$  as als Parameter genutzt werden. (b) zeigt die Ergebnisse zu den jeweiligen Zeitschritten aus Formel 3.18 für die Ionisation zu  $\text{Ar}^{1+}$  und  $\text{Ar}^{2+}$ .

che über einen weiten Bereich des Keldysh-Parameters angestellt werden konnten. Zwei Dinge werden im Folgenden erklärt: zum einen die Messung der freigesetzten Ladung inklusive der genutzten Laser-Parameter und zum anderen die Berechnung der freigesetzten Ladungen aus den Simulationen.

Die Experimente fanden mit dem PHASER-System (mehr in Abschnitt 4) statt. Dabei wurde mit zwei unterschiedlichen Pulsdauern ( $\Delta\tau_1 = 8$  fs und  $\Delta\tau_2 = 18$  fs) und einer Reihe unterschiedlicher Pulsenergien gemessen. Die Experimente fanden in einer Vakuumkammer mit einer fokussierenden Off-Axis-Parabel mit einer Brennweite von 800 mm statt, die den Laserstrahl mit einem Strahldurchmesser von knapp  $A = 4w = 18$  mm auf eine Strahltaile von ungefähr  $w_0 = 46 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$  fokussiert. In die Vakuumkammer können verschiedene Edelgase (Argon, Neon und Helium) mit einer konstanten Rate eingelassen werden, so dass sich ein konstanter Gasdruck einstellt. Die Detektion der freigesetzten Ladung erfolgt über einen Plattenkondensator, der die Elektronen und positiven Ionen trennt und dann aufnimmt. Die Ladung wird dann mittels Messung des Spannungsabfalls über einem Widerstand ( $R = 10$  k $\Omega$ ) bestimmt. Dazu wird die Spannung  $U(t)$  zeitaufgelöst mit Hilfe eines Oszilloskops gemessen. Die Anzahl an Elementarladungen  $N$  bestimmt sich dann über

$$N = \int \frac{U(t)}{R \cdot e} dt. \quad (3.22)$$

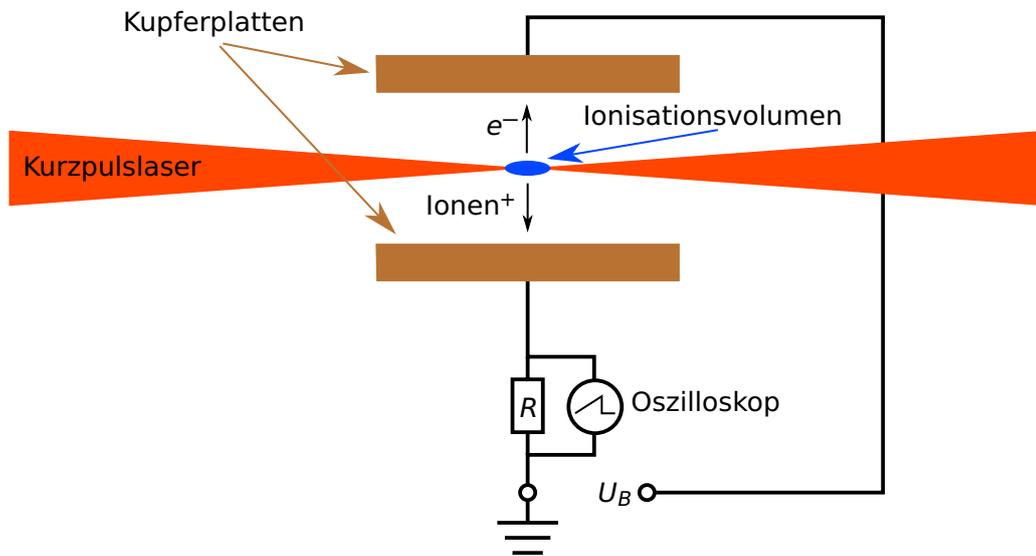


**Abbildung 3.14:** Weiterführung der Ionisationsrechnungen aus Abbildung 3.13. (a) zeigt die Ionisationsrate durch Einbeziehung der Zustandsbestände gemäß Formel (3.19), wieder für  $\text{Ar}^{1+}$  und  $\text{Ar}^{2+}$ . (b) zeigt die jeweilige Zustandsbestände berechnet nach Formel (3.20).

Für eine genaue Charakterisierung des Plattenkondensators und dem restlichen experimentellen Aufbau wird an dieser Stelle auf [18] verwiesen. Der Aufbau ist in Abbildung 3.15 skizziert. Hier ist auch die Ladungstrennung schematisch eingezeichnet. Für die in dieser Arbeit verwendeten Ergebnisse wurde stets eine positive Beschleunigungsspannung genutzt, so dass zur Kondensatorplatte am Oszilloskop immer die positiven Ionen beschleunigt und dort gemessen wurden. Die Pulsenergie kann mit einem neuartigen Dünnschichtabschwächer variiert werden, der die Reflexion mit unterschiedlichen Reflexionskoeffizienten an dünnen Goldschichten nutzt. Mit dieser Methode kann der Laser in vielen kleinen Stufen abgeschwächt werden ohne andere Laserparameter zu beeinflussen. Zur genauen Erklärung wird hier auf [40] und [41] verwiesen.

In den Simulationen wurden die Laserparameter exakt nachgestellt und anschließend ebenfalls die erzeugte Ladung bzw. die Anzahl der Elementarladungen bestimmt. Dazu wird ein Gaußprofil mit Gaußbreite von  $w = 4,5 \text{ mm}$  angesetzt und der Fokusbereich mit einer Brennweite von  $f = 800 \text{ mm}$  berechnet. Im Fernfeld wird die Region in longitudinaler Richtung von  $40 \text{ mm}$  vor und hinter dem Fokus und in transversaler Richtung von der optischen Achse aus bis  $100 \mu\text{m}$  daneben berechnet. Diese Region sieht dann beispielhaft aus wie Abbildung 3.16, wobei hier die Pulsdauer  $\Delta\tau_2 = 18 \text{ fs}$  und eine Pulsenergie von  $E_{\text{Puls}} = 1 \text{ mJ}$  bei einer Zentralwellenlänge von  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$  genutzt wurden.

Da der Fokus um die optische Achse symmetrisch ist, reicht diese eine transversale



**Abbildung 3.15:** Experimenteller Aufbau zur Messung der freigesetzten Ladung durch Laserionisation. Der von links kommende Kurzpuls laser ionisiert zwischen den beiden Kupferplatten ein Gas. Durch eine angelegte Spannung werden die Ionen bzw. Elektronen jeweils zu einer Kondensatorplatte beschleunigt. Mittels eines Oszilloskops wird dann die freigesetzte Ladungsmenge bestimmt. (Frei nach [18]).

Dimension aus. Die Werte jedes Pixels geben jeweils das maximale elektrische Feld an, das der Laser dort erreicht. Für jeden Pixel wird dann die Ionisation in die einzelnen Zustände berechnet. Aus dieser zweidimensionalen Information muss nun noch die gesamte Ladung berechnet werden, so dass für jeden Pixel ein entsprechendes Volumen berechnet werden muss. Abgesehen vom Volumen für  $Y = 0$ , wo  $V(Y = 0) = \pi \left(\frac{\Delta Y}{2}\right)^2 \Delta Z$  gilt, muss

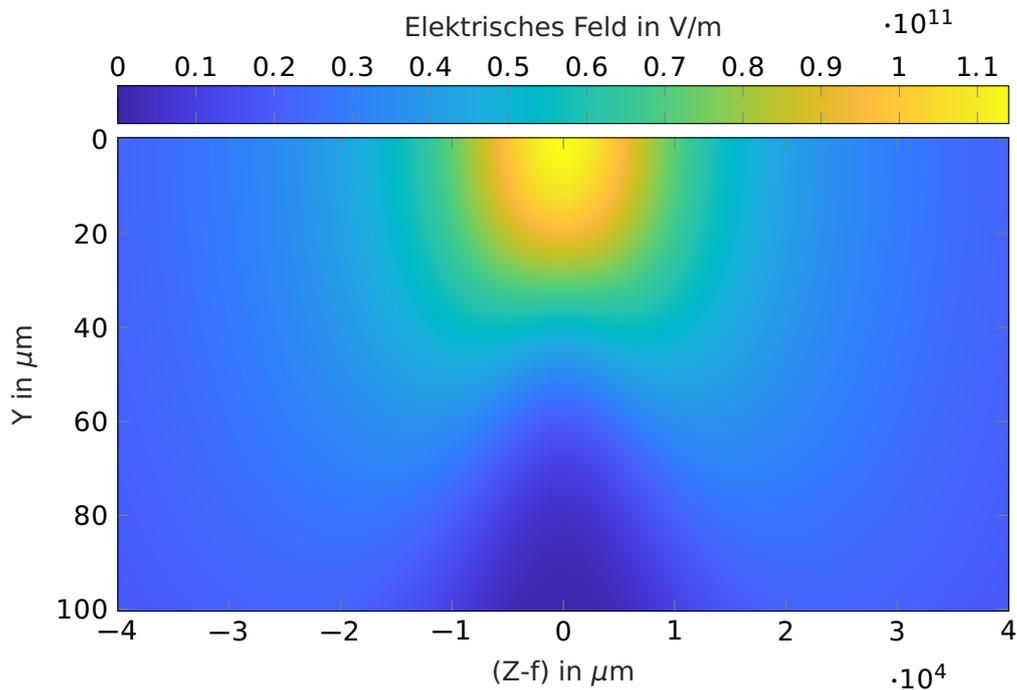
$$V(Y, Z) = \pi \Delta Z \left[ \left( Y + \frac{\Delta Y}{2} \right)^2 - \left( Y - \frac{\Delta Y}{2} \right)^2 \right] = 2\pi Y \Delta Z \Delta Y \quad (3.23)$$

gerechnet werden (mit den Pixellängen  $\Delta Z$  und  $\Delta Y$ ). Für die entstandene Ladung je nach berechnetem Pixel, müssen die Zustandsbestände mit der Teilchendichte

$$n_{\text{Atom}} = \frac{p}{k_B \cdot T} \quad (3.24)$$

und der entsprechenden Ladungszahl  $Z$  multipliziert werden.  $p$  ist hier Druck des entsprechenden Gases,  $k_B = 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$  die Boltzmann-Konstante und  $T = 273 \text{ K}$  die Temperatur. Für die Edelgase Helium und Neon wurden dabei die ADK-Parameter aus Tabelle 3.3 benutzt.

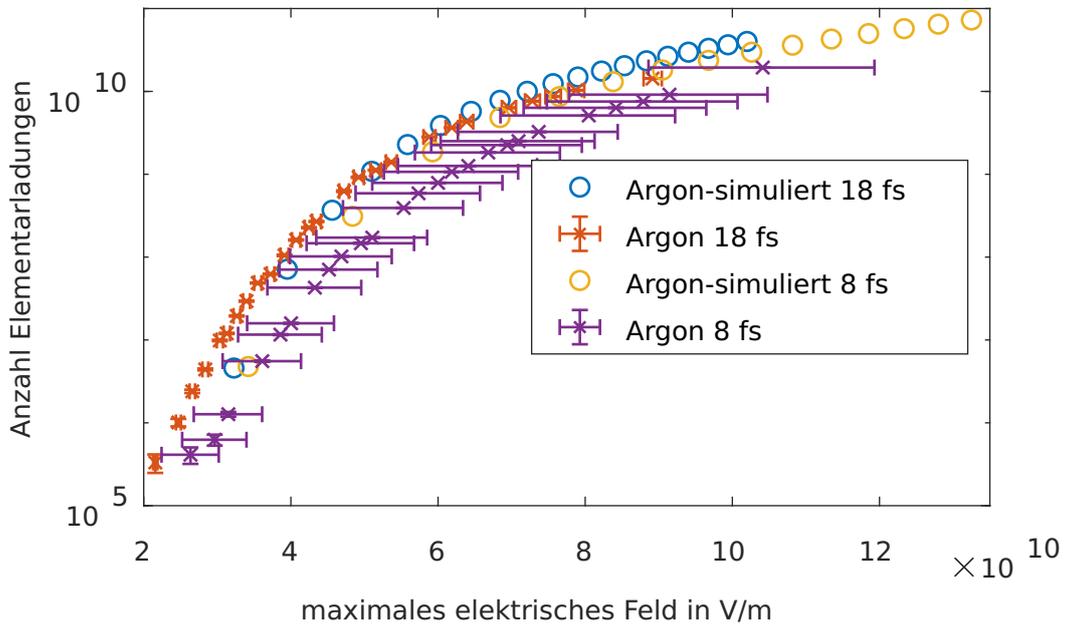
Die Ergebnisse für alle drei Gase und für die beiden Pulsdauern sind in den Abbildungen 3.17 und 3.18 gezeigt. Als Gasdruck wurde für alle Experimente  $p_{\text{Gas}} = 10^{-2} \text{ mbar}$  verwendet bzw. auf diesen Gasdruck umgerechnet (siehe hierzu [18]).



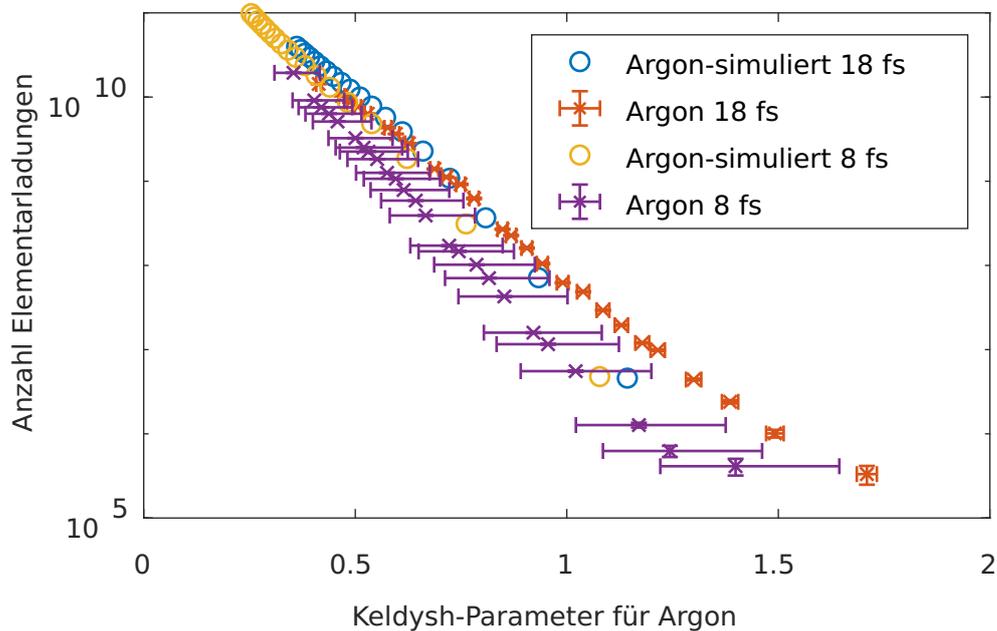
**Abbildung 3.16:** Simulierter Fokusbereich eines Gaußförmigen Strahlprofils mit  $w = 4,5 \text{ mm}$ ,  $E_{\text{Puls}} = 1 \text{ mJ}$ ,  $\Delta\tau_2 = 18 \text{ fs}$  und  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$  bei einer Brennweite von  $f = 800 \text{ mm}$ . Auf der Abszisse ist die Ausbreitungsrichtung  $Z$  dargestellt und auf der Ordinate die transversale Richtung  $Y$ . Da der Fokus radialsymmetrisch ist, wurden nur positive Werte von  $Y$  berechnet. Die Farbskala gibt den Betrag des elektrischen Felds an.

Für Argon ist dabei sowohl ein Plot mit dem maximalen elektrischen Feld (Abb. 3.17(a)) auf der Abzisse als auch mit dem Keldysh-Parameter (für die erste Ionisationsenergie) (Abb. 3.17(b)) gezeigt. Für den Puls mit der Pulsdauer  $\Delta\tau_2 = 18 \text{ fs}$  passen die Werte vor allem im Bereich  $\gamma < 1$  sehr gut überein. Für die Pulsdauer  $\Delta\tau_1 = 8 \text{ fs}$  ist dies ebenso der Fall, allerdings muss hier eine hohe Messunsicherheit eingerechnet werden, da die Pulsdauer bzw. die Pulsform und damit die im Hauptpuls enthaltene Energie mit größerer Unsicherheit versehen ist. Daher wird für  $E_{\text{Puls}, \Delta\tau_1}$  eine Messunsicherheit von  $\pm 20\%$  eingerechnet. Für die Pulsdauern gilt  $\Delta\tau_1 = 8 \text{ fs} \pm 0,5 \text{ fs}$  und  $\Delta\tau_2 = 18 \text{ fs} \pm 0,5 \text{ fs}$ . Diese Messunsicherheit ist bei allen Messungen mit der kürzeren Pulsdauer durch die horizontalen Fehlerbalken gekennzeichnet.

Für die anderen beiden Edelgase sind Vergleiche in Abbildung 3.18 aufgezeigt. Hier passen die Daten für die längere Pulsdauer ebenfalls sehr gut überein. Allerdings konnten die Simulationen mit kurzer Pulsdauer in Neon nicht durch die Experimente bestätigt werden. Hier liegen die Simulationsdaten deutlich außerhalb der Messergebnisse. Woher diese Abweichung kommt, wurde in [18] diskutiert, konnte aber nicht abschließend geklärt werden. Für Helium zeigen sich für die niederen Pulsener-



(a)



(b)

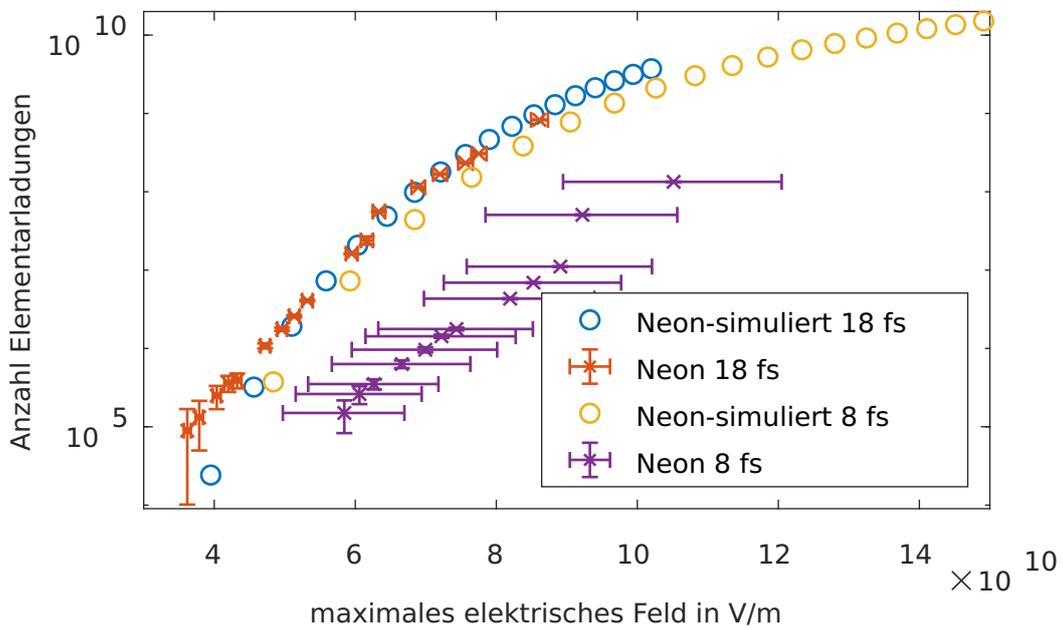
**Abbildung 3.17:** Vergleich der Ergebnisse aus Experiment und Simulation für Argon. Auf der x-Achse ist bei (a) das maximale elektrische Feld und bei (b) der Keldysh-Parameter für die erste Ionisationsstufe von Argon aufgetragen. Auf der y-Achse ist für (a) und (b) die Anzahl der freigesetzten Elementarladungen angegeben. Die Kreise sind die Ergebnisse der Simulationen, die Kreuze der experimentellen Messungen. Die Fehlerbalken geben die Messunsicherheit an.

Zustand	Z	$E_{\text{Ion}}$ in eV	$n^*$	$\Gamma(2n^*)$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
He	1	24,59	0,744	0,8859	$7,255 \cdot 10^{18}$	0,488	832,8
He <sup>1+</sup>	2	54,42	1,000	1,0003	$2,743 \cdot 10^{21}$	1,001	2741,9
Ne	1	21,56	0,795	0,8924	$1,246 \cdot 10^{19}$	0,589	683,7
Ne <sup>1+</sup>	2	40,96	1,153	1,1711	$1,701 \cdot 10^{22}$	1,306	1790,4
Ne <sup>2+</sup>	3	63,42	1,390	1,6489	$4,056 \cdot 10^{24}$	1,780	3449,5

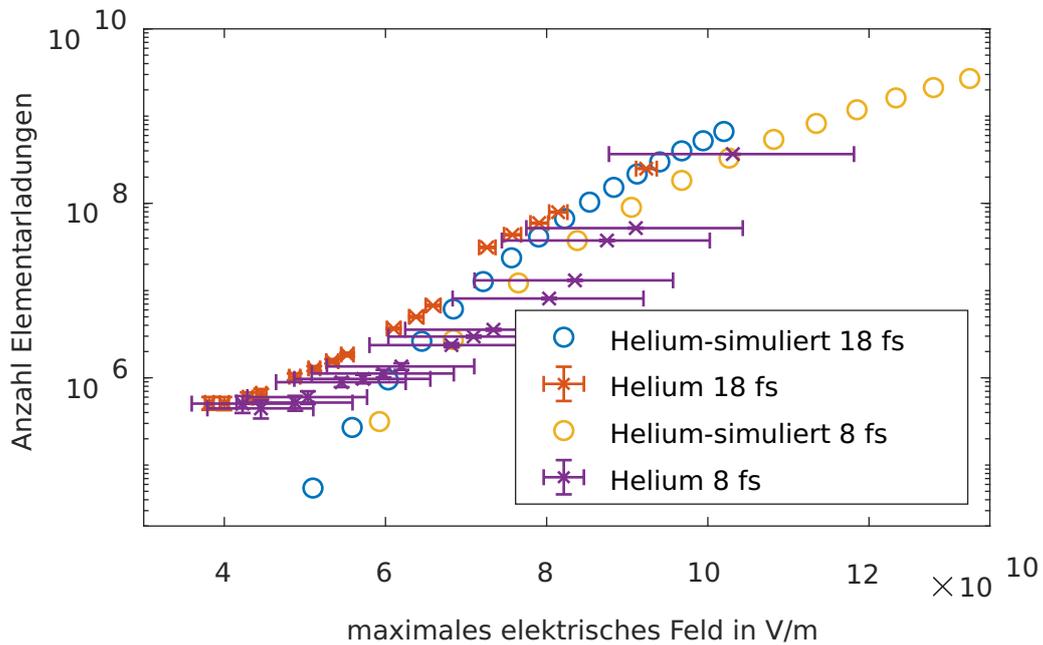
**Tabelle 3.3:** Parameter zur Berechnung der Ionisation von Helium und Argon mit dem ADK-Modell. Ionisationsenergien von [39].

gien deutliche Abweichungen. Da der Keldysh-Parameter für diese allerdings deutlich größer als eins ist, kann hier das ADK-Modell nicht ohne Weiteres verwendet werden. Es ist allgemein bekannt, dass das ADK-Modell für  $\gamma > 1$ , also dort wo die Multi-Photonen-Ionisation dominant ist, eine zu geringe Ionisationswahrscheinlichkeit errechnet. Andersherum ist für  $\gamma \ll 1$ , also bei deutlich stärkeren elektrischen Feldern, dass das ADK-Modell eine zu hohe Ionisationswahrscheinlichkeit hervorbringt, da hier auch irgendwann das kritische elektrische Feld (3.17) überschritten wird.

Festhalten lässt sich also, dass die ADK-Theorie gemeinsam mit den Fokusberechnungen Voraussagen auf die Ionisationsvolumen zulässt.



(a)



(b)

**Abbildung 3.18:** Vergleich der Ergebnisse aus Experiment und Simulation für (a) Neon und (b) Helium. Auf der x-Achse ist das maximale elektrische Feld und auf der y-Achse die Anzahl der freigesetzten Elementarladungen aufgetragen. Die Kreise sind die Ergebnisse der Simulationen, die Kreuze der experimentellen Messungen. Die Fehlerbalken geben die Messunsicherheit an.



---

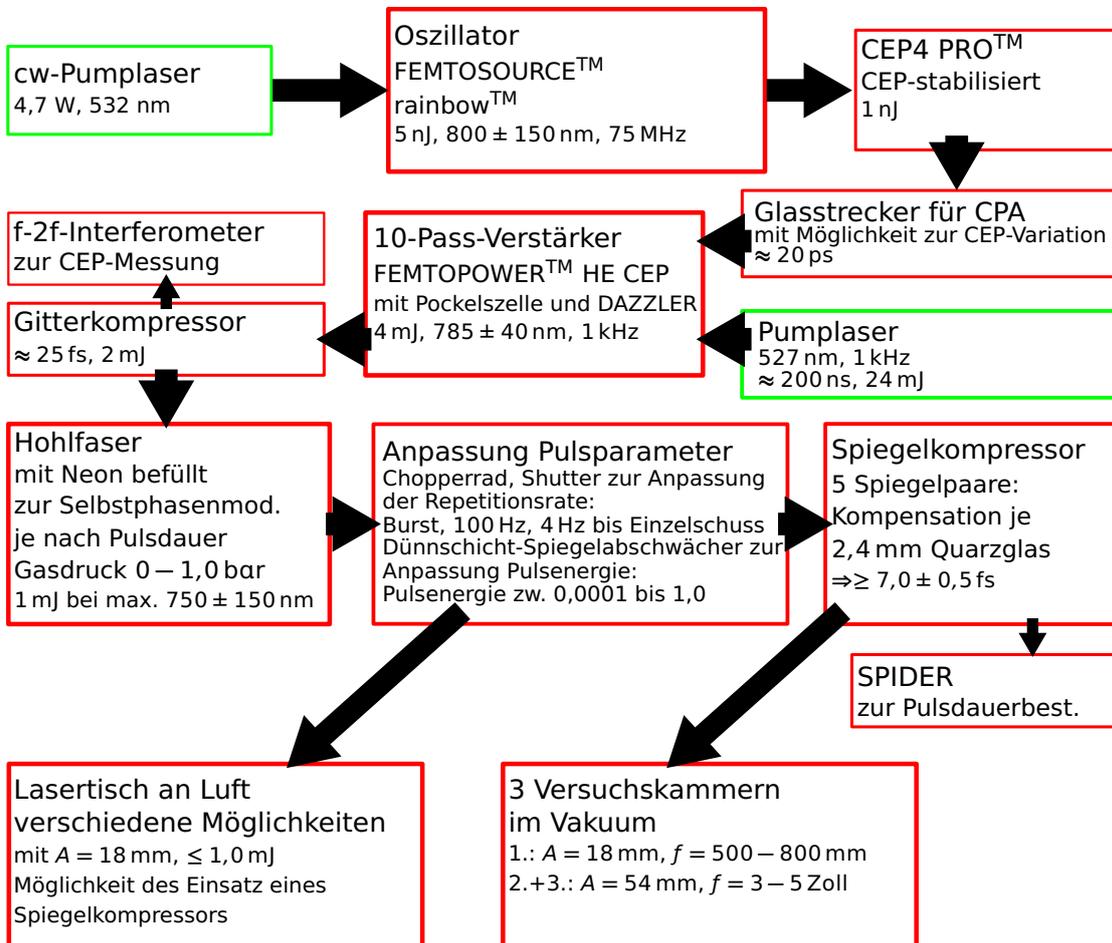
### Einschub: PHASER (**P**hase-stabilized **H**eine **L**ASER)

---

Da für diese Promotion an und mit dem Lasersystem PHASER gearbeitet wurde, wird dieses hier vorgestellt. Anwendung gefunden hat das System bei Experimenten, die in Kapiteln 3.4, 6.4 und 7 präsentiert werden. Der PHASER wird ausschließlich durch die Arbeitsgruppe von Prof. Pretzler betrieben, gewartet und verbessert. Allerdings ist das System nicht Hauptbestandteil dieser Arbeit, daher wird sich auf den grundsätzlichen Aufbau und einige spezielle Eigenschaften und Bauteile beschränkt.

Bei dem System handelt es sich um ein teilweise kommerzielles System von FEMTO-LASERS Produktions GmbH, welche mittlerweile von Newport Spectra-Physics GmbH übernommen wurde, welche wiederum in Hand von MKS Instrument, Inc. ist. Der Laser wurde zu Beginn als Komplettsystem geliefert, mit der Zeit sind aber einige Bestandteile ausgetauscht und verbessert worden. Das System wird als Ultrakurzpuls laser betrieben und kann im optimalen Fall auch als few-cycle Laser bezeichnet werden, da die Pulsdauern so kurz werden können, dass nur noch einige Schwingungen des elektrischen bzw. magnetischen Felds vorliegen. Der Laser kann zwar nicht als Hochenergielaser bezeichnet werden, da die Pulsenergien dafür nicht ausreichen, durch die ultrakurzen Pulsdauern werden aber immer noch Leistungen im Bereich von 0,1 TW erreicht, wodurch die Bezeichnung Hochleistungslaser durchaus zutreffend ist. Da die Erzeugung des Laserlichts mittels Titan:Saphir-Kristallen erfolgt, wird dem System außerdem der Begriff Ti:Sa (für Titan:Saphir-Laser) zugeschrieben. Der Begriff PHASER ist der Eigenname für das System, der aus der Eigenschaft der stabilisierten Carrier-Envelope-Phase (kurz: CEP) entstanden ist. Damit ist die Phase des elektrischen Felds (und damit auch des magnetischen Felds) unter der einhüllenden Gaußkurve gemeint. In der Beschreibung des zeitlichen Verlaufs von Laserpulsen in Kapitel 2.1 ist dies mit dem Parameter  $D_0$  bezeichnet und in Abbildung 2.1(c) auch grafisch dargestellt. Ist die CEP nicht stabilisiert, variiert diese Phase von Puls zu Puls, was bei few-cycle Lasern zu deutlichen Verschiebun-

gen der maximalen Felder führen kann. Der Eigenname schlüsselt sich daher auf in **P**hase-stabilized **H**eine **L**ASER (kurz: PHASER), mit Bezug auf den Standort an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf.



**Abbildung 4.1:** Flussdiagramm des **Phase-stabilized Heine LASER**. Erklärungen im Text.

Das System ist als Flussdiagramm in Abbildung 4.1 dargestellt und wird im Weiteren anhand dieses Diagramms übersichtlich erläutert. Dazu wird mit der oberen Zeile begonnen, die im Ganzen auch die erste Stufe des Systems darstellt. In dieser ersten Stufe werden die ultrakurzen Laserpulse in Oszillator FEMTOSOURCE™ RAINBOW™ geboren. Ein Dauerstrichlaser der Wellenlänge  $\lambda_{\text{Pump,Oszi}} = 532 \text{ nm}$  mit der Leistung  $P_{\text{Pump,Oszi}} = 4,7 \text{ W}$  bringt einen Ti:Sa-Kristall in eine Besetzungsinversion. Die Laserpulse entstehen dann über das Prinzip der Kerr-Linsen-Modenkopplung [42]. Ein wichtiger Baustein sind dabei die enthaltenen Multilayerspiegel, die die Transmission und damit den Einfluss der Dispersion ausgleichen. Der genaue Aufbau des Oszillators ist in [43] nachzulesen. Das emittierte Spektrum liegt im Bereich von  $800 \pm 150 \text{ nm}$ , mit einer Pulsenergie von  $\approx 5 \text{ nJ}$  und einer Repetitionsrate, die der Durchlaufdauer der Laserpulse durch den Resonator entspricht, von  $75 \text{ MHz}$ .

Diese Laserpulse sind noch nicht CEP-stabilisiert, was allerdings durch das CEP4 PRO™-Modul (ebenfalls von FEMTOLASERS) [44] erreicht wird. Dies geschieht über eine Anpassung des Frequenzkamms mit Hilfe eines Acousto-optic frequency shifters (kurz: AOFs) und eines speziell entwickelten feed-forward Schemas [45][46]. Am Ausgang dieses Moduls haben die Laserpulse jeweils nur noch eine Pulsenergie von  $\approx 1$  nJ.

Hieran schließt die Verstärkerstufe des PHASERS an (FEMTOPOWER™ HE CEP)[47]. Der Hauptkern ist dabei ein weiterer Ti:Sa-Kristall, welcher ebenfalls durch einen frequenzverdoppelten Nd:YAG-Laser (hier  $\lambda_{\text{Pump,Verstärker}} = 527$  nm) gepumpt wird. Dieser Pumplaser ist gepulst mit einer Pulslänge von  $\approx 200$  ns, einer Pulsenergie von  $E_{\text{Pump,Verstärker}} = 24$  mJ und einer Wiederholrate von  $\approx 1$  kHz. Der nun als seed-Laser genutzte Oszillatorstrahl läuft dabei insgesamt zehn Mal durch den Kristall, wobei nach vier Durchgängen mittels einer Pockelszelle die Repetitionsrate an den Pumplaser (1 kHz) angepasst wird und ein DAZZLER verschiedene Pulsparameter wie Spektrum und spektrale Phase optimiert. Bevor die Oszillatorpulse allerdings in den Verstärker geleitet werden, wird ein Prinzip angewendet, für das Donna Strickland und Gérard Mourou 2019 jeweils zu einem Viertel den Physik-Nobelpreis erhalten haben [48]. Dabei wird der seed-Puls vorab durch Dispersion in einem Glasstrecker auf  $\approx 20$  ps verlängert, wodurch die Intensität bzw. Leistung deutlich abgesenkt wird und eine Zerstörung des Verstärkerkristalls vermieden wird. Durch die absichtliche Einführung des Chirps vor der Verstärkung wird dieses Prinzip Chirped Pulse Amplification (kurz: CPA) genannt [49]. Nach den zehn Passes durch den Verstärkerkristall besitzen die Laserpulse eine Pulsenergie von  $E_{\text{Puls,Verstärker}} \approx 4$  mJ bei einer Repetitionsrate von 1 kHz. Durch den Verstärkungsprozess bzw. das sogenannte gain narrowing ist das Spektrum auf  $785 \pm 40$  nm zusammengeschrumpft, wodurch der anschließende Gitterkompressor, der das vorherige Chirpen des Glasstreckers kompensiert, die Pulsdauer nur auf ungefähr 25 fs verkürzen kann. Nach dem Gitterkompressor besteht dann in einem f-to-2f-Interferometer [50] die Möglichkeit eine CEP-Veränderung nochmals zu vermessen, da der Glasstrecker die CEP kontrolliert verändern kann.

Um die Laserpulse spektral wieder zu verbreiten und damit eine Möglichkeit zu schaffen, die Pulse zu noch kürzeren Pulsdauern komprimierbar zu machen, folgt nun eine Hohlleiter zur Selbstphasenmodulation (in Abb. 4.1 nun die dritte Zeile). Diese befindet sich nicht mehr im original ausgelieferten Zustand, sondern wurde von 1,0 m Länge auf 1,5 m verlängert. Genauere Messungen und Beschreibungen dazu finden sich in [51]. Durch Einlassen des Edelgases Neon kann dabei die spektrale Breite auf  $750 \pm 150$  nm vergrößert werden, wobei eine Pulsenergie von  $E_{\text{Puls,Hohlleiter}} \approx 1,0$  mJ erreicht werden kann. Hinter der Hohlleiter wird der Laser dann mit einem außergewöhnlich guten Gaußschen Strahlprofil mit einem Durchmesser von  $A = 18$  mm kollimiert werden. Die Pulsdauer beträgt hier einige 10 fs. Mittels eines mechanischen Shutters und eines Chopperrads kann die Wiederholrate der Pulse dann auf das jeweilige Experiment angepasst werden. Ein innovativer Dünnschicht-Spiegelabschwächer ermöglicht außerdem die Abschwächung der

Pulsenergie durch unterschiedliche Reflexionsgrade der dünnen Goldschichten in einem Bereich von vier Größenordnungen mit vielen Zwischenschritten [41][40]. Für die Experimente mit den allerhöchsten Leistungen bzw. Intensitäten folgt daraufhin ein Spiegelkompressor, dessen Design und Spiegel während dieser Arbeit komplett überarbeitet wurde und neue Multilayer-Kompressorspiegel enthält. Diese sind in Kapitel 3.3 bereits vorgestellt. Insgesamt wurden fünf der Spiegelpaare eingebaut, was die Dispersion von  $\approx 12$  mm Quarzglas kompensieren kann. Um die Dispersion optimal anzupassen kann der Laserpuls mittels **S**pectral **P**hase **I**nterferometry for **D**irect **E**lectric-field **R**econstruction (kurz:SPIDER) [52] vermessen werden und die spektrale Phase anhand von Glaskeilen, die in den Strahl geschoben werden können, optimiert werden.

Die ultrakurzen Pulse können dann in drei verschiedenen Vakuumkammern für Experimente genutzt werden. Hier stehen dann bis zu 0,7 mJ Pulsenergie zur Verfügung. Im ersten Fall wird der Strahl mit seiner aktuellen Strahlgröße von  $A = 18$  mm mit einer Brennweite von ungefähr 500–700 mm fokussiert. Für die Nutzung in den beiden weiteren Versuchskammern wird der Strahl auf  $A = 54$  mm aufgeweitet und kann dann mit Brennweiten von 3–5 Zoll fokussiert werden. Es können Intensitäten bis zu  $10^{18}$  W/cm<sup>2</sup> erreicht werden.

Eine weitere Möglichkeit der Nutzung der Laserpulse ist die Auskopplung nach dem mechanischen Shutter bzw. nach dem Chopperrad. Von hier aus kann der PHASER auf einen weiteren Lasertisch geleitet werden, auf welchem dann Experimente an Luft ausgeführt werden können. Auch hier besteht die Möglichkeit der Nutzung eines Spiegelkompressors. Eine Vermessung der Pulsdauer ist hier deutlich schwieriger. Durch Abschätzungen und Nutzung der Dispersionssimulationen aus Abschnitt 3.3 ist dies aber durchaus möglich. Zusätzlich wurde in der kürzlich fertiggestellten Masterarbeit von Jan Riedlinger der Aufbau eines FROGs angegangen, der eine weitere Möglichkeit der Pulsdauerbestimmung bietet [53].

---

## Trojan Horse Injection

---

Wie bereits in der Einleitung geschrieben, zielt diese Arbeit auf die Realisierung einer Plasma-Photokathode für zukünftige Elektronenbeschleuniger (auch bekannt als Trojan Horse Injection) ab. Dabei handelt es sich um ein innovatives Konzept, was in der Plasma-Wakefield-Beschleunigung (PWFA für Plasma Wakefield Acceleration) Anwendung finden soll. In diesem Kapitel soll es daher zunächst um die Grundlagen der PWFA gehen und daraufhin das neuartige Injektionskonzept vorgestellt werden. Anschließend wird das experimentelle Setup, welches in dieser Promotionsarbeit entwickelt wurde, vorgestellt. Dazu gehören neben den Simulationen der Laserpulse auch Ionisationssimulationen. In einem weiteren Unterkapitel werden außerdem die Schwierigkeiten, die bei der Trojan Horse Injection (kurz THI) eine Rolle spielen, ausführlich diskutiert und Lösungsmöglichkeiten vorgestellt.

### **5.1 Plasma Wakefield Acceleration (PWFA)**

Um das Konzept der Plasma-Photokathode erklären zu können, werden in diesem Unterkapitel die Grundlagen zur Wakefield-Beschleunigung zusammengefasst. Dabei muss in der zeitlichen Entwicklung zurück bis 1979 gegangen werden, als die Beschleunigung mittels einer Plasmawelle, angeregt durch einen Hochleistungslaser, publiziert wurde [2]. Auch die Idee, einen Elektronenpuls zur Anregung einer Plasmawelle zu nutzen, datiert zurück ins Jahr 1985 [4], wo bereits Beschleunigungsfelder größer als 1 GV/m vorausgesagt wurden. Die Besonderheit bei der Nutzung von Plasmen als Beschleunigungsmaterial liegt dabei auf der Hand: Da es sich bei Plasmen um vollständig oder zumindest teilweise ionisierte Materie handelt, ist die Erzeugung dieser extrem hohen elektrischen Felder ohne elektrische Überschläge o.ä. möglich. Heute immer noch standardmäßige Hochfrequenz-Hohlraumresonatoren

(eher bekannt als RF-cavities) werden selbst in den hoch modernsten Beschleunigern wie z.B. dem European XFEL genutzt. Hier ist die Feldstärke auf einige 10 MV/m beschränkt, was bei benötigten Energien von  $\approx 10\text{--}20$  GeV enorme Längen der Beschleuniger im Bereich von Kilometern (XFEL: 1,7 km) mit sich bringt [54, 55]. Mit höheren Beschleunigungsfeldern könnten die Längen der Beschleuniger also deutlich verkürzt werden, was neben der Zeitersparnis beim Bau auch deutlich verringerte Kosten mit sich bringt.

Mittlerweile prägt die Forschung zu den Plasmawellen vor allem der Begriff der Wakefield Acceleration, was zu deutsch mit dem umständlichen Begriff „Kiefeld-Beschleunigung“ übersetzt werden kann. Dabei wird zwischen den beiden Erzeugungsmechanismen unterschieden: während die Erzeugung mit einem Laserpuls mit dem Begriff LWFA [3] abgekürzt wird, was für Laser Wakefield Acceleration steht, wird die Erzeugung mit einem Teilchenpuls mit PWFA abgekürzt [56], wobei hier besser Particle-Driven Plasma Wakefield Acceleration genutzt werden könnte, da in beiden Fällen Plasma-Wakefields entstehen.

Da das Konzept der Plasma-Photokathode auf Basis der PWFA beruht, werden im Weiteren vor allem die Grundlagen dazu vorgestellt. Vorab muss aber erst einmal definiert werden, um was es sich bei einem Plasma handelt. Dabei wird bei Plasmen oft von einem 4. Aggregatzustand gesprochen (neben fest, flüssig und gasförmig). Allerdings liegt beim Übergang zum Plasma keine echte Aggregatzustandsänderung vor, so dass Plasmen über bestimmte Eigenschaften definiert werden. Hierzu gehört die Anzahl der ionisierten Teilchen, denn ein einzelnes ionisiertes Teilchen wird nicht direkt als Plasma gesehen. Außerdem sind die meisten Teilchen in einem Plasma vollständig oder teilweise ionisiert. Die wichtigsten Eigenschaften in einem Plasma sind daher die Elektronendichte, die Ionendichte und die Temperatur. Erreichbare und realistische Teilchendichten liegen dabei im Bereich von  $10^6\text{ m}^{-3}$  bis zu  $10^{30}\text{ m}^{-3}$ , wobei die Teilchendichten auch oft in  $\text{cm}^{-3}$  angegeben werden. Die relevanteste der Teilchendichte ist für die meisten physikalischen Faktoren dabei die Elektronendichte  $n_e$ . Mit ihr ist auch die Plasmafrequenz

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (5.1)$$

definiert, die angibt mit welcher Frequenz die freien Elektronen im Plasma bei kleinen Störungen schwingen. Mit  $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$  C wird hier die Elementarladung, mit  $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$  kg die Ruhemasse eines Elektrons und mit  $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  CV<sup>-1</sup>m<sup>-1</sup> die elektrische Feldkonstante bezeichnet. Diese Frequenz spielt bei der Entstehung von Wakefields eine große Rolle. Auch für die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle ist die Plasmafrequenz entscheidend, da die Dispersionsrelation

$$\omega_L^2 = \omega_P^2 + c_0^2 k_L^2 \quad (5.2)$$

lautet. Für die Phasengeschwindigkeit eines Lasers gilt im Plasma daher

$$v_{p,L} = c_0 \sqrt{\frac{\omega_L^2}{\omega_L^2 - \omega_P^2}}, \quad (5.3)$$

woraus der Brechungsindex

$$n = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (5.4)$$

bestimmt werden kann.  $n_c$  ist die kritische Dichte, ab welcher eine elektromagnetische Welle im Plasma nicht mehr propagieren kann, da die Plasmafrequenz so hoch ist wie die Frequenz des Lichts. Die Elektronen können dann mit der elektromagnetischen Welle mitschwingen und reflektieren diese.  $n_c$  muss daher streng genommen als  $n_c(\omega_L)$  geschrieben werden und berechnet sich über die Formel der Plasmafrequenz zu

$$n_c(\omega_L) = \frac{\omega_L^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} . \quad (5.5)$$

Für einen Kurzpulslaser wie er in dieser Arbeit verwendet wird (Zentralwellenlänge  $\approx 750$  nm) liegt diese kritische Dichte bei  $n_{c,TiSa} = 2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ , was einem Gasdruck von ungefähr 75 bar entspricht. Solche dichten Plasmen werden allerdings für die Erzeugung von Wakefields nicht genutzt, so dass auf die Veränderung des Brechungsindex durch die vorliegenden Plasmen nur bedingt Rücksicht genommen werden muss.

Die Anregung von Wakefields geschieht bei der PWFA wie bereits geschrieben mittels Teilchenpulsen. Wenn dabei die Dichte dieses Teilchenpulses (auch Treiber genannt) viel kleiner als die Dichte des Plasmas ist ( $n_b \ll n_e$ ), kann davon ausgegangen werden, dass sich eine lineare Plasmawelle bildet. Hier lässt sich das Beschleunigungspotential noch annähernd berechnen. Mittels einer 1D-Betrachtung und dem Gaußschen Gesetz (1. Maxwellgleichung) ergibt sich über

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -ik_p E = -\frac{n_e e}{\epsilon} \quad (5.6)$$

mit  $k_p = \omega_p/c$  das elektrische Feld, welches in einer Plasmawelle vorliegen kann, zu

$$E = c \sqrt{\frac{n_e m_e}{\epsilon_0}} \approx 100 \sqrt{n_e [\text{cm}^{-3}]} \frac{\text{V}}{\text{m}} . \quad (5.7)$$

Die Wellenlänge der Plasmawelle bestimmt sich über die Plasmafrequenz zu

$$\lambda_p = \frac{2\pi c}{\omega_p} \approx 3,3 \cdot 10^4 \sqrt{(n_e [\text{cm}^{-3}])^{-1}} \text{ m} . \quad (5.8)$$

Ist die Dichte des Treibers allerdings höher, ist diese lineare Beschreibung einer Plasmawelle nicht mehr korrekt. Um dabei eine bessere Grenze bieten zu können, wird die normalisierte Strahlladung

$$Q = \frac{N_b}{n_e \cdot k_p^{-3}} \quad (5.9)$$

eingeführt. Dabei wird die Anzahl der Elektronen im Elektronenstrahl  $N_b$  mit der Anzahl der Elektronen in einem Würfel mit der Kantenlänge der Plasma-Skintiefe  $k_p^{-1}$  verglichen. Für  $Q \ll 1$  kann mit der linearen Anregung gerechnet werden. Bei  $Q \gg 1$

wird dann streng nichtlinear gerechnet [57, 58], wobei dann davon ausgegangen wird, dass die Länge des Teilchenpulses kleiner als die Plasmawellenlänge ist. Dieser Bereich wird dann als Blowout-Regime (oder auch Bubble-Regime) bezeichnet, da hier Plasmablasen (plasma bubbles) entstehen. Damit ist gemeint, dass alle Elektronen vom Treiber nach außen gedrückt werden, so dass ein Ionenkanal entsteht. Die Elektronen sammeln sich dabei in einer Schicht um diesen Ionenkanal herum. Durch die Ionen werden die Elektronen allerdings innerhalb einer Plasmaperiode zurückgezogen, so dass sich Orte mit extrem hoher Elektronendichte ausbilden [59]. Da die Elektronen diese Orte überschießen, bildet sich eine periodische Struktur. Die hohe Elektronendichte an den Orten, wo sich die Elektronen treffen, sorgen für extrem hohe elektrische Felder, mit denen sogar ruhende Elektronen innerhalb kürzester Zeit auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden können. Simulationsergebnisse haben dabei gezeigt, dass die Größe der Plasmablasen auch hier ungefähr der Plasmawellenlänge  $\lambda_p$  entspricht. Durch die extrem hohen Felder und besonders fokussierenden Eigenschaften der Plasmablasen lassen sich Elektronenstrahlen mit enorm verbesserten Eigenschaften erzeugen.

Damit Elektronen in den Plasmablasen aber beschleunigt werden, müssen diese natürlich erst irgendwie in die Strukturen hineinkommen. Dazu sind in den vergangenen Jahren verschiedenste Methoden entwickelt und erforscht worden. Dabei kann in interne Injektion (internal injection) und externe Injektion (external injection) unterschieden werden. Bei der externen Möglichkeit geht es um die Injektion von bereits beschleunigten Elektronen in die Plasmablase. Dazu werden Doppелеlektronenpulse genutzt, von denen einer als Treiber des Wakefields fungiert und der andere Energie von diesem übertragen bekommt. Dieser zweite Puls wird als „Witness-Bunch“ bezeichnet, wozu es wie an vielen Stellen in der aktuellen Beschleunigerforschung keine vernünftige deutsche Übersetzung gibt. Diese Injektionsmöglichkeit ist weitaus einfacher als die interne Injektion und hat bereits beeindruckende Ergebnisse aufgezeigt, wie die Nachbeschleunigung des Witness-Bunchs um mehr als 42 GeV am SLAC in den USA im Jahr 2007 [1], wobei die beschleunigte Anzahl an Elektronen noch deutlich geringer war als bei Experimenten im Jahr 2014 [9]. Aber auch aktuell wird dieses Prinzip weiter untersucht, was die Ergebnisse vom FLASHForward [7] am DESY in Hamburg zeigen, wo die Nachbeschleunigung weiter optimiert werden konnte [6].

Die internal injection hingegen ist um einiges schwieriger, da hier vorher ruhende bzw. nicht relativistische Elektronen beschleunigt werden sollen. Durch die relative Unabhängigkeit vom Treiber sind hier den Strahlparametern aber viel weniger Grenzen gesetzt. Es gibt mittlerweile eine ganze Hand voll Ideen und Konzepte diese Neuschaffung eines Witness-Bunchs umzusetzen.

Bereits 2002 wurde die Idee einer Dichteveränderung im Plasma vorgeschlagen. Propagiert der Treiber erst in einem Plasma mit höherer Dichte, vergrößert sich die Plasmawellenlänge bei Verringerung der Dichte (Density Downramp), so dass einige der freien Elektronen, die eigentlich um die Plasmablase herum propagieren, injiziert werden. Diese können dann vom Wakefield beschleunigt werden [11]. Kürz-

lich ist das Prinzip erfolgreich umgesetzt worden [60]. Eine weitere Methode ist die „plasma torch“, bei der eine lokale Dichteerhöhung zur Injektion führt [10]. Weiterhin gibt es die Methode der Ionisationsinjektion [61], die schon in Richtung des Trojan Horse Konzepts geht. Eine gute Zusammenfassung dieser Injektionsmechanismen bietet die Dissertation von Alexander Knetsch [62].

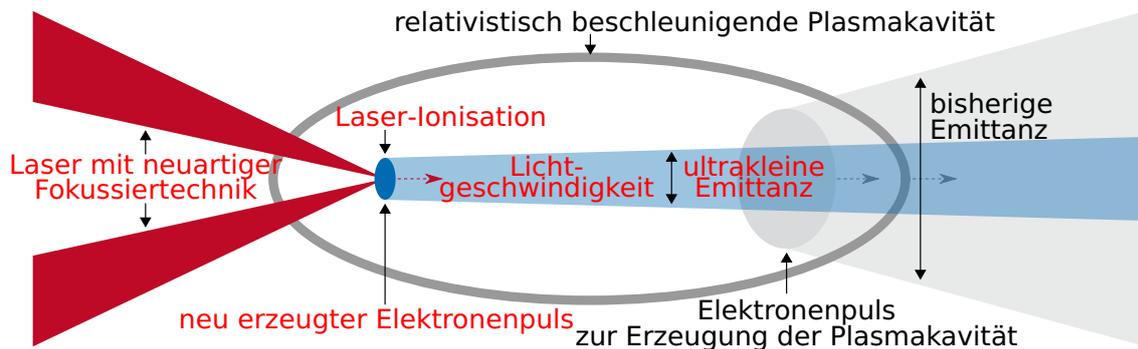
## 5.2 Das Trojanische Pferd

Ein weiteres Konzept, welches zur Kategorie der „internal injection“ zählt, ist die Trojan Horse Injection. Innerhalb der Plasmablase werden dabei neue Elektronen freigesetzt, in dem die Atome bzw. Ionen innerhalb dieser ionisiert werden. Dieses relativ einfach klingende Konzept ist allerdings alles andere als einfach umzusetzen, da für die freigesetzten Elektronen viele Voraussetzungen gelten.

Das Prinzip und welche Vorteile es hat, wurde 2011 von Hidding et al. patentiert [63] bzw. 2012 publiziert [12]. In einer Plasmablase auf Basis eines Lithiumplasmas mit einer Elektronendichte von  $n_e(\text{Li}) = 3,3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  und einem Elektronenstrahl mit einer Energie pro Elektron von 200 MeV wird dabei eine Plasmablase mit einer Plasmawellenlänge von  $\lambda_p(\text{Li}) \approx 60 \mu\text{m}$  erzeugt. Die Simulationen dazu ergaben beschleunigende Felder in Höhe von  $E_z \approx 50 \text{ GV/m}$ . Die Idee ist nun einen Laserpuls zu benutzen, der innerhalb der Plasmablase ein anderes Gas mit einer höheren Ionisationsschwelle als das bereits genutzte Lithium ionisiert. In den Simulationen wird dazu Helium genutzt, da dieses mit einer Ionisationsenergie von  $E_{\text{Ion, He}} = 24,6 \text{ eV}$  deutlich höhere Felder zum Freisetzen von Elektronen bedarf als Lithium mit einer Ionisationsenergie von  $E_{\text{Ion, Li}} = 7,4 \text{ eV}$  [39]. Die Simulationen sagen außerdem eine verbesserte Emittanz von nur  $\epsilon_n = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ mrad}$  voraus [12]. Entscheidend dabei ist aber die Injektion der Elektronen an die richtige Stelle in der Plasmablase und das Verhindern der Beschleunigung der Elektronen in transversaler Richtung durch den Laserpuls. Das besondere an der Idee ist außerdem, dass der ionisierende Laserpuls in die gleiche Richtung propagiert, wie der treibende Elektronenpuls, was enormen experimentellen Aufwand mit sich bringt. Um die bestmögliche Injektion zu erhalten, müssen außerdem der Ionisationsort und der Zeitpunkt der Ionisation genau kontrolliert werden. Zusätzlich soll das Ionisationsvolumen möglichst symmetrisch um die optische Achse verteilt sein.

Zur Anschaulichkeit des Konzepts wurde Abbildung 5.1 entwickelt, welches schematisch die Idee der Trojan Horse Injection aufzeigt. Die Plasmablase (in der Zeichnung Plasmakavität) wird durch einen vorhanden, relativistischen Elektronenpuls erzeugt. Im hinteren Bereich des „Blowouts“ wird dann ein neuer Elektronenpuls, der Witness-Bunch, erzeugt. Dabei soll die neuartige Fokussiertechnik genutzt werden, die in dieser Arbeit besprochen wird.

Aktuell ist die Trojan Horse Injection noch nicht vollständig realisiert. Die Beschleunigung von Elektronen, die durch einen zusätzlichen Laserfokus in einer Plasmablase freigesetzt wurden, konnte aber bereits am FACET am SLAC gezeigt werden [14]. Dort wurden mit einem zur Propagationsrichtung des treibenden Elektronen-



**Abbildung 5.1:** Schematische Darstellung der Trojan Horse Injection. In einer Plasmakavität (hier in Grau angedeutet), die frei von freien, negativen Ladungen ist, werden durch einen Laserfokus Elektronen aus dem Restgas bzw. der enthaltenen Ionen freigesetzt. Diese können durch die extrem hohen Beschleunigungsfelder des am hinteren Ende der Plasmakavität entstehenden Wakefields in extrem kurzer Zeit beschleunigt werden. Dadurch behält dieser neue Elektronenpuls eine ultrakleine Emittanz. Entwickelt für einen Projektantrag beim BMBF.

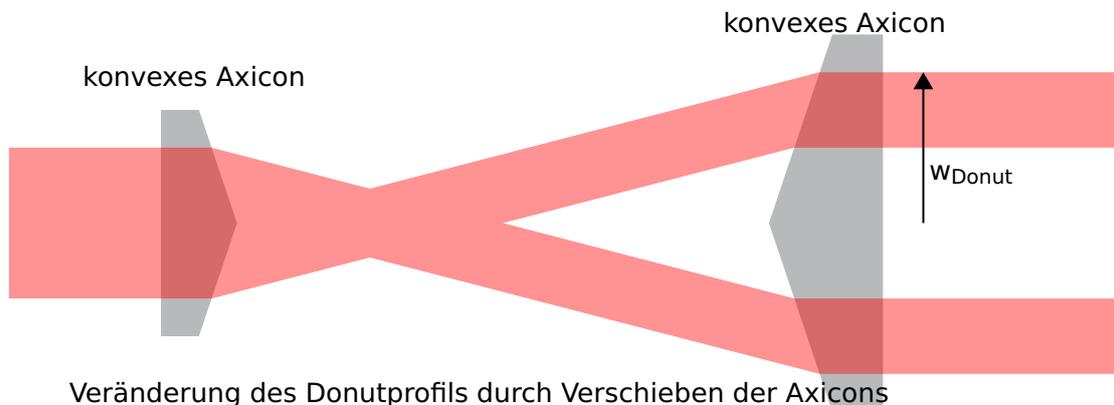
puls senkrechten Laser genau in der Plasmablase Elektronen freigesetzt, die anschließend beschleunigt wurden. Dieses Experiment ist definitiv als Meilenstein in der Entwicklung zu sehen. Es konnten zwar noch nicht alle der in [12] versprochenen Strahlparameter erreicht werden, aber die reine Tatsache, dass die Elektronen in der Wakefield-Struktur freigesetzt und anschließend beschleunigt wurden, zeugt von der Umsetzbarkeit des Konzepts. Aktuell bietet der FLASHForward [7] die Möglichkeit für Experimente und in Zukunft wird auch FACET II [8] dafür zur Verfügung stehen.

Um zukünftige Experimente zu designen, können aus [64] Abhängigkeiten der Emittanz von Pulsdauer, Ionisationsvolumengröße und der Laserintensität entnommen werden. Diese sind zwar für ein Gaußsches Strahlprofil berechnet, lassen aber auch für andere Strahlprofile Überlegungen zu. Besonders wichtig scheint eine geringe transversale Größe des Ionisationsvolumens zu sein, da diese Größe quadratisch mit der Emittanz zusammenhängt. Um die kollineare Laserinjektion möglich zu machen, wurde in der dieser Arbeit vorangegangenen Doktorarbeit von Severin Montag [15] bereits ein Donutstrahlprofil vorgeschlagen, das auch hier zur Verwendung kommen soll. Damit ist vor allem sichergestellt, dass nur nahe der optischen Achse ionisiert wird, was maßgeblich für die Erzeugung eines Elektronenstrahls mit ultrakleiner Emittanz ist. Die Fortführung dieser Arbeit im Rahmen des BMBF-finanzierten Projektes „Plasma-Photokathode: Elektronenstrahlen höchster Brillanz an FLASH“ und danach unter dem Projektnamen „E-CUBE: Electron beams with Extreme Emittance“ wurde dann Aufgabe dieser Promotion. Zwei spezielle Faktoren spielen dabei eine große Rolle: die Entwicklung eines optimierten Ionisationssetup, welches an einem Beschleuniger auch nutzbar ist und eine Diagnostik zur Messung und Verbesserung des Elektronenstrahl-Laser-Timings.

### 5.3 Kollinearer Laserfokus

Wie oben geschrieben, wurde in [15] bereits die Verwendung eines Donutstrahlprofils vorgeschlagen. Dieses bietet vor allem zwei große Vorteile. Dadurch, dass alle Strahlanteile erst im Fokus wirklich übereinander liegen, ist der longitudinale Bereich hoher Intensitäten bzw. elektrischer Felder stark begrenzt, was ein kleines, exakt definiertes Ionisationsvolumen ermöglicht. Zweiter großer Vorteil ist das „Loch“ im Strahlprofil auch vor der Fokussierung - da zur kollinearen Justage des Lasers ein Spiegel mit zentralem Loch (entweder ein ebener Spiegel oder eine Off-Axis-Parabel) genutzt werden muss, entstehen an diesem keine Energieverluste und auch keine Beeinträchtigung der räumlichen Phase, einfach aus dem Grund, dass dort kein Licht vorhanden ist. Welche Vorteile solche Donutprofile bei der Fokussierung außerdem haben, wird im späteren Verlauf anhand der Simulationen mit dem Beugungsintegral und der Ionisation gezeigt.

Die Erzeugung solcher Donutprofile wurde in [15] mit einem Axiconteleskop vorgenommen, welches schematisch in Abbildung 5.2 gezeigt ist. Dabei werden zwei Axicons mit gleichem Axiconwinkel genutzt, so dass ein erstes Axicon erst einen Brennpunkt erzeugt und ein zweites den Strahl mit einer beliebigen Größe wieder kollimiert.



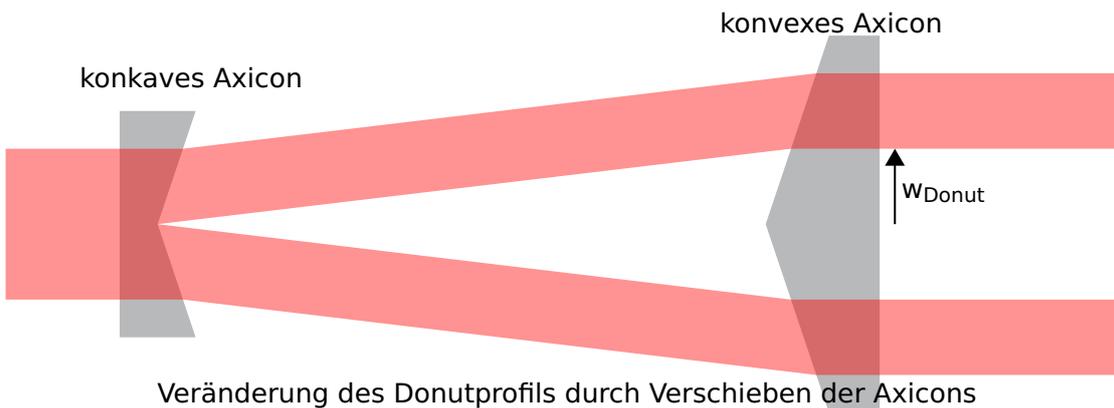
**Abbildung 5.2:** Zweidimensionale schematische Darstellung des schon in [15] vorgeschlagenen Axiconteleskops. Das kleinere Axicon erzeugt hier ein ringförmiges Auseinanderlaufen des Laserstrahls. Das zweite (größere) Axicon, welches den gleichen Axiconwinkel besitzt, kollimiert diesen Strahl wieder. Durch Änderung des Abstands zwischen den beiden Axicons lässt sich die Größe des entstandenen Donuts anpassen.

Wird ein Gaußsches Strahlprofil (2.23) als Eingangsstrahl genutzt, kann das entstandene Profil mit

$$E_{\text{Donut}}(r) = E_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{w_{\text{Donut}} - r}{w_{\text{Gauss}}}\right)^2\right] \left(\frac{w_{\text{Donut}} - r}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.10)$$

beschrieben werden, wobei der Parameter  $w_{\text{Donut}}$  dem äußeren Rand des Donutprofils entspricht (siehe Abb. 5.2). Dieser Parameter kann durch die Verschiebung der Axicons zueinander angepasst werden. Die Beschreibung (5.10) gilt außerdem nur für  $r \leq w_{\text{Donut}}$ , außerhalb dieses Radius gilt  $E(r) = 0$ . Zu beachten ist, dass diese Beschreibung rein auf geometrischer Optik beruht und die harte Kante am äußeren Rand bei längerer Propagation durch Beugungseffekte aufweichen muss.

Für diese Art von Strahlprofilen wurden in [15] verschiedene Fokussimulationen und auch verschiedene erfolgreiche Fokussmessungen aufgezeigt. Durch die Entstehung eines Zwischenfokus lässt sich diese Art von Axiconteleskop mit einem Hochleistungslaser allerdings nicht an Luft verwenden, da bei den hohen Intensitäten verschiedene nichtlineare Effekte den Laser beeinflussen würden. Daher wurde in einem ersten Schritt versucht diesen Zwischenfokus zu vermeiden. Theoretisch lässt sich dies mit der Nutzung eines konkaven Axicons realisieren. Dabei wird der Laser ohne Zwischenfokus in die Ringstruktur gebracht und dann wieder mit einem zweiten Axicon kollimiert. Dieses Prinzip ist ebenfalls schematisch in Abbildung 5.3 gezeigt.



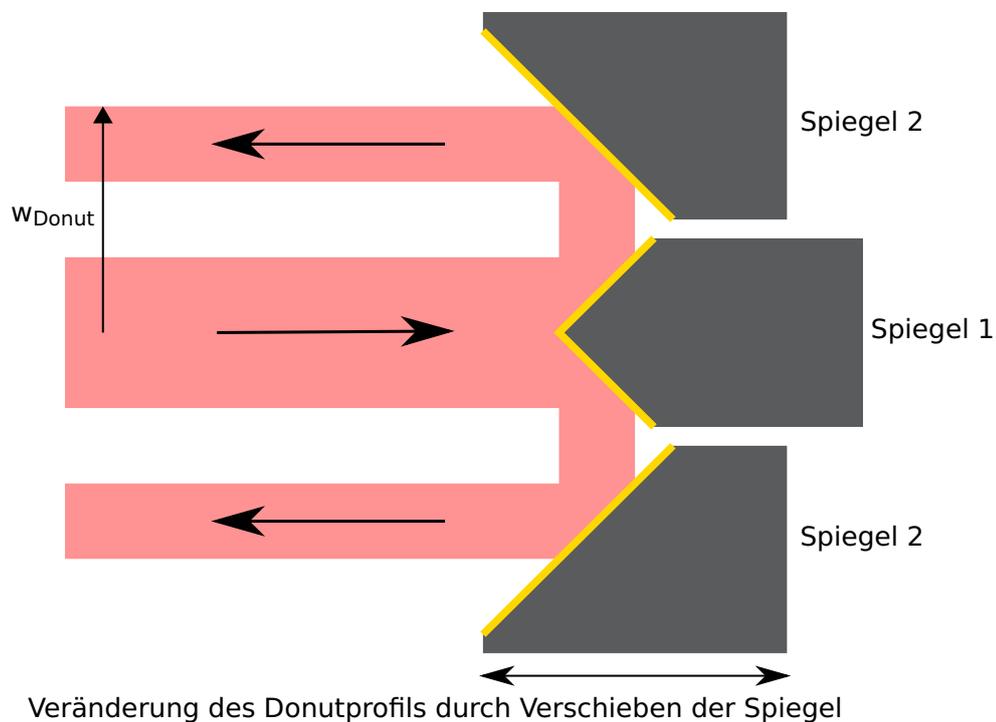
**Abbildung 5.3:** Zweidimensionale schematische Darstellung eines weiteren Axiconteleskops, hier unter Verwendung eines konkaven Axicons, da so ein Zwischenfokus vermieden werden kann. Auch hier lässt sich die Größe des entstehenden Donutprofils durch Veränderung des Abstands der beiden Axicons anpassen.

Eine Veränderung im Donutprofil ist hier allerdings, dass die intensiven Anteile aus der Mitte des Gaußstrahls im Donutprofil innen bleiben. Daher muss (5.10) zu

$$E_{\text{Donut},2}(r) = E_0 \cdot \exp \left[ - \left( \frac{r - w_{\text{Donut}}}{w_{\text{Gauss}}} \right)^2 \right] \left( \frac{r - w_{\text{Donut}}}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5.11)$$

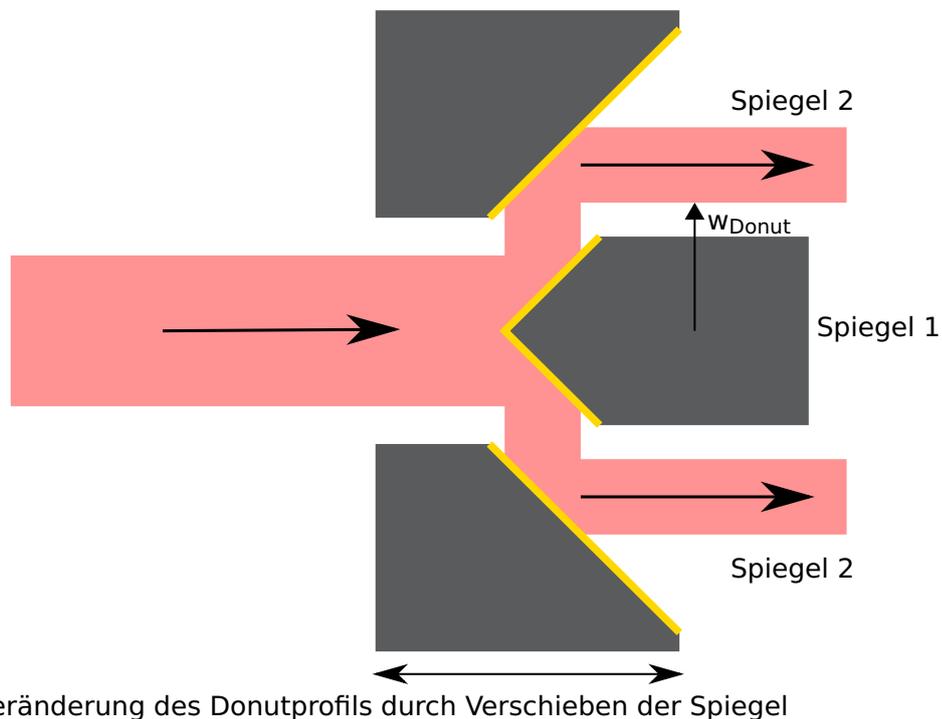
umgeschrieben werden, nun mit der Bedingung  $r \geq w_{\text{Donut}}$ , wobei  $w_{\text{Donut}}$  hier der Radius des Lochs des Donutprofils ist (siehe Abbildung 5.3). Als Radius des Donutprofils kann hier  $w_{\text{Donut}} + 2w_{\text{Gauss}}$  angenommen werden. Verschiedene Versuche dieses Prinzip zu realisieren, scheiterten allerdings an der Herstellung eines solchen konkaven Axicons, da die nach innen zeigende Spitze ein großes Problem bei der Produktion darstellt.

Daher wurde für diese Arbeit ein neuer Ansatz entwickelt, welcher ebenfalls ohne Zwischenfokus arbeiten kann. Das Nutzen der Axiconform wurde beibehalten, allerdings wurde die Idee der Anwendung von Axiconspiegeln anstelle von Axiconlinsen verfolgt. Aus diesen Überlegungen ist das Axiconspiegelteleskop AMBER entstanden, was für „**Axicon Mirror Beam Expander**“ steht. Dabei erzeugt ein erster Axiconspiegel einen Off-Axis-Strahl worauf ein zweiter Axiconspiegel den Strahl wieder kollimiert. Als Aufbau kommen auch hier zwei unterschiedliche Möglichkeiten infrage, welche die gleichen Strahlprofile erzeugen können wie in Formeln (5.10) und (5.11). Beide Aufbauten sind ebenfalls schematisch mit den Abbildungen 5.4 und 5.5 dargestellt.



**Abbildung 5.4:** Zweidimensionale schematische Darstellung des Strahlauweiters AMBER. Der einkommende Strahl wird an einem ersten Axiconspiegel zu einem Off-Axis-Strahl, der vom zweiten Axiconspiegel wieder kollimiert wird und dann entgegen der Einfallsrichtung des Laserstrahls zurückgespiegelt wird. Im Gegensatz zum Axiconteleskop lässt sich die Größe des Donutprofils durch kleinere Änderungen des Spiegelabstands anpassen. Es entsteht außerdem kein Zwischenfokus.

In nachfolgenden Recherchen ist der Vorschlag zur Verwendung solcher Axiconspiegel schon in einem Patent aus dem Jahr 1948 [65] sowie einiger anderer Publikationen [66] [67] gefunden worden. Bisher haben diese Art von Strahlauweitern allerdings keine breite Anwendung in der Laserphysik erfahren und kommen so erstmals in diesem Gebiet zum Einsatz. Dieser erstmalige Einsatz ist in [68] publiziert worden. Zusätzliche Vorteile im Gegensatz zu den Axiconlinsen sind die Kompaktheit



**Abbildung 5.5:** Zweidimensionale schematische Darstellung einer Alternative zum AMBER-Aufbau aus Abbildung 5.4. Der erste Axiconspiegel erzeugt auch wieder einen Off-Axis-Strahl und der Zweite kollimiert diesen ebenfalls wieder, hier aber mit dem Unterschied, dass die ursprüngliche Ausbreitungsrichtung des Lasers beibehalten wird. Auch hier lässt sich die Größe des Profils wieder leicht durch Änderung des Spiegelabstands anpassen. Auch diese Alternative funktioniert ohne Zwischenfokus.

des Aufbaus und die Vermeidung von Propagation durch optisch stark dispersive Materialien. In Kapitel 6 wird der optische Aufbau genauer präsentiert. In diesem Kapitel geht es nun allerdings weiter mit der genauen Nutzung des Aufbaus für die Trojan Horse Injection und seinen Vorteilen.

## 5.4 Plasma-Photokathode mit AMBER

Neben dem Begriff der Trojan Horse Injection ist oben auch der Begriff der Plasma-Photokathode gefallen. Dies bezieht sich auf die Freisetzung der Elektronen innerhalb der Plasmablase, die auch als Photokathode angesehen werden kann. Aktuell werden in den meisten Beschleunigern Laserpulse auf Festkörper geschossen, um dort Elektronen freizusetzen, die dann in RF-Feldern beschleunigt werden. Dieser Einsatz wird dann eben als Photokathode bezeichnet. Im Fall hier soll die Freisetzung der Elektronen aber natürlich nicht an einem Festkörper, sondern aus den

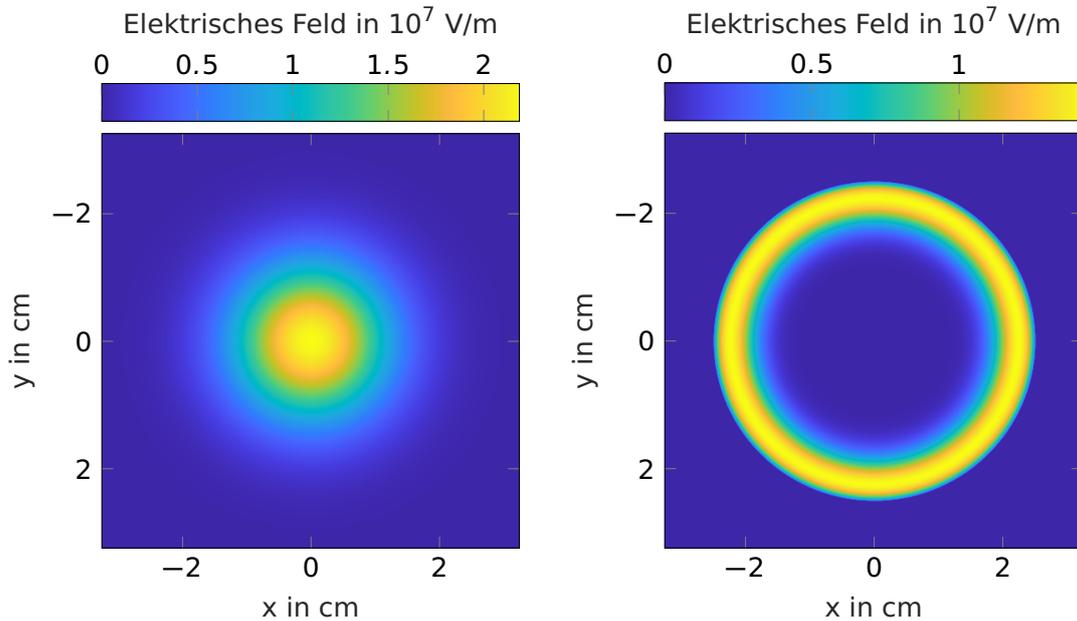
in der Plasmablase vorhandenen Ionen erfolgen. Die Freisetzung sollte, wie oben schon beschrieben, möglichst exakt definiert stattfinden. Dies ist mit dem AMBER-Aufbau bzw. mit einem Donutprofil möglich. Das Fokusprofil eines Donutprofils wird hier nun im Weiteren vorgestellt und mit einer Gaußverteilung verglichen. Ebenfalls werden die zugehörigen Ionisationsvolumen präsentiert, wo auch die optimierten Laserparameter vorgestellt werden. Optimiert ist hier dann nicht nur das Ionisationsprofil, sondern auch eine weitere Bedingung: Für den Erfolg des THI-Konzepts ist die Erzeugung ultrakalter Elektronen laut [12] notwendig. Ultrakalt bedeutet in diesem Falle, dass die Elektronen möglichst in Ruhe sind. Das schließt eine Ionisation über beispielsweise den Mechanismus der Stoßionisation aus. Daher wird das Regime der Feld- bzw. Tunnelionisation vorgeschlagen, welches in Kapitel 3.4 ausführlich vorgestellt wurde. Dass die Elektronen auch nach der Ionisation nicht mehr übermäßig beschleunigt werden, wird durch eine einfache Simulation verdeutlicht.

### Optimales Ionisationsvolumen

Das optimale Ionisationsvolumen wurde in Unterkapitel 5.2 bereits angesprochen. Die folgenden Simulationen sollen nun aufzeigen, dass dieses mit der Nutzung von AMBER erreicht werden kann. Dazu wird erst der optimale Laserfokus gezeigt und mit dem eines Gaußpulses mit gleichem Spitzenwert verglichen. Ebenso werden die zugehörigen Laserparameter besprochen. Daraufhin werden die daraus entstehenden Ionisationsprofile gezeigt. Dabei wird angenommen, dass die Plasmablase aus einem vollständig einfach-ionisierten Argonplasma besteht. Für die Freisetzung der neuen Elektronen werden die Argon-Ionen dann ein weiteres Mal ionisiert. Als Pulsdauer wird dabei  $\Delta\tau = 7$  fs benutzt. Die Pulsenergie ist dabei so angepasst, dass im Fokus ein maximaler Wert erreicht wird, der eine maximale Ionisation zu  $\text{Ar}^{2+}$  verspricht. Damit ist der Bestand des Zustands  $\text{Ar}^{2+}$  (erinnere Abbildung 3.14b) gemeint, wobei hier der Zustand in  $\text{Ar}^{1+}$  zu Beginn der Simulation bereits 1 ist und dann entsprechend abnimmt. Der Bestand im Zustand  $\text{Ar}^{2+}$  wird mit der oben angegebenen Pulsdauer bei einem maximalen elektrischen Feld von  $E_{\text{max}} = 1,05 \cdot 10^{11}$  V/m maximal und erreicht den Wert 0,94. Ein höheres elektrisches Feld würde diesen Wert durch eine weitere Ionisation wieder absenken, was später noch weiter diskutiert wird.

Die hier nun gezeigten Feldverteilungen sind mit den Formeln (2.23) bzw. (5.10) berechnet worden. Für  $E_0$  gilt jeweils die entsprechende Berechnung (2.31) mit der Umrechnung über (2.13). Für das Gaußprofil wurde als Gaußbreite  $w_{\text{Gauss}} = 12,5$  mm und eine Pulsenergie  $E_{\text{Puls, Gauss}} = 1,16$   $\mu$ J gewählt. Für das Donutprofil wurde als Ursprungsgaußbreite  $w'_{\text{Gauss}} = 5$  mm und als Donutbreite  $w_{\text{Donut}} = 25$  mm angesetzt. Die Pulsenergie für dieses Profil beträgt ebenfalls  $E_{\text{Puls, Donut}} = 1,16$   $\mu$ J. Die entsprechenden Verteilungen im Nahfeld sind in Abbildung 5.6 dargestellt.

Diese Nahfelder sind nun in die Fokussimulation aus Abschnitt 3.2 eingesetzt und mit einer Brennweite von  $f = 12,7$  cm fokussiert worden. Die Feldverteilung in der Fokusebene (hier wieder  $Z$  als Ausbreitungsrichtung und  $Y$  als eine transversale Richtung) sind in Abbildung 5.7 gezeigt. Bereits hier lässt sich die besondere Zigar-



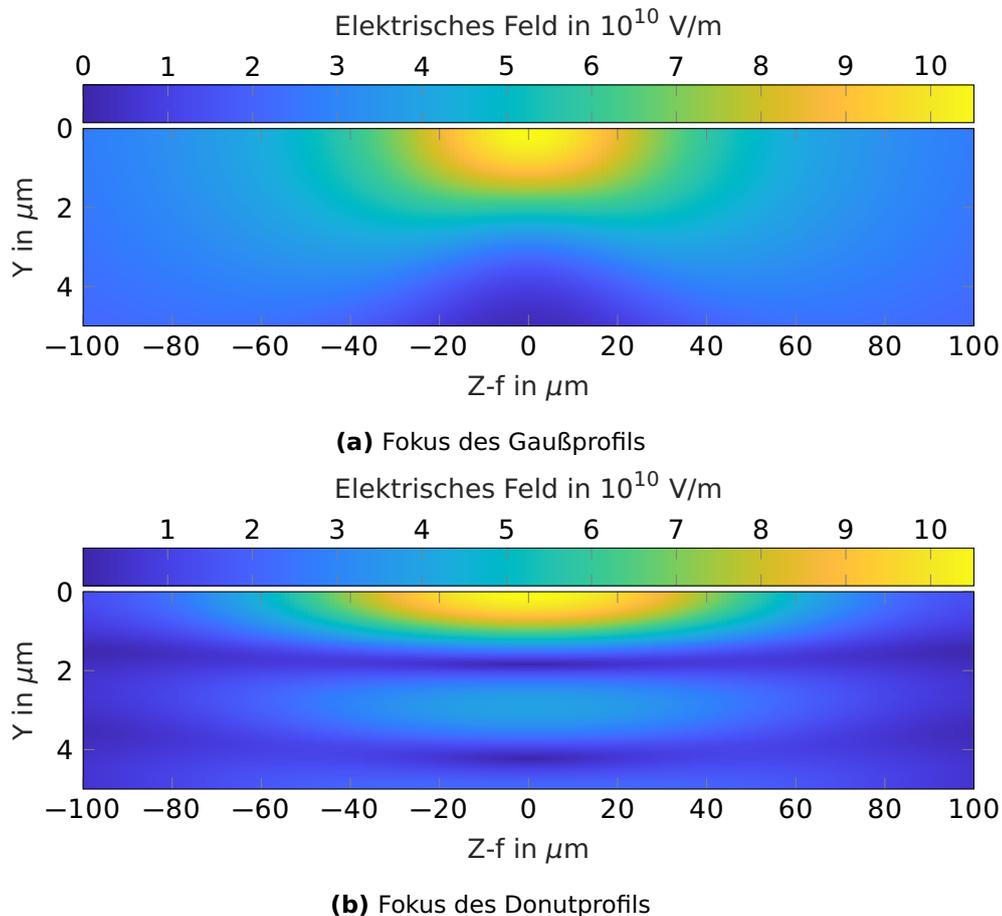
**(a)** Gaußprofil mit  $w_{\text{Gauss}} = 12,5 \text{ mm}$  und **(b)** Donutprofil mit  $w_{\text{Donut}} = 25 \text{ mm}$  und  $E_{\text{Puls, Gauss}} = 1,16 \mu\text{J}$   $E_{\text{Puls, Donut}} = 1,16 \mu\text{J}$

**Abbildung 5.6:** Transversale Feldverteilungen im Nahfeld. Die Pulsdauer entspricht  $\Delta\tau = 7 \text{ fs}$ . Die Farbskala gibt die maximale elektrische Feldstärke an.

renform des Donutfokus erkennen, da erst unmittelbar im Fokuspunkt alle Feldanteile übereinander liegen, während die Gaußverteilung kontinuierlicher zusammengeführt wird. Die Vorteile dieser Form werden dann in den Ionisationssimulationen deutlich. Erkennbar sind auch die Nebenmaxima, die durch die Ringstruktur im Fokus entstehen, welche aber für die Ionisation keine Rolle spielen.

Aus diesen Feldverteilungen kann nun die Ionisation berechnet werden. Durch die Nichtlinearität ist die Ionisation stark konzentriert auf die Bereiche höchster elektrischer Felder, so dass die Nebenmaxima beim Donutfokus, aber auch die weiter auseinander laufenden Anteile des Gaußprofils kaum eine Rolle spielen (siehe Abbildung 5.8). Die Ionisation ist allerdings für den AMBER-Strahl noch lokalisierter, dafür aber in Ausbreitungsrichtung etwas größer.

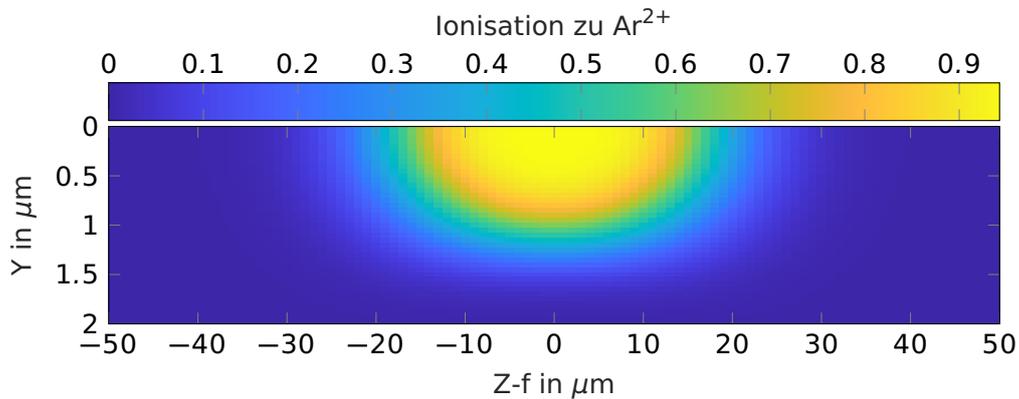
Wie bereits oben geschrieben, wurde das elektrische Feld hier so begrenzt, dass die Ionisation zu  $\text{Ar}^{2+}$  maximiert werden konnte. Wird die Pulsenergie im hier vorliegenden Fall weiter erhöht, wird das Argon weiter zu  $\text{Ar}^{3+}$  ionisiert, was ein insgesamt größeres Ionisationsvolumen zur Folge hätte. Zusätzlich würde in den Nebenmaxima des Donutfokus ab einem gewissen Punkt die Ionisation zu  $\text{Ar}^{2+}$  einsetzen, was nicht gewünscht ist. In den beiden hier gezeigten Fällen kann bei gegebener  $\text{Ar}^{1+}$ -Dichte nun eine Witness-Bunch-Ladung angegeben werden, mit der Annahme, dass alle freigesetzten Elektronen in der Plasmablase gefangen werden. Bei einem Argon-Ausgangsdruck von 4 mbar, was einer Teilchendichte von  $n_{\text{Atom}} = 1,1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$  entspricht, beträgt die Bunch-Ladung 4,5 pC für den Gauß-



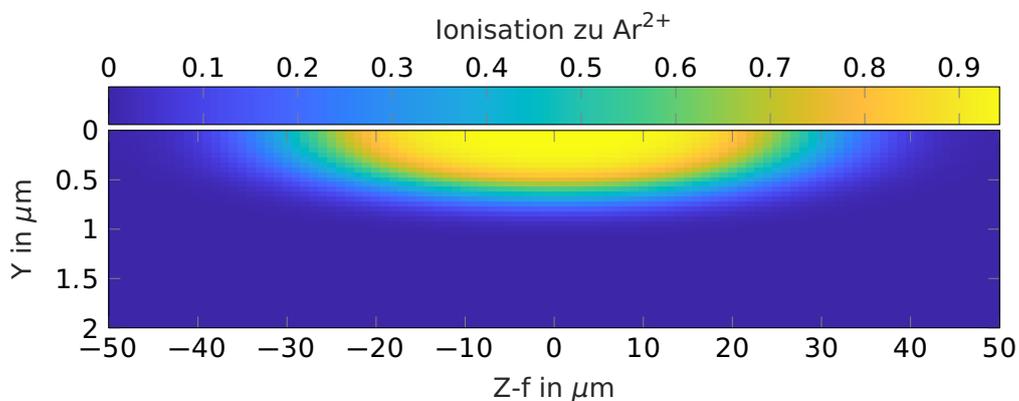
**Abbildung 5.7:** Feldverteilung im Fokus nach Fokussierung der Nahfelder aus Abbildung 5.6 mit einer Brennweite von  $f = 12,7$  cm und Wellenlänge  $\lambda_0 = 800$  nm. Auf der Abszisse ist die Ausbreitungsrichtung  $Z$  um die Brennweite herum angegeben, auf der Ordinate die transversale Richtung  $Y$  (wie auch schon in Abbildung 3.16).

Fokus und 2,0 pC für den Donutfokus. Die Plasmawellenlänge und damit die Länge der Plasmablase beträgt dann ungefähr  $100 \mu\text{m}$ , was einer typischen und möglichen Plasmawellenlänge entspricht [14]. Die Ladung des Witness-Bunch kann angepasst werden, indem zum Argon zusätzlich Helium genutzt wird: die erste Ionisationsenergie von Helium ist vergleichbar mit der zweiten von Argon, was für andere Injektionsmethoden bereits genutzt wird [60]. Als Trägermedium für die Plasmawelle steht weiterhin das einfach ionisierte Argon zur Verfügung. Die Menge der in der Plasma-Photokathode freigesetzten Elektronen hängt dann weiterhin vom Druck des Argons ab aber nun zusätzlich auch vom Anteil des Heliums. Die Ionisation des Heliums bei gleichen Bedingungen wie oben ist dazu in Abbildung 5.9 dargestellt (hier nur dargestellt für den AMBER-Strahl).

Der hier dargestellte Fall der Plasma-Photokathode ist bei der Nutzung von AMBER allerdings nur eine Möglichkeit. Durch die vielen anpassbaren Parameter lässt sich



(a) Ionisationsprofil des Gaußprofils



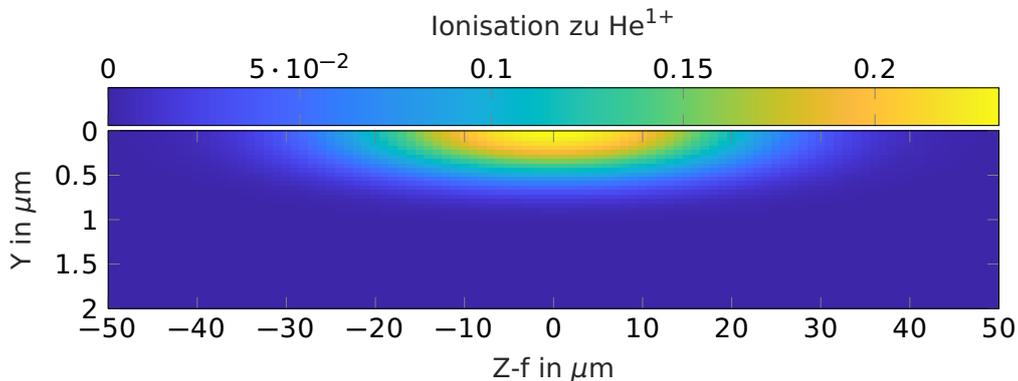
(b) Ionisationsprofil des Donutprofils

**Abbildung 5.8:** Ionisationsprofil zur  $\text{Ar}^{2+}$  der Foki aus Abbildung 5.7 unter der Annahme eines vollständig einfach-vorionisierten Argonmediums. Die Farbskala gibt den Zustandsbestand nach vollständigem Durchlaufen des Laserpulses an.

das Ionisationsvolumen leicht verändern. Dazu ist in Kapitel 6.3 eine ausführliche Analyse mit verschiedenen Strahlprofilen und Pulsdauern gezeigt. Da die Erzeugung des optimalen Ionisationsvolumens nur eine der notwendigen Bedingungen ist, wird im Weiteren die Erzeugung von ultrakalten Elektronen diskutiert.

### Erzeugung ultrakalter Elektronen

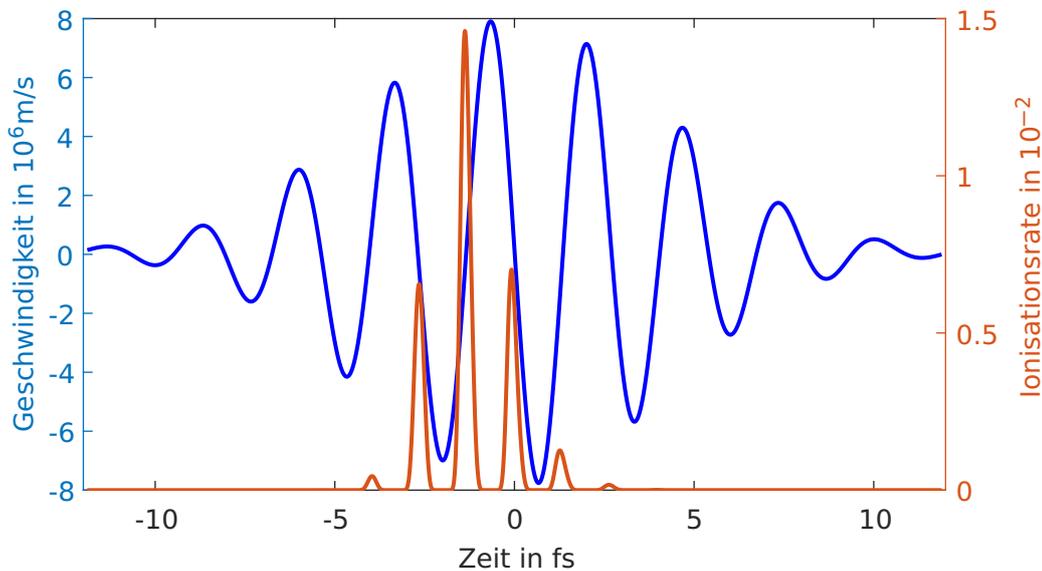
Da die Beschleunigung des Witness-Bunchs mit der in [12] beschriebenen ultrakleinen Emittanz durch eine transversale Startgeschwindigkeit der freigesetzten Elektronen direkt beeinflusst wird [69], soll die Energie nach der Ionisation möglichst minimal sein. Aus diesem Grund wurde, wie oben bereits angesprochen, der maximale Wert für das elektrische Feld so gesetzt, dass die Ionisation zu  $\text{Ar}^{2+}$  voll ausgenutzt wird, jedoch keine deutliche weitere Ionisation zu  $\text{Ar}^{3+}$  mehr geschieht. Dazu müsste das elektrische Feld bzw. die Pulsenergie nochmal erhöht werden, was zu einer Beschleunigung der freigesetzten Elektronen im elektrischen Feld des Lasers füh-



**Abbildung 5.9:** Ionisationsprofil zu  $\text{He}^{1+}$  unter Verwendung des Fokus aus Abbildung 5.7(b). Die Farbskala gibt den Zustandsbestand nach vollständigem Durchlaufen des Laserpulses an.

ren würde. Um sicherzustellen, dass die freigesetzten Elektronen nicht übermäßig beschleunigt werden, wurde über klassische Bewegungsgleichungen und die Lorentzkraft eine Simulation erstellt und errechnet mit welcher Geschwindigkeit bzw. Energie sich die freigesetzten Elektronen bewegen.

Wie Abbildung 5.10 zeigt, ist der Ionisationszeitpunkt dabei von besonderer Bedeutung, da die Phase des Laserpulses, zu der die Elektronen freigesetzt werden, entscheidend für die resultierende Bewegung ist. Dafür ist in Blau die Endgeschwindigkeit eines Elektrons aufgezeichnet, je nach Zeitpunkt der Ionisation. Um die relevanten Zeitpunkte zu erkennen, ist in Orange die jeweilige Ionisationsrate eingezeichnet. Die Endgeschwindigkeiten der Elektronen, die in der Simulation zu Zeitpunkten „losgelassen“ werden, an denen eine signifikante Ionisation geschieht, ist deutlich geringer als zu den anderen Zeitpunkten. Um eine durchschnittliche Energie der freigesetzten Elektronen angeben zu können, wird das Quadrat der Endgeschwindigkeit daher mit der Ionisationsrate gefaltet und dann ein Mittelwert bestimmt. Für den Maximalwert von  $E_{\text{max}} = 1,05 \cdot 10^{11}$  V/m und der Pulsdauer von  $\Delta\tau = 7$  fs ergibt sich eine mittlere Energie von  $E_{\text{therm}} = 13,5$  eV. Bei einer Plasmawellenlänge von  $100 \mu\text{m}$  (so wie im vorherigen Abschnitt diskutiert) und der Ionisation ungefähr in der Mitte der Plasmablase, dauert es ungefähr 170 fs (halbe Plasmawellenlänge), bis der Witness-Bunch vom Wakefield beschleunigt wird. Die Elektronen bewegen sich bis dahin im Mittel um ungefähr 350 nm. Die Bewegung bzw. Verbreiterung des Ionisationsvolumens liegt also in der Größenordnung der transversalen Größe des zu beschleunigenden Witness-Bunchs und sollte die gewünscht ultrakleine Emittanz nicht behindern. Genauer könnte dies über PIC-Simulationen bestimmt werden, was allerdings nicht Bestandteil dieser Dissertation ist.



**Abbildung 5.10:** Endgeschwindigkeiten der Elektronen bzw. Ionisationsraten je nach Ionisationszeitpunkt. Die x-Achse gilt für beide y-Achsen gleichermaßen. Die blaue y-Achse beschreibt die Endgeschwindigkeit eines Elektrons nach vollständigem Durchlaufen des Laserpulses, allerdings in Abhängigkeit vom Start- bzw. Ionisationszeitpunkt. Die orangene y-Achse beschreibt die Ionisationsrate zu  $\text{Ar}^{2+}$ . Als Laserpuls wurde hier das oben verwendete Maximum von  $E_{\text{max}} = 1,05 \cdot 10^{11} \text{ V/m}$  und die entsprechende Pulsdauer  $\Delta\tau = 7 \text{ fs}$  genutzt. Die Endgeschwindigkeiten der Elektronen, die zu Zeitpunkten freigesetzt wurden, an denen auch eine hohe Ionisationsrate vorliegt, sind deutlich geringer als zu Zeitpunkten an denen kaum ionisiert wird.

## 5.5 Weitere Herausforderungen

Um die Trojan Horse Injection experimentell zu realisieren, wurde bis hierhin nur ein Konzept vorgestellt. Dabei gibt es zwei grundlegende Probleme, die für die Verwendung noch geklärt werden müssen. Zum einen muss der optische Aufbau an sich anwendbar sein. Das betrifft vor allem die Genauigkeit der Optiken, der Justage und auch die Stabilität der Optomechaniken. Zum anderen muss die Ionisation zum richtigen Zeitpunkt geschehen. Bei der oben angestrebten Plasmawellenlänge von  $100 \mu\text{m}$  muss die Synchronisation von Laserpuls und treibendem Elektronenpuls entsprechend genau sein, was sowohl das absolute Timing als auch einen möglichen Jitter zwischen den beiden Pulsen betrifft. Als Nächstes wird daher die Verwendung des Axiconteleskops diskutiert. In einem weiteren Kapitel geht es dann um eine Möglichkeit den zeitliche Verlauf von Laser- zu Elektronenpuls mit einer optischen Methode genau zu bestimmen. Auch diese Untersuchungen wurden als Lehrzweck gemeinsam mit Bachelor- [19] und Masterstudierenden [16][17] durchgeführt, in deren Abschlussarbeiten viele Hintergründe ausführlich beleuchtet werden.

---

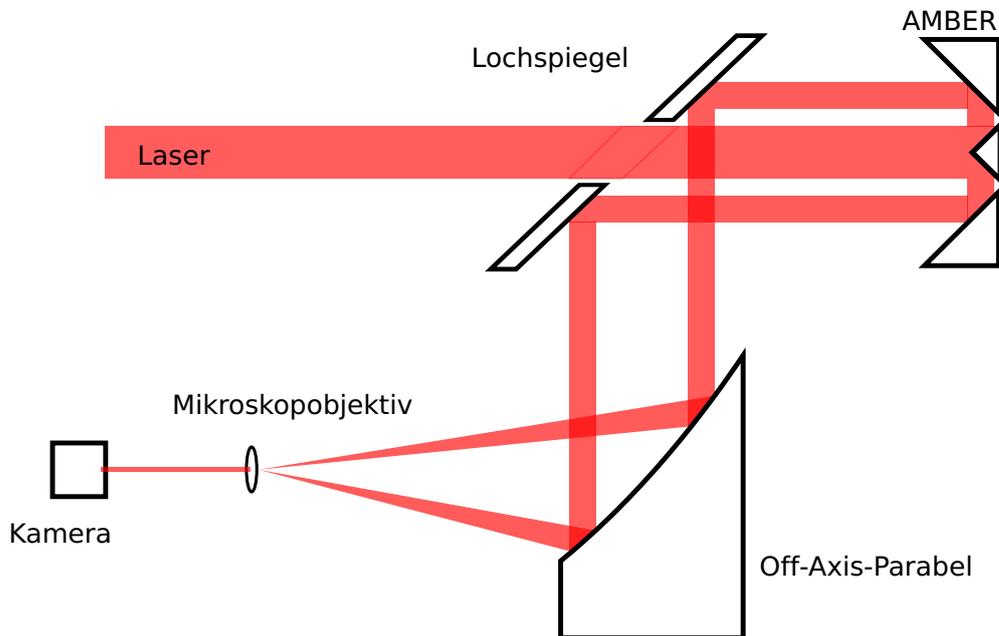
## AMBER: Axicon Mirror Beam Expander

---

Das innovative Spiegelteleskop AMBER wurde in Abschnitt 5.3 bereits gezeigt und sein optimaler Einsatz für die Trojan Horse Injection vorgestellt. In diesem Kapitel wird der Aufbau nun genauer charakterisiert. Dabei soll es zum einen um die Axiconspiegel selbst gehen, zum anderen aber auch um den genauen optischen Aufbau mitsamt seiner Schwierigkeiten. Anhand von Raytracing-Simulationen wird auch die nötige Präzision bei der Justage aufgezeigt. Daher werden ebenfalls die verwendeten Optomechaniken präsentiert und die Herausforderungen besprochen.

Als genereller Aufbau von AMBER wurde der Vorschlag aus Abbildung 5.4 genutzt. Es muss also eine Möglichkeit geben, das um  $180^\circ$  zurückgespiegelte Donutprofil vom einfallenden Strahl zu trennen. Dazu wird ein ebener, elliptischer Spiegel mit Loch in der Mitte genutzt. Durch das Loch kann der Strahl erst zum Spiegelteleskop propagieren und danach umgelenkt werden (siehe Abbildung 6.1).

Im Gegensatz zum Axiconteleskop (Abb. 5.2) hat das Loch im Strahlprofil immer die Größe des ersten Axiconspiegels. Für die minimale Donutbreite gilt hier daher immer  $w_{\text{Donut}} = 2w_{\text{Gauss}} + r_{\text{Spiegel}_1}$ , wobei  $r_{\text{Spiegel}_1}$  der Radius des ersten Spiegels ist. Dieser sollte bei Gaußprofilen als Ursprungsprofil immer mindestens der zweifachen Gaußbreite entsprechen, um Beugungseffekte zu verhindern. Bei Supergaußprofilen kann je nach Ordnung auch weniger ausreichen. Der zweite Spiegel kann theoretisch beliebig groß werden, muss allerdings mindestens den oben angegebenen Durchmesser besitzen. Grundsätzlich sind auch andere Winkel für die Spiegel möglich, so wie in [66] gezeigt. Am kompaktesten ist allerdings der Aufbau mit einem Axiconwinkel von  $45^\circ$ , so dass der Laser zwei Mal jeweils um  $90^\circ$  reflektiert wird.



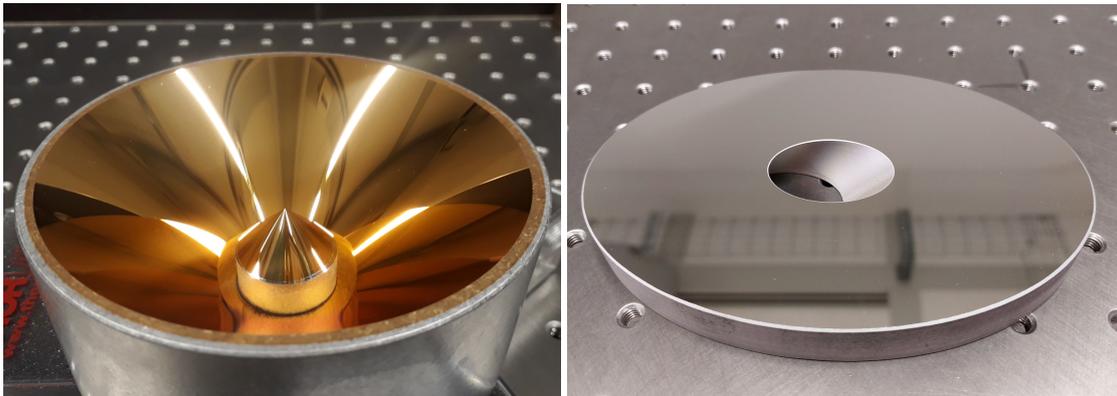
**Abbildung 6.1:** Schematische Darstellung des AMBER-Testaufbaus. Oben links fällt der Laser ein und propagiert durch das Loch des Lochspiegels. Danach trifft der Strahl auf den ersten AMBER-Spiegel und wird dann vom zweiten Spiegel entgegen dem einfallenden Strahl zurückgeleitet. Am Lochspiegel wird der Donutstrahl um 90° umgelenkt und trifft dann auf eine Off-Axis-Parabel, die den Laser fokussiert. Der Fokus kann dann mit einem Mikroskopobjektiv untersucht werden, in dem dieser vergrößert auf eine Kamera abgebildet wird.

## 6.1 Spiegel und Optomechaniken

Zur Umsetzung und für erste Tests wurden die drei verschiedenen Spiegel mit Hilfe des 3D-CAD-Programms „Autodesk Inventor Professional“ modelliert und zur Überprüfung der Umsetzbarkeit an verschiedene Hersteller von Optiken geschickt. Die zwei AMBER-Spiegel konnten von Thorlabs GmbH hergestellt werden, der elliptische Lochspiegel von OPTROVISION. Für die AMBER-Spiegel wurde ein Design gewählt, bei dem der Eingangsstrahl bis zu knapp 23 mm (Strahldurchmesser) groß sein kann und ein Donutprofil bis zu  $w_{\text{Donut,max}} \approx 50$  mm erzeugt werden kann. Die Spiegel bestehen aus Aluminium und haben an den optischen bzw. reflektierenden Seiten eine hochreflektierende Goldbeschichtung (siehe Abb.6.2(a)). Der reflektierte Wellenfront-Fehler wird vom Hersteller als kleiner  $\lambda/4$  bei einer Wellenlänge von 633 nm angegeben, also knapp 150 nm. Die genauen Maße der Spiegel befinden sich im Anhang A.

Der elliptische Spiegel ist entsprechend zur Anwendung mit den AMBER-Spiegeln

bemessen. Für die Reflexion um  $90^\circ$  beträgt der Spiegeldurchmesser knapp 140 mm, die andere Achse des Spiegels 100 mm (siehe Abb. 6.2(b)). Das elliptische Loch erlaubt die Propagation des Eingangsstrahls mit Durchmesser von bis zu 25 mm. Auch zu diesem Spiegel befindet sich im Anhang eine technische Zeichnung. Im Gegensatz zu den Spiegeln aus Aluminium besteht der Umlenkspiegel aus Quarzglas mit einer Dicke von 15 mm. Diese Dicke ist notwendig, damit auch hier der reflektierte Wellenfront-Fehler nicht größer als  $\lambda/4$  wird. Dieser Spiegel wurde mit einer hochreflektierenden Silberschicht versehen. Die unterschiedlichen Reflexionsschichten sind bedingt durch die Notwendigkeit verschiedener darüber befindlicher dünner Schutzschichten.



(a) AMBER

(b) Lochspiegel

**Abbildung 6.2:** Fotos der speziell angefertigten Spiegel. In (a) sind die goldbeschichteten AMBER-Spiegel bereits ineinander gesteckt gezeigt. Bild (b) zeigt den silberbeschichteten elliptischen Lochspiegel.

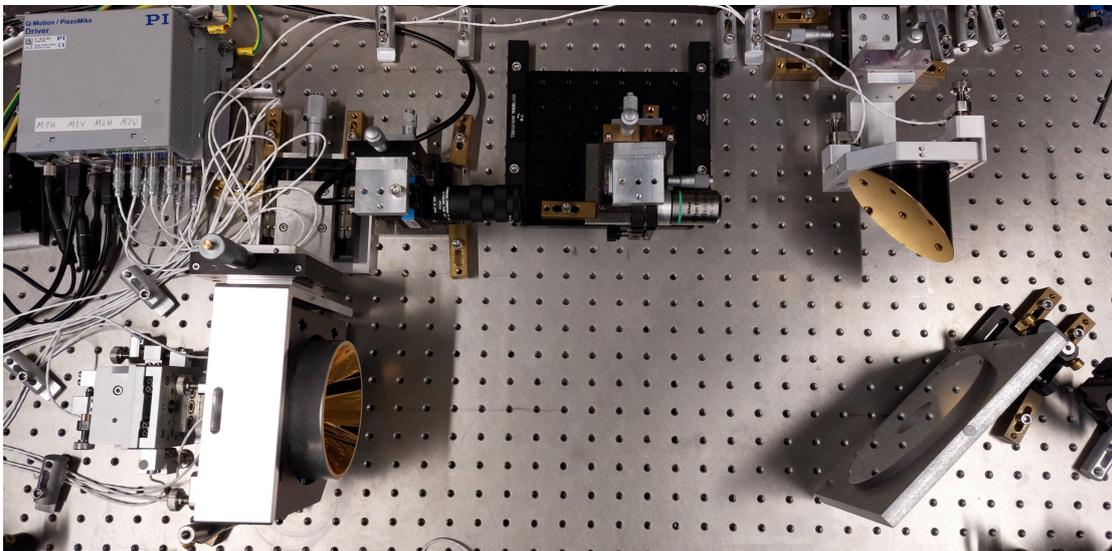
Die Spiegel wurden in speziell angefertigte Halterungen eingesetzt und zum Teil motorisiert. Da die Justage mit sehr hoher Präzision erfolgen muss, wurden für die AMBER-Spiegel Piezoaktuatoren mit einer Schrittweite von ungefähr 20 nm [70] verwendet. Der erste Spiegel des Teleskops lässt sich damit mit einer Genauigkeit von  $\approx 0,6 \mu\text{rad}$  justieren, der zweite Spiegel sogar mit  $\approx 0,2 \mu\text{rad}$ . Neben dem klassischen Verkippen in horizontaler und vertikaler Achse sind die Spiegel auch in ihrer Position verstellbar. Spiegel 1 wurde dabei in allen drei Raumrichtungen mit Präzisionslineartischen mit Ansteuerung mittels der Piezoaktuatoren versehen, während Spiegel 2 in beiden zum Strahlverlauf transversal ausgerichteten Richtungen mit Mikrometerschrauben verstellt werden kann. Die Spiegelhalter der AMBER-Spiegel wurden von LIOP-TEC GmbH speziell angefertigt. Der Spiegelhalter für den großen, elliptischen Spiegel wurde selbst entworfen und hausintern angefertigt. Zur Fokussierung wurde eine  $90^\circ$ -Off-Axis-Parabel mit einer Brennweite von  $f_{\text{Parabel}} = 127 \text{ mm}$  genutzt. Die Parabel kann dabei einen Strahl von bis zu 75 mm (3 Zoll) fokussieren. Für die volle Ausnutzung der AMBER-Spiegel müsste eine größere Parabel eingesetzt werden. Die Spiegeloberfläche besteht aus hochreflektierendem Gold. Die Parabel muss im Aufbau ähnlich genau justiert werden wie die Teleskopspiegel und befindet

sich dazu in einem ebenfalls per Piezoaktuatoren gesteuerten Spiegelhalter. Zusätzlich befindet sich die Parabel auf einer Verfahrstape in allen drei Raumrichtungen, welche mit Mikrometerschrauben bewegt werden kann. Im hier beschriebenen Aufbau wurde allerdings keine Loch-Parabel genutzt.

## 6.2 Justage

Verstellbar sind im entstandenen Aufbau also der horizontale und vertikale Tilt aller Spiegel. Zusätzlich können diverse Spiegel in ihrer Position verfahren werden. Für die Justage der Teleskopspiegel gibt es daher schon neun Parameter. Mit dem Lochspiegel und der Parabel ergeben sich insgesamt 16 Freiheitsgrade. Diese Anzahl allein beweist bereits die Komplexität des Vorhabens. Aus diesem Grund ist die exakte Justage sehr aufwendig und auch abschließend noch nicht perfektioniert, da einige Herausforderungen noch nicht gelöst sind. Mit den hier vorgestellten Mitteln konnte allerdings die Realisierbarkeit des AMBER-Aufbaus bewiesen werden. Welche Problemstellungen und Anforderungen die Nutzung mit sich bringt, wird daher hier vorgestellt.

Zum Justieren muss zu Beginn AMBER-Spiegel 1 mittig in den Strahl gestellt werden. Dazu sollte eine Lochblende genutzt werden, die möglichst weit zugezogen



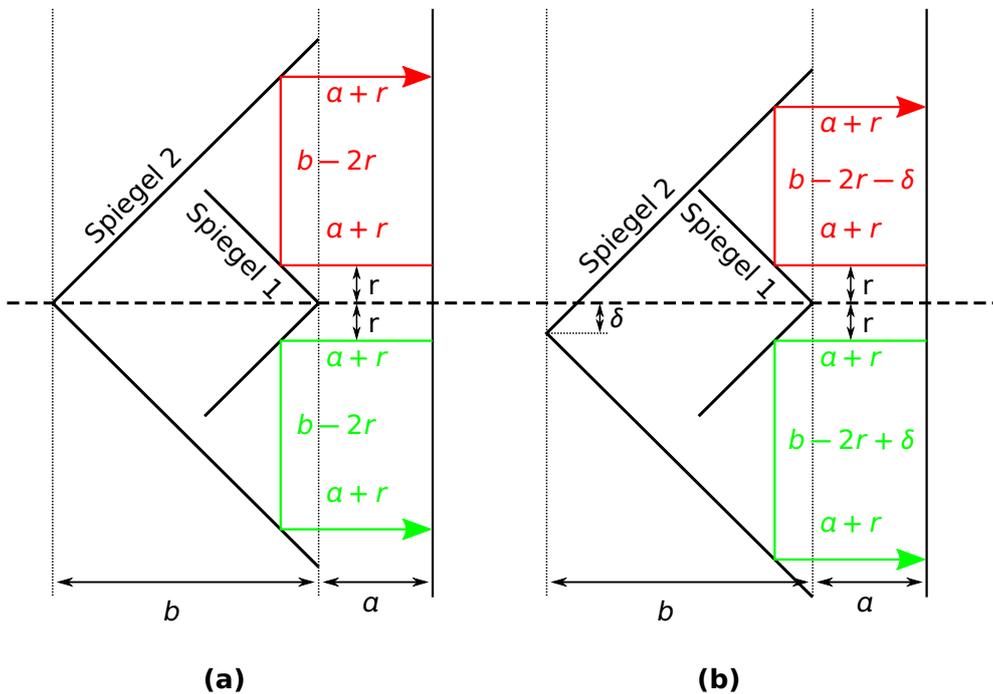
**Abbildung 6.3:** Foto des experimentellen Testaufbaus. Unten rechts ist der elliptische Lochspiegel, durch den der Laser auf den AMBER-Aufbau (unten links) propagieren kann. Über den Lochspiegel kann das Donutprofil dann auf die Off-Axis-Parabel (oben rechts, mit Goldbeschichtung) gelangen, die den Strahl fokussiert, welcher dann vom Mikroskopobjektiv (oben Mitte) vergrößert auf die Kamera abgebildet werden kann. Ebenfalls auf dem Foto erkennbar sind die diversen Steuerungseinheiten (oben links) für die verwendeten Piezoaktuatoren.

wird. Der Tilt des Spiegels kann mittels der Reflexion angepasst werden. Der entstehende Ring muss perfekt normal zur Ausbreitungsrichtung verlaufen. Dies lässt sich am besten erkennen, in dem der zweite Spiegel noch nicht im Strahlengang steht. Der zweite Spiegel wird dann perfekt über den ersten Spiegel geschoben und so ausgerichtet werden, dass der Laserstrahl um genau  $180^\circ$  zurück reflektiert wird. Dazu wurde eine runde Zielscheibe genutzt, die in der Mitte eine Öffnung hat, durch die der einfallende Strahl zumindest zum Teil propagieren kann. Bei den Tests wurde eine Strecke von ungefähr 45 cm genutzt, was dem Abstand der AMBER-Spiegel zum Lochspiegel entspricht (siehe Abbildung 6.3).

Bei der Justage ist nicht nur der Tilt der beiden Spiegel zu beachten, sondern in besonderem Maße auch die Position. Im optimalen Fall sind die Spitzen von Spiegel 1 und 2 beide auf der optischen Achse (siehe Abb. 6.4(a)). Weichen diese voneinander ab, hat dies einen direkten Einfluss auf die Phasenfront. Zur Verdeutlichung ist in Abbildung 6.4(b) ein solcher Fall gezeigt. Während in Abbildung 6.4(a) der rote und der grüne Strahl den gleichen Strahlweg zurücklegen, ist dies bei den verschobenen Spitzen nicht der Fall. Die Verschiebung  $\delta$  der beiden Spitzen wirkt sich direkt auf die Phase aus und zwar mit der zweifachen Verschiebung. Soll der Fehler also in der Größenordnung der Fehler der Spiegel liegen (150 nm), müssen die Spiegel mit einer Genauigkeit von  $\approx 75$  nm positioniert werden.

Ist die Verschiebung der beiden Spitzen sehr groß, lässt sich die im Strahlprofil sehr schnell erkennen, da der Donut dann nicht mehr rund ist und „brezelförmige“ Verformungen entstehen. Hier spielen dann nicht nur die Phasenverschiebungen eine Rolle, sondern auch die veränderten Reflexionswinkel außerhalb der in Abb. 6.4 gezeigten Mittenenebene. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Hierfür wurde das in Kapitel 3.1 vorgestellte Raytracing genutzt. Abbildung 6.5(a) zeigt hier das Startprofil im Raytracing, welches einen Durchmesser von 20 mm aufweist. Abbildung 6.5(b) zeigt dann das Profil direkt nach Durchlaufen von AMBER, wobei die Spiegel bis auf eine horizontale Verschiebung von  $100\ \mu\text{m}$  perfekt justiert sind. Die roten Richtungsvektoren zeigen hier schon an, dass der Strahl nicht überall perfekt um  $180^\circ$  reflektiert wurde. Der Strahl propagiert im Beispiel hier 2 m weit und wird dann in Abbildung 6.5(c) nochmals dargestellt. Die „brezelförmige“ Störung des Profils ist dann schon deutlich zu erkennen. Auch im Experiment selbst lässt sich dieses Verhalten erkennen, wenn der nötige Platz zum Propagieren vorhanden ist.

Viel deutlicher ist dieses Verhalten, wenn der Donutstrahl fokussiert wird, was im Testexperiment mit einer Off-Axis-Parabel vorgenommen wurde (erinnere Abb. 6.1). Der Fokus kann dann zur besseren Justage erst ohne ein Mikroskopobjektiv auf einer Kamera betrachtet werden. Sind die AMBER-Spiegel noch nicht perfekt zueinander ausgerichtet, ist die Brezelform schon im zusammenlaufenden Strahl erkennbar. Befindet sich die Störung nicht in der Horizontalen (so wie in Abb. 6.5(c)), sondern schief, ist der Spiegel auch in der anderen Dimension verschoben. Die richtige Justage der Parabel lässt sich ähnlich wie bei einem normalen Gaußstrahl vornehmen: Ist der Paraboloid falsch justiert wird der Strahl elliptisch, was durch entsprechendes Korrigieren des Tilts geheilt werden kann. Auf diese Weise lässt sich der Strahl



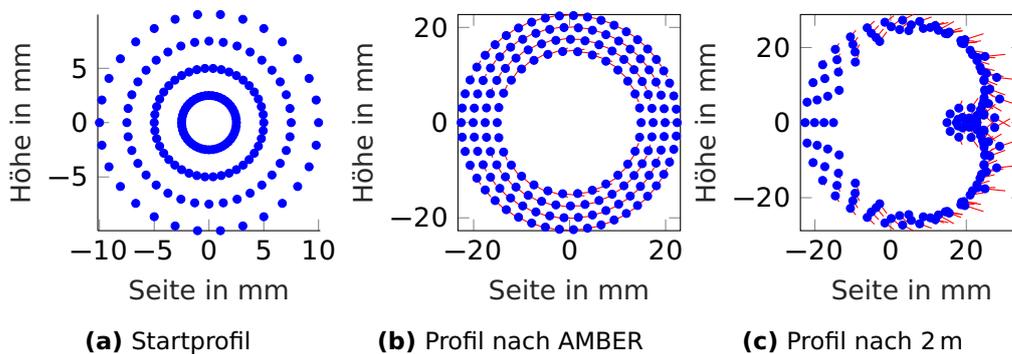
**Abbildung 6.4:** Zeichnung zur benötigten Justage-Genauigkeit von AMBER. Zeichnung (a) zeigt die perfekte Justage der beiden Spiegel zueinander. Der rote und der grüne Weg sind gleich lang. In Zeichnung (b) ist Spiegel 2 dann um  $\delta$  verschoben, so dass der rote Weg um  $2\delta$  kürzer als der grüne Weg ist. Dies führt zu einer Phasenverschiebung in der räumlichen Phase.

bis sehr nahe vor dem Fokus als Donutprofil verfolgen, bevor dann ein Mikroskopobjektiv eingesetzt werden muss.

Da die Justage des Tilts der AMBER-Spiegel im Gegensatz zur Verschiebung keine eindeutige Auswirkung auf den Fokus hat und diese natürlich nur bedingt genau anhand des oben erklärten Vorgehens erfolgen kann, wurde dieses Problem in der Bachelorarbeit von Dennis Schramm untersucht [19]. Anhand von Zernike-Polynomen/Koeffizienten wurden quantitative Aussagen über die Auswirkungen getroffen.

### Zernike-Polynome

Mit Zernike-Polynomen lassen sich Abberationen in Phasenfronten quantitativ beschreiben. Den unterschiedlichen bekannten Abberationen wie zum Beispiel dem Astigmatismus können dabei bestimmte Zernike-Polynome direkt zugeordnet werden [71][72]. Phasenfronten sind dabei so zu verstehen, wie beispielsweise das Ergebnis für die perfekte Fokussierung aus Formel (2.49). In eine solche Phasenfront können dann durch Fehler in der Justage, Imperfektionen von Optiken oder



**Abbildung 6.5:** Ergebnisse der Raytracing-Simulation. (a) zeigt das Startprofil, welches für die AMBER-Aufweitung angepasst wurde. (b) zeigt die neuen Pixpunkte und Richtungen. Die Spiegel sind dabei in der Horizontalen zueinander verschoben (wie in Abbildung 6.4(b) gezeigt). Die Verschiebung beträgt in diesem Beispiel  $100\ \mu\text{m}$ . Die roten Striche geben die Richtung der einzelnen Strahlen an. Wäre AMBER perfekt justiert, wären diese nicht zu sehen, da der Strahl dann perfekt parallel zur Ausbreitungsrichtung laufen würde. Hier zeigen die roten Linien oben und unten nach rechts. In (c) ist dann zu erkennen, was durch die schiefe Propagation der Strahlen passiert. Das Donutprofil liegt nicht mehr vor, es hat sich stattdessen eine Brezelform gebildet.

auch durch Störungen im Ausbreitungsmedium, Aberrationen entstehen, die beispielsweise die Fokussierbarkeit beeinflussen. Die Zernikepolynome beschränken sich dabei weitestgehend auf runde Strahlprofile bzw. ansatzweise radialsymmetrische Profile, wobei geringe Abweichung eben mit den Zernikepolynomen und den zugehörigen Zernikekoeffizienten beschrieben werden sollen.

Die Zernikepolynome  $Z(\rho, \Theta)$  bestehen aus einem radiusabhängigen und einem winkelabhängigen Anteil. Daher werden für die Darstellung meist die Variablen  $\rho$  und  $\Theta$  genutzt. Die Umrechnung erfolgt gemäß Polarkoordinaten mit  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  und  $\Theta = \arctan(y/x)$  (wobei hier natürlich auf die Vorzeichen von  $x$  und  $y$  geachtet werden und entsprechend korrigiert werden muss). Der Radius  $\rho$  beschränkt sich dabei auf den Einheitskreis und damit gilt  $\rho \leq 1$ . Beim radiusabhängigen Anteil wird dann oft von den jeweiligen Ordnungen gesprochen, beim winkelabhängigen Anteil von der Kreis- oder Winkelfrequenz. Daher gibt es relativ einfach zu berechnende Polynome wie eine Ebene, eine Verkippung (Tilt) oder die (De-)Fokussierung. Werden höhere Ordnungen berechnet, können die Formen der Polynome aber sehr kompliziert werden. Für die Bewertung der hier berechneten Phasenfronten nach dem AMBER-Teleskop wurde sich daher auf die ersten drei Ordnungen beschränkt, da diese nachweislich zuverlässige Ergebnisse erbringen. Insgesamt müssen daher zehn Zernikepolynome beachtet werden. Diese sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Hierbei ist auf die oben gewählte Definition der Winkelberechnung zu achten, da diese von [73] abweicht.

Abberation	$Z_i(\rho, \Theta)$	$Z'_i(x, y)$
Ebene	1	1
y-Tilt	$\rho \cdot \sin(\Theta)$	$y$
x-Tilt	$\rho \cdot \cos(\Theta)$	$x$
schräger Astigmatismus	$\rho^2 \cdot \sin(2\Theta)$	$2xy$
gerader Astigmatismus	$\rho^2 \cdot \cos(2\Theta)$	$x^2 - y^2$
Defokussierung	$\rho^2 - 1$	$x^2 + y^2 - 1$
Trifoil 30°	$\rho^3 \cdot \sin(3\Theta)$	$y(x - 3y^2)$
Trifoil 0°	$\rho^3 \cdot \cos(3\Theta)$	$x(3x^2 - y)$
y-Koma	$(3\rho^3 - 2\rho) \cdot \sin(\Theta)$	$y\sqrt{x^2 + y^2}$
x-Koma	$(3\rho^3 - 2\rho) \cdot \cos(\Theta)$	$x\sqrt{x^2 + y^2}$

**Tabelle 6.1:** Zernike-Polynome mit Polarkoordinaten  $\rho$  und  $\Theta$  oder den kartesischen Koordinaten  $x$  und  $y$ . Nach [73].

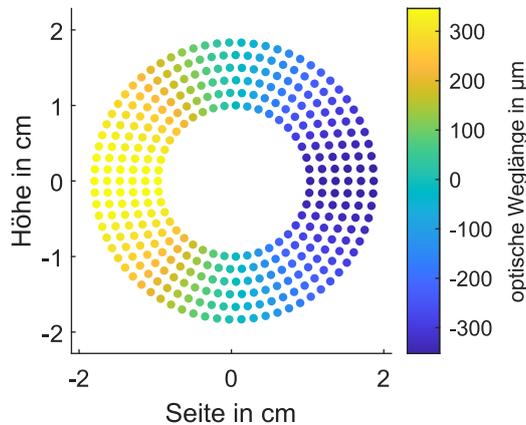
Mit diesen Zernikepolynomen lassen sich durch die Nutzung von Zernikekoeffizienten  $C_i$  dann entsprechende Phasenfronten  $\varphi(\rho, \Theta)$  berechnen. Dazu werden die Zernikepolynome mit den Zernikekoeffizienten und dann über

$$\varphi(\rho, \Theta) = \sum_{i=1}^N C_i \cdot Z_i(\rho, \Theta) \quad (6.1)$$

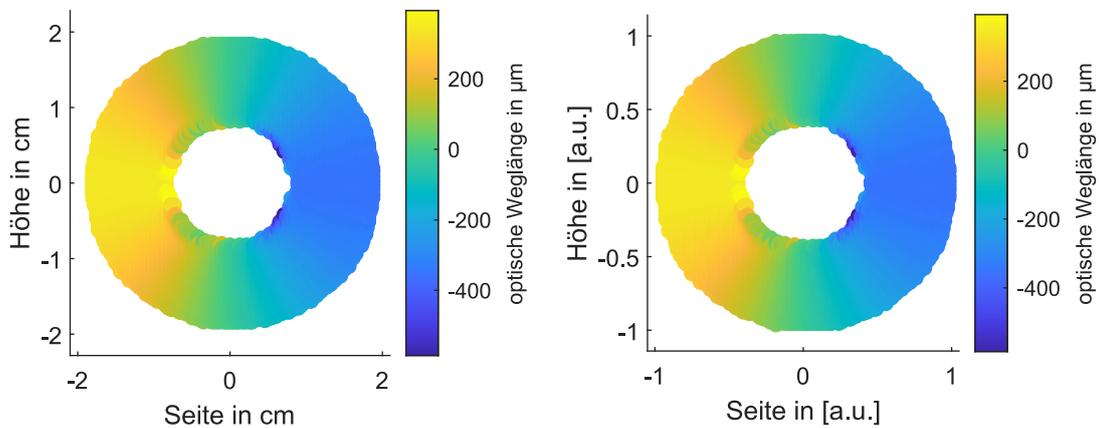
einfach aufaddiert, wobei im hier gewählten Fall  $N = 10$  gilt. Um nun bestehende Phasenfronten mit den Zernikekoeffizienten quantitativ bewerten zu können, wird eine Besonderheit der Zernikepolynome ausgenutzt: Da die Zernike jeweils orthogonal zueinander sind [71], kann das Gleichungssystem aus Formel (6.1) auch immer eindeutig rückwärts gelöst werden. So lassen sich dann aus Phasenfronten, die anhand der Raytracing-Simulationen bestimmt werden, die Auswirkungen von Verkippungen und Verschiebungen verschiedener Optiken bestimmen. In der schon angesprochenen Bachelorarbeit von Dennis Schramm [19] konnte dieses Prinzip auch erstmals auf Donutprofile angewendet werden. Die Zernike-Auswertung kann aber auch ohne Probleme auf gemessene Phasenfronten angewendet werden [74][75].

### Ergebnisse für AMBER

Um die Zernike-Auswertung auf das AMBER-Profil anzuwenden, muss der Radius  $\rho$ , der in die Zernikepolynome eingeht, auf den Bereich des Strahlprofils eingeschränkt werden. Die Grenze für den Radius lässt sich über  $\rho \geq w_{\text{Donut}} - 2w_{\text{Gauss}}$  bestimmen. Bei der Bestimmung der Phasenfront mithilfe des Raytracing-Programms, wird diese Bedingung automatisch eingehalten, da nur im Bereich vorhandener Strahlen die Phasenfront bestimmt wird. Dazu werden in einer Ebene die zurückgelegten Wegstrecken jedes Strahls (siehe Abb. 6.6(a)) berechnet und diese dann auf einem äquidistanten Raster interpoliert (Abb. 6.6(b)). Um diese Ergebnisse in der Zernike-Auswertung zu benutzen wird der Radius der Phasenfront auf eins normiert (Abb.



(a) Ergebnis der Raytracing-Simulation mit Auswertung der optischen Weglänge.



(b) Auf äquidistante Abstände interpoliertes Ergebnis aus (a). (c) Normierung des Radius zur Anwendung der Zernikepolynome.

**Abbildung 6.6:** Optische Weglänge nach AMBER bei Verkippung des ersten Spiegels in der Horizontalen um  $0,5^\circ$ . (a) zeigt das direkte Ergebnis aus der Raytracing-Simulation für jeden Strahl an. Die Farbskala stellt dabei die zurückgelegte Weglänge bzw. die Differenz dieser über das Profil dar. In (b) ist das Ergebnis aus (a) auf ein äquidistantes Raster interpoliert, wobei an Stellen, an denen keine Information über die optische Weglänge bekannt ist, auch keine Werte berechnet werden. (c) stellt das Ergebnis aus (b) nochmals dar, allerdings mit der Normierung des Radius, da dieser für die Zernikepolynome auf  $\leq 1$  beschränkt ist.

6.6(c)) und dann entsprechend der oben erklärten Vorgehensweise ausgewertet (Tabelle 6.2).

Im gezeigten Beispiel lassen sich deutlich dominante Zernikekoeffizienten erkennen. Um eine echte Aussage treffen zu können ist es sinnvoll die Koeffizienten auf eine Wellenlänge zu normieren. Da bei der Qualität von Optiken auch immer die Wellenlänge 633 nm verwendet wird, werden die Zernikekoeffizienten auch hier auf

diese normiert. Mit der optischen Weglänge kann über die Wellenlänge auch eine Phasenfront in Radian angegeben werden, was notwendig für Beugungsberechnungen ist. Für die hier anschließenden Bewertungen der AMBER-Justage ist allerdings die Angabe in Metern bzw. in  $\lambda$  zielführender.

Abberation	$C_i$ in m	$C_i$ in $\lambda$
Ebene	$-5,4 \cdot 10^{-6}$	-8,5
y-Tilt	$-5,0 \cdot 10^{-16}$	$\rightarrow 0$
x-Tilt	$-3,0 \cdot 10^{-4}$	-477
schräger Astigmatismus	$-4,6 \cdot 10^{-17}$	$\rightarrow 0$
gerader Astigmatismus	$-3,7 \cdot 10^{-6}$	-5,8
Defokussierung	$-5,9 \cdot 10^{-6}$	-9,3
Trifoil 30°	$-1,3 \cdot 10^{-15}$	$\rightarrow 0$
Trifoil 0°	$1,8 \cdot 10^{-7}$	0,29
y-Koma	$3,5 \cdot 10^{-16}$	$\rightarrow 0$
x-Koma	$1,4 \cdot 10^{-4}$	226

**Tabelle 6.2:** Zernikekoeffizienten der Phasenfront aus Abbildung 6.6. AMBER-Spiegel 1 ist dort in der Horizontalen um  $0,5^\circ$  verkippt. Signifikant sind hier Ebene, x-Tilt, gerader Astigmatismus, Defokussierung, Trifoil  $0^\circ$  und x-Koma, da ihre Beträge nicht vernachlässigbar sind.

Im hier gezeigten Beispiel ist der AMBER-Spiegel 1 in der Horizontalen um  $0,5^\circ$  verkippt. Dies hat Auswirkungen auf verschiedene Koeffizienten. Dabei sind die Koeffizienten für die Ebene, den x- bzw. y-Tilt und die Defokussierung nicht weiter von Bedeutung, da diese keinen direkten Einfluss auf die Fokussierbarkeit haben. Die Ebene ist einfach eine Phasenverschiebung über das komplette Profil, die Tilts nur eine Verkipfung der Ausbreitungsrichtung und die Defokussierung trifft eine Aussage über die Kollimierung des Strahls. Letzter kann natürlich Veränderungen des Strahls hervorrufen, allerdings müsste der zugehörige Zernikekoeffizient ein Vielfaches der Wellenlänge sein. Im hier vorliegenden Fall für  $C_6 = -5,9 \cdot 10^{-6}$  m würde sich umgerechnet eine Brennweite von  $\approx -33$  m ergeben. Da die Lauflänge des Donutstrahls aber deutlich kürzer sein soll, spielt der entsprechende Koeffizient keine dominierende Rolle. Viel wichtiger sind die Koeffizienten des Astigmatismus, Trifoil und Koma. Wie diese kompensiert und der Strahl bei einer imperfekten Justage trotzdem „gerettet“ werden kann, wird nun aufgezeigt.

Die gravierendsten Auswirkungen hat die Verkipfung auf die Koeffizienten des schrägen Astigmatismus und des x-Komas. Im Folgenden soll erklärt werden, wie diese kompensiert werden können. Dazu gibt es die Möglichkeit entweder Parameter der Justage von AMBER oder der Parabeljustage anzupassen. Das Endergebnis wird zeigen, dass bei beiden Anpassungen erfolgen müssen.

Rein geometrisch gesehen bewirkt eine Verkipfung der AMBER-Spiegel auch eine

Verschiebung der jeweiligen reflektierenden Flächen. Erster Parameter, der also angepasst werden muss, ist die Position der Spiegel zueinander. Daher wurde ebenfalls untersucht, welche Auswirkung eine Verschiebung der Spiegel auf die Phasenfront und damit auf die zugehörigen Zernikekoeffizienten hat. Eine kompakte Zusammenfassung der entscheidenden Auswirkungen und Koeffizienten ist Tabelle 6.3.

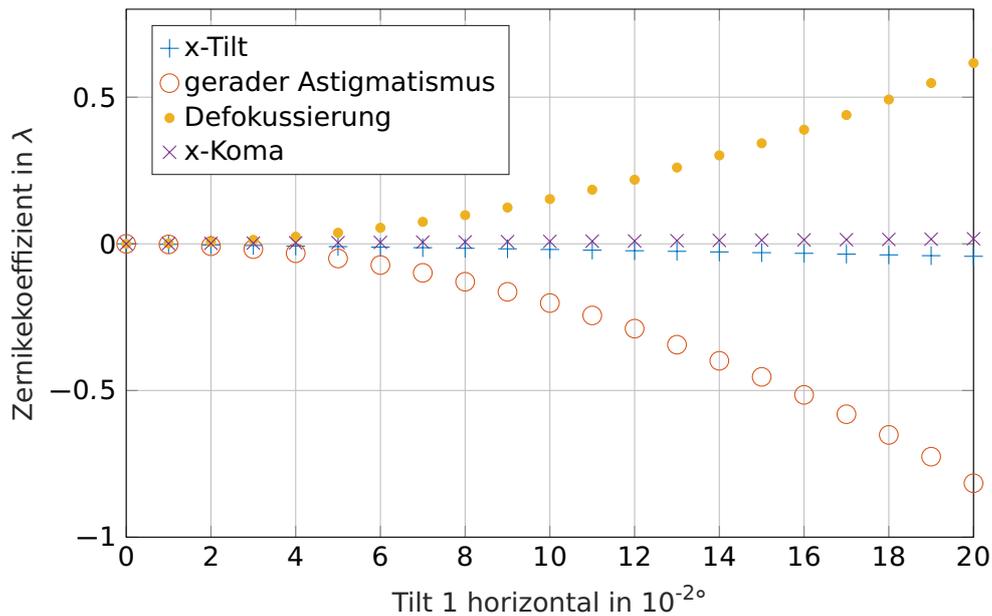
Justage			
Verkipfung horizontal	0,01°	0	0,01°
Position horizontal	0	6,98 μm	6,98 μm
Abberation			
schräger Astigmatismus	→ 0	→ 0	→ 0
gerader Astigmatismus	0,14λ	0,16λ	0,002λ
Trifoil 30°	→ 0	→ 0	→ 0
Trifoil 0°	0,09λ	-0,06λ	→ 0
y-Koma	→ 0	→ 0	→ 0
x-Koma	3,4λ	-3,7λ	0,0008λ

**Tabelle 6.3:** Zernikekoeffizienten bei unterschiedlichen Justagezuständen von AMBER. Durch Anpassung der Position kann das x-Koma, welches durch eine Verkipfung auftritt, wieder kompensiert werden.

Hier zeigt sich, dass vor allem der Koeffizient x-Koma durch passende Verschiebung wieder minimiert werden kann. Das dieses Verhalten zumindest für kleine Winkel kontinuierlich erreicht werden kann zeigt sich in Abbildung 6.7.

Allerdings kann bei zunehmender Verkipfung das Auftreten von Astigmatismus nicht komplett vermieden werden. Hier spielt dann die Justage der Parabel eine Rolle. Vor allem bei der Anwendung einer Off-Axis-Parabel lassen sich sowohl gerader als auch schiefer Astigmatismus korrigieren. Als Beispiel dienen hier zwei verschiedene Fälle. Zum einen die Verkipfung des ersten AMBER-Spiegels um 0,5° in der Horizontalen (ähnlich wie in Tabelle 6.2) mit der entsprechenden Anpassung der Position des Spiegels (horizontal um 349,00 μm verschoben) und zum anderen eine weitere Verkipfung des Spiegels in der Vertikalen (ebenfalls um 0,5°), wobei auch hier die Position angepasst werden musste. Die zugehörigen Koeffizienten für den Astigmatismus finden sich in Tabelle 6.4. In beiden Fällen konnte der Astigmatismus durch eine Anpassung der Parabel wieder zurückgeholt werden. Die in der Simulation genutzte Parabel hat dabei die gleichen Parameter wie im oben gezeigten experimentellen Aufbau (Brennweite 127 mm und Off-Axis-Winkel von 90°). Hierbei fällt auch auf, dass die Parabel ebenfalls eine hochgenaue Verstellmöglichkeit benötigt, was durch das Einsetzen der Piezoaktuatoren im Experiment gegeben ist.

Eine möglichst genaue, fehlerfreie Einstellung der Verkipfung der AMBER-Spiegel ist trotz der hier gezeigten Möglichkeiten der Korrektur durch Verschieben der Spiegel bzw. der Verkipfung der folgenden Off-Axis-Parabel notwendig. Wird letztere



**Abbildung 6.7:** Entwicklung der Zernikekoeffizienten x-Tilt, gerader Astigmatismus, Defokussierung und x-Koma bei Verkippung mit passender Korrektur der Position. Pro 0,01° Verkippung wird die Position um 6,98  $\mu\text{m}$  angepasst. Lediglich der gerade Astigmatismus und die Defokussierung können nicht perfekt kompensiert werden.

mit zu großen Abweichungen der Normparameter genutzt, treten zunehmend andere Abberationen als der Astigmatismus auf, was die Fokussierbarkeit wieder verschlechtert. Die hier gezeigten Ergebnisse der quantitativen Untersuchung mögli-

Justage				
Verkippung horizontal	0,5°	0,5°	0,5°	0,5°
Verkippung vertikal	0,0°	0,5°	0,0°	0,5°
Position horizontal	349,00 $\mu\text{m}$	349,00 $\mu\text{m}$	349,00 $\mu\text{m}$	349,00 $\mu\text{m}$
Position vertikal	0,00 $\mu\text{m}$	-349,00 $\mu\text{m}$	0,00 $\mu\text{m}$	-349,00 $\mu\text{m}$
Parabel horizontal	0,000°	0,000°	-0,131°	0,000°
Parabel vertikal	0,000°	0,000°	0,000°	0,251°
Abberation				
schräger Astigmatismus	→ 0	11,8 $\lambda$	→ 0	0,07 $\lambda$
gerader Astigmatismus	-5,8 $\lambda$	0,4 $\lambda$	-0,009 $\lambda$	0,01 $\lambda$

**Tabelle 6.4:** Zernikekoeffizienten des schrägen bzw. geraden Astigmatismus bei unterschiedlichen Justagezuständen von AMBER mit anschließender Fokussierung durch eine Off-Axis-Parabel.

cher Abbildungsfehler von AMBER bestätigen allerdings, dass es trotz der enorm vielen Freiheitsgrade eine Möglichkeit zur Justage gibt. Festgestellt werden konnte allerdings auch, dass die Axiconspiegel auf  $\approx 10$  nm genau positioniert werden müssen und auch die Off-Axis-Parabel mit einer ultrahohen Genauigkeit von  $\approx 0,001^\circ = 20 \mu\text{rad}$  justiert werden muss.

### 6.3 Profile im Vergleich

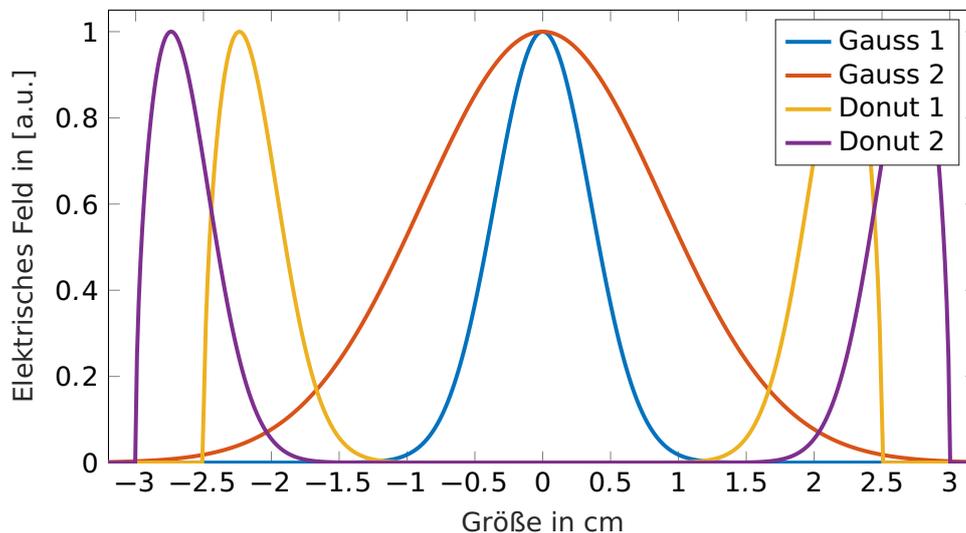
In Abschnitt 5.4 wurde für die Verwendung von AMBER zur Erzeugung einer Plasma-Photokathode bereits ein Vergleich zwischen einem Gauß- und einem Donutprofil angestellt. Da der Aufbau allerdings eine Vielzahl verschiedener Laserparameter zulässt, werden im Folgenden verschiedene Start-Profile mit unterschiedlichen Pulsdauern angenommen und ebenfalls unterschiedliche Donutgrößen berechnet. Optimiert wird das ganze wieder auf die maximale Ionisation zu  $\text{Ar}^{2+}$ . So können für die verschiedenen Laserparameter die benötigten Pulsenergien bestimmt werden. Außerdem wird auch ersichtlich, warum ein hochenergetischer Donutstrahl bei Propagation in bzw. durch Medien vorteilhaft sein kann.

Um die vielen Möglichkeiten beim Einsatz von AMBER darzustellen, werden neben dem Gaußprofil auch das in Kapitel 2.2 vorgestellte Supergaußsche Profile im Weiteren eingesetzt. Wie in Abschnitt 5.4 werden die Ergebnisse jeweils vergleichbar miteinander dargestellt. Für die Entstehung bzw. Berechnung wird dabei immer der oben vorgestellte AMBER-Aufbau genutzt. Für die analytische Berechnung der Ringstruktur gilt also Formel (5.10) bei Nutzung des Gaußschen Strahlprofils als Ursprungsprofil. Für die Nutzung eines Supergaußschen Strahlprofils muss diese Formel zu

$$E_{\text{Donut}}(r) = E_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{w_{\text{Donut}} - r}{w_{\text{Gauss}}}\right)^{2n}\right] \left(\frac{w_{\text{Donut}} - r}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (6.2)$$

umgeschrieben werden. Wie in Kapitel 2.2 schon vorgestellt, wird in der Rechnung ein Supergauß 10. Ordnung genutzt. Zusätzlich werden Gaußsche und Supergaußsche Profile gezeigt, die ähnliche Größen wie die Donuts haben, da so eine faire Vergleichbarkeit hergestellt wird. Die Donutprofile werden allerdings immer aus den kleinen Ursprungsprofilen erzeugt. Als Strahldurchmesser der Gaußprofile wird hier  $A_{\text{Gauss}} = 4 \cdot w_{\text{Gauss}}$ , für Supergaußprofile  $A_{\text{Supergauss}} = 2 \cdot w_{\text{Supergauss}}$  und für die Donutprofile  $A_{\text{Donut}} = 2 \cdot w_{\text{Donut}}$  angeben. Die kleineren hier genutzten Profile sind mit  $A_{\text{Gauss},1} = A_{\text{Supergauss},1} = 20$  mm berechnet, die größeren mit  $A_{\text{Gauss},2} = A_{\text{Supergauss},2} = A_{\text{Donut},1} = 50$  mm. Als zweite Donutgröße wird  $A_{\text{Donut},2} = 60$  mm genutzt. Abbildung 6.8 zeigt die entsprechenden Feldverteilungen aus den Gaußprofilen als Lineout jeweils normiert auf 1. Mittig in Rot und Blau sind dabei die Gaußkurven mit den beiden unterschiedlichen Strahldurchmessern zu erkennen, außen in Gelb und Lila die beiden Donuts. Je nach Pulsdauer und angesetzten Pulsenergien ergeben sich verschiedene Maximalwerte für diese Lineouts, die in Tabelle 6.5 zusammengefasst sind. Neben den maximalen Werten der elektrischen Felder werden

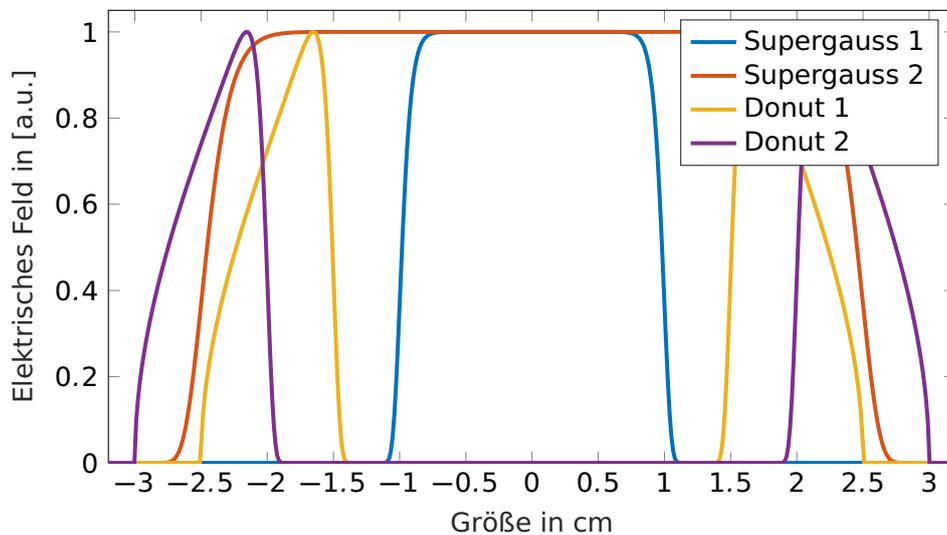
auch die maximalen Intensitäten aufgeführt. Für die Supergauß-Profile gelten Abbildung 6.9 und Tabelle 6.6 entsprechend. Für die Donutprofile aus der ursprünglichen Gaußverteilung zeigt sich bei gleicher Pulsdauer und -energie eine deutliche Verringerung der Maxima - auch im Vergleich zum großen Gaußschen Profil. Vor allem bei Propagation in Medien wie Glas ist diese geringere Intensität von Vorteil, da diverse nichtlineare Effekte (vor allem bei noch höheren Pulsenergien) dadurch vermieden werden oder zumindest schwächer auftreten können [23]. Bei den Supergaußschen Profilen sind die Maxima der Donuts im Vergleich zum kleinen Supergauß zwar auch noch geringer, für das große Supergaußsche Profil trifft dies aber nicht mehr zu, da hier die Pulsenergie bzw. Pulsleistung gleichmäßiger auf eine größere Fläche verteilt ist. Für alle Vergleiche mit den größeren Gauß- bzw. Supergaußprofilen muss aber auch klar sein, dass im Anwendungsfall für die Trojan Horse Injection ein Spiegel mit zentralem Loch notwendig ist, der das hier gezeigte Optimum deutlich beeinflussen würde.



**Abbildung 6.8:** Lineouts durch die verwendeten Nahfelder unter Verwendung einer Gaußverteilung. In Blau ist dabei eine Gaußkurve mit Gaußbreite  $w_{\text{Gauss},1} = 5 \text{ mm}$  dargestellt und in Rot mit  $w_{\text{Gauss},2} = 12,5 \text{ mm}$ . In Gelb und Lila sind aus dem blauen Profil entstandene Donutprofile mit  $w_{\text{Donut},1} = 25 \text{ mm}$  bzw.  $w_{\text{Donut},2} = 30 \text{ mm}$  gezeigt.

Profilart	A in mm	$\Delta\tau$ in fs	$E_{\text{Puls}}$ in $\mu\text{J}$	$E_0$ in V/m	$I_0$ in $\text{W}/\text{cm}^2$
Gauß	20	7	20	$2,27 \cdot 10^8$	$6,84 \cdot 10^9$
Gauß	20	30	40	$1,55 \cdot 10^8$	$3,19 \cdot 10^9$
Gauß	50	7	20	$9,08 \cdot 10^7$	$1,09 \cdot 10^9$
Gauß	50	30	40	$6,20 \cdot 10^7$	$5,10 \cdot 10^8$
Donut	50	7	20	$5,88 \cdot 10^7$	$4,59 \cdot 10^8$
Donut	50	30	40	$4,02 \cdot 10^7$	$2,14 \cdot 10^8$
Donut	60	7	20	$5,32 \cdot 10^7$	$3,76 \cdot 10^8$
Donut	60	30	40	$3,64 \cdot 10^7$	$1,75 \cdot 10^8$

**Tabelle 6.5:** Nahfeld-Parameter der Gaußprofile bzw. der daraus entstandenen Donutprofile.



**Abbildung 6.9:** Lineouts durch die verwendeten Nahfelder unter Verwendung einer Supergaußverteilung. In Blau ist dabei eine Supergaußkurve mit Gaußbreite  $w_{\text{Supergauss},1} = 10$  mm dargestellt und in Rot mit  $w_{\text{Supergauss},2} = 25$  mm. In Gelb und Lila sind aus dem blauen Profil entstandene Donutprofile mit  $w_{\text{Donut},1} = 25$  mm bzw.  $w_{\text{Donut},2} = 30$  mm gezeigt.

Profilart	A in mm	$\Delta\tau$ in fs	$E_{\text{Puls}}$ in $\mu\text{J}$	$E_0$ in V/m	$I_0$ in $\text{W}/\text{cm}^2$
Supergauß	20	7	20	$8,52 \cdot 10^7$	$9,63 \cdot 10^8$
Supergauß	20	30	40	$5,82 \cdot 10^7$	$4,49 \cdot 10^8$
Supergauß	50	7	20	$3,41 \cdot 10^7$	$1,54 \cdot 10^8$
Supergauß	50	30	40	$2,33 \cdot 10^7$	$7,19 \cdot 10^7$
Donut	50	7	20	$5,86 \cdot 10^7$	$4,55 \cdot 10^8$
Donut	50	30	40	$4,00 \cdot 10^7$	$2,12 \cdot 10^8$
Donut	60	7	20	$5,14 \cdot 10^7$	$3,50 \cdot 10^8$
Donut	60	30	40	$3,51 \cdot 10^7$	$1,63 \cdot 10^8$

**Tabelle 6.6:** Nahfeld-Parameter der Supergaußprofile bzw. der daraus entstandenen Donutprofile.

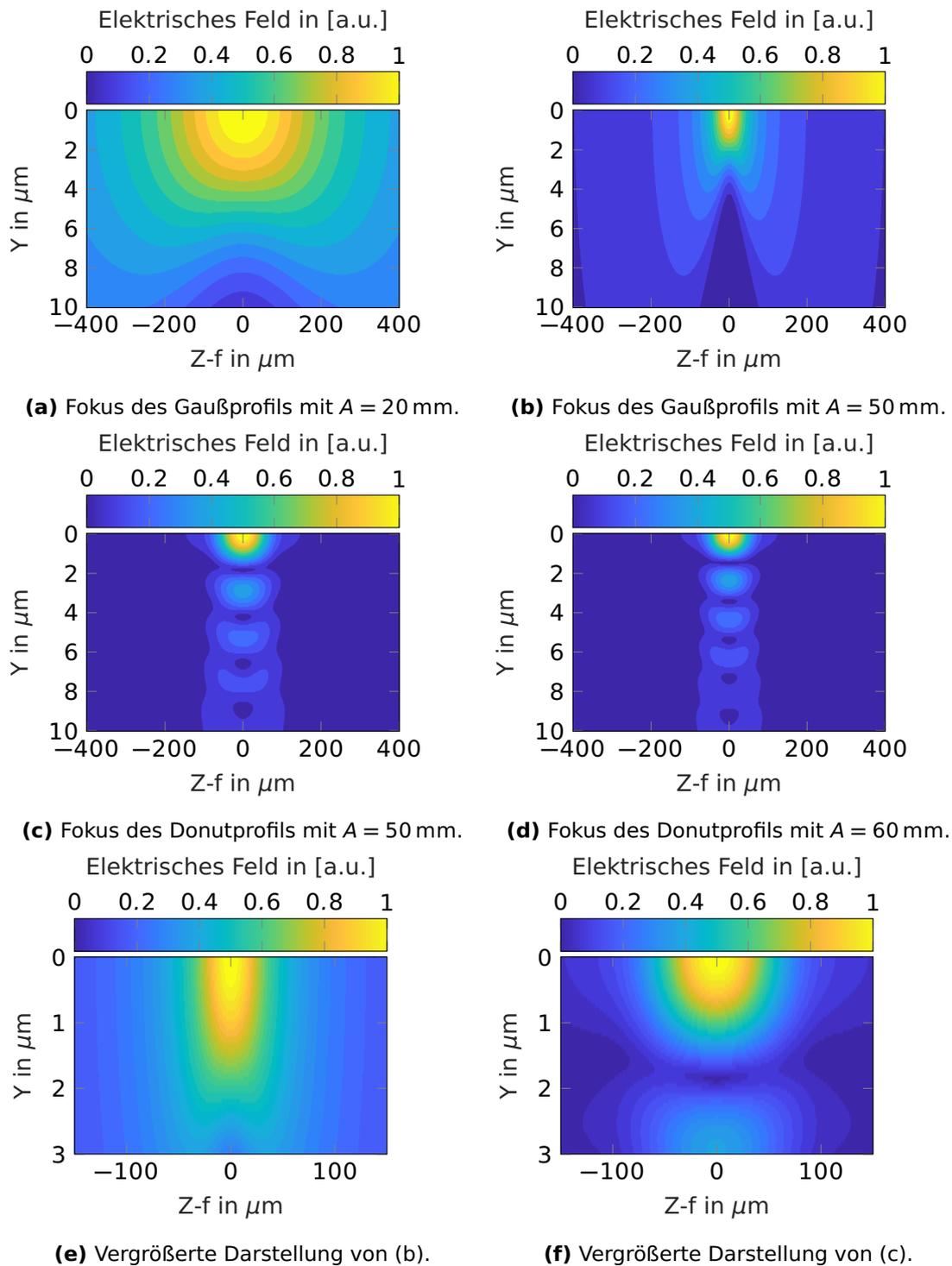
Die gezeigten Profile wurden nun mit einer Brennweite von  $f = 127 \text{ mm}$  und der Zentralwellenlänge  $\lambda = 800 \text{ nm}$  mit Hilfe des Beugungsintegrals (Abschnitt 3.2) numerisch fokussiert. Für die unterschiedlichen Pulsdauern ergeben sich dabei die gleichen Foki, allerdings mit unterschiedlichen Maximalwerten. Daher werden hier die Feldverteilungen in Ausbreitungsrichtung  $Z$  und der transversalen Richtung  $Y$  wieder auf 1 normiert gezeigt. Für die Gaußverteilungen bzw. die daraus entstandenen Donutprofile wird Abbildung 6.10 und für die Supergaußverteilungen Abbildung 6.11 gezeigt und in den Tabellen 6.7 und 6.8 die entsprechenden Maximalwerte. Für die Donutprofile aus den Gaußprofilen ergeben sich trotz gleicher Pulsdauer und Pulsenergie im Vergleich zu den Ursprungsprofilen deutlich höhere Spitzenwerte, im Vergleich mit den großen Gaußprofilen sind die Spitzenwerte aber fast gleich. Für die Supergaußprofile gelten diese Eigenschaften nur teilweise, da die Maximalwerte der großen Profile höher als die der Donutprofile sind. Bei Betrachtung der 2D-Verteilungen fallen für alle Donutfoki vor allem die Nebenmaxima auf, die aber typisch für die Foki von Ringprofilen sind und deren Feldstärken ungefähr  $2/5$  der Spitzenwerte betragen (also nur  $0,16$  der Spitzenintensität).

Profilart	A in mm	$\Delta\tau$ in fs	$E_{\text{Puls}}$ in $\mu\text{J}$	$E_{\text{max}}$ in V/m	$I_{\text{max}}$ in $\text{W}/\text{cm}^2$
Gauß	20	7	20	$1,75 \cdot 10^{11}$	$4,08 \cdot 10^{15}$
Gauß	20	30	40	$1,20 \cdot 10^{11}$	$1,90 \cdot 10^{15}$
Gauß	50	7	20	$4,36 \cdot 10^{11}$	$2,53 \cdot 10^{16}$
Gauß	50	30	40	$2,98 \cdot 10^{11}$	$1,18 \cdot 10^{16}$
Donut	50	7	20	$4,35 \cdot 10^{11}$	$2,52 \cdot 10^{16}$
Donut	50	30	40	$2,95 \cdot 10^{11}$	$1,17 \cdot 10^{16}$
Donut	60	7	20	$4,81 \cdot 10^{11}$	$3,07 \cdot 10^{16}$
Donut	60	30	40	$3,29 \cdot 10^{11}$	$1,43 \cdot 10^{16}$

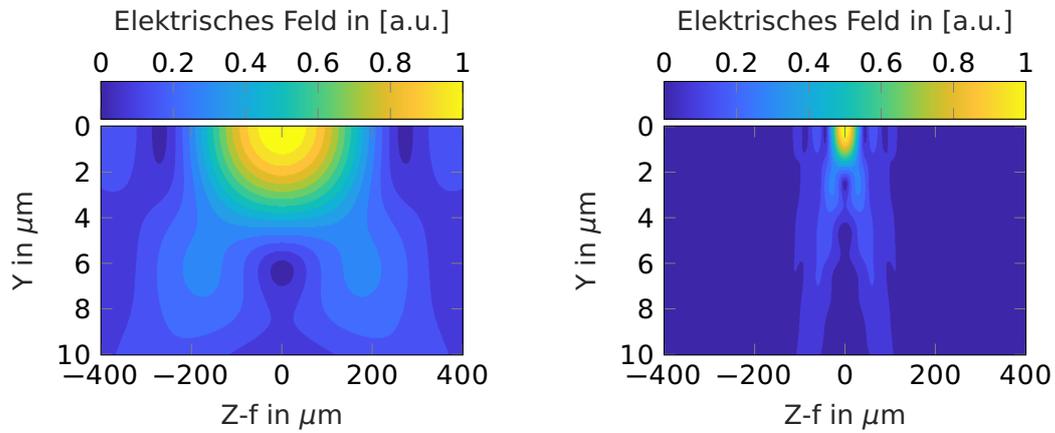
**Tabelle 6.7:** Fokus-Parameter der Gaußprofile.

Profilart	A in mm	$\Delta\tau$ in fs	$E_{\text{Puls}}$ in $\mu\text{J}$	$E_{\text{max}}$ in V/m	$I_{\text{max}}$ in $\text{W}/\text{cm}^2$
Supergauß	20	7	20	$2,50 \cdot 10^{11}$	$8,30 \cdot 10^{15}$
Supergauß	20	30	40	$1,71 \cdot 10^{11}$	$3,88 \cdot 10^{15}$
Supergauß	50	7	20	$6,21 \cdot 10^{11}$	$5,11 \cdot 10^{16}$
Supergauß	50	30	40	$4,24 \cdot 10^{11}$	$2,39 \cdot 10^{16}$
Donut	50	7	20	$4,59 \cdot 10^{11}$	$2,80 \cdot 10^{16}$
Donut	50	30	40	$3,14 \cdot 10^{11}$	$1,31 \cdot 10^{16}$
Donut	60	7	20	$5,13 \cdot 10^{11}$	$3,49 \cdot 10^{16}$
Donut	60	30	40	$3,50 \cdot 10^{11}$	$1,63 \cdot 10^{16}$

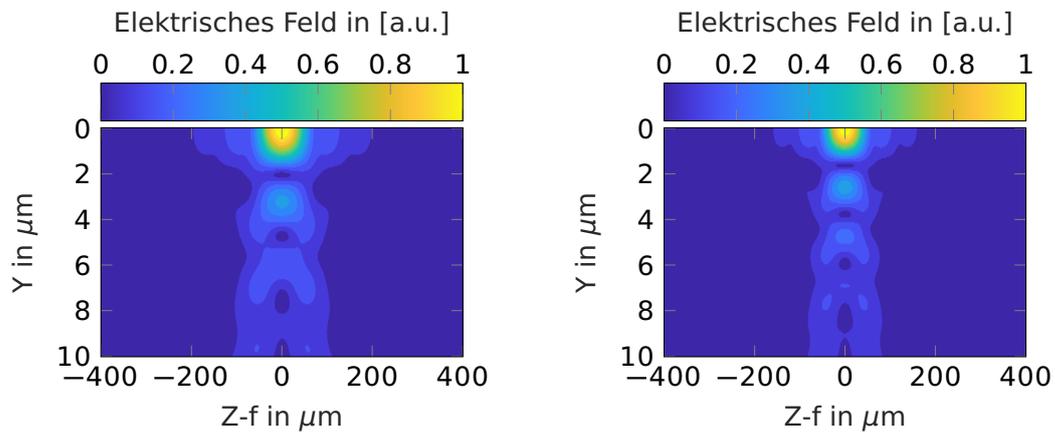
**Tabelle 6.8:** Fokus-Parameter der Supergaußprofile.



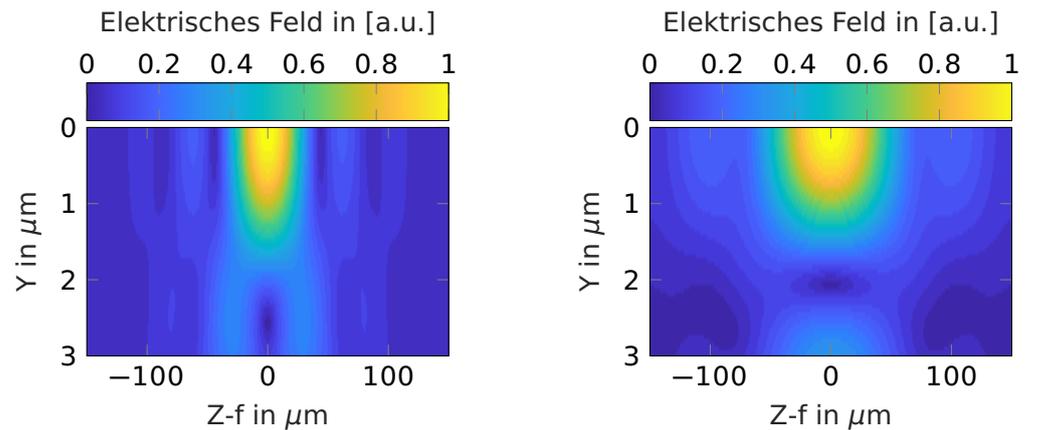
**Abbildung 6.10:** Darstellungen der berechneten Foki mit einem Gaußprofil als Ursprung. Foki auf Eins normiert.



**(a)** Fokus des Supergaußprofils mit  $A = 20$  mm. **(b)** Fokus des Supergaußprofils mit  $A = 50$  mm.



**(c)** Fokus des Donutprofils mit  $A = 50$  mm. **(d)** Fokus des Donutprofils mit  $A = 60$  mm.



**(e)** Vergrößerte Darstellung von (b).

**(f)** Vergrößerte Darstellung von (c).

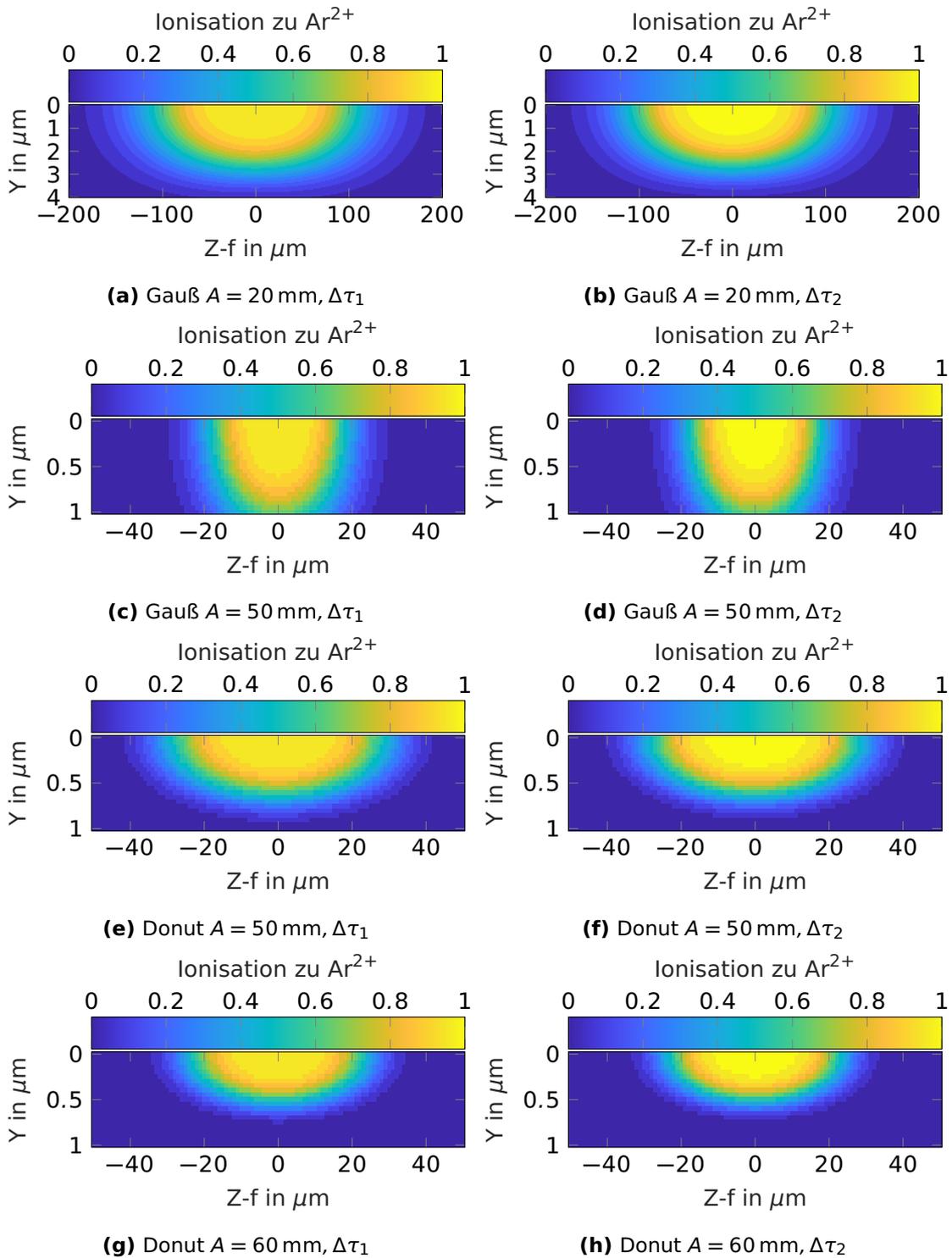
**Abbildung 6.11:** Darstellungen der berechneten Foki mit einem Supergaußprofil als Ursprung. Foki auf Eins normiert.

Um die Vergleichbarkeit zu erhöhen, sind Maximalwerte im Fokus für die beiden unterschiedlichen Pulsdauern jeweils mit einer festen Pulsenergie berechnet worden. Für die angestrebte maximale Ionisation von  $\text{Ar}^{1+}$  zu  $\text{Ar}^{2+}$  muss die Pulsenergie allerdings entsprechend angepasst werden. In Abschnitt 5.4 ist für die kürzere Pulsdauer  $\Delta\tau_1 = 7$  fs bereits das maximale elektrische Feld von  $E_{\text{max},1} = 1,05 \cdot 10^{11}$  V/m angegeben worden. Für  $\Delta\tau_2 = 30$  fs beträgt dieser Wert  $E_{\text{max},2} = 9,20 \cdot 10^{10}$  V/m. Die angepassten Pulsenergien sind daher für alle der oben gezeigten Profile in den Tabellen 6.9 und 6.10 aufgeführt. Auch die Ionisationsprofile sind zusätzlich in Abbildungen 6.12 und 6.13 für alle oben präsentierten Fokusprofile aufgezeigt. Hier wurde, wie bereits angesprochen, wieder ein vollständig vorionisiertes Plasma zu  $\text{Ar}^{1+}$  angenommen. Zur Berechnung der freigesetzten Ladung, die letztendlich als Witness-Bunch beschleunigt werden konnte, wurden ebenfalls die Parameter aus Abschnitt 5.4 genutzt: die Teilchendichte des vorionisierten Argons bei einem Druck von 4 mbar beträgt dann  $n_{\text{Ar}} = 1,1 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ .

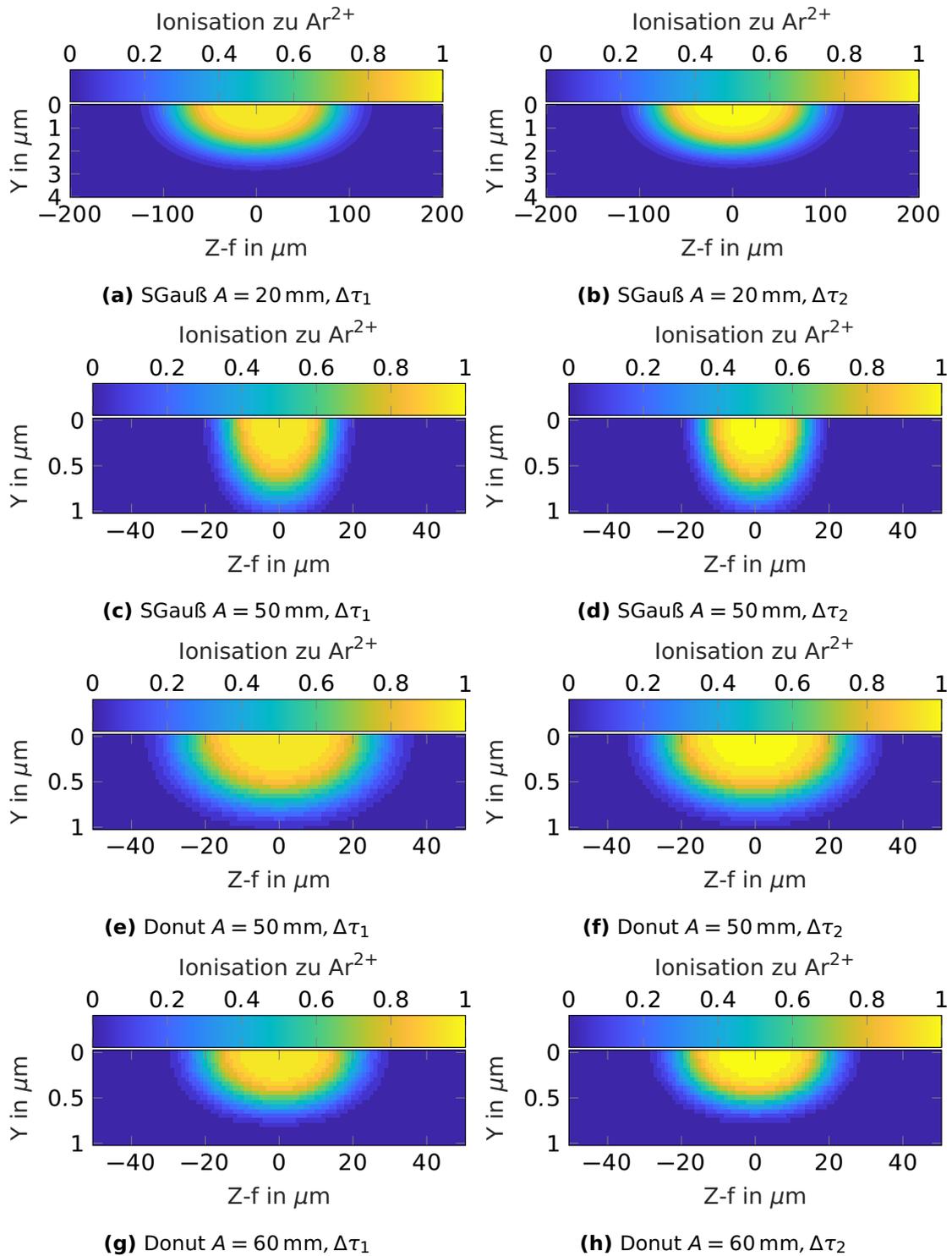
Anhand der transversalen Lineouts an der Stelle  $Z - f = 0$  lassen sich kleine Unterschiede für die beiden Pulsdauern erkennen. Für  $\Delta\tau_2$  ist das mögliche Maximum etwas höher als für die kürzere Pulsdauer  $\Delta\tau_1$ . Zusätzlich fällt die Ionisation schneller ab, allerdings sind diese Abweichung sehr gering, so dass sich dieses Verhalten bei einer Bestimmung der Halbwertsbreite (FWHM) mit einer Genauigkeit von  $0,1 \mu\text{m}$  kaum ausprägt. Allerdings bedingt eine längere Pulsdauer eine höhere Pulsenergie, auch wenn die hier verwendeten Energien im Gegensatz zu heute erreichbaren Pulsenergien eher gering sind. Durch die niedrigen Pulsenergien lässt sich allerdings auch eine Multipulsinjektion vorstellen, bei der mehr als eine Plasmablaste direkt hintereinander mit Witness-Elektronen gefüllt wird. Da der AMBER-Aufbau außerdem offensichtlich einen Laserstrahl mit hoher Qualität erfordert (besonders der Phasenfront), lassen die geringen benötigten Pulsenergien ein „putzen“ des Lasers über beispielsweise einen Raumfilter zu.

Profilart	A in mm	$\Delta\tau$ in fs	$E_{\text{Puls}}$ in $\mu\text{J}$	Ladung in pC	FWHM in $\mu\text{m}$
Gauß	20	7	7,19	168	5,6
Gauß	20	30	23,6	155	5,5
Gauß	50	7	1,16	4,5	2,3
Gauß	50	30	3,81	4,1	2,2
Donut	50	7	1,16	2,0	1,3
Donut	50	30	3,83	1,9	1,3
Donut	60	7	0,96	1,1	1,1
Donut	60	30	3,14	1,0	1,0

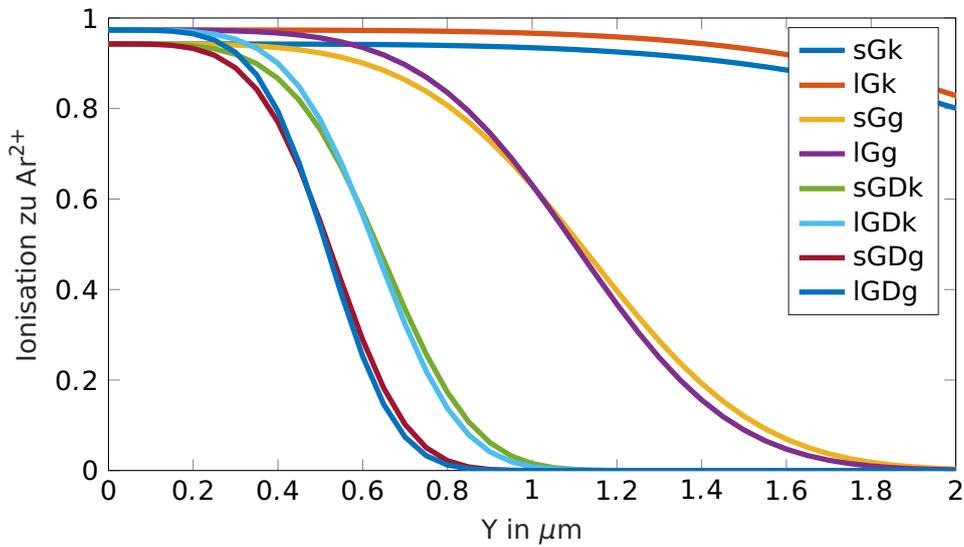
**Tabelle 6.9:** Parameter der Gaußprofile bei optimaler Ionisation zu  $\text{Ar}^{2+}$ .



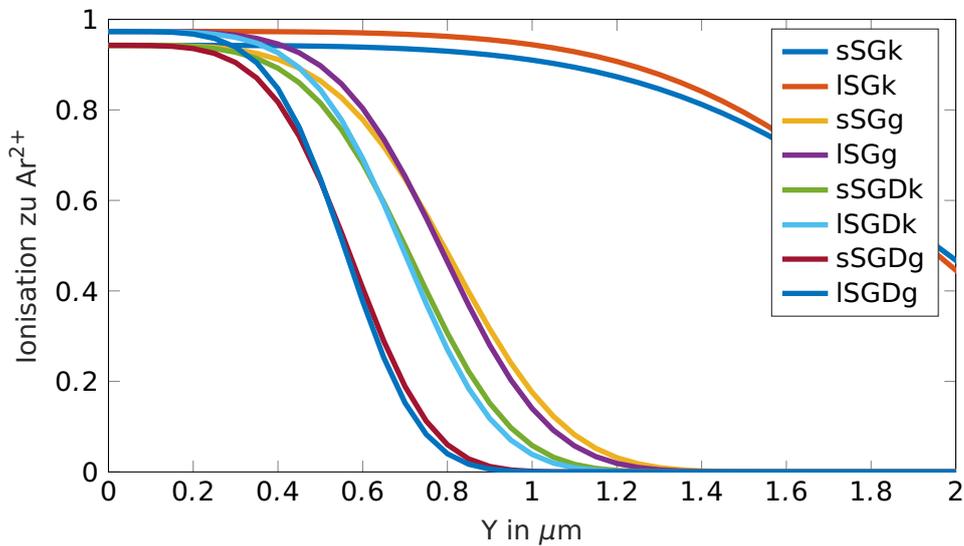
**Abbildung 6.12:** Ionisationsprofile zu  $\text{Ar}^{2+}$ . Für die Bilder (c)-(h) wurde der Bildausschnitt in beiden Dimensionen eingeschränkt.



**Abbildung 6.13:** Ionisationsprofile zu  $\text{Ar}^{2+}$ . Für die Bilder (c)-(h) wurde der Bildausschnitt in beiden Dimensionen eingeschränkt.



**Abbildung 6.14:** Lineouts der Ionisationsprofile zu  $\text{Ar}^{2+}$  aus den Gaußprofilen an der Stelle  $Z - f = 0$ . Erklärung der Abkürzungen: sGk Gauß  $A = 20 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_1$ ; IGk Gauß  $A = 20 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_2$ ; sGg Gauß  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_1$ ; IGg Gauß  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_2$ ; sGDk Donut  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_1$ ; IGDk Donut  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_2$ ; sGDg Donut  $A = 60 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_1$ ; IGDg Donut  $A = 60 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_2$ .



**Abbildung 6.15:** Lineouts der Ionisationsprofile zu  $\text{Ar}^{2+}$  aus den Supergaußprofilen an der Stelle  $Z - f = 0$ . Erklärung der Abkürzungen: sSGk Supergauß  $A = 20 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_1$ ; ISGk Supergauß  $A = 20 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_2$ ; sSGg Supergauß  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_1$ ; ISGg Supergauß  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_2$ ; sSGDk Donut  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_1$ ; ISGDk Donut  $A = 50 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_2$ ; sSGDg Donut  $A = 60 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_1$ ; ISGDg Donut  $A = 60 \text{ mm}$ ,  $\Delta\tau_2$ .

Profilart	A in mm	$\Delta\tau$ in fs	$E_{\text{Puls}}$ in $\mu\text{J}$	Ladung in pC	FWHM in $\mu\text{m}$
Supergauß	20	7	3,53	57,9	4,0
Supergauß	20	30	11,60	54,6	3,9
Supergauß	50	7	0,57	1,6	1,6
Supergauß	50	30	1,88	1,5	1,6
Donut	50	7	1,05	2,1	1,4
Donut	50	30	3,44	2,0	1,4
Donut	60	7	0,84	1,2	1,1
Donut	60	30	2,76	1,1	1,1

**Tabelle 6.10:** Parameter der Supergaußprofile bei optimaler Ionisation zu  $\text{Ar}^{2+}$ .

Die gezeigten Ergebnisse beweisen die mit der Verwendung von AMBER vielen möglichen Parameter, um die Eigenschaften der erzeugten bzw. freigesetzten Elektronen, die als Witness-Bunch genutzt werden sollen, verändern zu können. Dabei stellen sich klare Vorteile des neuen Aufbaus heraus: Die Anpassung der Strahlgröße kann mit sehr geringem Aufwand erzielt werden, was bei klassischen Strahlaufweitern nicht so einfach möglich ist. Der Aufbau ist also deutlich flexibler als die bisher verwendeten Methoden und das in einer sehr kompakten Bauweise. Die kollineare Injektion wird durch das zentrale Loch ohne weitere Verluste ermöglicht. Die Ergebnisse für die verschiedenen Gaußprofile haben diese Beeinflussung noch überhaupt nicht mit eingerechnet und sind hier nur gezeigt, um überhaupt einen Vergleich präsentieren zu können. Die Tatsache, dass AMBER vollständig auf reflektierenden Bauteilen beruht, ist ein weiterer Pluspunkt für die Verwendung mit hochintensiven Kurzpulslasern, da keine dispersiven und keine nichtlinearen Effekte bei der Propagation in Gläsern oder ähnlichem auftreten.

Hier nicht noch extra gezeigt wurden außerdem eine Veränderung der Brennweite, was wiederum eine Veränderung des Ionisationsvolumens ermöglicht, und auch die schon in Abschnitt 5.4 gezeigte Veränderung der Gasdichte bzw. Gaszusammensetzung, was eine Anpassung der Witness-Bunch-Ladung verfügbar macht.

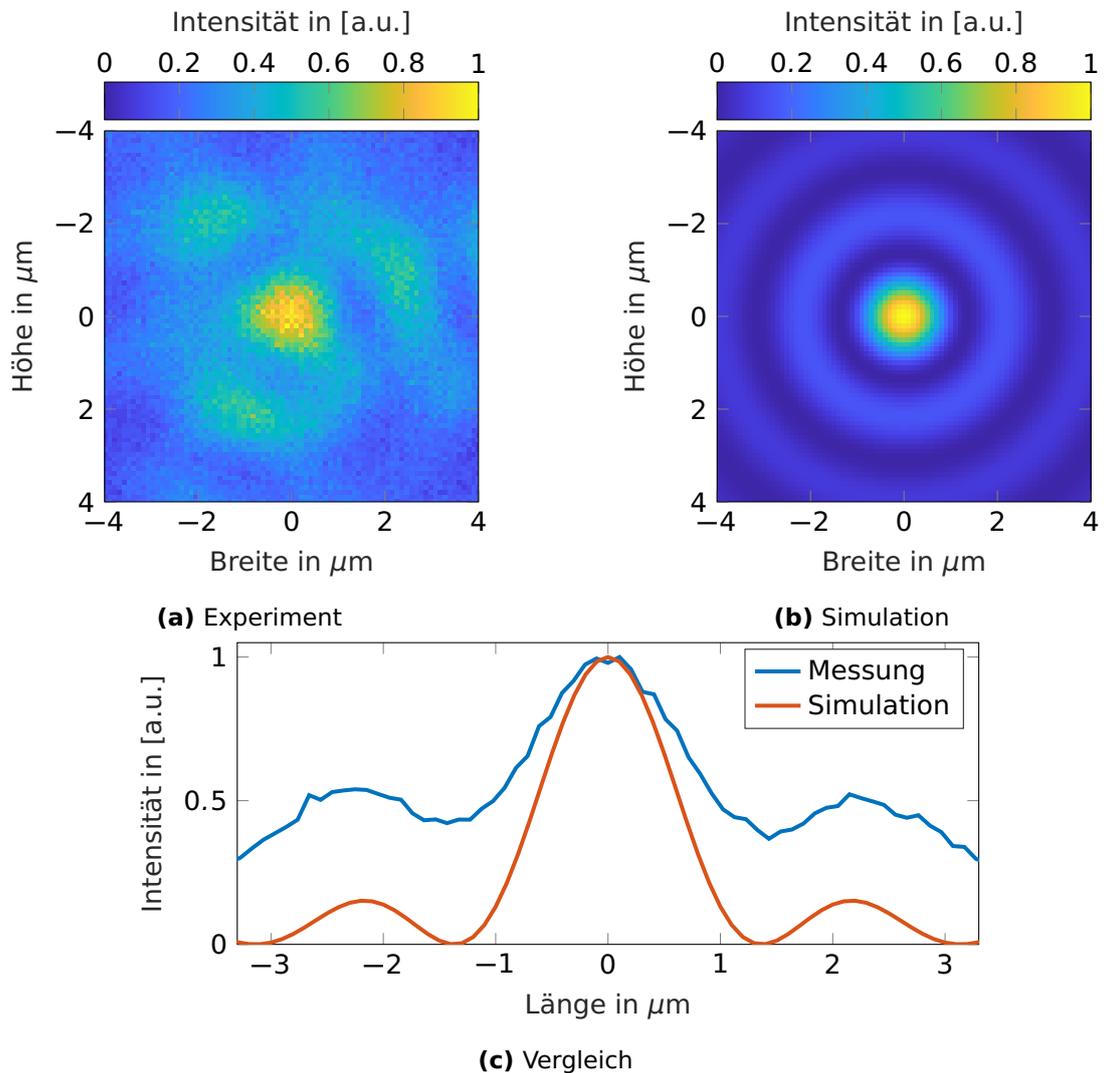
Die Ergebnisse zeigen auch, dass zur Trojan Horse Injection nicht unbedingt ein few-cycle Laserpuls benötigt wird, aber natürlich verwendet werden kann. Vielmehr kann auch mit einem  $\Delta\tau_2 = 30$  fs langen Laserpuls ein passendes Ionisationsvolumen erzeugt werden. Solche Laserpulse sind oft viel einfacher verfügbar und werden auch zur Vorionisation des Bubble-Mediums genutzt [60]. Je nach Plasmawellenlänge kann ein few-cycle Puls aber auch noch deutlich andere positive Eigenschaften haben. Stimmt das Timing zwischen Plasmawellen und Injektionslaser auf Femtosekunden-Zeitskala, lässt sich in der Plasmablase eine genaue Positionierung des zu beschleunigenden Witness-Bunch im Bereich von  $< \mu\text{m}$  realisieren. Da nur bestimmte Bereiche der Plasmablase zur optimalen Beschleunigung genutzt werden können (ungefähr ein Viertel der Plasmawellenlänge) [9], sollten die Elektronen auch in diesem Bereich freigesetzt werden. Je kürzer dann die Pulsdauer ist, desto gleichbleibender ist dieser Injektionsort, da sich die Ionisationsfront des Injektionslasers ebenfalls mit der Plasmablase mitbewegt. Für die Länge dieser Injektionsfront lässt sich dabei die räumliche Pulslänge vorstellen, die bei  $\Delta\tau_1 = 7$  fs lediglich  $2,1 \mu\text{m}$  beträgt, während diese bei  $\Delta\tau_2 = 30$  fs immerhin  $9,0 \mu\text{m}$  lang ist. Diese Länge hat dabei einen direkten Einfluss auf die Länge des später beschleunigten Witness-Bunchs bzw. den longitudinalen Phasenraum [76]. Bei der angenommenen Plasmawellenlänge von  $100 \mu\text{m}$  ist aber auch diese Pulslänge noch klein genug, um den ganzen Witness-Bunch in den beschleunigenden Bereich des Wakefields zu bringen.

## 6.4 Fokussmessung

Der Testaufbau von AMBER wurde bereits oben vorgestellt. Nachdem im vorangegangenen Abschnitt nun auch mögliche Fokusprofile vorgestellt wurden, soll mit diesem Abschnitt ein experimenteller Beweis für die Umsetzbarkeit erbracht werden. Dazu wird das Fokusprofil gezeigt, welches auch in zugehöriger Veröffentlichung [68] präsentiert wurde und nun mit einem berechneten Fokus verglichen wird. Für die Messung wurde dazu der Ultrakurzpulslaser PHASER genutzt, der bereits in Kapitel 4 vorgestellt wurde. Allerdings wurde die Pulsenergie mittels Reflexion an einem Glassubstrat und Transmission durch verschiedene Neutraldichtefilter abgeschwächt. Dadurch ist auch die ultrakurze Pulsdauer von 7 fs nicht mehr möglich, allerdings noch immer eine Pulsdauer von unter einer Pikosekunde. Diese Pulsdauer ist notwendig, da ansonsten durch Vibrationen der Optomechaniken keine zuverlässigen und vernünftigen Foki aufgenommen werden können. Eine Verwendung eines Dauerstrichlasers, wie dem zur Verfügung stehenden Helium-Neon-Laser, ist daher nicht möglich. Zur Aufnahme des ultrakleinen Fokus wurde außerdem, wie in Abbildung 6.1 schematisch gezeigt, ein Mikroskopobjektiv verwendet (Nikon MUE21200), welches eine numerische Apertur von 0,40 besitzt und daher den erwarteten Brennpunkt noch abbilden kann. Das Mikroskopobjekt wurde so eingestellt, dass es eine 21,5-fache Vergrößerung des Fokusspot auf einer CMOS-Kamera mit einer Pixelgröße von  $2,2\ \mu\text{m}$  erzeugte. Die Vergrößerung wurde mit Hilfe eines kalibrierten Objektträgers vermessen, auf dem Markierungen in  $10\ \mu\text{m}$  Abständen aufgebracht sind (R1L3S2P von Thorlabs GmbH).

Abbildung 6.16(a) zeigt das aufgenommene Fokusprofil senkrecht zur Ausbreitungsrichtung in Falschfarbendarstellung. In der Abbildung ist auch die Vergrößerung des Mikroskopobjektivs bereits eingerechnet. Vor allem im zugehörigen Lineout in Abbildung 6.16(c) ist das typische Verhalten von Haupt- und Nebenmaxima mit einem Abstand von  $\approx 2,2\ \mu\text{m}$  und dem ultrakleinen Hauptmaximums gut zu erkennen. Als Vergleich ist das Ergebnis einer Simulation beigefügt (Abbildung 6.16(b)), welche mit den entsprechenden Parametern des PHASERs und den AMBER-Einstellungen erzielt wurde. Alle Ergebnisse sind auf eins normiert, da die tatsächliche Intensität im Experiment nicht direkt bestimmt werden kann. Im Experiment ist allerdings das Intensitätsverhältnis zwischen Haupt- und Nebenmaxima nicht so ausgeprägt wie in der Simulation und auch die Ringstruktur ist nicht perfekt identifizierbar. Zusätzlich lässt sich ein vorhandener Untergrund identifizieren. Das Vorhandensein des ultrakleinen Hauptmaximums und auch der Nebenmaxima zeigt allerdings, dass das vorgeschlagene Setup dazu in der Lage ist, die versprochenen Parameter zu erreichen.

Die vorhandenen Abweichungen können vor allem auf Schwierigkeiten mit den Optomechaniken und zum Teil vermutlich auch auf Imperfektionen der Spiegeloberflächen zugeführt werden. Vor allem die Optomechaniken bereiten aber immer noch die größten Probleme. Wie oben schon geschrieben lassen sich bei Messungen des Fokus mit einem Dauerstrichlaser deutlich Vibrationen erkennen, wodurch das hier aufgenommene und präsentierte Bild dann im Einzelschussmodus des PHASERs er-



**Abbildung 6.16:** Fokusmessung und Simulation eines AMBER-Fokus. Aufnahmen (a) und (b) zeigen Ebenen senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lasers, wobei (a) experimentell und (b) über Simulationen entstanden ist. Die Lineouts in (c) zeigen einen Vergleich. Die Struktur beider Lineouts hat die gleichen Abstände, allerdings ist der Kontrast der Ringstruktur bei (a) weniger ausgeprägt als bei (b). (a) übersetzt aus [68], lizenziert unter CC BY 4.0.

zeugt wurde. Wie im Justage-Abschnitt 6.2 besprochen, müssen die Positionen der AMBER-Spiegel zueinander im Bereich von  $\approx 10$  nm genau sein. Vor allem für den großen und sehr schweren Spiegel 2 ist es eine echte Herausforderung, die stabil zu gewährleisten. Eine weitere Optimierung der Positionierungseinheit ist daher notwendig. Ein Problem, was weitestgehend gelöst werden konnte, war beispielsweise die Befestigung des Spiegels im Spiegelhalter, da der Spiegel durch die Schrauben zur Sicherung bereits so stark gestaucht bzw. verbogen wurde, dass keine Fokus-

sierbarkeit mehr gegeben war. Hierbei bedarf es also besonderer Vorsicht. Auch die Optomechanik des elliptischen Spiegels zum Umlenken des Lasers nach Erzeugung der Ringstruktur ist bisher nicht optimal. Auch dieser Spiegel ist sehr schwer und aktuell noch in einer selbstentworfenen Frontplatte befestigt, die an einem konventionellen Spiegelhalter befestigt ist.

Bei den dargestellten Schwierigkeiten handelt es sich vor allem um technische und keine physikalischen Aufgabenstellungen, daher wurden diese im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr gelöst. In Absprache mit den Projektpartnern am DESY in Hamburg hätten diese Aufgabe von darauf spezialisierten Ingenieuren in Angriff genommen werden können. Durch die COVID-19-Pandemie [20] wurde diese Kooperation allerdings sehr erschwert, wodurch noch keine perfekten Optomechaniken entwickelt werden konnten. Auch die Kooperation mit der Firma LIOP-TEC GmbH wurde durch die lange geltenden Kontaktbeschränkungen nachhaltig eingeschränkt.

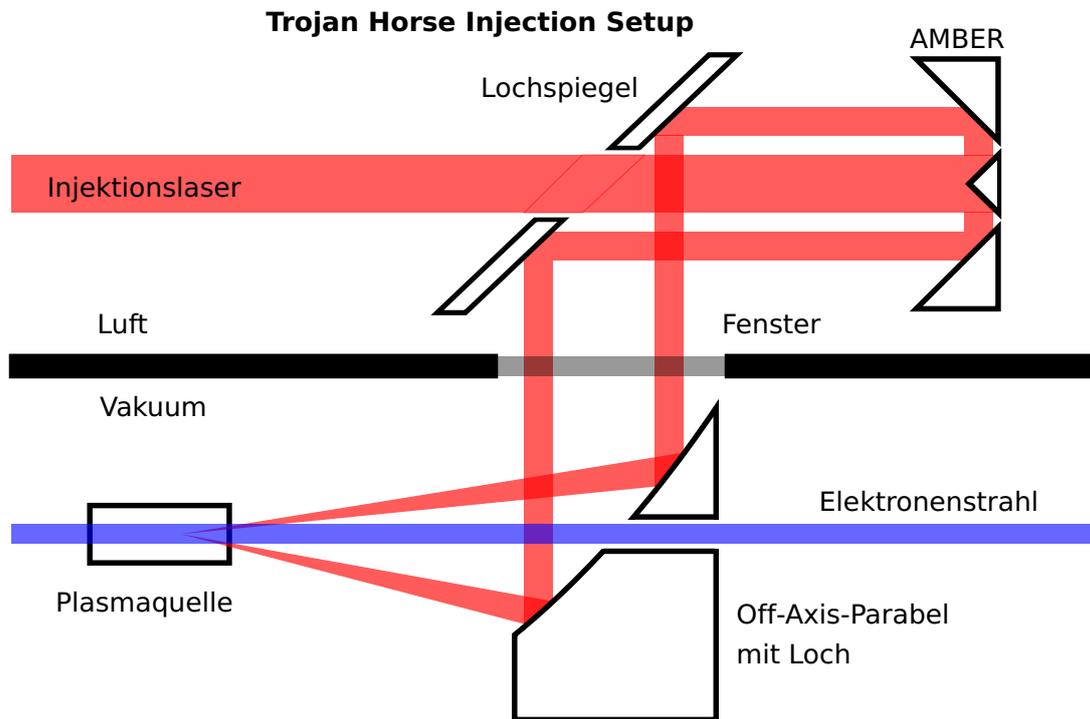
## 6.5 Trojan Horse Injection Setup

Abschließend wird hier ein mögliches Setup zur Trojan Horse Injektion vorgestellt. Dabei orientiert sich das Setup am Aufbau, der bereits in Abbildung 6.1 präsentiert wurde. Da die Bedingungen an Teilchenbeschleunigern im Vakuum zu arbeiten sehr schwierig sind, müssen die Komponenten im Vakuum minimiert werden. Als einziges Bauteil muss dabei die Off-Axis-Parabel mit dem Loch für den Elektronenstrahl im Vakuum platziert werden. Die anderen Bauteile können dabei, genauso wie im schon präsentierten Testaufbau, eingeplant werden. Als Veranschaulichung ist hier Abbildung 6.17 angefügt.

Wie oben soll der Injektionslaser durch einen Lochspiegel laufen, dann auf AMBER treffen und dort das Donutprofil erzeugt werden. Anschließend wird der Laser durch ein Fenster, welches optische Qualität haben muss, ins Vakuum des Beschleunigers geleitet. Dort wird das Donutprofil fokussiert, während der treibende Elektronenstrahl durch das Loch in der Off-Axis-Parabel propagieren kann. Der richtige Ionisationsort, das heißt der Ort des Fokuspunkts, kann durch Verschieben der Parabel erfolgen. Beim Verschieben muss allerdings sichergestellt werden, dass sich der Einfallswinkel auf die Parabel nicht ändert, da sonst wieder Abbildungsfehler entstehen. Durch Verschieben der Parabel in Richtung der Propagation des Elektronenstrahls kann die longitudinale Position des Fokuspunkts angepasst werden, die transversale Position durch Verschieben der Parabel in den anderen beiden Raumrichtungen.

### Weitere Schwierigkeiten

Ein weiterer wichtiger Punkt ist das oben schon angesprochene richtige Timing des Injektionslasers. Da die Elektronen zu einer bestimmten Phase innerhalb des „Blowouts“ freigesetzt werden müssen, ist je nach Plasmadichte bzw. Plasmawellenlänge eine genaue zeitliche Abstimmung zwischen treibendem Elektronenpuls und Injektionslaser notwendig. Diese Abstimmung kann bis in den Bereich einiger Femtosekunden genau sein müssen. Dieses Timing kann prinzipiell über die Verwendung



**Abbildung 6.17:** Vorschlag eines Setups zur Nutzung von AMBER für die Trojan Horse Injection an einem Beschleuniger. Wie im Testaufbau wird der Laser an AMBER aufgeweitet und dann mit einem Lochspiegel umgelenkt. Daraufhin folgt ein Vakuumfenster, welches optische Qualität haben muss. Im Vakuum befindet sich eine Lochparabel, durch deren Loch der treibende Elektronenstrahl propagieren kann. Die Parabel fokussiert den AMBER-Strahl dann in den Interaktionsbereich. Übersetzt aus [68], lizenziert unter CC BY 4.0.

einer Verzögerungseinheit erzielt werden, mit der der Strahlweg verlängert wird, ohne die Position oder Richtung des Lasers zu verändern. Diese Verzögerungseinheit würde im vorgeschlagenen Setup im Strahlweg vor AMBER stehen. Die gewünschte mögliche Empfindlichkeit im Bereich von Femtosekunden lässt sich dabei ohne Weiteres erreichen, da die entsprechenden Weglängenunterschiede im Bereich von  $0,1 \mu\text{m}$  liegen, was wie oben aufgezeigt mit modernen Lineartischen möglich ist. Ein größeres Problem stellen allerdings zeitliche Schwankungen zwischen Elektronen- und Laserstrahl dar (meist Jitter genannt). Damit diese Schwankungen minimiert werden, müssen Elektronen- und Laserstrahl bereits bei ihrer Entstehung eine zeitliche Beziehung zueinander haben. Eine Möglichkeit dazu ist in [77] gezeigt und auch realisiert.

Eine Möglichkeit das Timing und den Jitter mit Femtosekunden-Zeitauflösung im Experiment zu vermessen ist daher auch Teil dieser Arbeit und wird im folgenden Kapitel 7 präsentiert.



---

## Optische Streak-Kamera

---

Zur optimalen Beschleunigung muss der Witness-Bunch an der richtigen Stelle in der Plasmablase freigesetzt werden. Mit der richtigen Stelle ist durch die relativistische Bewegung vor allem der richtige Zeitpunkt gemeint. Je nach Plasmadichte und damit gemäß Gleichung (5.8) der Größe der Plasmablase muss dieses Timing mit hoher Genauigkeit erfolgen. Bei dem in Abschnitt 5.4 gewählten Beispiel mit einer Plasmawellenlänge von  $100\ \mu\text{m}$  muss das Timing in der Größenordnung von 10 fs liegen. Bei der ersten Umsetzung der Trojan Horse Injection in [14] war der Jitter aber knapp eine Größenordnung höher, was zu variierenden Bunch-Ladungen führte. Um diese Injektions-Phasen-Stabilität (injection phase stability) zu verbessern, muss also das Timing stabil bzw. der Jitter klein sein. Wie oben schon erwähnt, gibt es dazu eine vorgeschlagene Lösungsmöglichkeit [77], die eine Minimierung des Jitters in den Bereich unter 10 fs ermöglichen soll. Zur Vermessung des Jitters im Bereich einiger Femtosekunden wird hier nun eine Idee vorgestellt, die auf dem optischen Kerr-Effekt beruht [78]. Dieser wird dazu genutzt einen optischen Schalter zu konzipieren, der nur Licht transmittiert, wenn er geöffnet ist. Dabei ist die Öffnungszeit des Schalters abhängig vom Laser, der den Schalter öffnet. Da die Öffnungszeit (je nach Aufbau) im gleichen Größenordnungsbereich liegt wie die Pulsdauer des Lasers, können somit Untersuchungen auf einer fs-Zeitskala vorgenommen werden. Zur Erklärung wird daher im ersten folgenden Unterkapitel der Kerr-Effekt grundsätzlich vorgestellt. Die beiden anschließenden Abschnitte befassen sich zum einen mit der Wahl des richtigen Kerr-Mediums [16] und zum anderen mit der Nutzung des Kerr-Effekts für eine Streak-Kamera [17]. Abschließend wird ein Konzept zur Nutzung in Verbindung mit dem Elektronenstrahl eines Beschleunigers erarbeitet.

## 7.1 Kerr-Effekt und Doppelbrechung

Bei der Interaktion von elektromagnetischen Wellen mit einem Dielektrikum spielt die elektrische Polarisierung  $\vec{P}$  eine große Rolle<sup>1</sup>, da diese die Eigenschaften wie Reflexion, Brechung und auch Absorption bestimmt. Diese Antwort des Mediums auf das Licht lässt sich bei einfacher Isotropie der Materialien (wie in Gläsern meist der Fall) über

$$\vec{P}(\omega) = \epsilon_0 \tilde{\chi}(\omega) \vec{E}(\omega) \quad (7.1)$$

beschreiben. Dabei beschreibt  $\vec{E}$  das elektrische Feld und  $\tilde{\chi}$  die elektrische Suszeptibilität, die eine Materialeigenschaft ist und von den freien Ladungs- und Dipolmomenten abhängt. Der komplexe Brechungsindex kann daher auch als

$$\tilde{n}(\omega) = \sqrt{1 + \tilde{\chi}(\omega)} \quad (7.2)$$

geschrieben werden. Die Beschreibung ist allerdings nur in dem Bereich gültig, in dem das Medium linear auf die Anregung antwortet. Bei den in Kapiteln 5 und 6 beschriebenen Nahfeldern ist dies beispielsweise noch der Fall. Würden die gezeigten Foki allerdings durch ein Medium propagieren, müssen auch nichtlineare Effekte mit einbezogen werden. Grundsätzlich muss die elektrische Polarisierung daher zu

$$\vec{P}(\omega) = \vec{P}_{\text{linear}}(\omega) + \vec{P}_{\text{nichtlinear}}(\omega) \quad (7.3)$$

erweitert werden, wobei der lineare Anteil dann dem aus Formel (7.1) entspricht. Die elektrische Suszeptibilität muss dementsprechend erweitert werden, so dass verschiedene  $n$ -te Ordnungen eingeführt werden müssen:

$$\tilde{\chi}(\omega) \Rightarrow \tilde{\chi}^{(n)}(\omega) . \quad (7.4)$$

Für die Polarisierung gilt dann

$$\vec{P}() = \epsilon_0 \left[ \tilde{\chi}^{(1)} \vec{E} + \left( \tilde{\chi}^{(2)} \vec{E} \right) \vec{E} + \left( \left( \tilde{\chi}^{(3)} \vec{E} \right) \vec{E} \right) \vec{E} + \mathcal{O}(\vec{E}^4) \right] , \quad (7.5)$$

wobei sich auf die ersten drei Ordnungen beschränkt wird.

Da im Weiteren der Kerr-Effekt betrachtet werden soll und ausschließlich Materialien verwendet werden, für die die 2. Ordnung der elektrischen Suszeptibilität vernachlässigt werden kann, wird der nichtlineare Anteil der Polarisierung nur noch mit

$$\vec{P}(\omega)_{\text{nichtlinear}} = \epsilon_0 \left( \left( \tilde{\chi}^{(3)} \vec{E} \right) \vec{E} \right) \vec{E} \quad (7.6)$$

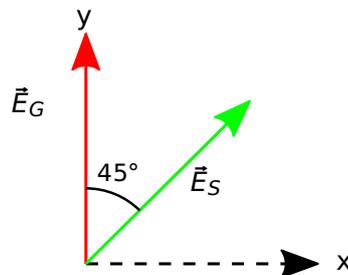
beschrieben. Für optisch isotrope Medien und unpolarisiertes Licht lässt sich dann ein vom elektrischen Feld bzw. von der Intensität abhängiger komplexer Brechungsindex

$$\tilde{n}(I(\vec{r}), \omega) = \tilde{n}_0(\omega) \left( 1 + \frac{1}{2\tilde{n}_0^2(\omega)} \tilde{\chi}_{\text{nichtlinear}}(\omega) \right) = \tilde{n}_0(\omega) + \tilde{n}_2(\omega) \cdot I(\vec{r}) \quad (7.7)$$

<sup>1</sup>Hier ist mit Polarisierung die makroskopische Ausrichtung von Dipolen gemeint. Im Gegensatz dazu wird auf der nächsten Seite von der Polarisierung von Licht gesprochen, bei der die Schwingungsrichtung des elektrischen Feldes beschrieben wird.

beschreiben, wobei  $n_2$  nun als nichtlinearer Brechungsindex bezeichnet werden kann. Mit steigender Intensität steigt also auch lokal der Brechungsindex, was Effekte wie die Selbstfokussierung bewirkt.

Im Allgemeinen ist diese Beschreibung allerdings nicht korrekt, da bisher vernachlässigt wurde, dass  $\tilde{\chi}^{(3)}$  ein Tensor 3. Stufe ist. Liegt polarisiertes Licht vor, wird  $\tilde{\chi}^{(3)}$  nicht einfach zu einem Skalar, so dass eine genauere Betrachtung erfolgen muss. Hierzu wird der Spezialfall gezeigt, der in Abbildung 7.1 dargestellt ist. Hier schwingt in der  $y$ -Achse ein linearpolarisierter Laser, dessen elektrisches Feld so hoch ist, dass der nichtlineare Anteil bei der Polarisation berücksichtigt werden muss. Dieser Strahl wird im Folgenden Gatestrahl genannt, da dieser bei den Experimenten zum optischen Schalter als Schaltimpuls/strahl dient. Im Gegensatz dazu schwingt um  $45^\circ$  verkippt ein weiterer Lichtstrahl, der nun allerdings deutlich schwächer ist, so dass nichtlineare Effekte nicht berücksichtigt werden müssen. Dieser Strahl wird im weiteren Verlauf Signalstrahl genannt. Dieser Signalstrahl hat hier nun Polarisationskomponenten in die  $x$ - und in die  $y$ -Richtung.



**Abbildung 7.1:** Schema-Zeichnung zur Ausrichtung der elektrischen Felder für die Phasenverschiebung (7.8). Der intensivere Gatestrahl  $\vec{E}_G$  ist in Rot dargestellt und schwingt in der  $y$ -Richtung. Der schwächere Signalstrahl  $\vec{E}_S$  ist in Grün dargestellt und schwingt in einem  $45^\circ$ -Winkel zum Gatestrahl. Nach [16].

Die lineare Polarisation des Gatestrahls sorgt nun dafür, dass der Brechungsindex richtungsabhängig wird. Lediglich in der Polarisationsrichtung des Gatestrahls (hier die  $y$ -Richtung) spielt der Kerr-Effekt eine Rolle. Für den Schwingungsanteil des Signalstrahls in dieser  $y$ -Richtung ist der Brechungsindex daher höher als für den Anteil in  $x$ -Richtung. Dies sorgt für eine Verzögerung der beiden Anteile zueinander, was dem Verhalten bei der Doppelbrechung entspricht. Der Effekt kann daher als induzierte Doppelbrechung bezeichnet werden. Wird die elektrische Suszeptibilität 3. Ordnung nun für den vorliegenden Fall beachtet und damit der nichtlineare Anteil bei der Polarisation berechnet, lässt sich ein fester Zusammenhang von nichtlinearem Brechungsindex  $n_2$  bestimmen. Die Phasenverschiebung zwischen den beiden Schwingungsanteilen des Signalstrahls beträgt nach Propagation durch ein Medium der Dicke  $d$

$$\Delta\Phi = \frac{8\pi d}{3\lambda} n_2 I, \quad (7.8)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge des Lichts des Signalstrahls ist. Eine ausführliche und sehr übersichtliche Herleitung dieser Beziehung ist von Dominik Horstmann in seiner Masterarbeit [16] dokumentiert, an welche die hier aufgeführte Herleitung angelehnt ist. Wichtig zu erwähnen ist hier, dass  $\Delta\Phi$  nicht die Drehung der linearen Polarisation des Signalstrahls ist, sondern lediglich die Verzögerung einer Komponente. In den allermeisten Fällen wird der Signalstrahl also elliptisch polarisiert. Lediglich bei  $\Delta\Phi = 180^\circ$  bleibt der Signalstrahl linearpolarisiert und wird bei dieser Anordnung um  $90^\circ$  gedreht bzw. bei  $\Delta\Phi = 45^\circ$  zirkular polarisiert. In den beiden zuletzt genannten Fällen würde das Verhalten einer  $\lambda/2$ -Platte bzw. einer  $\lambda/4$ -Verzögerungsplatte entsprechen.

Dieser Effekt der Polarisationsänderung wurde von John Kerr, nach dem dieser Effekt benannt wurde, bereits 1875 entdeckt [79]. Damals standen zwar noch keine linearpolarisierten Laser zur Verfügung, allerdings statische elektrische Felder, die an einen Isolator wie Glas angelegt wurden.

Für einen optischen Schalter kann der Kerr-Effekt folgendermaßen genutzt werden: Trifft Licht wie der Signalstrahl in Abbildung 7.1 gezeigt auf das Medium, ohne dass der Kerr-Effekt induziert wurde, kann kein Licht durch einen Polarisationsfilter, der nur Licht propagieren lässt, welches im Gegensatz zur ursprünglichen Polarisation des Signalstrahls um  $90^\circ$  gedreht ist, propagieren. Induziert der Gatestrahl nun aber eine Doppelbrechung, wird die Polarisation des Signalstrahls verändert - wie oben geschrieben wird aus der linearen Polarisation meist elliptische - und es gibt wieder Anteile des Lichts, die nicht durch den anschließenden Polarisationsfilter gestoppt werden. Der Gatestrahl öffnet also für kurze Zeit den optischen Schalter, weshalb auch von Optical Kerr Gating (kurz: OKG) gesprochen wird [78].

## 7.2 Kerr-Medium

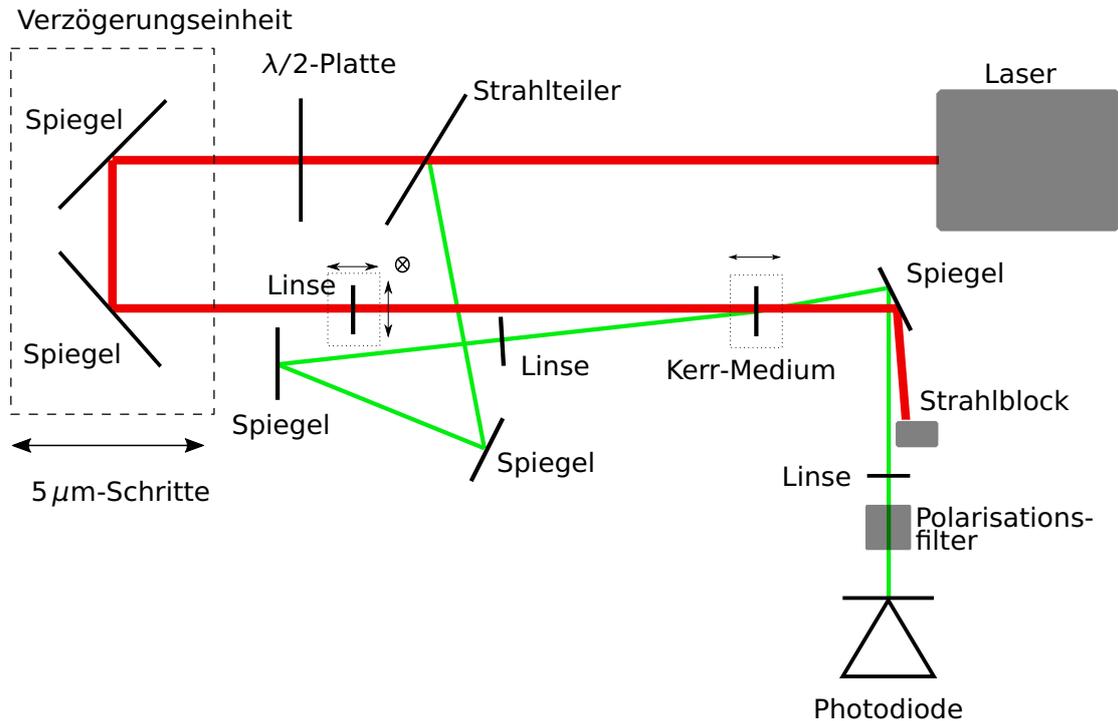
Für eine gute Funktion des optischen Schalters ist die Wahl des Kerr-Mediums von entscheidender Bedeutung. Neben der Realisierung eines optischen Schalters beschäftigt sich [16] daher mit verschiedenen Möglichkeiten. Dabei ist zum einen ein hoher nichtlinearer Brechungsindex des Mediums wichtig, zum anderen muss aber auch die Zerstörschwelle hoch genug sein, so dass das Medium auch die notwendig hohen elektrischen Felder der Laserpulse ohne Beeinträchtigung erfahren kann. Es wurden daher zwei Materialien untersucht: zum einen kann Quarzglas ( $\text{SiO}_2$ ) als Kerr-Medium benutzt werden und zum anderen Zinksulfid ( $\text{ZnS}$ ). Dabei hat Zinksulfid den höheren nichtlinearen Brechungsindex mit  $n_{2,\text{ZnS}} = (130 \pm 20) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  [80] und Quarzglas mit  $n_{2,\text{SiO}_2} = (3,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$  [80] den um eine Größenordnung geringeren. Für Quarzglas gilt allerdings, dass die Zerstörschwelle deutlich höher ist als von Zinksulfid, wodurch ein ähnlich starker Kerr-Effekt erwirkt werden könnte. Daher wurden beide Materialien ausführlich getestet. Die Forschung zu weiteren Kerr-Medien münden in komplizierteren Gläsern, die speziell angefertigt werden und für die Experimente hier nicht in Betracht gezogen wurden [80].

Die Experimente zum Kerr-Gating sind am PHASER-System (siehe Kapitel 4) durch-

geführt worden. Dabei dient der gleiche Laser sowohl als Gate- als auch als Signalstrahl. Die Vermessung eines Jitters ist hier also nicht notwendig bzw. auch nicht möglich. Die hohe Zeitauflösung im Bereich der Laserpulsdauer wird hier aber trotzdem gezeigt, indem die Pulse zeitlich zueinander verschoben werden. Die Messungen wurden dabei auf einem Lasertisch an Luft (siehe Abb. 4.1) durchgeführt. Der vollständige Aufbau des Optical Kerr Gates ist in Abbildung 7.2 schematisch von oben gezeigt (aus [16]). Dabei wird der Laser an einem Strahlteiler in Gate- und Signalstrahl aufgeteilt. Der in Grün gezeichnete Signalstrahl wird dabei reflektiert und dann über zwei Spiegel durch eine Linse in das Kerr-Medium fokussiert. Der Strahlteiler ist dabei so konzipiert, dass die Leistung im Signalstrahl deutlich geringer als im in Rot gezeichneten Gatestrahl. Da der Fokus des Gatestrahls exakt im Kerr-Medium liegen muss und außerdem die Foki der beiden Strahlen übereinander liegen müssen, ist die Linse im Gatestrahl verschiebbar. Des Weiteren ist es notwendig, dass die beiden Pulse auch zeitlich übereinander liegen. Aus diesem Grund und um eine zeitliche Verschiebung der beiden Strahlen zu untersuchen, befindet sich im Gatestrahl eine Verzögerungseinheit, die die Wegstrecke verlängern kann ohne dass sich Lage und Richtung verändern. Da der PHASER von Haus aus linearpolarisiert ist, ist vor dem Kerr-Medium kein Polarisationsfilter notwendig. Um eine entsprechende Ausrichtung der Polarisation ähnlich der in Abbildung 7.1 herzustellen, befindet sich im Gatestrahl außerdem eine  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte, die die Polarisation um  $45^\circ$  dreht. Eine mögliche Doppelbrechung des Signalstrahls kann hinter dem Kerr-Medium durch einen Polarisationsfilter nachgewiesen werden, wobei dieser dafür wieder durch eine Linse aufgefangen und kollimiert wurde. Der Nachweis des Signals wurde über eine Fotodiode vorgenommen.

Da es bei dem hier gezeigten Experiment vor allem um die Untersuchung der Stärke des Kerr-Effekts geht, ist eine Angabe der Intensität im Fokus des Gatestrahls unerlässlich. Für das Experiment wurde daher eine Pulsdauer von  $\Delta\tau_{\text{Gate}} = 1,2 \text{ ps}$  abgeschätzt, was sich am PHASER durch das Abgreifen des Strahls vor den finalen Kompressorspiegeln aber hinter der Hohlleiter mit zusätzlicher Propagation durch einige Glassubstrate, Neutralsdichtefilter und einer Menge Luftweg ergibt. Dazu können unter anderem die Möglichkeiten der Pulssimulation, die in Kapitel 3.3 vorgestellt werden, genutzt werden (Ergebnis siehe Abbildung 4.10 in [16]). Im Maximalen beträgt die Pulsenergie im Gatestrahl außerdem knapp  $E_{\text{Puls, Gate}} = 70 \mu\text{J}$ , welche auf einen Brennpunkt mit  $w_{0, \text{Gate}} = 17 \mu\text{m}$  fokussiert wird. Anhand Formel (2.31) berechnet sich damit eine maximale Intensität von  $I_{\text{max, Gate}} = 1,2 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ . Durch den Einsatz von Neutralsdichtefilter kann diese Intensität schrittweise verringert werden.

Wie oben geschrieben, wurden in diesem Proof-of-Principle-Experiment die Medien Zinksulfid und Quarzglas auf ihre Anwendung zum Optical Kerr Gating untersucht. Dabei konnte für beide Materialien der Kerr-Effekt nachgewiesen werden, allerdings in unterschiedlicher Ausprägung. Zur Analyse wurden dazu die Energien des Signalstrahls hinter dem Kerr-Medium sowohl in der Ursprungspolarisation als auch in  $90^\circ$  gedrehter Richtung vermessen. In [16] sind diese Messwerte dann auf die ermittelte



**Abbildung 7.2:** Skizze des Versuchsaufbaus aus [16]. Der Laserstrahl des PHASERS wird an einem Strahlteiler aufgeteilt, wobei der anschließend in Rot gezeigte Gatestrahl einen höheren Anteil der Pulsenergie behält. Eine  $\lambda/2$ -Platte dreht dann die Polarisation des Gatestrahls um  $45^\circ$ . Mittels der Verzögerungseinheit kann die Ankunftszeit des Gatestrahls im Kerr-Medium eingestellt werden, wo Gate und Signalstrahl (in Grün) wieder aufeinandertreffen. Dazu werden beide Strahlen in das Kerr-Medium fokussiert. Zur genauen Justage kann die Linse im Gatestrahl verschoben werden. Hinter dem Kerr-Medium wird der Signalstrahl kollimiert und mit Hilfe eines Polarisationsfilters und einer Diode auf seine Polarisation untersucht.

Energie in ursprünglicher Richtung im Falle keines induzierten Kerr-Effekt normiert worden. Als Formelzeichen wird für diese Energie bzw. Intensität  $I_y^{\text{nO}}$  verwendet. Die Bezeichnung y steht dabei für die ursprüngliche Richtung des Signalstrahls und nO für „no Overlap“, was die nicht Induzierung des Kerr-Effekts beschreibt. Mit der Kennzeichnung O werden demgegenüber die Messwerte präsentiert, die mit Induzierung des Kerr-Effekt aufgenommen wurden. Der Index x gibt außerdem die um  $90^\circ$  gedrehte Polarisationsmessung an. Für eine bessere Vergleichbarkeit wird außerdem der Kerr-Faktor  $K$  eingeführt, der sich auf die Differenz  $K_{x/y} = I_{x/y}^{\text{O}} - I_{x/y}^{\text{nO}}$  bezieht. Für den x-Fall sollte der Wert bei vorhandenem Kerr-Effekt also positiv werden, da die gemessene Energie in dieser Polarisationsrichtung zunehmen sollte. Im y-Fall soll der Kerr-Faktor dementsprechend negativ sein. Würde der Optimalfall von  $\Delta\phi = 180^\circ$  vorliegen, müsste also  $K_x = 1$  und  $K_y = 0$  ergeben (wenn keine Verluste vorliegen), was allerdings hier nicht passieren wird.

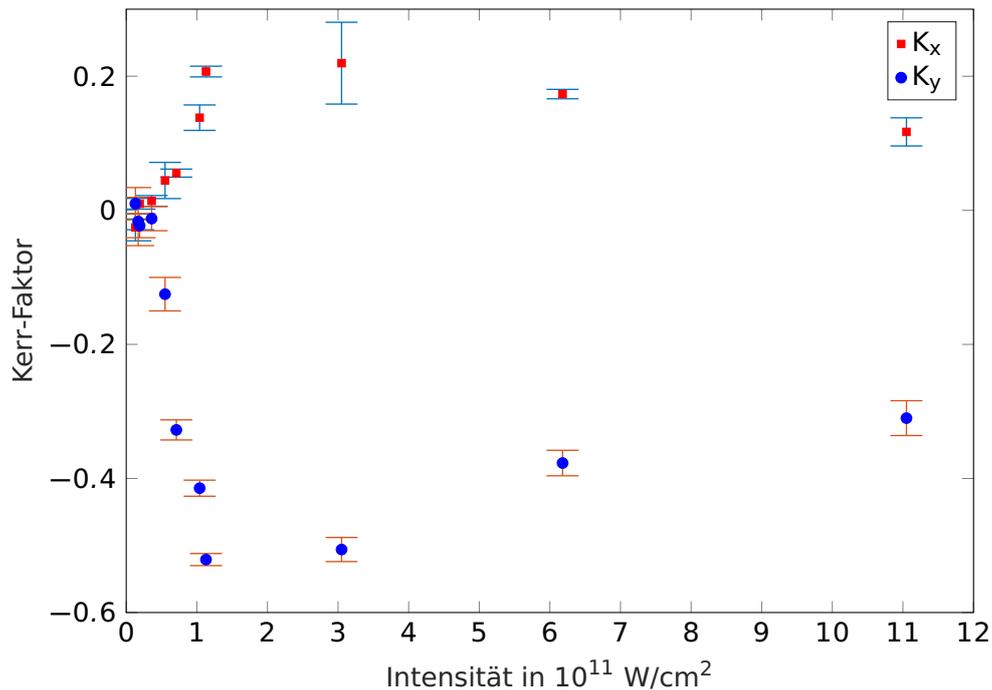
Die erste Induzierung und Messung des Kerr-Effekts konnte mit einer Gateintensität von  $I_{\max, \text{Gate}} = 7,1 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  erzielt werden, wobei als Kerr-Medium das Quarzglas mit einer Dicke von 1,0 mm verwendet wurde. Zur Überprüfung wurden dabei auch Messwerte ohne ein Kerr-Medium, also an Luft, aufgenommen. Diese Ergebnisse sind mit den zugehörigen Standardabweichungen in Tabelle 7.1 aufgelistet.

			x	y
Luft	kein Überlapp	$I_{x/y}^{\text{no}}$	$(2,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$1,088 \pm 0,02$
	Überlapp	$I_{x/y}^{\text{o}}$	$(1,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$1,105 \pm 0,03$
		$K_{x/y}$	$(-4 \pm 4) \cdot 10^{-4}$	$(1,7 \pm 5) \cdot 10^{-2}$
Quarzglas	kein Überlapp	$I_{x/y}^{\text{no}}$	$(2,1 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$1,00 \pm 0,01$
	Überlapp	$I_{x/y}^{\text{o}}$	$(8,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-3}$	$0,997 \pm 0,02$
		$K_{x/y}$	$(6,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$	$(-0,30 \pm 3,6) \cdot 10^{-2}$
Zinksulfid	kein Überlapp	$I_{x/y}^{\text{no}}$	$(4,2 \pm 2,2) \cdot 10^{-3}$	$1,00 \pm 0,012$
	Überlapp	$I_{x/y}^{\text{o}}$	$(2,112 \pm 0,06) \cdot 10^{-1}$	$(4,79 \pm 0,09) \cdot 10^{-1}$
		$K_{x/y}$	$(2,070 \pm 0,08) \cdot 10^{-1}$	$(-5,206 \pm 0,21) \cdot 10^{-1}$

**Tabelle 7.1:** Messergebnisse der Experimente mit einer Gateintensität von  $I_{\max, \text{Gate}} = 7,1 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  für Luft und Quarzglas auf  $I_y^{\text{no}}$  von Quarzglas normiert. Für Zinksulfid beträgt die maximale Gateintensität  $I_{\max, \text{Gate}} = 1,13 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$ . Ergebnisse gemäß Tabelle 4.1 und 4.3 in [16].

Diese Ergebnisse beweisen hier den Kerr-Effekt für Quarzglas. Während die Abweichungen der Kerr-Faktoren an Luft im Bereich ihrer Schwankungen liegen, zeigt sich zumindest für  $K_x$  des Quarzglases ein signifikanter Wert, der nur durch den optischen Kerr-Effekt hervorgerufen werden kann.  $K_y$  lässt diese Interpretation zwar nicht zu, allerdings können hier systematische Fehler bei der Messung eine Rolle spielen. Genauer diskutiert ist diese Interpretation ebenfalls in [16]. Die Ergebnisse mit Zinksulfid (ebenfalls mit einer Dicke von 1,0 mm) zeigen ebenfalls eine Induzierung des Kerr-Effekts an, wobei dieser deutlich ausgeprägter detektiert werden konnte. Da der Kerr-Effekt allerdings nicht nur gezeigt sondern auch optimiert werden soll, sind Messungen mit variierender Gateintensität vorgenommen worden. Da die Verwendung von Zinksulfid deutlich vielversprechender ist, wird hier nur weiter auf dieses Material eingegangen. Diese Ergebnisse sind in Abbildung 7.3 gezeigt, wobei die Intensität im Bereich von  $1,3 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$  bis  $1,1 \cdot 10^{12} \text{ W/cm}^2$  variiert worden ist.

Hier zeigt sich zuerst eine Zunahme des Kerr-Faktors  $K_x$  beziehungsweise eine Abnahme von  $K_y$  mit steigender Intensität. Bei den Werten  $I_{\max, \text{Gate}} = 1,13 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  bzw.  $I_{\max, \text{Gate}} = 3,05 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  wechselt diese Zunahme/Abnahme aber. Es kann also davon ausgegangen werden, dass bei diesen Intensitäten ein Maximum in der Auswirkung des Kerr-Effekts erreicht ist. Die schwächere Auswirkung bei höheren Intensitäten lässt sich ganz einfach mit der Zerstörung des Zinksulfids erklä-



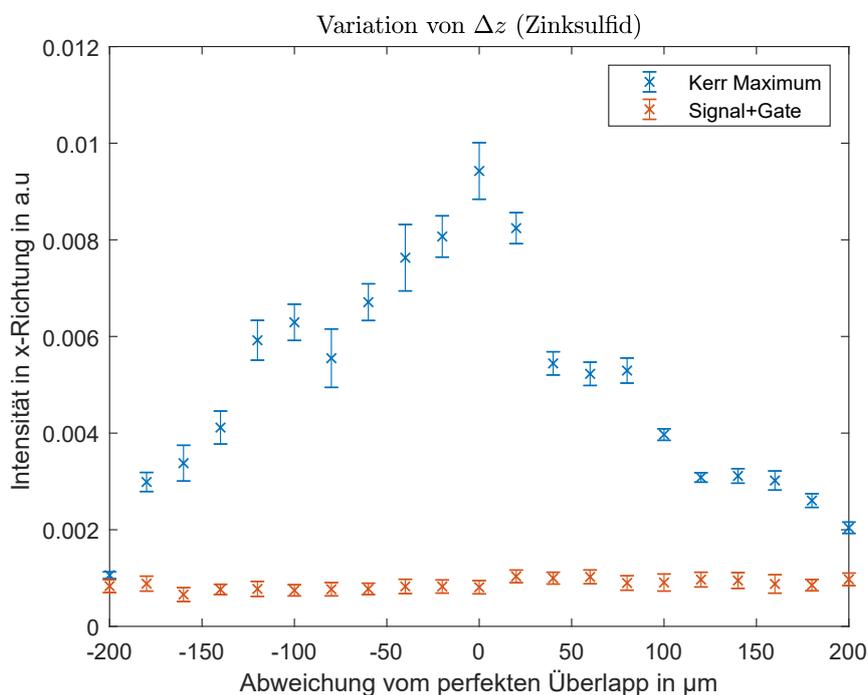
**Abbildung 7.3:** Messung des Kerr-Effekts in Zinksulfid bei Veränderung der Gateintensität. In Rot sind die Werte für  $K_x$  eingezeichnet, in Blau für  $K_y$ . Ergebnisse gemäß Tabelle 4.4 in [16].

ren, wodurch dann kein Kerr-Effekt mehr induziert werden kann. Der Bereich von  $1 - 3 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  kann für diesen Versuchsaufbau also als Optimum angesehen werden.

Um zu untersuchen, ob und wie sich anhand des Kerr-Effekts eine Zeitauflösung realisieren lässt, wurde der zeitliche Versatz mit Hilfe der Verzögerungseinheit im Gatestrahl geändert. Dazu wurde als maximale Intensität des Gatestrahls  $I_{\text{max,Gate}} = 1,13 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  gewählt und der zeitliche Versatz der beiden Teilstrahlen in Schritten von jeweils  $20 \mu\text{m}$  Wegveränderung bzw. umgerechnet  $67 \text{ fs}$  verändert. Abbildung 7.4 zeigt die zugehörigen Ergebnisse (ebenfalls aus [16]). Interessant sind dabei die in Blau eingezeichneten Messwerte für die Energie bzw. Intensität in der  $x$ -Polarisationsrichtung. Bei  $0 \mu\text{m}$  ist hier das Maximum gesetzt. Von diesem ausgehend wurde der Gatestrahl sowohl zeitlich vor den Signalstrahl als auch hinter diesen geschoben. Für die Pulsdauer des Gatestrahls kann, wie oben bereits beschrieben, ungefähr  $1,2 \text{ ps}$  angenommen werden. Zu den Ergebnissen sind zusätzlich die Standardabweichungen angegeben.

Zur Interpretation kann nun zum einen der gesamte Bereich betrachtet werden, in dem der Kerr-Effekt nachgewiesen werden konnte. Wird dazu eine Halbwertsbreite in Betracht genommen, liegt diese ungefähr zwischen  $-125 \mu\text{m}$  bis ungefähr  $+100 \mu\text{m}$ . Zeitlich gesehen umfasst dieses Intervall also knapp  $750 \text{ fs}$ , was noch unter der abgeschätzten Pulsdauer liegt, die auch immer als Halbwertsbreite ange-

geben wird. Es zeigt sich also eine Zeitauflösung, die tatsächlich in der Größenordnung der Pulsdauer des Gatestrahls liegt. Die Pulsdauer des Signalstrahls ist hier auf jeden Fall kleiner als die des Gatestrahls, da dieser wie im experimentellen Aufbau (Abb. 7.2) gezeigt nicht durch den Strahlteiler propagiert und dementsprechend weniger durch Dispersion beeinflusst ist. Weiterhin zeigen sich in den Ergebnissen signifikante Veränderungen mit deutlich kleineren Abständen. Diese lassen ebenfalls Interpretationen zu, die sich auf den zeitlichen Verlauf des Gatestrahls beziehen. Wie zu Beginn dieser Arbeit in Abbildung 3.7 gezeigt, besitzt auch der PHASER keine gaußförmige Spektralverteilung, was sich vor allem bei hohem Dispersions Einfluss auf die zeitliche Pulsform auswirkt.

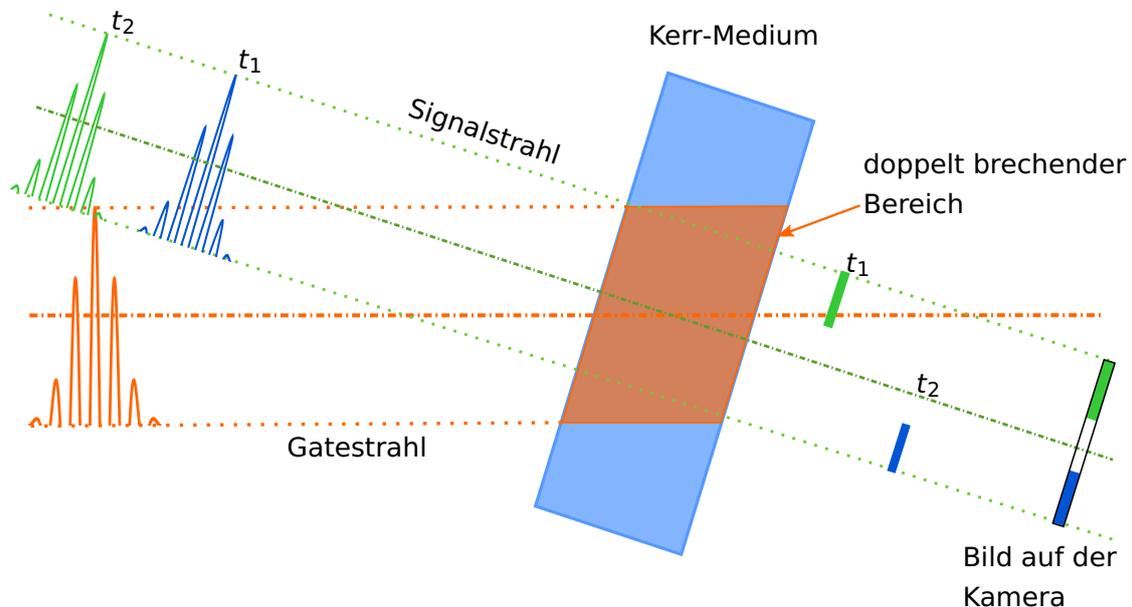


**Abbildung 7.4:** Messung des Kerr-Effekts bei Veränderung des zeitlichen Überlapps zwischen Gate- und Signalstrahl. Die x-Achse gibt die Verlängerung des Wegs des Gatestrahls an. Die y-Achse zeigt die gemessene Intensität in [a.u.] an. Übernommen aus [16].

### 7.3 Streak-Kamera

Mit den oben erzielten Ergebnissen soll nun eine Streak-Kamera entwickelt werden, bei der die zeitliche Vermessung nicht auf eine Wiederholung des Experiments hinausläuft, sondern mit der ein zeitlicher Verlauf mit einer einzelnen Messung bestimmt werden kann. Normalerweise wird bei Streak-Kameras die Zeitauflösung über die Änderung einer Beschleunigungsspannung erzielt. Hier soll allerdings der

optische Kerr-Effekt verwendet werden. Mit einem einzelnen Gatepuls soll dabei ein deutlich längerer Zeitraum untersucht werden als die Pulsdauer selbst, wobei die Zeitauflösung im Bereich der Pulsdauer bleiben soll. Wie ein solches Konzept funktionieren kann, ist in Abbildung 7.5 schematisch dargestellt.



**Abbildung 7.5:** Schematische Darstellung zum Erzielen einer zeitlichen Auflösung mit einer optischen Kerr-Streak Kamera. Der von links kommende orangene Gatestrahl kommt im Kerr-Medium zu unterschiedlichen Zeiten an, da die Weglänge verschieden ist. Das Kerr-Medium wird also je nach Stelle zu unterschiedlichen Zeiten doppelbrechend. Verschiedene Pulse bzw. Informationen im Signalstrahl können also an verschiedenen Stellen hinter dem Kerr-Medium detektiert werden. Die zeitliche Information wurde also in eine transversale Änderung übergeben. Übernommen aus [17].

Dort wird das Kerr-Medium vom Gatestrahl zu unterschiedlichen Zeitpunkten erreicht, wodurch der Kerr-Effekt dann auch zu unterschiedlichen Zeitpunkten induziert wird (ähnlich dem GRENOUILLE-Ansatz in [81]). Im gezeigten Fall wird dies durch eine Verkippung des Kerr-Mediums zur Ausbreitungsrichtung erreicht. Je nach Verkippungswinkel und Größe des Gatestrahls können so verschiedene Skalierungen und auch verschieden lange Zeiträume untersucht werden - ganz ähnlich wie bei einer klassischen Streak-Kamera die Beschleunigungsspannungen mit unterschiedlichen Gradienten verändert werden können. Die mögliche zeitliche Auflösung ist im hier präsentierten Fall durch die Pulsdauer des Gatestrahls beschränkt. Zur Veranschaulichung ist in der Abbildung zusätzlich der Signalstrahl eingezeichnet, der zwei kurze, zueinander verzögerte Lichtpulse enthält. Da der blaue Lichtpuls früher am Kerr-Medium ankommt, wird dieser Anteil nur im unteren Bereich hinter dem Kerr-Medium detektierbar, da zum Zeitpunkt des Durchlaufens nur im unteren Bereich der Kerr-Effekt durch den Gatestrahl induziert wurde. Der grün ge-

zeichnete Puls erfährt dann nur im oberen Bereich des Kerr-Mediums eine Doppelbrechung, so dass dieser dann dort detektiert werden kann. Befindet sich in beiden Armen jeweils nur ein kurzer Puls, deren zeitliche Verschiebung von Aufnahme zu Aufnahme nicht stabil ist (was exakt einem Jitter entspricht), bewegt sich der beeinflusste Bereich des Signalstrahls also räumlich, wodurch eine Vermessung im Bereich der Pulsdauer möglich wird.

Beschränkt wird dieses Prinzip allerdings natürlich von den erreichbaren Intensitäten im Gatestrahl. Da ein möglichst großer Zeitraum untersucht werden soll, muss der gatebare Bereich im Kerr-Medium möglichst groß sein. Im Beispielexperiment aus dem vorherigen Abschnitt 7.2 wurde dieser allerdings in einen sehr kleinen Brennpunkt minimiert. Da durch die Verkipfung des Gatemediums aber sowieso nur eine räumliche Aufspaltung in einer Dimension zustande kommt, wird in [17] die Nutzung eines Linienfokus vorgeschlagen, untersucht und letztendlich auch umgesetzt. Ein solcher Linienfokus kann mittels verschiedener Techniken hergestellt werden. Zum einen können sphärische und parabolische Spiegel so verkippt werden, dass ein Astigmatismus und damit Brennstriche erzeugt werden. Es ist aber auch möglich einen Laserstrahl nur in einer Ebene zu fokussieren, indem ein zylindrischer Spiegel genutzt wird, der eben nur in einer Dimension gebogen ist. Die Anwendung aller drei Methoden wird in [17] ausführlich diskutiert und auch getestet. Letzten Endes wurde sich für die Verwendung eines zylindrischen Spiegels zur Anwendung in der Streak-Kamera entschieden. Als Beschreibung des Linienfokus und zur Abschätzung der Intensität kann näherungsweise eine Gaußprofil mit zwei unterschiedlichen Gaußbreiten  $w_x$  bzw.  $w_y$  genutzt werden. Eine vollständige Beschreibung

$$E_{\text{Fokus,Zylinderspiegel}}(x,y) = E_0 \cdot \exp\left[-\left(\frac{x}{w_x}\right)^2\right] \cdot \exp\left[-\left(\frac{y}{w_y}\right)^2\right] \quad (7.9)$$

wird durch eine entsprechenden Normierung wie in Kapitel 2.2 mit

$$I_0 = \frac{2E_{\text{Puls}}}{\Delta\tau w_x w_y \pi} \cdot \sqrt{\frac{4 \ln(2)}{\pi}} \quad \text{bzw.} \quad E_0 = \sqrt{\frac{2I_0}{\epsilon_0 c_0}} \quad (7.10)$$

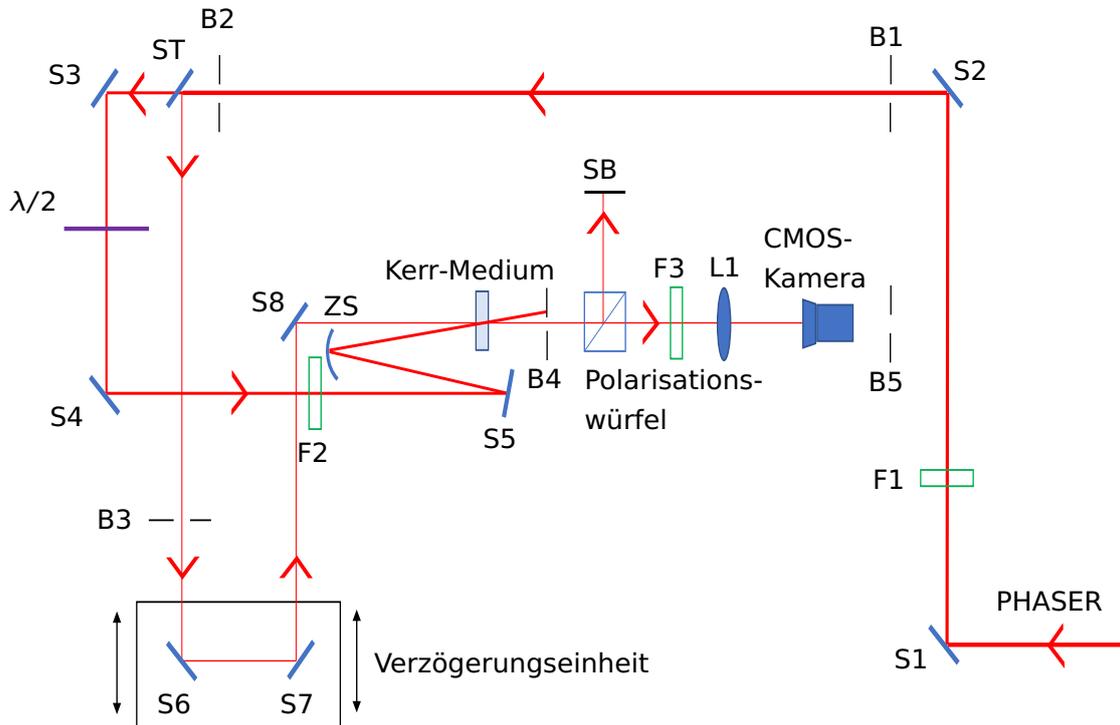
erhalten. In der fokussierten Dimension kann  $w$  über Formel (2.50) abgeschätzt werden. In der anderen Dimension bleibt die Gaußbreite ungefähr wie im Nahfeld.

Der Aufbau aus Abbildung 7.2 wurde für den Aufbau einer optischen Streak-Kamera dann angepasst. Die Verzögerungseinheit befindet sich hier nun im Signalstrahl und der Gatestrahl wird nicht mit einer Linse fokussiert, sondern mit Hilfe eines Zylinderspiegels (ZS). Eine Übersicht des veränderten Aufbaus zeigt Abbildung 7.6. Der PHASER wird (hier von unten rechts kommend) an einem Strahlteiler (ST) in Signal- und Gatestrahl aufgeteilt. Die Polarisation des transmittierten Anteils (Gatestrahl) wird mittels  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte um  $45^\circ$  gedreht und anschließend unter einem kleinen horizontalen Winkel auf das Kerr-Medium als Linienfokus gelenkt. Zusätzlich wird der Gatestrahl von Spiegel 5 (S5) aus der hier gezeigten Ebene heraus nach oben reflektiert, so dass der Zylinderspiegel den Gatestrahl unter einem kleinen

vertikalen Winkel auf das Kerr-Medium schicken kann, damit eine Zeitverzögerung des Gatestrahls beim Auftreffen auf das Kerr-Medium entsteht (wie in Abbildung 7.5 erklärt). Der Signalstrahl hingegen wird über die Verzögerungseinheit reflektiert (S6 und S7) und anschließend kollimiert durch das Kerr-Medium geschickt. Eine eventuelle Polarisationsänderung wird dann mit einem Polarisationswürfel untersucht. Die Linse L1 im Signalstrahl bildet dazu den Ort des Kerr-Mediums auf die Kamera ab. An den Positionen F1, F2 und F3 können Filter in den Strahlengang eingebracht werden. Die Justage wird mit den Blenden B1, B2, B3 und B4 überwacht. Die hier eingebrachte Zylinderlinse besitzt eine Brennweite von  $f_{\text{Zylinderspiegel}} = 200 \text{ mm}$ , womit sich die Strahltaile in der fokussierten Dimension berechnen lässt. Da der PHASER hier einen Strahldurchmesser  $A = 4w = 18 \text{ mm}$  besitzt, kann  $w_x = 11 \mu\text{m}$  abgeschätzt werden. Die Gaußbreite in der anderen Dimension wird als gleichbleibend angesehen, so dass für  $w_y = w = 4,5 \text{ mm}$  gilt. Die Pulsenergie beträgt je nach Einstellung  $E_{\text{Puls}} = 17 - 77 \mu\text{J}$ . Durch die Zylinderspiegel anstelle einer Linse ist der Gatepuls außerdem deutlich kürzer als in 7.2 und wird auf  $\Delta\tau = 290 \text{ fs}$  abgeschätzt. Über Formel 7.10 kann die Spitzenintensität auf  $I_{\text{max, Gate}} = 0,6 - 2,7 \cdot 10^{11} \text{ W/cm}^2$  berechnet werden, was genau im optimalen Bereich für Zinksulfid als Kerr-Medium liegt (siehe Abbildung 7.3).

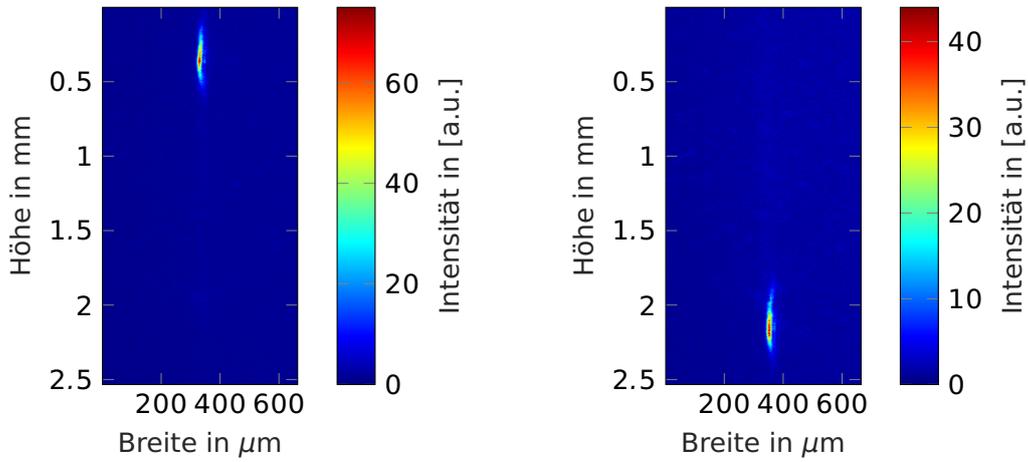
Treffen die beiden Strahlen hier also an einer bestimmten Position gleichzeitig auf das Kerr-Medium, kann in diesem Bereich des Linienfokus der Kerr-Effekt auf den Signalstrahl wirken, so dass ein Teil des Lichts beeinflusst wird. Vom Signalstrahl wird also in diesem Bereich des Überlapps ein Strich detektierbar (siehe Abbildung 7.7(a)). Wie auch im ersten Experiment zum Kerr-Gating sind die beiden Pulse allerdings zeitlich stabil zueinander, so dass immer im gleichen Bereich der Kerr-Effekt auf den Signalstrahl wirkt. Aus diesem Grund wird auch hier die Verzögerungseinheit bewegt, wodurch sich die Weglänge des Signalstrahls ändert (hier bezeichnet als  $\Delta s$ ). Der Bereich, in dem die beiden Teilstrahlen im Kerr-Medium gleichzeitig auftreffen, verschiebt sich nun, was sich auf der Kamera durch eine Veränderung der Position des detektierten Signals äußert (siehe dazu Abbildung 7.7(b)). Der Weglängenunterschied zwischen 7.7(a) und 7.7(b) im Signalstrahl beträgt hier  $\Delta s = 400 \mu\text{m}$  was einer zeitlichen Verschiebung von  $1334 \text{ fs}$  entspricht. Abbildung 7.7(c) zeigt Lineouts mit drei weiteren Messpunkten, die jeweils einen Weglängenunterschied von  $\Delta s = 100 \mu\text{m}$  aufweisen.

Anhand der Maxima und der entsprechenden Zeitverschiebung lässt sich eine Skalierung auf der Kamera berechnen, welche die Umwandlung des longitudinalen Zeitraums in einen transversalen Ortsraum beschreibt. Diese beträgt hier  $\epsilon_{\text{OSK}} = 0,736 \text{ fs}/\mu\text{m}$  mit einem Fehler von nur  $0,53\%$  [17]. Für die zeitliche Auflösung muss zum einen die Pulsdauer des Gatestrahls betrachtet werden und zum anderen die mögliche räumliche Auflösung auf der Kamera. Letztere ist zum einen durch die Größe der Pixel der Kamera begrenzt und zum anderen durch das Auflösungsvermögen der Linse, die den Bereich im Kerr-Medium auf die Kamera abbildet. Für den hier genutzten Fall beträgt die Größe eines Pixels  $(2,2 \mu\text{m})^2$  und das Auflösungsvermögen  $6 \mu\text{m}$  [17]. Eine untere Grenze für die zeitliche Auflösung beträgt demnach



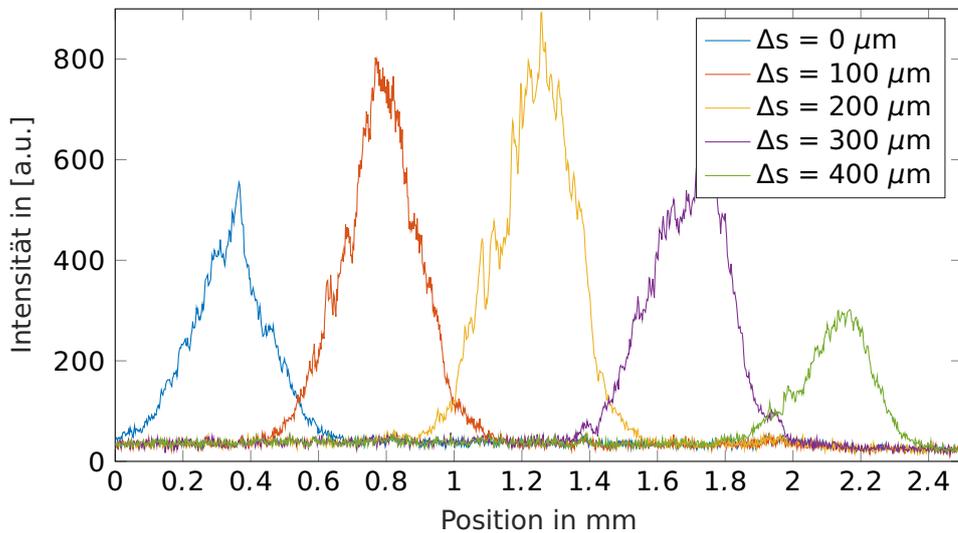
**Abbildung 7.6:** Skizze zum experimentellen Aufbau der optischen Streak-Kamera. Der Laserstrahl wird am Strahlteiler (ST) in Gate- und Signalstrahl aufgespalten. Mittels  $\lambda/2$ -Verzögerungsplatte wird dann die Polarisaton des Gatestrahls um  $45^\circ$  gedreht und über mehrere Spiegel (S) auf den Zylinderspiegel (ZS) geleitet, der einen Linienfokus auf dem Kerr-Medium erzeugt. Dabei läuft der Gatestrahl von Spiegel 5 (S5) unter einem kleinen Winkel vertikal nach oben und vom Zylinderspiegel wieder zurück auf die ursprüngliche Strahlhöhe. So wird der zeitliche Versatz des Gatestrahls im hier senkrechten Kerr-Medium erzeugt (wie in Abb. 7.5). Der Signalstrahl propagiert in diesem Aufbau über eine Verzögerungseinheit, damit eine zeitliche Verschiebung zwischen den beiden Strahlen erzeugt werden kann. Mittels Polarisationsfilter und der Linse L1 wird der Bereich des Kerr-Mediums dann auf der Kamera untersucht. Übernommen aus [17].

$\Delta\tau_{OSK} = 4,8 \text{ fs}$ . Um diese untere Grenze zu erreichen, müsste der Gatestrahl also deutlich kürzer sein, als er hier ist, was allerdings nicht experimentell getestet werden konnte. Zur Berechnung der zeitlichen Auflösung, also den Zeitunterschied den zwei Ereignisse haben müssten, um sie tatsächlich voneinander zu trennen, müsste auch noch die räumliche Überlappung bzw. die Durchlaufdauer des Gatestrahls durch das Kerr-Medium mit berücksichtigt werden. Da das Experiment allerdings mit der Motivation aufgebaut wurde, den Zeitpunkt eines Lichtpulses in Bezug auf den Gatepuls festzulegen, wurde dies nicht abschließend bearbeitet.



(a) Aufnahme an der Stelle  $\Delta s = 0 \mu\text{m}$ .

(b) Aufnahme an der Stelle  $\Delta s = 400 \mu\text{m}$ .



(c) Vertikale Lineouts aus den Aufnahmen aus (a) und (b) und weiteren Positionen der Verzögerungseinheit (siehe Legende).

**Abbildung 7.7:** Messungen und Lineouts mit der Streak-Kamera. Abgeändert aus [17].

Verschiedene Messungen im Experiment zeigen aber eindeutig, dass dieser zeitliche Zusammenhang zwischen Signal- und Gatepuls auch mit höherer Genauigkeit gemessen werden kann, als die zeitliche Auflösung es zulässt. Bedingung dafür ist allerdings, dass das Ereignis im Signalstrahl immer gleich aussieht, so dass immer ein exakter Mittelpunkt bestimmt werden kann. Auf diese Art und Weise kann eine Genauigkeit der Zeitbestimmung auch im sub-10-fs Bereich ermöglicht werden, was das Ziel des Experiments war. Durch Anpassung des Winkels zwischen Gatestrahl und Kerr-Medium kann die Skalierung und damit auch diese Genauigkeit sogar noch

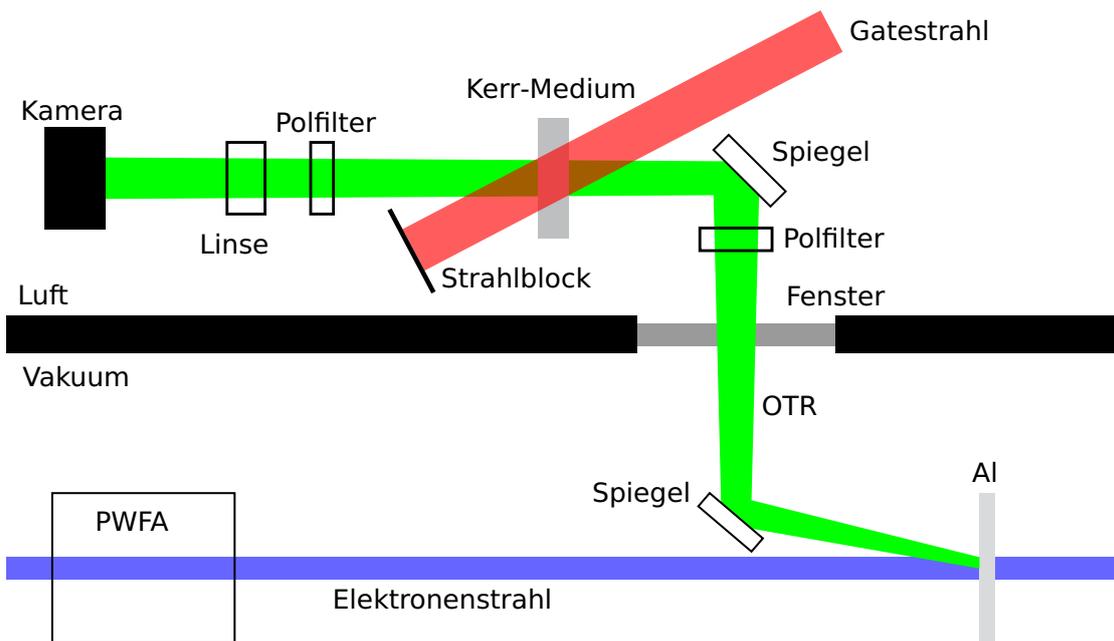
erhöht werden, wobei allerdings der Messbereich kleiner wird.

## 7.4 Anwendung am Beschleuniger

Wie in Kapitel 6.5 wird abschließend ein Setup der optischen Streak-Kamera zur Implementierung an einem Elektronenbeschleuniger vorgestellt. Dabei geht es zum einen um die Möglichkeit das Timing zwischen Elektronen- und Laserpuls zu vermessen und zum anderen darum einen Aufbau zu entwickeln, der ohne größere Schwierigkeiten an einem Beschleuniger realisiert werden kann. Damit der Elektronenpuls mit der Streak-Kamera vermessen werden kann, wird der Effekt der Optical Transition Radiation (kurz: OTR) genutzt. Dabei handelt es sich um Strahlung, die beim Durchlaufen eines relativistischen Elektronenstrahls durch beispielsweise eine Metallfolie entsteht. Diese Art von Strahlung wird bereits seit langem für diagnostische Zwecke genutzt [82] und wird in modernen Beschleunigern an vielen Stellen eingesetzt [60]. Die OTR soll in diesem Fall als Signalstrahl genutzt werden.

Einen schematischen Aufbau für eine mögliche Implementierung an einem Beschleuniger zeigt Abbildung 7.8. Die OTR entsteht dort beim Durchlaufen des relativistischen Elektronenstrahls durch eine Aluminium-Folie, wobei grundsätzlich auch andere Materialien wie beispielsweise Titan möglich sind. Um die Vakuumkomponenten wie in 6.17 gering zu halten, wird die OTR auf direktem Weg aus der Kammer geleitet. Dazu kann entweder ein Spiegel genutzt werden oder die Aluminiumfolie so gekippt werden, dass ein Teil des entstehenden Lichts direkt aus der Vakuumkammer geleitet wird. An Luft kann die Strahlung mittels Polarisationsfilter in einer Richtung linearpolarisiert werden und dann in das Kerr-Medium reflektiert werden. Als Gatestrahl wird hier wie oben ein Kurzpuls laser genutzt, der einen Linienfokus im Kerr-Medium erzeugt. Bei diesem Kurzpuls laser sollte es sich um den gleichen Laser handeln, der auch für die Trojan Horse Injection genutzt werden soll, da das Timing zwischen diesem und Elektronenstrahl bestimmt werden soll. Um die Ankunftszeit des Gatepulses im groben einstellen zu können, muss sich in diesem eine Verzögerungseinheit befinden. Hinter dem Kerr-Medium wird die Signalstrahlung dann wie oben mittels Linse und Polfilter auf der Kamera untersucht.

Mittels dieses Setups lässt sich bei entsprechender Wahl der Skalierung sowohl ein Jitter als auch eine Veränderung des Timings im Bereich weniger Femtosekunden vermessen. Beide Faktoren sind für die erfolgreiche Implementierung der Trojan Horse Injection unerlässlich. Um das absolute Timing entsprechend anzupassen, muss der Injektions laser für die Plasma-Photokathode sowieso eine Möglichkeit zur Veränderung des Laufwegs bieten (wie in Kapitel 6.5 erwähnt). Damit kann eine erste Überlagerung über andere (sehr aufwendige) Effekte gefunden werden, wie auch in [14] geschehen. Sollte sich das Timing zwischen treibendem Elektronenpuls und Injektions lasers anschließend verändern, kann die Streak-Kamera diese auftretende Abweichung erkennen und der zeitliche Überlapp entsprechend nachjustiert werden. Ebenso ist bei einem signifikanten Jitter eine Berücksichtigung der zeitlichen Schwankung bei der Interpretation von Messergebnissen möglich. Dem-



**Abbildung 7.8:** Vorschlag eines Setups zur Nutzung der optischen Streak-Kamera als Timing-Diagnostik an einem Elektronenbeschleuniger. Als Gatestrahl (rot) wird wie in den Experimenten in 7.3 bzw. [17] ein Kurzpuls laser genutzt. Als Signalstrahl wird allerdings OTR (Optical Transition Radiation) genutzt (hier in Grün), die beim Durchlaufen des Elektronenstrahls durch beispielsweise eine Aluminium-Folie entsteht. Durch Fokussieren des Gatestrahls zu einem Linienfokus und entsprechender Anpassung der Polarisation im Signalstrahl kann das Timing zwischen den beiden Strahlen untersucht werden. Die Komponenten im Vakuum sind dabei gering und sind an den meisten Beschleunigern standardmäßig im Einsatz.

entsprechend ist die vorgestellte Diagnostik nicht nur für die Realisierung einer Plasma-Photokathode von Interesse, sondern auch für andere Experimente, die auf das Timing eines Elektronenpuls mit einem Laserpuls angewiesen sind. Dazu zählen zum einen andere Injektionsmechanismen wie die in [60] realisierte Density Downramp Injection und zum anderen auch Experimente, die die Elektronenpulse zur Erzeugung von laserartiger Röntgenstrahlung nutzen und diese mit Laserpulsen überlagern wollen (z. B. Pump-Probe-Experimente) [83].

---

### Zusammenfassung und Ausblick

---

Die Ergebnisse dieser Dissertation werden nun abschließend zusammengefasst und ein Ausblick auf weitere Möglichkeiten zur Nutzung der Trojan Horse Injection gegeben.

Der Grundstein zur Trojan Horse Injection wurde 2011 mit der Patentierung der Idee [63] bzw. der Veröffentlichung von [12] gelegt. Dabei handelt es sich um ein Konzept zur Erzeugung von Elektronenstrahlen mit extrem kleiner Emittanz: Innerhalb eines Plasma-Blowouts sollen durch einen weiteren Laserfokus ruhende und damit kalte Elektronen freigesetzt werden, die dann durch die extrem hohen Beschleunigungsfelder des Plasma-Wakefields beschleunigt werden. Dabei behält die Elektronenverteilung annähernd ihre ultrakleine Quellgröße, wodurch bisher unerreichte Strahlparameter realisiert werden können.

Diese Freisetzung der Elektronen innerhalb der Plasmastruktur ist Hauptbestandteil dieser Arbeit. Zwar konnten unter anderem aufgrund der COVID-19-Pandemie keine Ergebnisse an einem Beschleuniger gewonnen werden, allerdings wurde ein Konzept entwickelt, welches die anspruchsvollen Voraussetzungen unter den schwierigen Bedingungen an einem Elektronenbeschleuniger erfüllen kann. Da der Trojan Horse Injection Laser kollinear zum treibenden Elektronenstrahl verlaufen soll, wurde anschließend an [15] die Nutzung eines donutförmigen Strahlprofils weiter untersucht. Der Vorteil an einem solchen Donutprofil ist die Abwesenheit von Strahlanteilen in der Mitte des Profils, so dass ohne weiteres Lochspiegel zur kollinearen Justage genutzt werden können (siehe 6.17). Diese Nutzung einer Lochparabel mit einem Donutprofil wurde im Laufe dieser Arbeit in [68] publiziert. Dabei ist zur Erzeugung eines Donutprofils ein innovativer optischer Aufbau vorgeschlagen, untersucht und realisiert worden. Dieser Aufbau wird AMBER (für **A**xicon **M**irror **B**eam **E**xpander) genannt und wurde auf die präsentierte Weise bisher in der Plasmaphysik nicht ein-

gesetzt. Der genaue Aufbau sowie die Justage und die vielfältigen Möglichkeiten sind daher in Kapitel 6 ausführlich vorgestellt worden.

Die erzeugten Donutprofile haben dabei nicht nur den Vorteil in der Mitte feldfrei zu sein, sondern auch ein Fokusprofil, das ein optimales Ionisationsvolumen erzeugen kann. Die Ionisation wurde dazu mit Hilfe des ADK-Formalismus [35] simuliert und das für die Trojan Horse Injection berechnete Ionisationsvolumen präsentiert (Abschnitt 5.4). Der dazu genutzte Algorithmus wurde in Kapitel 3.4 erklärt und konnte im Rahmen einer Bachelorarbeit auch verifiziert werden [18]. Für die Trojan Horse Injection ist dabei vor allem die transversale Größe des Ionisationsvolumens wichtig, die mit dem vorgestellten Setup im Bereich eines Mikrometers liegt (Abb. 5.8(b)), wobei eine Ladung von 2,0 pC freigesetzt wird. Die Berechnungen der Foki mit dem Beugungsintegral (Abschnitt 3.2) kombiniert mit den Ionisationssimulationen ermöglichen dabei eine präzise Voraussage über die nötigen Parameter wie die Pulsenergie oder Pulsdauer. Neben den präsentierten Rechnungen zur Ionisation von  $\text{Ar}^{1+}$  zu  $\text{Ar}^{2+}$  lassen sich auch andere Medien in die Simulationen einbringen, so dass ein weiterer Bereich an experimentellen Setups durch die entwickelten Simulationen abgedeckt werden kann.

Die Justage des Strahlaufweiters AMBER stellt allerdings noch eine große Herausforderung dar, da hier mit einer Genauigkeit im Bereich von 10 nm gearbeitet werden muss. Aus diesem Grund wurde zur genauen Auswirkung von imperfekten Justagen eine Bachelorarbeit [19] angefertigt. Um den Aufbau besser zu verstehen, wurden die Spiegel mittels eines Raytracing-Programms simuliert und die entstehenden Phasen anhand der Zernike-Polynome ausgewertet. So entsteht eine quantitative Vergleichbarkeit verschiedener De-Justagen, die durch geschickte Kombination wieder ausgeglichen werden können.

Neben den optimierten Parametern durch AMBER ist bei der Realisierung einer Plasma-Photokathode eine weitere Eigenschaft sehr wichtig und fordernd. Da nur ein gewisser Bereich in der Plasmablase eine perfekte und direkte Beschleunigung ermöglicht, muss die Freisetzung der Elektronen auch dort erfolgen. Durch die relativistische Fortbewegung des Wakefields muss der Laserpuls also zum richtigen Zeitpunkt an dieser Stelle ankommen, wodurch ein exaktes Timing im Bereich einiger Femtosekunden notwendig ist. Dieses absolute zeitliche Verschieben des Laserpulses zum Elektronenpuls kann dabei mittels Verzögerungseinheiten erfolgen, die den Strahlweg verlängern bzw. verkürzen ohne Lage und Richtung des Lasers zu ändern. Um die Verschiebung und vor allem auch einen eventuellen Jitter zu ermitteln, wurde in Kapitel 7 eine optische Streak-Kamera entworfen, die im Bereich weniger Femtosekunden genau die zeitliche Überlagerung von Laser- und Elektronenpuls messen kann. Dazu wurden zwei Masterarbeiten angefertigt [16][17], die eine solche Streak-Kamera auf Basis des optischen Kerr-Effekts erarbeitet haben. Eine Streak-Kamera mit solch guter zeitlicher Auflösung stellt eine absolute Neuheit dar und soll in Kürze mit Hilfe des PHASERS experimentell auf eine zeitliche Auflösung im sub-10-fs-Bereich ausgereizt werden.

Ziel dieser Doktorarbeit und auch Ziel des BMBF-geförderten Verbundprojekts „E-Cube: Elektronenstrahlen mit extremer Emittanz - Realisierung des Trojan Horse Injektorkonzepts und Simulation von Beschleunigung mit ultra-kleiner Emittanz“ war eigentlich die Implementierung und Realisierung am Linearbeschleuniger FLASHForward [7]. Dies konnte aber wie oben schon erwähnt unter anderem auf Grund der COVID-19-Pandemie nicht abschließend erreicht werden. Zusätzlich ist die Strahlzeit an einem solchen Linearbeschleuniger extrem begrenzt. Da am FLASHForward die Ausrichtung auch aktuell mehr in die Richtung der High-Repetitionrate-PWFA geht [84], hatten dort andere Experimente Vorrang.

Eine Umsetzung des Konzepts soll nach aktuelleren Bemühungen allerdings gar nicht mehr unbedingt an einem Linearbeschleuniger erfolgen. Wie in der Einleitung bereits angesprochen, lassen sich mit hybriden LWFA-PWFA-Konzepten die riesigen Beschleunigerstrukturen voraussichtlich auf table-top Experimente reduzieren [85]. Dabei sollen in einer ersten Laser-Wakefield-Acceleration-Stufe Elektronenstrahlen erzeugt werden, die dann anschließend eine PWFA-Stufe antreiben. Hier kann dann die Trojan Horse Injection angewandt werden, wodurch die gewünschten Elektronenstrahlen mit ultrakleiner Emittanz ermöglicht werden.

Die erarbeiteten Konzepte zeigen trotz einiger Schwierigkeiten, dass die kollineare Trojan Horse Injection realisierbar ist. Die hohen Anforderungen an die Fokusqualität können durch den AMBER-Aufbau erfüllt werden. Ebenso können die Ergebnisse mittels Simulationen präzise vorausgesagt werden. Die benötigte Rechenkapazität hält sich dabei in Grenzen, so dass verschiedene Parameter auch während Messkampagnen noch geändert werden können. Die benötigte Stabilität der Optomechaniken muss zwar noch erarbeitet werden, liegt aber im Bereich des technisch machbaren. Zur Vermessung des Timings wurde eine hochpräzise Diagnostik entwickelt, die nur moderate Laserpulsenergien benötigt, so dass sie als Nebendiagnostik zum eigentlichen PWFA-Experiment genutzt werden kann. Der finalen Umsetzung der Trojan Horse Injection steht nun also eine große Hürde weniger im Weg.

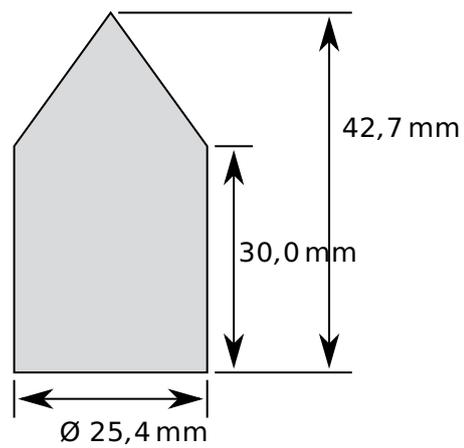


## ANHANG A

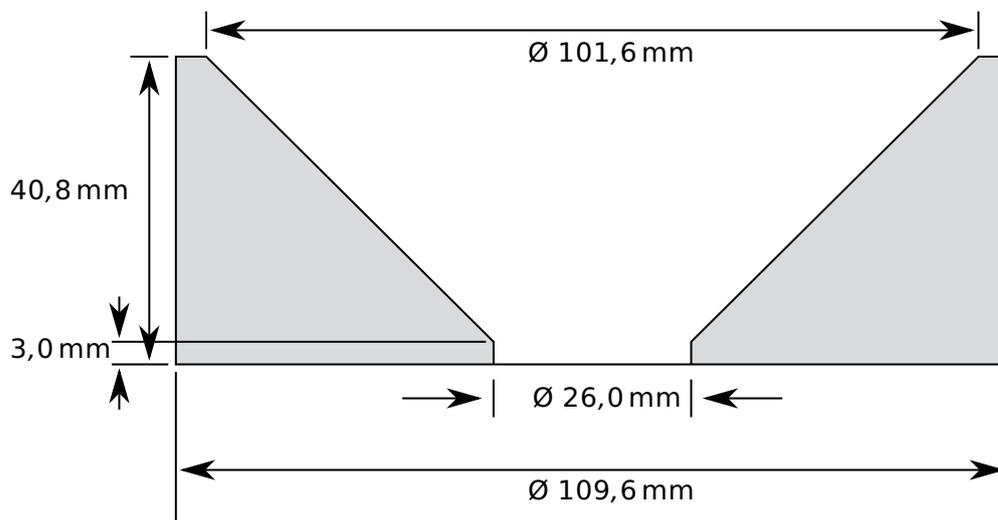
---

### AMBER-Spiegel

---



**Abbildung A.1:** Mittenschnitt des AMBER-Spiegel 1 mit Bemaßung.



**Abbildung A.2:** Skizze durch die Mitte von AMBER-Spiegel 2 mit Bemaßung.

---

## Veröffentlichungen

---

### Veröffentlichte (peer-reviewed) Paper:

- M. Stumpf, M. Melchger, S. Montag, and G. Pretzler. Multiparameter-controlled laser ionization within a plasma wave for wakefield acceleration. 2022. Journal of Physics B: Atomic, Molecular, and Optical Physics. 55(1):015401.

### Ausgewählte Konferenzbeiträge (Vorträge und Poster):

- M. Stumpf and G. Pretzler. Multiparameter-controlled laser ionization of gases in the tunnel ionization regime. Oral presentation. Virtual DPG Meeting of the Matter and Cosmos Section (SMuK). 2021
- M. Stumpf and G. Pretzler. Time-resolved simulations of laser-induced ionization in the tunneling regime. Poster presentation. Virtual DPG Meeting of the Matter and Cosmos Section (SMuK). 2021
- M. Stumpf, S. Montag, and G. Pretzler. Multi-Parameter Optimized Electron Source for Wakefield Acceleration. Poster presentation. 10<sup>th</sup> International Particle Accelerator Conference. Melbourne, Australia. 2019
- M. Stumpf, S. Montag, and G. Pretzler. Plasma Photocathode for Wakefield Acceleration. Oral presentation. DPG Spring Meeting of the Matter and Cosmos Section (SMuK). München, Germany. 2019

## Übernommene Teile aus Publikationen:

### **Multiparameter-controlled laser ionization within a plasma wave for wake-field acceleration**

Die Inhalte der Abschnitte 1, 6.4 und 6.5 wurden teilweise in angepasster Form der Veröffentlichung entnommen.

Zur Veröffentlichung wurde folgendes beigetragen:

- Selbstständiges, federführendes Verfassen der ersten und grundlegenden Fassung
- Konzeption und Planung des vorgestellten experimentellen Setups gemeinsam mit G. Pretzler und S. Montag
- Selbstständige Realisierung des experimentellen Aufbaus
- Selbstständige Durchführung und Auswertung der präsentierten Simulationen

---

## Literaturverzeichnis

---

- [1] Ian Blumenfeld, Christopher E. Clayton, Franz-Josef Decker, Mark J. Hogan, Chengkun Huang, Rasmus Ischebeck, Richard Iverson, Chandrashekar Joshi, Thomas Katsouleas, Neil Kirby, Wei Lu, Kenneth A. Marsh, Warren B. Mori, Patric Muggli, Erdem Oz, Robert H. Siemann, Dieter Walz, and Miaomiao Zhou. Energy doubling of 42 GeV electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator. *Nature*, 445(7129):741–744, 2007. doi:10.1038/nature05538.
- [2] T. Tajima and J. M. Dawson. Laser Electron Accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 43(4):267, 1979. doi:10.1103/PhysRevLett.43.267.
- [3] A. Pukhov and J. Meyer-ter Vehn. Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime. *Appl. Phys. B*, 74(4):355–361, 2002. doi:10.1007/s003400200795.
- [4] Pisin Chen, J. M. Dawson, Robert W. Huff, and T. Katsouleas. Acceleration of Electrons by the Interaction of a Bunched Electron Beam with a Plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 54(7):693, 1985. doi:10.1103/PhysRevLett.54.693.
- [5] S. Schröder, C.A. Lindstrøm, S. Bohlen, G. Boyle, R. D’Arcy, S. Diederichs, M. J. Garland, P. Gonzalez, A. Knetsch, V. Libov, P. Niknejadi, Kris Pöder, L. Schaper, B. Schmidt, B. Sheeran, G. Tauscher, S. Wesch, J. Zemella, M. Zeng, and J. Osterhoff. High-resolution sampling of beam-driven plasma wakefields. *Nat. Commun.*, 11(1):1–6, 2020. doi:10.1038/s41467-020-19811-9.
- [6] C. A. Lindstrøm, J. M. Garland, S. Schröder, L. Boulton, G. Boyle, J. Chappell, R. D’Arcy, P. Gonzalez, A. Knetsch, V. Libov, G. Loisch, A. Martinez de la Ossa, P. Niknejadi, K. Pöder, L. Schaper, B. Schmidt, B. Sheeran, S. Wesch, J. Wood, and J. Osterhoff. Energy-Spread Preservation and High Efficiency in a Plasma-Wakefield Accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 126(1):014801, 2021. doi:10.1103/PhysRevLett.126.014801.

- [7] R. D’Arcy, A. Aschikhin, S. Bohlen, G. Boyle, T. Brümmer, J. Chappell, S. Diederichs, B. Foster, M. J. Garland, L. Goldberg, P. Gonzales, S. Karstensen, A. Knetsch, P. Kuang, V. Libov, K. Ludwig, A. Martinze de la Ossa, F. Marutsky, M. Meisel, T. J. Mehrling, P. Niknejadi, K. Pöder, P. Pourmoussavi, M. Quast, J. H. Röckemann, L. Schaper, B. Schmidt, S. Schröder, J. P. Schwinkendorf, B. Sheeran, G. Tauscher, S. Wesch, M. Wing, P. Winkler, M. Zeng, and J. Osterhoff. Flashforward: plasma wakefield accelerator science for high-average-power applications. *Phil. Trans. R. Soc. A*, 377(2151):20180392, 2019. doi:10.1098/rsta.2018.0392.
- [8] V. Yakimenko, L. Alsberg, E. Bong, G. Bouchard, C. Clarke, C. Emma, S. Green, C. Hast, M. J. Hogan, J. Seabury, N. Lipkowitz, B. O’Shea, D. Storey, G. White, and G. Yocky. FACET-II facility for advanced accelerator experimental tests. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 22(10):101301, 2019. doi:10.1103/PhysRevAccelBeams.22.101301.
- [9] M. Litos, E. Adli, W. An, C. I. Clarke, C. E. Clayton, S. Corde, J. P. Delahaye, R. J. England, A. S. Fisher, J. Frederico, S. Gessner, S. Z. Green, M. J. Hogan, C. Joshi, W. Lu, K. A. Marsh, W. B. Mori, P. Muggli, N. Vafaei-Najafabadi, D. Walz, G. White, Z. Wu, V. Yakimenko, and G. Yocky. High-efficiency acceleration of an electron beam in a plasma wakefield accelerator. *Nature*, 515(7525):92–95, 2014. doi:10.1038/nature13882.
- [10] G. Wittig, O. Karger, A. Knetsch, Y. Xi, A. Deng, J. B. Rosenzweig, D. L. Bruhwiler, J. Smith, G. G. Manahan, Z.-M. Sheng, D. A. Jaroszynski, and B. Hidding. Optical plasma torch electron bunch generation in plasma wakefield accelerators. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 18(8):081304, 2015. doi:10.1103/PhysRevSTAB.18.081304.
- [11] H. Suk, N. Barov, J. B. Rosenzweig, and E. Esarey. Plasma Electron Trapping and Acceleration in a Plasma Wake Field Using a Density Transition. *Phys. Rev. Lett*, 86(6):1011, 2001. doi:10.1103/PhysRevLett.86.1011.
- [12] B. Hidding, G. Pretzler, J. B. Rosenzweig, T. Königstein, D. Schiller, and D. L. Bruhwiler. Ultracold Electron Bunch Generation via Plasma Photocathode Emission and Acceleration in a Beam-Driven Plasma Blowout. *Phys. Rev. Lett*, 108(3):035001, 2012. doi:10.1103/PhysRevLett.108.035001.
- [13] B. Hidding, G. G. Manahan, O. Karger, A. Knetsch, G. Wittig, D. A. Jaroszynski, Z.-M. Sheng, Y. Xi, A. Deng, J. B. Rosenzweig, G. Andonian, A. Murokh, G. Pretzler, D. L. Bruhwiler, and J. Smith. Ultrahigh brightness bunches from hybrid plasma accelerators as drivers of 5th generation light sources. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 47(23):234010, 2014. doi:10.1088/0953-4075/47/23/234010.
- [14] A. Deng, O. S. Karger, T. Heinemann, A. Knetsch, P. Scherkl, G. G. Manahan, A. Beaton, D. Ullmann, G. Wittig, A. F. Habib, Y. Xi, M. D. Litos, B. D. O’Shea, S. Gessner, C. I. Clarke, S. Z. Green, C. A. Lindstrøm, E. Adli, R. Zgadzaj, M. C.

- Downer, G. Andonian, A. Murokh, D. L. Bruhwiler, J. R. Cary, M. J. Hogan, V. Yakimenko, J. B. Rosenzweig, and B. Hidding. Generation and acceleration of electron bunches from a plasma photocathode. *Nat. Phys.*, 15(11):1156–1160, 2019. doi:10.1038/s41567-019-0610-9.
- [15] Severin Georg Montag. Entwicklung neuer experimenteller Methoden zur Injektion dichter Elektronenpulse in hybride Plasmabeschleuniger. Doktorarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2019.
- [16] Dominik Horstmann. Optimierung des Kerr-Effekts mit ultrakurzen Laserpulsen zum Zweck eines optischen Schalters. Masterarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2020.
- [17] Marc Osenberg. Eine Streak-Kamera mit ultrakurzer Zeitauflösung durch einen optischen Kerr-Schalter. Masterarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2021.
- [18] Matthias Melchger. Ionisation von Edelgasen mit Laserpulsen in Abhängigkeit von der Intensität. Bachelorarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2019.
- [19] Dennis Schramm. Einfluss der Justage auf die Phase und Fokussierbarkeit eines innovativen Spiegelteleskops. Bachelorarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2021.
- [20] World Health Organization. Timeline: WHO's COVID-19 response. <https://www.who.int/emergencies/diseases/novel-coronavirus-2019/interactive-timeline>, abgerufen am: 23.02.2022.
- [21] W. Zinth, A. Laubereau, and W. Kaiser. The long journey to the laser and its rapid development after 1960. *EPJ H*, 36(2):153–181, 2011. doi:10.1140/epjh/e2011-20016-0.
- [22] A. M. Kondratenko and E. L. Saldin. Generation of coherent radiation by a relativistic electron beam in an undulator. *Part. Accel.*, 10:207–216, 1980.
- [23] Claude Rullière. *Femtosecond Laser Pulses, Principles and Experiments*. Springer Berlin Heidelberg, 1998. 1. Edition.
- [24] Jean-Claude Diels and Wolfgang Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Elsevier, 2006. 2. Edition. doi:10.1016/B978-0-12-215493-5.X5000-9.
- [25] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik*. Springer-Verlag, 2013. 6. Auflage.
- [26] Georg Pretzler. Notizen zur Raytracing-Programmierung. unveröffentlicht, Stand: 09. Juli 2020.
- [27] H H Hopkins. The Numerical Evaluation of the Frequency Response of Optical Systems. *Proc. Phys. Soc. B*, 70(10):1002, 1957. doi:10.1088/0370-1301/70/10/410.

- [28] J. J. Stamnes. *Waves in Focal Regions, Propagation, Diffraction and Focusing of Light, Sound and Water Waves*. Adam Hilger Series on Optics and Optoelectronics, 1986.
- [29] Sophie Opara. Berechnungen zur räumlichen und zeitlichen Beschreibung der Lichtfelder im Brennpunkt eines Laserpulses. Bachelorarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2021.
- [30] Wolfgang von Sellmeier. Zur Erklärung der abnormen Farbenfolge im Spectrum einiger Substanzen. *Annalen der Physik*, 219(6):272–282, 1871. doi:10.1002/andp.18712190612.
- [31] Layertec GmbH. Measurement Report Article Number 161696, Chirped Mirror Pair, Batch C220D042 + C220D044. unveröffentlicht, 30. April 2020.
- [32] I. H. Malitson. Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. *J. Opt. Soc. Am.*, 55(10):1205–1209, 1965. doi:10.1364/JOSA.55.001205.
- [33] L. V. Keldysh. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Soviet Physics JETP*, 20(5):1307–1314, 1965.
- [34] N B Delone and Vladimir P Krainov. Tunneling and barrier-suppression ionization of atoms and ions in a laser radiation field. *Physics-Uspekhi*, 41(5):469, 1998. doi:10.1070/PU1998v041n05ABEH000393.
- [35] M. V. Ammosov, N. B. Delone, and V. P. Krařnov. Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. *Sov. Phys. JETP*, 64(6):1191, 1986.
- [36] A. M. Peremolov, V. S. Popov, and M. V. Terent'ev. Ionization of atoms in an alternating electric field. *Sov. Phys. JETP*, 23(5):924, 1966.
- [37] David L. Bruhwiler, D. A. Dimitrov, John R. Cary, Eric Esarey, Wim Leemans, and Rodolfo E. Giacone. Particle-in-cell simulations of tunneling ionization effects in plasma-based accelerators. *Phys. Plasmas*, 10(5):2022–2030, 2003. doi:10.1063/1.1566027.
- [38] D. Bauer and P. Mulser. Exact field ionization rates in the barrier-suppression regime from numerical time-dependent schrödinger-equation calculations. *Phys. Rev. A*, 59(1):569, 1999. doi:10.1103/PhysRevA.59.569.
- [39] A. Kramida, Yu. Ralchenko, J. Reader, and NIST ASD Team. NIST Atomic Spectra Database(ver. 5.8), [Online]. Available: <https://physics.nist.gov/asd> [2021, September 21]. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD., 2020. doi:10.18434/T4W30F.
- [40] Julia Kunzelmann. Intensitätsabhängige Reflexion eines Plasma-erzeugenden Laserpulses. Bachelorarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2018.

- [41] Julian Christian Wegner. Ablation von Metallen mittels hochintensiver, few-cycle Laserpulse. Doktorarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2019.
- [42] T. Brabec, Ch. Spielmann, P. F. Curley, and F. Krausz. Kerr lens mode locking. *Opt. Lett.*, 17(18):1292–1294, 1992. doi:10.1364/OL.17.001292.
- [43] FEMTOLASERS Produktions GmbH. FEMTOSOURCE<sup>TM</sup> RAINBOW<sup>TM</sup> Operator's Manual. unveröffentlicht, 18. November 2016.
- [44] FEMTOLASERS Produktions GmbH. CEP4 PRO<sup>TM</sup> Module for FEMTOSOURCE<sup>TM</sup> RAINBOW<sup>TM</sup> Operator's Manual. unveröffentlicht, 12. Dezember 2012.
- [45] Sebastian Koke, Christian Grebing, Harald Frei, Alexandria Anderson, Andreas Assion, and Günther Steinmeyer. Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise. *Nature Photon*, 4(7):462–465, 2010. doi:10.1038/nphoton.2010.91.
- [46] Fabian Lücking, Andreas Assion, Alexander Apolonski, Ferenc Krausz, and Günther Steinmeyer. Long-term carrier-envelope-phase-stable few-cycle pulses by use of the feed-forward method. *Opt. Lett.*, 37(11):2076–2078, 2012. doi:10.1364/OL.37.002076.
- [47] FEMTOLASERS Produktions GmbH. User Manual FEMTOPOWER<sup>TM</sup> HE CEP. unveröffentlicht, Juni 2013.
- [48] NobelPrize.org. Nobel Prize Outreach AB 2022. The Nobel Prize in Physics 2018. <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2018/summary/>, abgerufen am: 09.03.2022.
- [49] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 55(6):447–449, 1985. doi:10.1016/0030-4018(85)90151-8.
- [50] R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth, and P. St. J. Russell. Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 85(11):2264, 2000. doi:10.1103/PhysRevLett.85.2264.
- [51] Florian Kasper Kleeschulte. Analyse der Elektronenemission bei der Wechselwirkung ultrakurzer, hochintensiver, CEP-stabilisierten Laserpulse mit Festkörperplasmen. Doktorarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2017.
- [52] C. Iaconis and I. A. Walmsley. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. *Opt. Lett.*, 23(10):792–794, 1998. doi:10.1364/OL.23.000792.
- [53] Jan Riedlinger. Spectral phase characterization of broadband laser pulses by FROG. Masterarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2021.
- [54] European XFEL: Beschleuniger. [https://www.xfel.eu/anlage/beschleuniger/index\\_ger.html](https://www.xfel.eu/anlage/beschleuniger/index_ger.html), abgerufen am: 14.09.2021.

- [55] W. Decking and H. Weise. Commissioning of the European XFEL accelerator. *Proc. 8th Int. Particle Accelerator Conf.(IPAC'17)*, 8:1–6, 2017. doi:10.18429/JACoW-IPAC2017-M0XAA1.
- [56] J. B. Rosenzweig. Nonlinear plasma and beam physics in plasma wake-fields. Technical report, Fermi National Accelerator Lab., 1990.
- [57] N. Barov, J. B. Rosenzweig, M. C. Thompson, and R. B. Yoder. Energy loss of a high-charge bunched electron beam in plasma: Analysis. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 7(6):061301, 2004. doi:10.1103/PhysRevSTAB.7.061301.
- [58] J. B. Rosenzweig, N. Barov, M. C. Thompson, and R. B. Yoder. Energy loss of a high charge bunched electron beam in plasma: Simulations, scaling, and accelerating wakefields. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 7(6):061302, 2004. doi:10.1103/PhysRevSTAB.7.061302.
- [59] W. Lu, C. Huang, M. Zhou, W. B. Mori, and T. Katsouleas. Nonlinear Theory for Relativistic Plasma Wakefields in the Blowout Regime. *Phys. Rev. Lett.*, 96:165002, 2006. doi:10.1103/PhysRevLett.96.165002.
- [60] A. Knetsch, B. Sheeran, L. Boulton, P. Niknejadi, K. Pöder, L. Schaper, M. Zeng, S. Bohlen, G. Boyle, T. Brümmer, J. Chappell, R. D’Arcy, S. Diederichs, B. Foster, M. J. Garland, P. Gonzales Caminal, B. Hidding, V. Libov, C. A. Lindstrøm, A. Martinez de la Ossa, M. Meisel, T. Parikh, B. Schmidt, S. Schröder, G. Tauscher, S. Wesch, P. Winkler, J. C. Wood, and J. Osterhoff. Stable witness-beam formation in a beam-driven plasma cathode. *Phys. Rev. Accel. Beams*, 24(10):101302, 2021. doi:10.1103/PhysRevAccelBeams.24.101302.
- [61] A. Martinez de la Ossa, J. Grebenyuk, T. Mehrling, L. Schaper, and J. Osterhoff. High-Quality Electron Beams from Beam-Driven Plasma Accelerators by Wakefield-Induced Ionization Injection. *Phys. Rev. Lett.*, 111(24):245003, 2013. doi:10.1103/PhysRevLett.111.245003.
- [62] Alexander Knetsch. Acceleration of laser-injected electron beams in an electron-beam driven plasma wakefield accelerator. Doktorarbeit, Universität Hamburg, 2017.
- [63] Bernhard Hidding et al. Verfahren zur Erzeugung von hochenergetischen Elektronenstrahlen ultrakurzer Pulslänge, Breite, Divergenz und Emittanz in einem hybriden Laser-Plasma-Beschleuniger / Method for generating electron beams in a hybrid laser-plasma accelerator. Dt. Pat. AZ 10 2011 104 858 A1. US/PCT pat. PCT/US Ser.No.PCT/US12/043002, 2011.
- [64] Y. Xi, B. Hidding, D. Bruhwiler, G. Pretzler, and J. B. Rosenzweig. Hybrid modeling of relativistic underdense plasma photocathode injectors. *Phys. Rev. ST Accel Beams*, 16(3):031303, 2013. doi:10.1103/PhysRevSTAB.16.031303.
- [65] C W Martin. Reflecting Optical Objective System. U.S. Patent 2,457,253, 1948.

- [66] W. R. Edmonds. The Reflexicon, a New Reflective Optical Element, and Some Applications. *Appl. Opt.*, 12(8):1940–1945, 1973. doi:10.1364/AO.12.001940.
- [67] F DeWitt and V Nadorff. Reflective Axicon Systems and Methods. U.S. Patent 8,238,042, 2012.
- [68] M Stumpf, M Melchger, S Montag, and G Pretzler. Multiparameter-controlled laser ionization within a plasma wave for wakefield acceleration. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 55(1):015401, 2022. doi:10.1088/1361-6455/ac489b.
- [69] C. B. Schroeder, J.-L. Vay, E. Esarey, S. S. Bulanov, C. Benedetti, L.-L. Yu, M. Chen, C. G. R. Geddes, and W. P. Leemans. Thermal emittance from ionization-induced trapping in plasma accelerators. *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, 17(10):101301, 2014. doi:10.1103/PhysRevSTAB.17.101301.
- [70] Physik Instrumente (PI) GmbH & Co. KG. PiezoMike Linearaktor. <https://www.physikinstrumente.de/de/produkte/linearaktoren/piezomike-aktoren-mit-dauerstabilitaet/n-470v-piezomike-linearaktor-1000160/#specification>, abgerufen am: 12.01.2022.
- [71] F. Zernike. Beugungstheorie des Schneidverfahrens und seiner verbesserten Form, der Phasenkontrastmethode. *Physica*, 1(7-12):689–704, 1934. doi:10.1016/S0031-8914(34)80259-5.
- [72] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon press, 1975. 5. Edition.
- [73] Vasudevan Lakshminarayanan and Andre Fleck. Zernike polynomials: a guide. *Journal of Modern Optics*, 58(7):545–561, 2011. doi:10.1080/09500340.2011.554896.
- [74] Sergej Poplavski. Spektrale Phasendiagnostik für ultrakurze Laserpulse. Masterarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2020.
- [75] Sergej Poplavski, Bastian Hagmeister, Sebastian Tesch, and Georg Pretzler. Spectral phase-front diagnostics for ultrashort laser pulses via quasi-Self-Referenced Interferometry. *J. Opt. Soc. Am. B*, 39(3):677–682, 2022. doi:10.1364/JOSAB.437894.
- [76] K. Moon, S. Kumar, M. Hur, and M. Chung. Longitudinal phase space dynamics of witness bunch during the Trojan Horse injection for plasma-based particle accelerators. *Phys. Plasmas*, 26(7):073103, 2019. doi:10.1063/1.5108928.
- [77] S. Schulz, I. Grguraš, C. Behrens, H. Bromberger, J. T. Costello, M. K. Czwalińska, M. Felber, M. C. Hoffmann, M. Ilchen, H. Y. Liu, T. Mazza, M. Meyer, S. Pfeiffer, P. Prędko, S. Schefer, C. Schmidt, U. Wegner, H. Schlarb, and A. L. Cavalieri. Femtosecond all-optical synchronization of an X-ray free-electron laser. *Nat Commun*, 6(1):1–11, 2015. doi:10.1038/ncomms6938.

- [78] M. A. Duguay and J. W. Hansen. An ultrafast light gate. *Appl. Phys. Lett.*, 15(6):192–194, 1969. doi:10.1063/1.1652962.
- [79] John Kerr LL.D. XL. A new relation between electricity and light: Dielectric media birefringent. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 50(332):337–348, 1875. doi:10.1080/14786447508641302.
- [80] Christian Karras, Wolfgang Paa, Doris Litzkendorf, Stephan Grimm, Kay Schuster, and Herbert Stafast. SiO<sub>2</sub>-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-La<sub>2</sub>O<sub>3</sub> glass-a superior medium for optical Kerr gating at moderate pump intensity. *Opt. Mater. Express*, 6(1):125–130, 2016. doi:10.1364/OME.6.000125.
- [81] Patrick O’Shea, Mark Kimmel, Xun Gu, and Rick Trebino. Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement. *Opt. Lett.*, 26(12):932–934, 2001. doi:10.1364/OL.26.000932.
- [82] L. Wartski, S. Roland, J. Lasalle, M. Bolore, and G. Filippi. Interference phenomenon in optical transition radiation and its application to particle beam diagnostics and multiple-scattering measurements. *J. Appl. Phys.*, 46(8):3644–3653, 1975. doi:10.1063/1.322092.
- [83] K Tiedtke, A Azima, N von Bargen, L Bittner, S Bonfigt, S Düsterer, B Faatz, U Frühling, M Gensch, Ch Gerth, N Guerassimova, U Hahn, T Hans, M Hesse, K Honkavaar, U Jastrow, P Juranic, S Kapitzki, B Keitel, T Kracht, M Kuhlmann, W B Li, M Martins, T Núñez, E Plönjes, H Redlin, E L Saldin, E A Schneidmiller, J R Schneider, S Schreiber, N Stojanovic, F Tavella, S Toleikis, R Treusch, H Weigelt, M Wellhöfer, H Wabnitz, M V Yurkov, and J Feldhaus. The soft x-ray free-electron laser FLASH at DESY: beamlines, diagnostics and end-stations. *New J. Phys.*, 11(2):023029, 2009. doi:10.1088/1367-2630/11/2/023029.
- [84] R. D’Arcy, J. Chappell, J. Beinortaite, S. Diederichs, G. Boyle, B. Foster, M. J. Garland, P. Gonzales Caminal, C. A. Lindstrøm, G. Loisch, S. Schreiber, S. Schröder, R. J. Shalloo, M. Thévenet, S. Wesch, M. Wing, and J. Osterhoff. Recovery time of a plasma-wakefield accelerator. *Nature*, 603(7899):58–62, 2022. doi:10.1038/s41586-021-04348-8.
- [85] M. F. Gilljohann, H. Ding, A. Döpp, J. Götzfried, S. Schindler, G. Schilling, S. Corde, A. Debus, T. Heinemann, B. Hidding, S. M. Hooker, A. Irman, O. Kononenko, T. Kurz, A. Martinez de la Ossa, U. Schramm, and S. Karsch. Direct observation of plasma waves and dynamics induced by laser-accelerated electron beams. *Phys. Rev. X*, 9(1):011046, 2019. doi:10.1103/PhysRevX.9.011046.

---

## Danksagung

---

Seit dem Anfertigen meiner Masterarbeit sind nun fünf Jahre vergangen, in denen ich weiter an der HHU im Institut für Laser- und Plasmaphysik forschen durfte und die Möglichkeit zur Promotion bekommen habe. Ich möchte mich daher vor allem bei meinem Doktorvater Professor Georg Pretzler bedanken. Lieber Herr Pretzler, Sie haben mich eigentlich mein ganzes Studium begleitet und gefördert, wenn man es genau nimmt sogar schon davor. Es lässt sich also mit Sicherheit sagen, dass Sie einen sehr großen Anteil an dem Erlangen meiner nun drei akademischen Grade haben. Vielen Dank für Ihre jahrelange Unterstützung!

Ich bedanke mich außerdem bei Professor Peter Gilch für die spontane Übernahme der Zweibegutachtung und Korrektur dieser Arbeit und die spannenden Diskussionen über den Aufbau eines optischen Schalters.

Wie an vielen Stellen in dieser Dissertation ersichtlich, hat der Inhalt von zwei Masterarbeiten großen Einfluss gefunden. Ich bedanke mich daher bei Dominik Horstmann und Marc Osenberg für die tolle und spannende Zeit, die wir zusammen gearbeitet haben. Sehr lange hat mich auch Maximilian Münzberg als Masterstudent begleitet, auch wenn mit einem anderen Themenschwerpunkt. Die gemeinsame Zeit im Labor und auch beim Auswerten und Diskutieren hat mich aber immer motiviert, daher denke ich sehr dankbar an diese Zeit zurück. Auch bei Matthias Melchger und Dennis Schramm bedanke ich mich für ihre Forschungsarbeiten, die in meine Doktorarbeit eingeflossen sind.

Zu Beginn meiner Promotion habe ich das Projekt rund um die PWFA von Severin Montag übernommen. Seine Ergebnisse waren Grundsteine für die weitere Bearbeitung des Themas. Für die Unterstützung vor allem beim Einarbeiten in die Simulationen bin ich daher sehr dankbar.

Seit etwas mehr als zwei Jahren ist Julian Wegner zwar kein Kollege mehr im ILPP, allerdings ist er trotzdem weiterhin immer für mich ansprechbar und hilft mir jederzeit bei Problemen weiter. Ich bin von ganzem Herzen sehr dankbar für die lange Zeit, die wir uns nun schon kennen und in der Du immer auf mich aufpasst!

Die längste Zeit in unserer Arbeitsgruppe habe ich vermutlich mit Bastian Hagmeister verbracht, erst als Bürokollege und dann als Büronachbar. Deine Begeisterung an den kleinsten Dingen im Labor hat mich immer fasziniert und deine Hilfsbereitschaft ist beeindruckend - vielen Dank dafür!

Bei Steffen Mittelmann möchte ich mich ebenso recht herzlich bedanken! Wir haben uns in den letzten nun schon zweieinhalb Jahren irgendwie gemeinsam durch diese verflixte Coronazeit durchgeboxt und haben trotz der Widrigkeiten unsere Ziele erreicht. Dein „Nicht-Aufgeben“ hat mich an vielen Stellen mitgerissen und weiter motiviert. Danke!

Mein Dank geht ebenfalls an Stefan Manderla, der mit seiner unkomplizierten Art bei sämtlichen Problemen im Institut immer sofort vor Ort ist und eigentlich alles reparieren kann. Vielleicht sollten wir dich mal den Laser justieren lassen, dann würde der bestimmt zuverlässiger laufen.

Ich bedanke mich ebenfalls bei allen weiteren aktuellen und ehemaligen Kolleg:innen unserer Arbeitsgruppe. Nur durch das Mitwirken aller wird die Arbeit in der AG Pretzler zu dem Erfolg und dem Spaß, der mich immer irgendwie doch motiviert hat.

Ein großes Dankeschön geht auch an alle, die relativ kurzfristig diese Arbeit Korrektur gelesen haben und die vielen kleinen und auch ein paar große Fehler rechtzeitig entdeckt haben.

Ich möchte mich an dieser Stelle auch bei all meinen tollen Freunden bedanken, die dafür gesorgt haben, dass ich diese Arbeit auch wirklich zu Ende schreibe und die den Weg dahin dann doch unvergesslich gemacht haben. Ich bedanke mich vor allem bei Steffen, Julian, Nico, noch ein Julian, Christian, Basti, Flo, Luca und Max :).

Last but not least möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die ich auch mitten in der Nacht anrufen könnte und von denen ich trotzdem ungefragt Hilfe bekommen würde. Vielen vielen Dank für alle Möglichkeiten, die ihr mir eröffnet habt. Mama und Papa, nichts hier wäre ohne euch möglich gewesen!

---

## Eidesstattliche Versicherung

---

Ich versichere an Eides statt, dass die Dissertation von mir selbstständig und ohne unzulässige fremde Hilfe unter Beachtung der „Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf“ erstellt worden ist.

Düsseldorf, 19. April 2022

Michael Stumpf