
**Analyse der Elektronenemission bei der
Wechselwirkung ultrakurzer, hochintensiver,
CEP-stabilsierter Laserpulse mit Festkörperplasmen**

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES
DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT
DER HEINRICH-HEINE-UNIVERSITÄT DÜSSELDORF

VORGELEGT VON

Florian Kaspar Kleeschulte

AUS NEUSS

DÜSSELDORF, OKTOBER 2017

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

Berichterstatter:

1. Prof. Dr. Georg Pretzler
2. Prof. Dr. Dr. Carsten Müller

Tag der mündlichen Prüfung: 08.12.2017

„No-one would have believed, in the last years of the nineteenth century, that human affairs were being watched from the timeless worlds of space. No-one could have dreamed that we were being scrutinized, as someone with a microscope studies creatures that swarm and multiply in a drop of water. Few men even considered the possibility of life on other planets. And yet, across the gulf of space, minds immeasurably superior to ours regarded this earth with envious eyes; and slowly, and surely, they drew their plans against us.“

- Jeff Wayne (nach H. G. Wells), *The War of the Worlds* -

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Laser-Materie-Wechselwirkung	5
2.1	Laserpulse	5
2.2	Kerr-Effekte	9
2.2.1	Selbstfokussierung	10
2.2.2	Selbstphasenmodulation	11
2.3	Plasmen	13
2.4	Ionisation	15
2.4.1	<i>Above threshold ionization</i>	15
2.4.2	Feldionisation	16
2.4.3	Metalle	18
2.5	Absorptionsprozesse	19
2.5.1	Normaler Skin-Effekt	19
2.5.2	Inverse Bremsstrahlung	20
2.5.3	Resonanzabsorption	20
2.5.4	Anomaler Skin-Effekt	22
2.5.5	Schicht-inverse-Bremsstrahlung	22
2.5.6	Brunelmechanismus	23
2.6	Beschleunigungsprozesse	25
2.6.1	Ponderomotive Beschleunigung	25
2.6.2	Direkte Mehrfachbeschleunigung	27
3	Experimenteller Aufbau	29
3.1	Lasersystem	29
3.2	Messung und Stabilisierung der <i>carrier envelope phase</i>	36
3.2.1	Frequenzkamm	37
3.2.2	Messtechniken für die <i>carrier envelope phase</i>	38
3.2.3	Stabilisierung der <i>carrier envelope phase</i>	40
3.3	Charakterisierung der Pulse	41
3.3.1	Energiefluktuationen	42

3.3.2	Räumliche Pulsform	42
3.3.3	Pulsdauer	43
3.3.4	Zeitliche Pulsform	44
3.3.5	Kontrast	45
3.4	Experimentierkammer	45
3.4.1	Aufbau	46
3.4.2	Elektronenspektrometer	51
3.4.3	Auswertung der Spektren	56
4	Elektronenemission in Abhängigkeit vom Laserparameterraum	61
4.1	Motivation	61
4.2	Elektronenspektren	63
4.2.1	Reproduzierbarkeit	64
4.2.2	Pulsdauer	66
4.2.3	Pulsenergie	68
4.2.4	Fokusfläche	70
4.3	Richtungsverteilung	73
4.3.1	Aufbau	73
4.3.2	Reproduzierbarkeit	74
4.3.3	Pulsdauer	75
4.3.4	Pulsenergie	76
4.3.5	Fokusfläche	77
4.4	Fazit	78
5	Quasistatische elektrische Feldbeschleunigung	81
5.1	Funktionsweise des PIC-Codes	82
5.2	Simulationsergebnisse und Diskussion	84
5.2.1	Struktur der Simulation	85
5.2.2	Ergebnisse	86
5.2.3	Anisotrope coulombartige Explosion	93
5.3	Fazit	97
6	Optimierung der Hohlfaser	99
6.1	Notwendigkeit einer Hohlfaser	99
6.2	Motivation der Optimierung	99
6.3	Einkopplung	101
6.4	Faser	102
6.5	Auskopplung und Kollimierung	105

7 Absolute Bestimmung der CEP	109
7.1 Motivation	109
7.2 Einleitung	110
7.3 Vorversuch mit ATI-Elektronen	111
7.4 CEP-Messungen	113
7.5 Modell	119
7.6 Fazit	122
8 Zusammenfassung	125
8.1 Ergebnisse	125
8.2 Ausblick	128
Literaturverzeichnis	133

Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung der Wechselwirkung hochintensiver ($I > 10^{17}$ W/cm²), ultrakurzer ($\tau \approx 7$ fs) Laserpulse mit einem Festkörperplasma. Dies geschieht in einem breiten Parameterbereich und erstmals unter Einbeziehung der *carrier envelope phase* der Pulse. Dabei wurden hohe Elektronenenergien gemessen ($E_{\text{kin}} > 400$ keV).

Es wird ein neuer Beschleunigungsprozess identifiziert, der auf der gegenseitigen Abstoßung emittierter Elektronen beruht. Es zeigt sich, dass die Elektronen eine Zeit lang auf einem elektrischen Feld „surfen“, welches sich mit ihnen von der Targetoberfläche weg bewegt. Die erreichten Energien übersteigen ein Vielfaches dessen, was klassische Überlegungen voraussagen würden.

Dieser Prozess wird zunächst in einer PIC-Simulation betrachtet und analysiert. Der postulierte Mechanismus wird daraufhin, auf das Wesentliche reduziert, in einem numerischen Modell nachgebildet und so dessen Wirksamkeit bestätigt.

Die Elektronenquelle wird innerhalb des Laserparameterraums charakterisiert. Dabei werden nicht nur Skalierungen der Elektronenenergie und -anzahl identifiziert, sondern auch Vergleiche zu bereits bekannten Prozessen angestellt.

Um Versuche zur CEP-Abhängigkeit zu ermöglichen, wird eine Hohlfaseranordnung zur spektralen Verbreiterung notwendigen Optimierungen unterzogen, mit dem Ziel, möglichst kurze Pulse bei maximaler Energie und maximaler Fokussierbarkeit zu erzeugen.

Die Emission von Elektronen und Röntgenstrahlung aus dem Plasma wird in Abhängigkeit der CEP untersucht, um neue Erkenntnisse über die Mechanismen der Wechselwirkung erhalten. Dabei zeigt sich, dass die Ionisationsdynamik auf einer fs-Zeitskala nahe des Pulsmaximums in der Lage ist, globale Eigenschaften des Plasmas zu beeinflussen. Um diesen Effekt zu erklären, wird ein Modell entwickelt, welches auf der CEP-abhängigen Tunnelionisation beruht. Dessen Ergebnisse stimmen gut mit den Messungen überein. Aus der Kombination der Messdaten mit dem Modell können drei neue und sehr einfach zu realisierende Möglichkeiten entwickelt werden, um die CEP bei der Wechselwirkung absolut bestimmen zu können.

Abstract

This work deals with the investigation of high-intensity ($I > 10^{17}$ W/cm²) ultrashort ($\tau \approx 7$ fs) laser pulses interacting with plasma. This is carried out in a broad parameter space and for the first time in consideration of the *carrier envelope phase* of the pulses. High electron energies were detected ($E_{\text{kin}} > 400$ keV)

In this process a new accelerating mechanism is identified, which is based on the mutual repulsion of emitted electrons. These electrons manage to stay – for a certain time – in phase with an electric field, which moves along with them away from the target’s surface. The electrons’ energies exceed the ponderomotive energy by many times.

This process is first investigated and analyzed in a PIC-simulation. The postulated mechanism is reduced to the essential parts and recreated in a numerical model, which proves the supposed mechanism.

The electron source is fully characterized within the laser’s parameter space. Scaling laws for the electron energy and number are found and comparisons to already known acceleration mechanisms are made.

To make experiments with cep-variations possible, the performance of the hollow fiber setup for spectral broadening of the pulses is improved. These improvements are carried out to generate the shortest possible pulses with maximum energy and a good focusing ability.

The emission of electrons and x-ray radiation from the plasma is investigated with regard to dependency on the CEP to obtain informations on the interaction mechanism. It shows that the ionization dynamics on a fs-timescale near the pulse maximum affect global plasma parameters. To explain this effect a model is developed based on CEP-dependent tunnel ionization. Its results are in good agreement with the experimental data. By combination of the experimental results with this model three new and convenient ways to absolutely measure the CEP are developed.

Kapitel 1

Einleitung

Vom Plattenkondensator im Labor bis zum Ringbeschleuniger einer Forschungseinrichtung, oder von der atomaren Skala bis hin zu der Größe einer Kleinstadt. Von 1 eV bis 10^{12} eV. Die Beschleunigung geladener Teilchen stellt eines der größten Forschungsgebiete der Physik dar.

Ziele der innovativsten Anlagen sind Untersuchungen subatomarer Partikel und die Erzeugung harter Strahlung. Je höher die Energie der Teilchen ist, die in solchen Beschleunigern zur Kollision gebracht werden, desto tiefer ist der Einblick der Forscher in die Physik.

Um die Energien bei der Kollision weiter zu erhöhen, um somit tiefere Einblicke zu gewinnen, können drei Parameter optimiert werden: die Ladung q der Teilchen, das elektrische Feld E_0 , das zur Beschleunigung benutzt wird, und die Strecke l , auf der mit diesem Feld beschleunigt wird. So ergibt sich die kinetische Energie der Teilchen aus $E_{\text{kin}} = qE_0l$.

Die Maximierung der kinetischen Energie E_{kin} ist schwierig:

Werden Elektronen beschleunigt, so ist q bereits festgelegt und kann nicht mehr verändert werden. Das elektrische Feld E_0 kann wiederum nicht beliebig erhöht werden. Durch das Kilpatrick-Kriterium ist die Feldstärke solcher Beschleuniger auf $\approx 1 \cdot 10^8$ V/m (siehe [1] für unterschiedliche Materialien) begrenzt, da es oberhalb dieser Grenze zum Vakuumdurchschlag kommt, der die Potentialdifferenz zwischen den Platten aufheben würde. Folglich bleibt die Beschleunigungsstrecke l als einziger Parameter übrig.

Am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) werden Elektronen und Positronen auf einer Länge von 3 km bis auf 50 GeV beschleunigt [2]. Da 3 km schon eine enorme Größe darstellen, werden Ringbeschleuniger wie die Hadron-Elektron-Ring-Anlage (HERA) verwendet, die Elektronen bis 27,5 GeV und Protonen bis 920 GeV beschleunigt [3]. HERA befand sich bis zum Jahr 2007 am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) in Betrieb und hatte einen Umfang von 6,3 km. Die Spitze der Ringbeschleuniger belegt der Large

Hadron Collider (LHC) am Conseil européen pour la recherche nucléaire (CERN) mit einem Umfang von 27 km, der im Protonenmodus eine Schwerpunktsenergie von 14 TeV erreicht [4].

Anlagen dieser Größe sind mit enormen Kosten verbunden und können daher nicht beliebig weiter nach oben skaliert werden. Parallel dazu muss also nach anderen Mechanismen gesucht werden.

Viel höhere Feldstärken können vor allem mit Laserpulsen erzeugt werden, die vergleichsweise wenig Energie in ein sehr kleines Zeitfenster von $\approx 1 \text{ fs} - 1 \text{ ps}$ fokussieren. Die damit verbundenen Feldstärken bestehen im Vakuum, also ohne Materie, deren Ionisation hohe Feldstärken verhindern würde. Mit dem Hercules Lasersystem konnten Pulsleistungen bis 300 TW und eine Intensität von bis zu $2 \cdot 10^{22} \text{ W/cm}^2$ erzeugt werden [5]. Dies entspricht einer Feldstärke von $\approx 4 \cdot 10^{14} \text{ V/m}$. Am Laser for Fast Ignition Experiment (LFEX) in Japan wurde bereits mit 2 PW experimentiert [6], während die extreme light infrastructure (ELI) mit zwei 10 PW Strahlen eine Feldstärke bis 10^{15} V/m ($10^{23-24} \text{ W/cm}^2$) zur Verfügung stellen wird [7]. Warum also sollten Elektronen nicht direkt mit diesen hohen Feldstärken beschleunigt werden?

Das Lawson-Woodward-Kriterium besagt, dass ein Elektron innerhalb eines oszillierenden elektromagnetischen Feldes keine Nettoenergie erhalten kann, da jeder beschleunigenden Phase eine gleichwertige entschleunigende Phase gegenübersteht. Ein Bruch dieser Symmetrie würde jedoch das Kriterium unwirksam machen und so einen Nettoenergieübertrag ermöglichen; dies gilt es im Hinterkopf zu behalten. Dieser Bruch der Symmetrie geschieht zum Beispiel bei der *plasma wakefield acceleration* [8] oder bei der Erzeugung von Attosekundenpulsen und Oberflächenharmonischen [9].

Doch auch dieser Wettlauf nach immer größeren Feldstärken und Intensitäten ist vermutlich nach oben begrenzt. Julian Schwinger postulierte bereits 1951 das nach ihm benannte Schwinger-Limit, welches die Grenze angibt, ab der das quantenelektrodynamische Vakuum instabil wird [10]. Diese liegt bei

$$E_S = \frac{m_e^2 c^3}{q_e \hbar} \approx 1,32 \cdot 10^{18} \frac{\text{V}}{\text{m}} \quad (1.1)$$

und gibt damit jene Feldstärke an, die nötig wäre, um ein durch Quantenfluktuationen spontan auftretendes Elektron-Positron-Paar räumlich so weit voneinander zu trennen, dass dieses nicht mehr rekombinieren kann. Die dafür nötige Energie, um aus den virtuellen Teilchen reale Teilchen zu machen, würde dem Laserpuls entzogen werden, was diesem somit eine obere Grenze seiner Feldstärke auferlegen würde. Fedotov *et al.* zeigten, dass das Schwinger-Limit möglicherweise um 2-3 Größenordnungen tiefer liegen könnte als bislang gedacht [11], womit ELI als erste Einrichtung in diesen Bereich vorstoßen könnte.

Diese Dissertation setzt an dem Punkt der Ausnutzung der Asymmetrie des elektrischen Feldes zur effektiven Elektronenbeschleunigung an. Dazu wurden Experimente am PHASER-System (**P**hase-stabilized **H**eine **L**aser) durchgeführt, welches Pulse mit einer Dauer von ≈ 7 fs bei einer Intensität von $\approx 5 \cdot 10^{17}$ W/cm² zur Verfügung stellte.

Die Zielsetzung dieser Arbeit ist die Untersuchung der Wechselwirkung von ultrakurzen Pulsen mit Plasmen von Festkörpertargets. Da in der Regel kein direkter Einblick in das Plasma möglich ist, werden Elektronen untersucht, die gewissermaßen „Informationen“ aus dem Innern des Plasmas heraustragen. Die Untersuchungen finden dabei auf einer μ m-fs-Skala statt. Auf diese Weise kann das Verhalten einzelner Elektronen während der Wechselwirkung mit dem Laser und mit anderen Elektronen detailliert untersucht werden, um dadurch Informationen über die Wechselwirkung zu erhalten.

Es gibt bereits mehrere Arbeiten in diesem Bereich [12, 13], dennoch können den theoretischen Beschreibungen immer noch weitere wichtige Erkenntnisse hinzugefügt werden. Daher werden nun Untersuchungen in einem breiten Bereich unterschiedlicher Parameter durchgeführt. Um noch detailliertere Einblicke zu erhalten, wird ein Laser verwendet, der in der Lage ist, die *carrier envelope phase* (CEP) der Pulse zu stabilisieren und gezielt zu verändern. Später werden die jeweiligen experimentellen Ergebnisse mit Simulationen zusammengebracht.

Interessant ist in diesem Zusammenhang, dass mit vergleichsweise geringen Feldstärken in solchen Experimenten unerwartet hohe kinetische Energien der Elektronen erreicht werden. Es gibt bereits Erklärungen für hohe kinetische Energien für unterschiedliche Intensitäten bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung. Im Bereich der schwach-relativistischen Wechselwirkung können hohe Elektronenenergien bislang nur mit elastischen Streuprozessen im Target erklärt werden [14], dies aber auch nur zum Teil. Für relativistische Pulse wurde ein Mechanismus vorgeschlagen, bei dem die Elektronen durch die Nullstellen des Interferenzfeldes aus einlaufendem und reflektiertem Laserpuls „surfen“ konnten [15]. Im Bereich der hoch-relativistischen Laserpulse können die Elektronen durch die Vorbeschleunigung auf > 1 MeV sogar eine Zeit lang in Phase mit einem Feldgradienten der Trägerwelle sein [16].

Im hier untersuchten Intensitätsbereich kommt nur der erste Mechanismus in Frage. Bei der Diskussion der experimentellen Daten wird überprüft, inwiefern die Daten zu diesem oder einem neuen Beschleunigungsmechanismus passen.

Die Arbeit mit Pulsdauern < 10 fs ermöglicht es außerdem, in ein sehr junges Forschungsgebiet vorzudringen, da zum ersten Mal die Emission schneller Elektronen in Abhängigkeit der CEP untersucht werden konnte.

Die CEP ist der Phasenunterschied ϕ_{CE} zwischen der Einhüllenden und der Trägerwelle eines Pulses. Mit ihr kann zum einen das Trägerwellenmaximum verändert werden, da sich dieses unterhalb der gaußförmigen Einhüllenden entlangbewegt. Zum anderen kann die Richtung des Feldes umgekehrt werden. In Abbildung 1.1 wird der Verlauf der Trägerwelle für $\phi_{\text{CE}} = 0$ und $\phi_{\text{CE}} = \pi$ gezeigt. Der Effekt wird stärker, je kürzer der Puls ist.

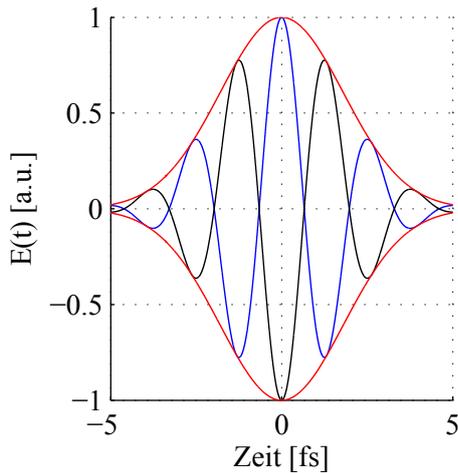


Abbildung 1.1: Veränderung der Trägerwelle durch Wahl der CEP: $\phi_{\text{CE}} = 0$ (blau), $\phi_{\text{CE}} = \pi$ (schwarz).

Die CEP-abhängige Elektronenemission wird untersucht, und ob es möglich ist, mit einer CEP-Abhängigkeit der Elektronenemission eine Aussage über die absolute Phase bei der Wechselwirkung zu erhalten. Dies ist bislang für Gastargets möglich [17].

Ein interessantes Experiment zur CEP-abhängigen Elektronenemission präsentierten Piglosiewicz *et al.* 2014. Sie zeigten, wie die Wahl der CEP die Erzeugung und Bewegung von Elektronen beim Beschuss von Nanogoldspitzen mit *few cycle* Pulsen beeinflusste. Durch die Kontrolle über die Elektronenemission konnten die Dynamik nanoplasmonischer Felder und die Elektronenbewegungen in Festkörpernanostrukturen in Echtzeit untersucht werden [18].

Diese Arbeit wird zunächst die Grundlagen zur Beschreibung und zum Verständnis der Laser-Materie-Wechselwirkung erläutern und darauf das Experiment vorstellen und beschreiben, wie die Laserpulse charakterisiert werden.

Zuerst werden Spektren schneller Elektronen und die Anzahl der emittierten Elektronen auf deren Abhängigkeiten von mehreren Laserparametern untersucht. Im darauf folgenden Kapitel wird mit einer *particle in cell* Simulation (PIC) das Experiment nachgebildet. Im Zuge dieser Untersuchung wird außerdem ein weiteres numerisches Modell zur vereinfachten Darstellung der Erkenntnisse aus den PIC-Simulationen entwickelt.

Um den Weg zu den CEP-Messungen zu ebnen, wird im dritten experimentellen Kapitel detailliert erläutert, wie eine Hohlleiter zur spektralen Verbreiterung der Pulse dahingehend optimiert wird, dass sie möglichst kurze Pulse bei möglichst hoher Intensität erzeugt. Im letzten experimentellen Kapitel werden Messungen zur Elektronen- und Röntgenemission in Abhängigkeit der CE-Phase durchgeführt. Zur Erklärung der Ergebnisse wird ein eigenes Modell entwickelt.

Die Physik auf kleineren Skalen hält immer noch neue und spannende Erkenntnisse bereit. Diese Arbeit kann damit überraschen, was auf diesen Skalen möglich ist, seien es die ungewöhnlich hohen Elektronenenergien oder der starke Effekt der CEP.

Kapitel 2

Laser-Materie-Wechselwirkung

2.1 Laserpulse

ÜB 2 GAUSSFUNKTION

$$A = A_0 \cdot e^{-((x-x_0)/\xi)^2}$$

Mittelwert

"Gaußbreite"

Halbwertsbreite

$$\Delta x = (2\sqrt{\ln 2}) \cdot \xi$$

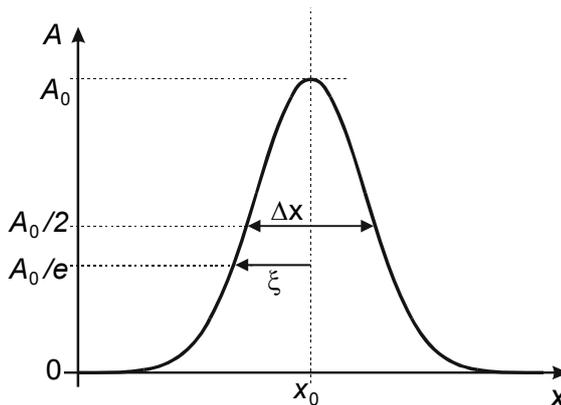


Fig. 1.3: Gauß-Funktion

Abbildung 2.1: Profil eines Gaußpulses mit der Amplitude A_0 , der Halbwertsbreite Δx und der Gaußbreite ξ (aus [19]).

mit Gaußischem Profil (x entspricht Zeit, Ort, Frequenz,...)

Der zentrale Bestandteil dieser Dissertation ist die Untersuchung der Wechselwirkung von ultrakurzen, hochintensiven Laserpulsen mit Materie. Es ist daher von größter Wichtigkeit, ein genaues Verständnis der Laserpulse zu besitzen. Das folgende Kapitel wird die mathematische Beschreibung von Laserpulsen und Laserpulszügen erläutern und die wichtigsten Formalismen vorstellen.

Zur Anwendung kamen Laserpulse, die auch als „Gaußpulse“ oder „gaußförmige Pulse“ bezeichnet werden. Dies bedeutet, dass sowohl das räumliche Profil der Intensität in trans-
 für den Zusammenhang der Frequenz- und Zeitbeschreibung
 Einhüllenden des elektrischen Feldes mit einer Gaußfunktion beschrieben werden können.

mit Gaußischem Zeitverlauf: $E_A(t) = E_0 \cdot e^{-(t/\xi_t)^2}$ mit konstanter Phase ($\varphi(t) = \text{const}$)

$$\rightarrow \text{IFT} \Rightarrow E_A(\omega) \propto e^{-(\omega \cdot \xi_t / 2)^2} \Rightarrow \text{Gaußkurve mit } \xi_\omega = 2 / \xi_t$$

$$\Delta \tau = \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \xi_t, \quad \Delta \omega = \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \xi_\omega \Rightarrow \Delta \tau \cdot \Delta \nu = \frac{4 \cdot \ln 2}{2\pi} = 0.441$$

Das transversale Profil repräsentiert eine TEM₀₀-Mode (transversal-elektromagnetische Grundmode), die einen radialsymmetrischen, gaußförmigen Amplitudenverlauf besitzt. Die Breite der räumlichen Verteilung wird üblicherweise mit zwei unterschiedlichen Größen angegeben. Mit der Gaußbreite ξ_E wird der radiale Abstand von der optischen Achse bezeichnet, bei dem die Amplitude des elektrischen Feldes auf das 1/e-fache ($\approx 36\%$) abgefallen ist. Die Halbwertsbreite Δx_I beziehungsweise FWHM (*full width at half maximum*) gibt die volle Breite an, bei der die Intensität auf die Hälfte abgefallen ist. Beide Größen können mit $\Delta x_I = \sqrt{2 \ln 2} \cdot \xi_E$ ineinander umgerechnet werden.

Um die gewünschten Intensitäten zu erreichen, ist es notwendig, den Strahl zu fokussieren. Die Größe des Fokus kann dabei nicht beliebig klein werden, da ihr durch Beugung eine untere Grenze gesetzt ist. Daraus folgt schließlich, dass der kleinstmögliche Fokus von der Blendenzahl f/D der Fokussieroptik und der Wellenlänge λ der Strahlung abhängt. Im Fokus wird ξ_E auch Strahltaile (*beam-waist, waist*) w_0 genannt. Sie ergibt sich aus

$$w_0 \geq \frac{4}{\pi} \cdot \frac{\lambda f}{D} \quad (2.1)$$

mit der Brennweite f und dem Strahldurchmesser vor der Fokussierung $D = 4 \cdot \xi_E$. Außerhalb des Fokus kann der Strahldurchmesser über

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (2.2)$$

bestimmt werden.

Der Öffnungswinkel des Laserstrahls mit der Quellgröße w_0 wird im Fernfeld mit der Divergenz Θ_{div} beschrieben

$$\Theta_{\text{div}} = \frac{\Theta}{2} = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (2.3)$$

Als Maß für die „Länge“ des Fokus entlang der Strahlrichtung wird die Rayleighlänge z_R beziehungsweise der konfokale Parameter $b = 2 \cdot z_R$ verwendet, welcher aus

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.4)$$

folgt. Er gibt an, in welcher Entfernung vom Fokus sich dessen Querschnittsfläche verdoppelt hat.

Die mittlere Intensität des Fokus ergibt sich aus der Pulsdauer τ , welche die FWHM des zeitlichen Verlaufs der Intensität bezeichnet, der Energie E des Pulses und der Strahltaile w_0 . Sie berechnet sich aus $I \approx E/(\tau \cdot \pi w_0^2)$. Auf der optischen Achse beträgt die Intensität das Doppelte dieses Wertes $I_0 = 2 \cdot I$.

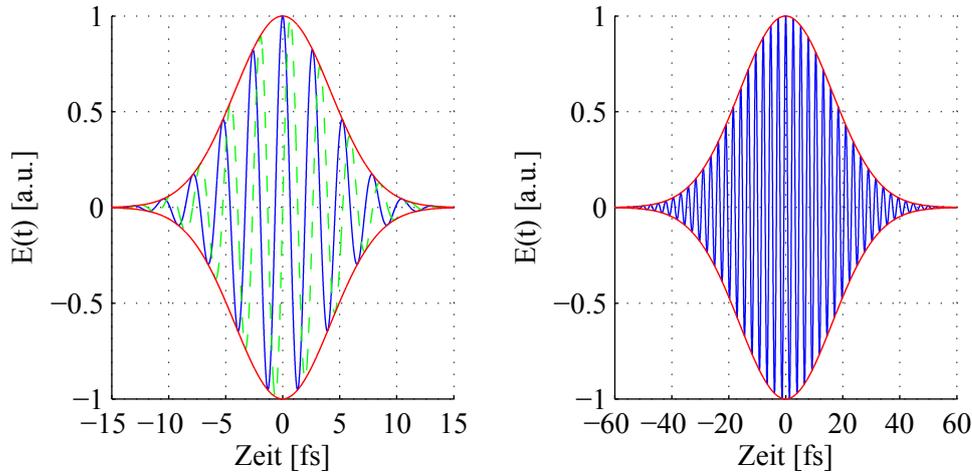


Abbildung 2.2: Vergleich zweier Gaußpulse (Kosinuspulse) mit unterschiedlichen Pulsdauern (links: 7 fs und rechts: 27 fs). Gezeigt ist die Einhüllende in Rot und die Trägerwelle in Blau. Im linken Bild wurde zusätzlich der Verlauf der Trägerwelle für $\phi_{CE} = \pi/2$ in Grün eingezeichnet. Es wird deutlich, dass mit $\phi_{CE} = \pi/2$ sowohl die maximale Amplitude als auch die Richtung des Feldes zu einem Zeitpunkt verändert werden können.

Bei der zeitlichen Betrachtung ist es wichtig, zwischen der Einhüllenden und der darunterliegenden Trägerwelle zu unterscheiden (siehe Abbildung 2.2). Das elektrische Feld eines linear polarisierten Gaußpulses kann beschrieben werden durch

$$\mathbf{E}(t) = \underbrace{\mathbf{E}_A(t)}_{\text{Einhüllende}} \cdot \underbrace{\cos(\omega_0 t + \phi_{CE})}_{\text{Trägerwelle}} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{E}_A(t) = E_0 \cdot \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 \right] \quad (2.6)$$

Die Trägerwelle stellt das zeitliche oszillierende elektrische Feld dar, das mit der Frequenz ω_0 oszilliert und die Phase ϕ besitzt. Für $\phi_{CE} = 0$ spricht man von einem Kosinuspuls, da das Maximum der Einhüllenden mit dem der Trägerwelle zusammenliegt (siehe die blauen Kurven in Abbildung 2.2, für die grüne Kurve gilt jedoch $\phi_{CE} = \pi/2$). Der Phasenunterschied ϕ_{CE} zwischen der Einhüllenden und der Trägerwelle wird auch *carrier-envelope-phase* genannt, kurz CEP. Mit ihr kann nicht nur die Richtung des elektrischen Feldes zu einem Zeitpunkt verändert werden, sondern auch dessen Amplitude.

Je geringer die Pulsdauer ist, desto steiler steigt auch die Flanke der Einhüllenden an, was einen stärkeren Effekt der CEP-Änderung mit sich bringt (siehe Abbildung 2.2, man beachte die Skalierung der Abszisse). Im Allgemeinen wird die CEP-Variation erst für Pulse interessant, die nur einige wenige Zyklen des elektrischen Feldes besitzen. In dem betrachteten Spektralbereich von ≈ 800 nm entspricht das einer Pulsdauer von < 10 fs.

Wie die spektrale Bandbreite mit der Pulsdauer zusammenhängt, soll im Folgenden gezeigt werden. Das Spektrum des Pulses folgt mathematisch aus der Fouriertransformation der Einhüllenden, welche ihrerseits wieder eine Gaußform besitzt. Aus der Schreibweise für die Einhüllende im Zeit- und im Frequenzraum

$$E_A(t) = E_0 \cdot \exp \left[- \left(\frac{t}{\xi_t} \right)^2 \right] \quad (2.7)$$

$$\tilde{E}_A(\omega) \propto \exp \left[- \left(\frac{\omega \xi_t}{2} \right)^2 \right] \quad (2.8)$$

folgt der Zusammenhang $\xi_\omega = 2/\xi_t$. In Halbwertsbreiten kann dies umgeschrieben werden zu $\Delta\tau \cdot \Delta\omega = 4 \ln 2$. Um auf den Zusammenhang der spektralen Bandbreite (Wellenlängen) und der Pulsdauer zu kommen, wird zum einen $\Delta\omega$ durch $\Delta\nu \cdot 2\pi$ ersetzt und die Beziehung $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta\nu}{\nu}$ verwendet. Daraus folgt das Pulsdauer-Bandbreite-Produkt für Gaußpulse

$$\Delta\tau[\text{fs}] \cdot \Delta\lambda[\text{nm}] \approx 1,47 \cdot 10^{-3} \cdot (\lambda[\text{nm}])^2. \quad (2.9)$$

Es wird deutlich, dass mit zunehmender spektraler Breite die kleinstmögliche Pulsdauer abnimmt. Sie kann ebenfalls ermittelt werden, wenn das Spektrum durch eine Fouriertransformation vom Frequenz- in den Zeitraum überführt wird und hier dessen FWHM bestimmt wird. Die kleinstmögliche Pulsdauer wird daher auch synonym Fourierlimit genannt.

Die Pulsdauer τ stimmt allerdings nur mit dem Fourierlimit überein, wenn der Puls keinerlei Dispersion höherer Ordnung besitzt. Mit Dispersion ist hier die Abhängigkeit der Propagation elektromagnetischer Strahlung durch ein Medium von dessen Frequenz gemeint. Um diese zu verstehen und kontrollieren zu können, wird zunächst die Fouriertransformierte des elektrischen Feldes in komplexer Schreibweise betrachtet

$$\tilde{E}(\omega) = E_A(\omega) \cdot e^{i\phi(\omega)} \quad (2.10)$$

mit der spektralen Phase $\phi(\omega)$. Die Propagation von elektromagnetischer Strahlung durch ein Medium (Luft, Glas, etc.) hängt von dessen Brechungsindex n ab, welcher wiederum eine Frequenzabhängigkeit besitzt. Somit ergibt sich für die spektrale Phase der Zusammenhang $\phi(\omega) = 2\pi \frac{x}{\lambda} n(\lambda) = \frac{x}{c} \omega n(\omega)$. Eine Taylor-Entwicklung der spektralen Phase identifiziert die einzelnen Ordnungen der Dispersion

$$\phi(\omega) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(\omega - \omega_0)^m}{m!} D_m \quad (2.11)$$

$$\text{mit } D_m = \left(\frac{\partial^m}{\partial \omega^m} \phi(\omega) \right)_{\omega=\omega_0}, \quad (2.12)$$

wobei m den Grad der Dispersion benennt [19].

Mit $m = 0$ ist die Phasenverschiebung gemeint, also die Verschiebung der Trägerwelle relativ zur Einhüllenden. Sie wird auch mit D0 bezeichnet. Aus ihr ergibt sich die Phasengeschwindigkeit $v_P = \omega_0/k(\omega_0)$, die die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wellenfronten angibt.

Die Verschiebung der Einhüllenden wird durch die Dispersion erster Ordnung (D1 in fs) ausgedrückt. Sie wird oft Gruppengeschwindigkeit $v_G = \frac{x}{D_1} = \frac{d\omega}{dk}$ genannt.

Die Dispersion zweiter Ordnung (D2 in fs², auch *chirp* genannt) zeigt sich in der spektralen Phase als quadratische Komponente und im Zeitraum als lineare Verlängerung der Pulsdauer. Niederfrequentes rotes Licht läuft langsamer durch ein Medium mit $n(\omega) \geq 1$ als hochfrequentes blaues Licht. Dies wird positive Dispersion zweiter Ordnung genannt und kann mit der gleichen Menge negativer Dispersion zweiter Ordnung kompensiert werden. Sind das Fourierlimit τ_{FL} und die Menge an Dispersion zweiter Ordnung D_2 bekannt, so lautet die Pulsdauer

$$\tau(D_2) = \tau_{\text{FL}} \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{D_2}{\tau_{\text{FL}}^2}\right)^2}. \quad (2.13)$$

Dispersion höherer Ordnungen kann zusätzlich die Form des Pulses verändern, indem sie Vor- oder Nachpulse erzeugt (D3 in fs³) oder ein Plateau (D4 in fs⁴) bildet. Werte für die Dispersion m -ter Ordnung D_m für unterschiedliche Materialien können in der Literatur nachgelesen werden und werden dort mit der Einheit [fs ^{m}] angegeben [20].

2.2 Kerr-Effekte

Aufgrund der hohen Laserintensitäten ($I > 10^{14}$ W/cm²) ist es notwendig, ein Verständnis der relevanten nichtlinearen optischen Effekte zu erlangen.

Sie spielen vor allem eine Rolle in Kapitel 6 bei der Optimierung der Hohlleiter zur spektralen Verbreiterung der Pulse. Sie basieren stets darauf, dass der Brechungsindex eines transparenten Mediums von der Intensität des Laserpulses abhängt. Diese Nichtlinearitäten können gewollt oder ungewollt sein und führen in der Regel zu einer Veränderung der räumlichen und zeitlichen Struktur des Pulses.

Die bekannteste Größe zur Bestimmung der Menge „angesammelter“ Nichtlinearität ist das B-Integral.

Während der Wechselwirkung zwischen Laser und Materie kann es zu einer nichtlinearen intensitätsabhängigen Phasenverschiebung $\Delta\phi = x \frac{\omega}{c} \Delta n(I(r))$ innerhalb des Laserpulses kommen. Sie ist eine Folge der Intensitätsabhängigkeit des Brechungsindex $\Delta n(I(r)) = I(r) \cdot n_2$, welche Kerr-Effekt genannt wird, wobei n_2 der nichtlineare Brechungsindex ist.

Diese gesamte Phasenverschiebung auf der optischen Achse beim Durchgang eines Mediums der Dicke z wird mit dem B-Integral ausgedrückt, welches sich aus dem nichtlinearen Brechungsindex, der Intensität $I(z)$ entlang der optischen Achse und der Wellenlänge λ zusammensetzt

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int \frac{n_2 I(z)}{n_0} dz. \quad (2.14)$$

Um ungewollte Nichtlinearitäten zu vermeiden, sollte als Faustformel darauf geachtet werden, dass $B \leq 1$ ist. Innerhalb eines Laserresonators kann das B-Integral jedoch deutlich über 1 liegen, was sich zum Beispiel durch gewollte Kerrlinsen-Modenkopplung zeigt [21].

Die folgenden beiden Unterkapitel beschäftigen sich mit der räumlichen und zeitlichen Ausprägung des Kerr-Effekts. Ihr Verständnis ermöglicht die Untersuchungen und Optimierungen in Kapitel 6.

2.2.1 Selbstfokussierung

Um Licht zu fokussieren, kann eine Linse verwendet werden. Unterschiedliche Laufzeiten auf der optischen Achse und am Rand führen zu einem Phasenversatz und somit zu einer Krümmung der Wellenfronten des Pulses; das vormals kollimierte Strahlbündel konvergiert nun. Unterschiedliche Laufzeiten können ebenfalls generiert werden, wenn der Brechungsindex senkrecht zum Strahlverlauf unterschiedlich ist, ohne dass das Medium die Form einer Linse aufweist. Dies kann durch den Kerr-Effekt erreicht werden, welcher die Abhängigkeit des Brechungsindex von der Intensität durch $\Delta n = n_2 I$ beschreibt. Der Brechungsindex nimmt dabei entsprechend der Intensitätsverteilung zum Rand hin weniger zu, sodass die Laufzeit auf der optischen Achse am größten ist. Die ortsabhängige Verschiebung der Phase um $\Delta\phi(r)$ hat eine Krümmung der Wellenfronten zur Folge. Ist der resultierende Krümmungsradius R_{SF} kleiner als der Krümmungsradius des ungestörten, divergenten Strahls R_{Beugung} konvergiert das Strahlbündel. Wären beide Krümmungsradien identisch, würde die Fokussierung gerade die Beugung des Strahls kompensieren, was ein kollimiertes Strahlbündel zur Folge hätte.

Diese selbstständige Fokussierung wird auch Kerrlinse oder Selbstfokussierung genannt. Aus der Beziehung $R_{\text{SF}} \leq R_{\text{Beugung}}$ kann mit $P = I_0/(\pi w_0^2)$ die kritische Leistung ermittelt werden, bei der zu Selbstfokussierung kommt [19]. Übersteigt die Leistung des Pulses den Wert

$$P_{\text{krit.}} = \frac{\alpha \lambda^2}{4\pi n_0 n_2}, \quad (2.15)$$

zieht sich das gesamte Strahlprofil zusammen [22]. Hierbei ist $\alpha = 1,22\pi^2/8 \approx 1,8362$ [23], n_0 der Brechungsindex und n_2 der nichtlineare Brechungsindex.

Es kommt auch unterhalb der kritischen Leistung zu Selbstfokussierung, allerdings ist diese nicht so stark, dass sie die Beugung des divergenten Strahls überwinden kann. Daher wird die Selbstfokussierung oberhalb der kritischen Leistung auch katastrophale Selbstfokussierung genannt.

Polynkin und Kolesik untersuchten die Anwendbarkeit dieses Kriteriums auf ultrakurze Pulse an Luft und kamen unter anderem zu dem Schluss, dass für eine schwache Fokussierung ($f/d \approx 1000$, mit der Brennweite f und dem Strahldurchmesser d) Selbstfokussierung erst weit oberhalb der kritischen Leistung eintrat (und somit eine Intensitätsabhängigkeit zeigte) und dass die chromatische Dispersion (*chirp*) eine größere Rolle spielte als bislang angenommen [24]. Bei der Diskussion in Kapitel 6 wird daher neben dem Argument der kritischen Leistung für Selbstfokussierung immer auch mit der resultierenden Brennweite argumentiert werden.

Da Selbstfokussierung eine Verkleinerung des Querschnitts und damit eine weitere Erhöhung der Intensität nach sich zieht, erzeugt sie immer in einem definierten Abstand

$$f_{\text{st}} = \frac{n_0 \pi w^4}{n_2 4dP} \quad (2.16)$$

einen Fokus; mit der Dicke des Mediums d und der Pulsleistung P .

Wird die Intensität in einem Medium so hoch, dass dieses bereits ionisiert wird und es zur Plasmabildung kommt, kann Selbstfokussierung mit Plasma-Defokussierung stabilisiert werden, was zu Filamentierung führt [25]. Plasma-Defokussierung ist ein Folge der ortsabhängigen Elektronendichte innerhalb des Plasmas, welche einen ortsabhängigen Brechungsindex $\eta(r) = \sqrt{1 - n_e(r)/n_{\text{krit}}}$ zur Folge hat. Letzterer ist aufgrund der höheren Ionisation auf der Achse am geringsten. Die verringerte Propagationsgeschwindigkeit am Rand des Puls führt somit zu einer Defokussierung.

2.2.2 Selbstphasenmodulation

Die Selbstphasenmodulation (SPM) ist das zeitliche Analogon zur Selbstfokussierung und beruht somit ebenfalls auf dem Kerr-Effekt. Daher wurde sie auch als erstes als vorübergehende Selbstfokussierung in CS_2 beobachtet [26].

Die Intensität des Pulses besitzt nicht nur eine räumliche, sondern auch eine zeitliche Abhängigkeit (siehe Kapitel 2.1). Dies führt dazu, dass die Änderung des Brechungsindex $\Delta n = n_2 I(t)$ ebenso von der Zeit abhängt. Die Pulsflanken mit geringer Intensität wechselwirken daher mit einem geringeren Brechungsindex als das Pulsmaximum. Daraus resultieren unterschiedliche Phasengeschwindigkeiten, was dazu führt, dass die hintere (zeitlich spätere) Pulsflanke dem Maximum aufläuft, während die vordere Flanke diesem

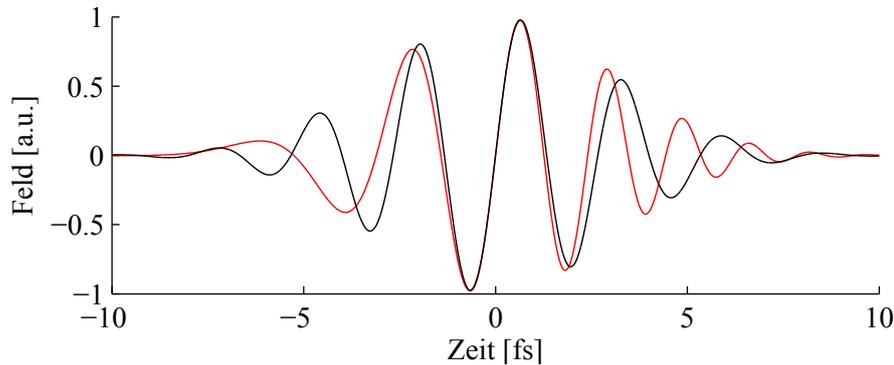


Abbildung 2.3: Schematisch gezeigt ist der Effekt der spektralen Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation. Schwarz: Trägerwelle eines Pulses vor der Selbstphasenmodulation. Rot: Durch Selbstphasenmodulation entsteht an der zeitlichen Pulsfront ($t < 0$) eine Rotverschiebung, die mit der Erzeugung kleinerer Frequenzen als die Zentralfrequenz einhergeht. Zeitlich gegenübergelegen ($t > 0$) erzeugt eine Blauverschiebung höhere Frequenzen.

davonläuft. Es kommt zur Blau- und Rotverschiebung. Die zeitabhängige Änderungen der Frequenzanteile des Pulses ist ebenso ein *chirp*, der über einen großen zentralen Bereich linear (lineare Zunahme der Pulsdauer) und positiv ist [27]. Dies ermöglicht eine anschließende gute zeitliche Kompression des spektral verbreiterten Pulses. Dies kann aber in der Regel nur innerhalb einer Hohlleiter gewährleistet werden. Die Notwendigkeit einer Hohlleiter wird in Kapitel 6 diskutiert.

Eine genaue Beschreibung dieses Verhaltens erfordert die numerische Lösung der nichtlinearen zeitabhängigen Schrödingergleichung eines optischen Pulses innerhalb eines nichtlinearen dispersiven Mediums [28].

Im konkreten Fall der SPM innerhalb einer Hohlleiter müssen ebenfalls Effekte wie die Aufsteilung des Pulses (*self-steepening*), Ionisation und Dispersion berücksichtigt werden [28]. In [29] wird untersucht, wann diese Effekte berücksichtigt werden müssen, indem deren charakteristische Längen mit der Länge der Hohlleiter verglichen werden. In diesem Fall sind daher nur die Ionisation und die SPM von Relevanz.

Die spektrale Verbreiterung eines bandbreitenbegrenzten Gaußpulses lässt sich mit

$$\frac{\Delta\omega_{\text{out}}}{\Delta\omega_{\text{in}}} = \sqrt{1 + \frac{4}{3\sqrt{3}}\Phi_{\text{max}}^2} \quad (2.17)$$

bestimmen, wobei Φ_{max} die maximale Phasenverschiebung innerhalb des Pulses darstellt und $\Delta\omega$ die spektrale Breite des Pulses.

Für die maximale Phasenverschiebung im Zentrum des Pulses gilt nach [28, 30] für eine Faser der Länge L

$$\Phi_{\max} = \frac{\pi n_2 L_{\text{eff}}}{\lambda A_{\text{eff}}} \cdot P_0 \quad (2.18)$$

mit der Pulsleistung P_0 , der effektiven Länge L_{eff} der Faser und der effektiven Fläche A_{eff} der Mode, welche durch die Faser propagiert (hier HE_{11}) [31]. Die effektive Länge berücksichtigt die Abschwächung α innerhalb der Hohlleiter und lautet $L_{\text{eff}} = (1 - \exp(-\alpha L))/\alpha$. Die effektive Fläche folgt aus der Mode, welche durch die Hohlleiter koppelt, und ergibt sich daher mit dem Radius r der Faser zu $A_{\text{eff}} = 0,48\pi r^2$.

Selbstphasenmodulation ist ein intensitätsabhängiger Effekt. Die Verwendung von Hohlleitern dient dazu, dass räumliche Profil während der SPM konstant zu halten, sodass diese kontrolliert und möglichst gleichmäßig über das Profil stattfindet. Dies ermöglicht eine anschließende Kompression der spektral verbreiterten Pulse. Bei SPM ohne *waveguide* (Faser) kommt es in der Regel auch zu deutlichen Veränderungen des Strahlprofils (zum Beispiel durch Selbstfokussierung). Die spektrale Verbreiterung ist nun stark ortsabhängig und die Pulse sind nicht mehr komprimierbar. Solche Techniken werden verwendet, wenn das Spektrum verbreitert werden soll und es nicht notwendig ist, dass diese Pulse zeitlich komprimiert werden. Die Umsetzung ist im Vergleich zur Verwendung von Hohlleitern trivial (Verwendung eines Titan:Saphir-Plättchens innerhalb des f-to-2f-Interferometers in Kapitel 3.2.2).

2.3 Plasmen

Analog zu Kapitel 2.1 werden in diesem Kapitel die wichtigsten Begriffe und Größen bei der Beschreibung von Plasmen erläutert. Dies ermöglicht eine effizientere Beschreibung der Prozesse in den folgenden Kapiteln.

Materie besteht für gewöhnlich aus ladungsneutralen Atomen, da alle Elektronen eines Atoms an dieses gebunden sind. Metalle stellen bereits eine Besonderheit dar, da sich einige Elektronen nicht-lokalisiert durch das Leitungsband bewegen können, allerdings herrscht auch hier eine lokale Ladungsneutralität. Werden die Atome zum Beispiel durch intensive Laserstrahlung ionisiert, liegen positiv geladene Ionen und negativ geladene Elektronen getrennt voneinander vor, sodass die Ladungsneutralität lokal verletzt ist. Bei Plasmen spricht man daher auch von Quasineutralität, da sie von außen weiterhin ladungsneutral erscheinen. Wird das Plasma sich selbst überlassen, rekombinieren Elektronen und Ionen wieder, sodass ein neutrales Gas entsteht. Die Rekombination ist eine Folge der anziehenden Coulombkraft zwischen den unterschiedlich geladenen Teilchen. Da die Elektronen bei der Rückkehr nicht sofort rekombinieren, oszilliert die Elektronendichte als kollektiver Effekt eine Zeit lang.

Die Oszillationsfrequenz oder auch Plasmafrequenz (genauer Elektronen-Plasmafrequenz) ergibt sich aus

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} \quad (2.19)$$

mit der Elektronendichte n_e , der elektrischen Ladung $e \approx 1,602 \cdot 10^{-19}$ C, der Masse eines Elektrons $m_e \approx 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg und der Permittivität des Vakuums $\epsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm. „Störungen“ des Plasmas, die durch einen Laserpuls mit der Frequenz $\omega_L = 2\pi \cdot c/\lambda$ erzeugt wurden ($c \approx 2,998 \cdot 10^8$ m/s), können nur propagieren, wenn $\omega_L > \omega_P$ ist und das Plasma die Änderungen somit nicht schneller ausgleichen kann, als sie vom Laser erzeugt werden. Mit der Plasmafrequenz kann auch die Skintiefe $l_S = c/\omega_P$ errechnet werden, bei der die elektrische Feldstärke des Laserpulses auf das 1/e-fache abfällt.

Erreicht die Elektronendichte im Plasma einen Wert, bei dem die Plasmafrequenz gleich der Laserfrequenz ist, spricht man auch von der kritischen Dichte

$$n_{\text{krit}} = \frac{\omega_P m_e \epsilon_0}{e^2} \approx \frac{1,1 \cdot 10^{21}}{(\lambda [\mu\text{m}])^2} \text{ cm}^{-3}. \quad (2.20)$$

Überkritische Plasmen verfügen über eine Elektronendichte, die größer als die kritische Dichte ist.

Bei der Beschreibung lasergenerierter Plasmen an Oberflächen wird üblicherweise auch ein Plasmagradient angegeben. Dieser bezeichnet die Entfernung, auf der die Dichte des Plasmas auf das 1/e-fache abgefallen ist ($L^{-1} = |\frac{d}{dx} \log n_e|_{x=x_c}$). Unter der Annahme, dass das Plasma isotherm expandiert [32], ergibt sich ein exponentieller Dichteabfall mit der Länge

$$L = c_s \tau_L \approx 0,3 \left(\frac{T_e}{\text{keV}} \right)^{1/2} \left(\frac{Z^*}{A} \right)^{1/2} \tau_{\text{fs}} \text{ nm} \quad (2.21)$$

nach der Wechselwirkung mit einem Puls der Dauer τ_L ; mit dem Ionisationsgrad Z^* , der Ordnungszahl A , der Elektronentemperatur T_e und der FWHM der Pulsdauer τ_{fs} [33]. Ein Puls mit $\tau_{\text{fs}} \approx 30$, der das Target mit seiner ansteigenden Flanke (also bevor das Pulsmaximum das Target trifft) auf einige 100 eV vorheizt, würde demnach einen Plasmagradienten von $\approx L/\lambda = 0,01$ erzeugen ($\lambda = 800$ nm). Soll der Gradient absichtlich verlängert werden, kann dies mit einem Vorpuls ermöglicht werden. Mit einem Teil des Hauptpulses wird das Plasma bereits so früh gezündet, dass es Zeit hat zu expandieren (typisch einige Pikosekunden), wodurch der Plasmagradient abflacht. Der Plasmagradient kann dann mit einer hydrodynamischen Simulation wie Multi-fs berechnet werden [34].

Der Bewegung der Elektronen im Plasma kann eine sogenannte Plasmatemperatur zugeordnet werden. Sie steht für die thermische Energie der Teilchen. Diese kann mit XUV-Spektroskopie bestimmt werden [35]. Die Skalierung der Plasmatemperatur und der damit

verbundene Absorptionsmechanismen sind abhängig von der Intensität des Laserpulses. Die unterschiedlichen Absorptionsmechanismen werden in Kapitel 2.5 vorgestellt.

2.4 Ionisation

Bei der Untersuchung der Entstehung eines Plasmas und später bei den Experimenten zur CEP-Variation spielt Ionisation eine wichtige Rolle.

Bei der Betrachtung der Ionisation ist es wichtig zu wissen, ab wann es dazu kommt (Intensität, Pulsdauer, etc.) und wie die Ionisation abläuft. Es ist des Weiteren wichtig zu wissen, wie hoch die Ionisationswahrscheinlichkeit ist, um eine Aussage darüber treffen zu können, wie sich die Anzahl ionisierter Elektronen in Abhängigkeit der Intensität ändert. Im Folgenden sollen dazu die für diese Arbeit relevanten Ionisationsmechanismen vorgestellt werden.

2.4.1 Above threshold ionization

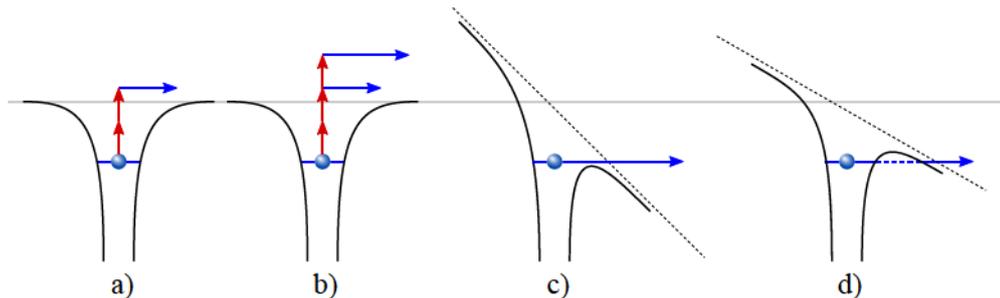


Abbildung 2.4: Dargestellt sind vier mögliche Ionisationsmodelle für die Wechselwirkung elektrischer Felder mit einzelnen Atomen. Diese sind: a) Multiphotonenionisation, b) *above threshold ionization*, c) *barrier suppression ionization* und d) Tunnelionisation. Aufgrund der Komplexität der Ionisationsmodelle befinden sich deren Beschreibungen ausschließlich im nachfolgenden Text.

Die *above threshold ionization* (ATI) stellt eine Form der Multiphotonenionisation (MPI) dar und grenzt sich damit von Ionisationsmodellen wie der Tunnelionisation (TI) und der *barrier suppression ionization* (BSI) ab. Der Unterschied zu den anderen Ionisationsmodellen liegt darin, dass die Ionisation nicht durch die Deformation des Atompotentials (siehe c) und d) in Abbildung 2.4) entsteht, sondern durch die Anregung des zu ionisierenden Elektrons auf ein Energieniveau, welches oberhalb der Coulombbarriere des Atoms liegt (siehe a) und b) in Abbildung 2.4).

Bei der MPI absorbiert das Elektron so viele Photonen, bis dessen Energie ausreicht, um ins Kontinuum angehoben werden zu können, während das Elektron bei der ATI darüber hinaus weitere Photonen absorbiert und dadurch mit beträchtlicher kinetischer Energie das Atompotential verlässt [36, 37] (Vergleiche a) und b)). Die Elektronenenergien des ATI-Spektrums liegen somit um $h\nu$ voneinander getrennt vor

$$E_{\text{ATI}} = (n_{\text{MPI}} + n_{\text{ATI}}) \cdot h\nu - E_{\text{ion}} \quad (2.22)$$

mit der Frequenz ν des Photons und dem planckschen Wirkungsquantum $h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ Js. Die Wahrscheinlichkeit für MPI steigt, je näher die virtuellen Energieniveaus $n \cdot h\nu$ an realen Energieniveaus liegen, sodass es zur Resonanzabsorption kommen kann [38].

Die typische Form eines ATI-Elektronenspektrums besteht unter anderem aus einem Plateau und einem Cutoff, welche allerdings erst für Intensitäten oberhalb von 10^{14} W/cm² sichtbar wird. Dies wurde zuerst von Paulus *et al.* gezeigt [39]. Zur Vermeidung der Deformation des Atompotentials werden ansonsten geringe Intensitäten verwendet ($\approx 10^{13}$ W/cm² [25]). Für hohe Intensitäten „verschmieren“ die Peaks im Spektrum, die sonst im Abstand von $h\nu$ auftreten würden [40], da es nun auch zur Tunnelionisation kommt, die ihrerseits keine gequantelten Elektronenenergien erzeugt (siehe Kapitel 2.4.2).

Um zu entscheiden, welcher Ionisationsprozess vorliegt, wird die Ionisierungsenergie E_{ion} mit dem ponderomotiven Potential U_P des Lasers (siehe Kapitel 2.6.1) ins Verhältnis gebracht. Dieses wird als Keldysh-Parameter bezeichnet [41] und lautet

$$\gamma = \sqrt{\frac{E_{\text{ion}}}{2U_P}}. \quad (2.23)$$

Die Deformation des Atompotentials ist eine Folge des elektrischen Feldes des Laserpulses, welches als Intensität in U_P zu finden ist. Daraus folgt, dass MPI/ATI für $E_{\text{ion}} > U_P$ und damit für $\gamma > 1$ zu erwarten ist.

2.4.2 Feldionisation

Mit Feldionisation werden alle Prozesse zusammengefasst, die mit einer deutlichen Deformation des Atompotentials durch das Laserfeld einhergehen. Im Folgenden wird zunächst die Tunnelionisation und im Anschluss die *barrier suppression ionization* (BSI) vorgestellt.

Die Tunnelionisation fasst ein Elektron als Wellenfunktion auf, die eine endliche Wahrscheinlichkeit außerhalb der Coulombbarriere des Atomkerns besitzt.

Die Höhe und Breite der Coulombbarriere spielen dabei eine große Rolle. Sie werden durch das elektrische Feld des Lasers verringert. Bei der Berechnung der Ionisationsrate wird die quasistatische Näherung verwendet, da die Änderungen des Laserpulses auf einer grös-

ren Zeitskala ablaufen als die Zeit, die zum Tunneln benötigt wird. Die Bestimmung der Zeit, die ein Elektron während des Tunnelns innerhalb der Coulombbarriere verbringt, ist ein Problem, das bis heute nicht gelöst wurde (Vergleiche unterschiedlicher Theorien zur Tunnelzeit und der Vergleich mit experimentellen Daten finden sich in [42]).

Für die Tunnelionisation gilt ebenfalls, dass der Keldysh-Parameter $\gamma < 1$ sein muss. Die Bestimmung der Wahrscheinlichkeitsrate der Tunnelionisation geht auf die Arbeit von Ammosov, Delone und Krainov von 1986 zurück (ADK-Modell [43]), welche unter anderem von Ilkov, Decker und Chin überarbeitet wurde [44]. Bruhwiler *et al.* zeigen, wie die Wahrscheinlichkeitsrate der Tunnelionisation nach ADK berechnet werden kann [45]. Sie ergibt sich aus

$$W_{\text{ADK}} [\text{s}^{-1}] \approx 1,52 \cdot 10^{15} \frac{4^{n^*} \xi_i [\text{eV}]}{n^* \Gamma(2n^*)} \left(20,5 \frac{\xi_i^{3/2} [\text{eV}]}{E [\text{GV/m}]} \right)^{2n^*-1} \times \exp \left(-6,83 \frac{\xi_i^{3/2} [\text{eV}]}{E [\text{GV/m}]} \right), \quad (2.24)$$

wobei n^* die effektive Hauptquantenzahl ist, die die Abschirmung der anderen Elektronen miteinbezieht. Sie ergibt sich aus $n^* \approx 3,69 \cdot Z/\sqrt{\xi} [\text{eV}]$. $\Gamma(2n^*)$ ist die Gammafunktion, welche mit der Stirling-Näherung gelöst werden kann.

Die Ionisationswahrscheinlichkeit ergibt sich somit aus

$$P = 1 - \exp \left(- \int_{-\infty}^{+\infty} W_{\text{ADK}}(E(t)) dt \right). \quad (2.25)$$

Die BSI stellt den Extremfall der Tunnelionisation dar. Hierbei ist das elektrische Feld des Laserpulses so stark, dass es das Atompotential derart verformt, dass das Coulombpotential geringer als das Energieniveau des Elektrons ist (siehe c) in Abbildung 2.4). Es besitzt zwar immer noch eine endliche Aufenthaltswahrscheinlichkeit innerhalb des Atompotentials, jedoch ist jene außerhalb deutlich größer. Es ist somit deutlich wahrscheinlicher, dass das Elektron das Atompotential verlässt. Da U_P hierbei sehr viel größer sein muss als die Ionisationsenergie, kommt es zur BSI für $\gamma \ll 1$.

Um die Schwellintensität der Ionisation anzugeben, wird das zu überwindende Potential als Superposition des Atom- und des Laserpotentials betrachtet

$$\Phi_{\text{ges}} = \Phi_{\text{Atom}} + \Phi_{\text{Laser}} = \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r} + E_0 r, \quad (2.26)$$

mit dem Grad der Ionisation Z und der Amplitude des elektrischen Feldes E_0 des Laserpulses. Das Maximum von Φ_{ges} stellt ein lokales Maximum im Potentialverlauf dar und

kann deshalb leicht über die erste Ableitung identifiziert werden

$$\frac{\partial \Phi_{\text{ges}}(r = r_0)}{\partial r} = -\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 r_0^2} + E_0 = 0. \quad (2.27)$$

Hieraus ergibt sich das Potentialmaximum $\Phi_{\text{ges}}(r_0) = 2 \cdot \sqrt{ZeE_0/4\pi\epsilon_0}$.

Um das Atompotential bis zum Energieniveau des Elektrons abzusenken, muss $E_{\text{ion}} < \Phi_{\text{ges}} \cdot (-e)$ gelten. Daraus folgt, dass $E_0 > E_{\text{ion}}^2 \pi \epsilon_0 / Ze^3$ sein muss. Für die Intensität $I_0 = c\epsilon_0 E_0^2 / 2$ ergibt sich somit die Schwellintensität für BSI

$$I_{\text{BSI}} = \frac{\pi^2 c \epsilon_0^3 E_{\text{ion}}^4}{2Z^2 e^6} \approx 4 \cdot 10^9 \frac{(E_{\text{ion}}[\text{eV}])^4}{Z^2} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \quad (2.28)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit c . Die Ionisationswahrscheinlichkeit für BSI beträgt 100 %, sobald die Schwellintensität erreicht ist; darunter ist sie 0 %.

2.4.3 Metalle

Die Ionisation von Metallen verläuft anders zur Ionisation einzelner Atome ab. Die Bindung der Atome eines Metalls im Festkörperzustand findet über die metallische Bindung statt. Sie resultiert aus der elektrostatischen Anziehung der Elektronen im Leitungsband und der positiven Atomrümpfe. Die Besonderheit von Metallen liegt unter anderem darin, dass sich das Fermi-Niveau, also der energetisch höchste besetzte Zustand am absoluten Nullpunkt, innerhalb des Valenz- oder Leitungsbandes befindet. Die Elektronen sind somit nicht mehr lokalisiert. Dieser Umstand bedingt beispielsweise die thermische und elektrische Leitfähigkeit von Metallen.

Diesen Elektronen können daher keine Ionisationsenergien zugeordnet werden. Stattdessen wird für die nötige Energie, um ein Elektron aus dem Leitungsband zu lösen, die Austrittsarbeit verwendet. Sie gibt an, welche Energie nötig ist, um ein Elektron (Fermion) aus dessen Fermi-niveau zu holen. Im Falle von Aluminium liegt die Austrittsarbeit bei $W_A = 4,2 \text{ eV}$, wobei drei Elektronen pro Atom im Leitungsband zu finden sind. Die Ionisation mit einem Laserpuls der Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ bedarf folglich mindestens dreier Photonen der Energie $h\nu = 1,55 \text{ eV}$. Für energetisch tiefer liegende Elektronen werden wieder unterschiedliche Ionisationsenergien angegeben.

Neben der Photoionisation kann es auch zur Stoßionisation kommen. Sie entsteht, wenn freie Elektronen gebundene Elektronen ionisieren; also wenn $E_{\text{kin}} > E_{\text{ion}}$ ist. Ist die kinetische Energie des Elektrons dabei deutlich höher als die Ionisationsenergie, kann dieses zum einen mehrfach ionisieren und zum anderen können die ionisierten Elektronen ihrerseits wieder ionisieren, es kommt zu einer Ionisationslawine.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Ionisation von Metallen nicht trivial ist. Je nach Material und Intensität müssen unterschiedliche Prozesse bedacht werden. Es können immer auch mehrere Ionisationsprozesse gleichzeitig stattfinden.

Bei der Verwendung von hochintensiven Laserpulsen kommt es schon früh zur Ionisation, sodass das Pulsmaximum direkt mit einem Plasma interagieren kann.

2.5 Absorptionsprozesse

Bei der Wechselwirkung von Licht und Materie kommt es immer zu Absorptionsprozessen. Je nach Wechselwirkungsregime sind unterschiedliche Prozesse relevant. Bei der Unterscheidung der Regime spielen unter anderem die Pulsdauer, die Intensität und das Material, in dem absorbiert wird, eine wichtige Rolle.

Dieses Kapitel wird die wichtigsten Absorptionsprozesse in einem Plasma in dem untersuchten Regime vorstellen. Außerdem werden die bekanntesten Prozesse beschrieben, die außerhalb dieses Regimes stattfinden, um einen größeren Kontext darzustellen. Es werden zunächst zwei Absorptionsmechanismen unter Berücksichtigung von Stößen vorgestellt und im Anschluss vier stoßfreie Mechanismen.

2.5.1 Normaler Skin-Effekt

Der normale Skin-Effekt (NSE) findet innerhalb der Skintiefe statt und stellt einen Absorptionsmechanismus dar, der Stöße von Elektronen mit Ionen berücksichtigt. Für ihn ist zum einen ein steiler ($L \rightarrow 0$) Plasmagradiant notwendig, wie er bei den meisten Anwendungen im Ultrakurzpulsbereich zu finden ist. Zum anderen darf die Teilchengeschwindigkeit nicht zu groß werden, sodass ein ausreichend großer Streuquerschnitt erhalten bleibt.

In [33] ist gezeigt, wie sich die Abhängigkeit der Absorption von den Laser- und Targetparametern in zwei Grenzfällen verhält. So gilt nach [46] für den senkrechten Einfall

$$\begin{aligned} \text{Wenige Stöße pro Zyklus: } \eta_{\text{NSE}} &\stackrel{\nu_{ei} \ll \omega_0}{=} \frac{2\nu_{ei}}{\omega_P} \\ \text{Viele Stöße pro Zyklus: } \eta_{\text{NSE}} &\stackrel{\nu_{ei} \geq \omega_0}{=} \frac{2\omega_0}{\omega_P} \sqrt{\frac{\nu_{ei}}{\omega_0}} \end{aligned} \quad (2.29)$$

mit der Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz ν_{ei} . Zur Quantifizierung der Absorption durch NSE muss also ν_{ei} bestimmt werden. Die Stoßfrequenz gibt [47] an mit

$$\nu_{ei} = \frac{4\sqrt{2\pi}}{3} \frac{n_e Z e^4}{m^2 v_{te}^3} \ln \Lambda \approx 2,91 \cdot 10^{-6} Z n_e T_e^{-\frac{3}{2}} \ln \Lambda \text{ s}^{-1}, \quad (2.30)$$

wobei Z die Anzahl freier Elektronen pro Atom ist, n_e die Elektronendichte in cm^{-3} , T_e die Temperatur der Elektronen in eV und $\ln \Lambda$ der Coulomb-Logarithmus. Letzterer ist ein Korrekturfaktor der Größenordnung 10, der die genauen Plasmaparameter berücksichtigt.

Alternativ kann im Fall des stufenartigen Übergangs die Stoßfrequenz als Reziprokes der Kopplungszeit zwischen Elektronen und Phononen angesehen werden, die für Metalle bei ≈ 10 fs liegt und somit eine Absorption von $< 1\%$ zur Folge hat [48].

2.5.2 Inverse Bremsstrahlung

Die inverse Bremsstrahlung ist insofern als der inverse Effekt der Bremsstrahlung zu verstehen, als dass das Elektron hierbei Energie durch Strahlung gewinnt, anstelle sie zu verlieren. Sie ist ein eigenständiger Absorptionsprozess, der allerdings auch häufig auf einen anderen Absorptionsprozess folgt. Durch das Lawson-Woodward-Kriterium ist klar, dass das Elektronen keine Nettoenergie gewinnen kann, solange es in Phase mit dem elektrischen Feld oszilliert. Stößt es bei dieser Oszillation mit einem Ion, gerät es außer Phase und kann somit einen Teil der Oszillationsenergie als Nettoenergie aufnehmen, womit es das Plasma aufheizt.

Die Prozesse der folgenden Kapitel haben alle zur Folge, dass die beschleunigten Elektronen irgendwann mit Ionen stoßen werden. In der Laser-Fusions-Forschung ist sie der dominante Absorptionsprozess, da hier vor allem Plasmen mit sehr großen Gradientenlängen vorkommen [49] (die folgenden Absorptionsprozesse benötigen deutlich kürzere Gradienten).

Für beide Absorptionsmechanismen, die Stöße berücksichtigen, gilt, dass mit steigender Temperatur die Stoßfrequenz sehr schnell sinkt ($\nu_{ei} \propto T_e^{-3/2}$), sodass stoßfreie Prozesse die Absorption bestimmen. Im Folgenden werden daher auch stoßfreie Mechanismen vorgestellt. Es gilt allgemein, dass bei einer Intensität von $I\lambda^2 < 10^{16} \text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$ Absorptionseffekte durch Stöße signifikant [50] sind.

2.5.3 Resonanzabsorption

Die Resonanzabsorption stellt einen stoßfreien Absorptionsprozess dar, bei dem das elektrische Feld des Laserpulses resonant an eine Elektronen-Plasmawelle koppelt und somit das Plasma heizt.

Hierbei propagiert der Laserpuls zunächst innerhalb eines unterkritischen Plasmas mit einer relativ großen Gradientenlänge. Da der Laserpuls p-polarisiert ist, kann der Anteil, welcher entlang des Plasmagradients schwingt, am Punkt der kritischen Dichte n_{krit} .

(siehe Kapitel 2.3) resonant an eine Elektronen-Plasmawelle (Propagierende Elektronendichtefluktuations innerhalb des Plasmas) ankoppeln.

Für einen Einfallswinkel θ findet die Reflexion nicht bei $n_{\text{krit.}}$, sondern bei $n_{\text{krit.}} \cos^2(\theta)$ statt. Jedoch tunnelt ein Teil der Welle bis zu $n_{\text{krit.}}$, um dort wieder resonant an eine Plasmawelle anzukoppeln [51]. Unter senkrechtem Einfall kann die Laserpolarisation auch als s-polarisiert beschrieben werden. Da sie somit keinen Feldanteil besitzt, der parallel zum Dichtegradienten schwingt, ist Resonanzabsorption hierbei unmöglich.

Um die Gradientenlänge zu ermitteln, die für einen bestimmten Einfallswinkel die maximale Absorption ermöglicht, kann die Denisov-Funktion $\Phi(\xi)$ verwendet werden [51]. Sie gibt die Absorption in Abhängigkeit von $\xi = (kL)^{1/3} \sin(\theta)$ an (mit $k = 2\pi/\lambda$). Die Absorption kann mit $\eta_{\text{Abs.}} = \Phi^2(\xi)/2$ berechnet werden, welche ein Maximum bei einer Skalenlänge von 200 nm besitzt; für die typischen Experimentierparameter dieser Arbeit: $\lambda = 800$ nm und $\theta = 45^\circ$ [13]. Um diese Gradientenlänge zu erreichen, müsste ein Vorpuls mit einer Intensität von $4 \cdot 10^{14}$ W/cm², der sich 4 ps vor dem Hauptpuls befände, vorhanden sein [52]. Die daraus resultierende Absorption läge im Bereich von ≈ 85 % [13].

Die Plasmawelle kann ihre Energie auf unterschiedliche Weise an das Target/Plasma weitergeben. Die Elektronen der Plasmawelle geben zum Teil ihre Energie durch Stöße an Ionen ab (siehe auch inverse Bremsstrahlung in Kapitel 2.5.2), was das Plasma aufheizt, aber die Welle abschwächt. Je geringer die Dichte des Plasmas ist, desto geringer ist auch die Stoßrate und damit verbunden die Absorption.

Teilchen, die sich langsamer als die Welle bewegen, entziehen dieser Energie, während schnellere Teilchen den gegenteiligen Effekt zeigen. Unter der Annahme, dass diese Teilchen einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung folgen, findet man stets mehr langsame als schnelle Teilchen, was somit immer zu einer Abschwächung der Welle führt, was auch als Landau-Dämpfung bezeichnet wird.

Werden sehr hohe Intensitäten verwendet, sodass die Oszillation der Elektronen eine größere Amplitude besitzt als die Wellenlänge der Plasmawelle, „bricht“ diese und Elektronen können mit hoher Geschwindigkeit ins Target beschleunigt werden.

Forsslund *et al.* entwickelten bereits 1977 eine Skalierung der durch Resonanzabsorption erreichten Elektronenenergien in Abhängigkeit der Laser- und Elektronenparameter. Demnach sind die Elektronenenergien

$$T_H \approx 14 \left(I_{16} \lambda^2 \right)^{\frac{1}{3}} T_c^{\frac{1}{3}}, \quad (2.31)$$

wobei die Intensität I_{16} des Laserpulses in Einheiten von 10^{16} W/cm² angegeben wird, die Wellenlänge λ in μm und die Elektronentemperatur T_c nahe der kritischen Dichte in keV [53]. Die geringe Skalierung mit der Intensität kann dabei helfen, diesen Mechanismus zu identifizieren.

Die Resonanzabsorption konnte hier aus drei Gründen ausgeschlossen werden. Zum einen konnte die Beschleunigung von Elektronen parallel zum Dichtegradienten experimentell nicht bestätigt werden (siehe Kapitel 4.3), zum anderen wurden keinerlei Vorpulse bis zu einem Kontrast von 10^5 und bis 200 ps vor dem Hauptpuls gemessen (siehe Kapitel 4), die eine Gradientenlänge von 200 nm ermöglichen könnten. Des Weiteren konnte in Kapitel 4 keine Skalierung mit $T_H \propto (I_{16}\lambda^2)^{\frac{1}{3}}$ gemessen werden.

2.5.4 Anomaler Skin-Effekt

Ähnlich zum normalen Skin-Effekt oszillieren die Elektronen innerhalb der Skintiefe im Laserfeld und erhalten ihre Energie durch Stöße mit Ionen (siehe inverse Bremsstrahlung in Kapitel 2.5.2), wobei die mittlere freie Weglänge der Elektronen kleiner als die Skintiefe war. Die Besonderheit beim Anomalen Skin-Effekt (ASE) besteht nun darin, dass die mittlere freie Weglänge durch Erhöhung der Temperatur nun größer als die Skintiefe ist, was zur Folge hat, dass die Elektronen die Energie des elektrischen Feldes nun weiter ins Plasma tragen können und somit eine nicht-lokale Beziehung zwischen dem Feld innerhalb und außerhalb des Plasmas entsteht [33].

Die Absorption für den ASE berechnet sich aus

$$\eta_{\text{ASE}} = \frac{8\omega l_a}{3\sqrt{3}c} \approx \left(\frac{T_e [\text{keV}]}{511}\right)^{\frac{1}{6}} \left(\frac{n_{\text{krit.}}}{n_e}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.32)$$

mit der vergrößerten Skintiefe l_a [54, 55]. Für die herrschende Plasmatemperatur ergab sich eine Absorption von $\approx 4\%$. Da diese deutlich unter der gemessenen Absorption lag, war dieser Absorptionsprozess nicht relevant.

2.5.5 Schicht-inverse-Bremsstrahlung

Catto und More prägten 1977 den Begriff der *sheath inverse-bremsstrahlung* (SIB) [56]. Sie kann mit der inversen Bremsstrahlung verglichen werden, da das Elektron nicht in Phase mit dem Laserzyklus ist, weil es das Laserfeld erst zu einer beliebigen Phase wahrnimmt.

Sie gilt für Plasmen, die bereits überkritisch sind, und ist eine Folge irreversibler *kicks* (kurze Beschleunigungen) des Laserfeldes. Dieses dringt dabei nur teilweise durch die oberste „Schicht“ des Plasmas ein und beschleunigt Elektronen, die das Target sonst verlassen würden, zurück ins Target.

1995 erweiterten Yang *et al.* die Bewegungsgleichung der Elektronen um den Term $\vec{v} \times \vec{B}$. Sie zeigten dadurch, dass SIB und der anomale Skineffekt zwei Grenzen des selben Ab-

sorptionsmechanismus sind [57]. SIB gilt unter der Bedingung

$$\frac{\omega_L l_S}{v_{te}} = \frac{\omega_L c}{\omega_P v_{te}} \gg 1 \quad (2.33)$$

mit der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen $v_{te} = \sqrt{2k_B T_e/m_e}$, der Boltzmannkonstante $k_B = 1,380 \cdot 10^{-23}$ J/K und der Skintiefe l_S .

Um die thermische Geschwindigkeit angeben zu können, muss zunächst die Plasmatemperatur bestimmt werden. Dazu können Skalierungen für stoßfreie Absorptionsmechanismen und vorangegangenen Messungen herangezogen werden.

Für Intensitäten von $\approx 10^{17}$ W/cm² skaliert die Elektronentemperatur mit $T_{\text{hot}} \propto (I\lambda^2)^{1/3}$, für Intensitäten $> 10^{18}$ W/cm² mit $T_{\text{hot}} \propto (I\lambda^2)^{1/2}$, da die Absorption vor allem durch ponderomotives Heizen stattfindet [50]. Aufgrund der Tatsache, dass der Intensitätsbereich der meisten Experimente dieser Arbeit zwischen diesen beiden Werten lag, und aufgrund der Ergebnisse aus den Kapiteln 4 und 5 muss die zweite Skalierung gewählt werden.

Mit den Ergebnissen von Osterholz *et al.* für ein vergleichbares Lasersystem ergibt sich somit eine Plasmatemperatur von maximal 590–740 eV (je nach Intensität der Experimente in den Kapiteln 4, 5 und 7). Für beide Temperaturen ergibt sich somit eine thermische Geschwindigkeit der Elektronen von $\approx 0,04 \cdot c$. Formel 2.33 lässt sich somit zu $0,04 \cdot \omega_P \ll \omega_L$ umschreiben. Diese Bedingung ist innerhalb des Gradienten erfüllt. Um daraus die Absorption für einen beliebigen Einfallswinkel zu ermitteln, entwickelten Yang *et al.* 1996 die *sheat-transit absorption* [58]. Hierbei zeigte sich jedoch eine äußerst geringe Abhängigkeit von der Intensität der Laserpulse. Da die Messungen aus Kapitel 4 dies nicht bestätigten, war dieser Prozess somit nicht mehr relevant.

2.5.6 Brunelmechanismus

Der Brunelmechanismus erhöht die Energie der Elektronen, indem diese einen halben Laserzyklus lang beschleunigt werden, ohne innerhalb des nächsten Halbzyklus im gleichen Maß verlangsamt zu werden.

Wie bereits bei der SIB und der ASE ist auch für den Brunelmechanismus ein steiler Plasmagradient $L/\lambda \ll 1$ notwendig. Allerdings gelten Erstere nur, solange der Plasmadruck P_e größer als der Lichtdruck P_L ist [33]. Aus beiden Größen folgt der Zusammenhang

$$\frac{P_L}{P_e} = \frac{2I_0/c}{n_e k_B T_e} \approx \frac{660 I_{18}}{160 n_{23} T_{\text{keV}}} < 1, \quad (2.34)$$

wobei I_{18} die Laserintensität in Vielfachen von 10^{18} W/cm² ist, n_{23} die Elektronendichte in Vielfachen von 10^{23} cm⁻³ und T_{keV} die Temperatur in keV. Oberhalb dieser Grenze liegt

das Regime des Brunelmechanismus und der Resonanzabsorption [33] (siehe auch Kapitel 2.5.3 zur Resonanzabsorption).

Der Brunelmechanismus folgt aus der Asymmetrie der Oszillation von Elektronen im elektrischen Feld bei der Reflexion an einem Festkörper/Plasma. Ein Elektron, das in das Interferenzfeld aus einlaufendem und reflektiertem Laserstrahl gelangt, wird in diesem einen halben Zyklus lang beschleunigt (siehe für Details Kapitel 2.6.1) und gelangt dabei zurück ins Target. Die Entschleunigung im nächsten Halbzyklus kann somit nicht im gleichen Maß geschehen, da das Feld im Target evaneszent abfällt. Das Elektron nimmt somit seine gewonnene kinetische Energie mit ins Target und heizt dieses auf [59].

Gibbon verwendet bei der Modellierung dieses Mechanismus die Kondensatornäherung, in der das magnetische Feld ($\vec{v} \times \vec{B}$) ignoriert wird und erhält für die Absorption im nicht-relativistischen Grenzfall ($a_0 \ll 1$)

$$\begin{aligned}\eta_{\text{Brunel}} &= \frac{a_0}{2\pi} f^3 \frac{\sin^3(\theta)}{\cos(\theta)} \\ f &= \frac{(1 + 8\beta)^{1/2} - 1}{2\beta} \\ \beta &= \frac{a_0 \sin^3 \theta}{2\pi \cos \theta}.\end{aligned}\tag{2.35}$$

Für einen Einfallswinkel von 45° und einen relativistischen Laserparameter von $a_0 = 0,25$ ergibt sich eine Absorption von $\eta_{\text{Brunel}} \approx 14\%$. Dies scheint zunächst zu gering zu sein (Vergleiche Kapitel 4). Allerdings schreibt Gibbon auch, dass die Absorption für moderate Laserparameter ($I\lambda^2 = 10^{16} \text{ W/cm}^2$ und $L/\lambda \approx 0,1$) bis zu 70% erreichen kann. Da die Intensitäten dieser Arbeit nahe an dieser Grenze waren, sollte die Diskrepanz der Absorptionen näher erläutert werden.

Beim schrägen Einfall entstehen immer auch Komponenten des elektrischen Stroms, die entlang der Oberfläche zeigen. Durch die elektrostatische Natur der Kondensatornäherung geht das induzierte Magnetfeld, welches entlang der Elektronenbewegung zeigt, verloren. Dieses beeinflusst erheblich die Bahnen der Elektronen. Die Absorption wird damit unterschätzt.

Der Brunelmechanismus ist somit von Relevanz für die Betrachtung der gemessenen Spektren. Im Folgenden wird nur indirekt auf diesen eingegangen, da er lediglich die Grundlage für einen Beschleunigungsmechanismus darstellt, der von Brandl postuliert wurde [13]. Dessen direkte Mehrfachbeschleunigung wird in Kapitel 2.6.2 erklärt. Sie dient bei der Erläuterung der Spektren in Kapitel 4 als Ergänzung zum Beschleunigungsprozess, welcher in Kapitel 5 detailliert vorgestellt wird.

2.6 Beschleunigungsprozesse

Elektronenbeschleunigungsprozesse sind immer auch Absorptionsprozesse. Dennoch wird den folgenden beiden Prozessen jeweils ein eigenes Unterkapitel gewidmet, da sie die Grundlage für die Beschreibung der Ergebnisse der Kapitel 4, 5 und 7 bilden.

2.6.1 Ponderomotive Beschleunigung

Interagiert ein geladenes Teilchen mit dem oszillierenden elektrischen Feld eines Laserpulses, vollführt es ebenfalls eine oszillatorische Bewegung. Dessen mittlere kinetische Energie wird auch ponderomotives Potential U_P genannt

$$U_P = \frac{e^2 I}{2c\epsilon_0 m \omega_0^2} = 9.33 \cdot 10^{-14} \cdot (\lambda[\mu\text{m}])^2 \cdot I \left[\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right] \text{eV}. \quad (2.36)$$

Es setzt sich zusammen aus der Ladung e des Teilchens, seiner Masse m der Intensität des Laserfelds I und dessen Frequenz ω_0 .

Bei einer räumlichen Änderungen des ponderomotiven Potentials bewegt sich das Elektron zum kleineren U_P , wodurch es kinetische Energie gewinnt (wobei $E_{\text{kin, max}} = U_P$). Verändert sich das Feld zeitlich, wie es bei ultrakurzen Laserpulsen der Fall ist, hängt die gewonnene Energie stark vom Injektionszeitpunkt des Teilchens in das Laserfeld ab. Bei der Wechselwirkung eines kosinusförmigen Laserpulses (maximale Amplitude bei Phase $\phi = 0^\circ$) mit einem Elektron im Vakuum erreicht dieses bei der Injektionsphase von $\phi = 17^\circ$ eine Energie von $3,17 \cdot U_P$. Dies folgt aus der Bewegungsgleichung des Elektrons, welche in [60] für unterschiedliche Injektionsphasen gelöst wurde.

In dem Fall, dass der Laserpuls an einer spiegelnden Oberfläche reflektiert wird, wie es teilweise bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung der Fall ist, kann die maximale Energie der Elektronen weiter zunehmen. Einfallender und reflektierter Laserpuls erzeugen ein Interferenzfeld, welches als Vektoraddition der beiden Felder aufgefasst werden kann. Liegt die Reflektivität der Oberfläche bei 100 %, dann entspricht die Amplitude des Interferenzfeldes $E_{\text{int.}} = \sqrt{E_{\text{inf.}}^2 + E_{\text{refl.}}^2} = \sqrt{2} \cdot E$. Somit gilt für die Intensität des Interferenzfeldes $I_{\text{int.}} = 2 \cdot I$. Bei der Wechselwirkung eines Laserpulses mit einer Oberfläche kann folglich maximal die Energie

$$U_{\text{lim}} \leq 2 \cdot 3,17 \cdot U_P \quad (2.37)$$

an das Elektron übertragen werden. Die Situation im Experiment wird im Folgenden mit einer Monte-Carlo-Simulation modelliert, welche unter anderem das ponderomotive Limit U_{lim} bestätigt. In Abbildung 2.5 ist gezeigt, wieviel Energie Elektronen durch direkte Beschleunigung in einem Laserfeld erreichen können. Hierbei wurde eine Simulation

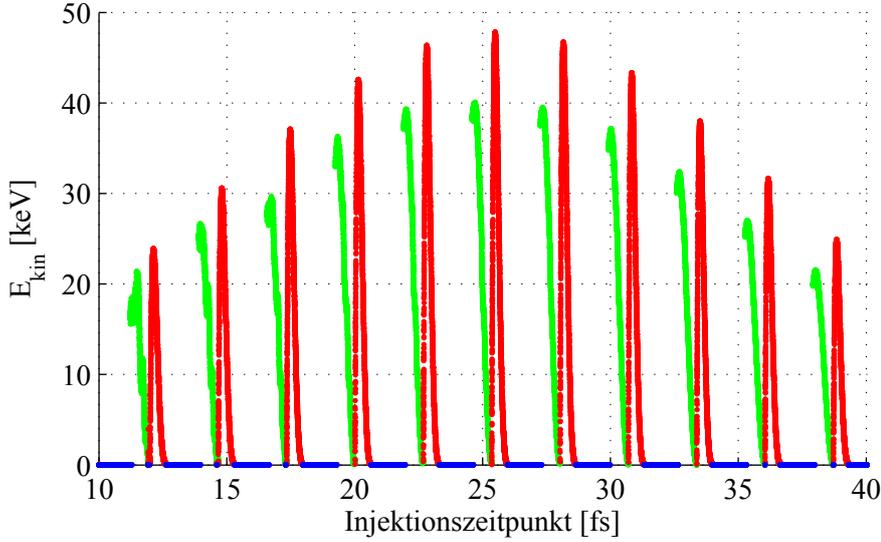


Abbildung 2.5: Elektronenbeschleunigung innerhalb des Interferenzfeldes aus einfallendem und reflektiertem Laser an einer spiegelnden Oberfläche ($R = 100\%$) in Abhängigkeit vom Injektionszeitpunkt. Drei Trajektorien sind möglich: Elektronen werden sofort ins Target beschleunigt (Blau), vom Target weg und kehren später zu diesem zurück (Rot), vom Target weg und kehren nicht zurück (Grün). Das ponderomotive Limit $U_{\text{lim}} \approx 46$ keV ist für die rote Kurve gut zu sehen (Art der Darstellung angelehnt an [13]).

verwendet, welche ausschließlich die Laser-Elektron-Wechselwirkung berücksichtigte. Elektrostatische Felder und die Wechselwirkung der Elektronen untereinander oder mit dem Festkörpertarget wurden vernachlässigt.

Das Target wurde durch eine spiegelnde Oberfläche mit variierbarer Reflektivität dargestellt, um die Absorption innerhalb der Skintiefe zu realisieren. Es war außerdem nicht davon auszugehen, dass sich der Plasmagradient während der geringen Interaktionszeit mit einem Puls der Dauer $\tau = 27$ fs signifikant vergrößern würde, sodass die Targetoberfläche nicht mehr als stufenartig angesehen werden könnte. Für ähnliche Bedingungen konnte gezeigt werden, dass die Plasmaskalenlänge für diese geringe Zeitskala bei der Wechselwirkung des Pulsmaximums mit dem Target 2,9 nm betrug und somit als stufenartig für eine Wellenlänge von 800 nm angenommen werden konnte [35].

Für die Untersuchung wurde ein p-polarisierter Laserpuls mit dem relativistischen Laserparameter $a_0 = 0,24$ (wird auch „normiertes Vektorpotential“ genannt) verwendet, welcher unter einem Winkel von 45° die Oberfläche des Targets traf. Dieses besaß zunächst eine Reflektivität von 100 % (in Kapitel 4.3 wird die Reflektivität zu $R = 33\%$ bestimmt werden). Die Richtung des Interferenzfeldes und damit auch die Richtung der beschleunigten Elektronen ergeben sich aus

$$\phi = \arctan\left(\frac{1}{\sqrt{R}}\right), \quad (2.38)$$

wobei $\phi = 0^\circ$ die Richtung des einfallenden Lasers ist, $\phi = 45^\circ$ die Targetnormale und $\phi = 90^\circ$ die Reflexionsrichtung. Des Weiteren wurden die Elektronen zu unterschiedlichen Zeiten in den Fokus des Laserpulses injiziert, um so die Abhängigkeit auf die gewonnene Energie untersuchen zu können.

Es ergaben sich drei Sorten von Trajektorien: 1) Elektronen werden sofort ins Target beschleunigt (Blau), 2) Elektronen werden vom Target wegbeschleunigt, kehren aber wieder zu diesem zurück (Rot), Elektronen werden vom Target wegbeschleunigt und kehren nicht mehr zu diesem zurück (Grün). Die maximale Energie der Elektronen, die vom Target wegbeschleunigt wurden, lag somit bei ≈ 40 keV. Elektronen, die wieder ins Target beschleunigt wurden, konnten das vorhergesagte Maximum aus Formel 2.37 erreichen (aus $a_0 = 0,24$ folgt $U_P = 7,35$ keV und somit $U_{\text{lim}} = 46,6$ keV).

Dieser Beschleunigungsprozess könnte zum einen über die Richtungscharakteristik der Elektronenemission und zum anderen über die Skalierung der Elektronenenergie mit der Intensität identifiziert werden.

2.6.2 Direkte Mehrfachbeschleunigung

Die mehrfache direkte Beschleunigung von Elektronen in einem Laserfeld stellt eine Möglichkeit dar, eine höhere Energie als das ponderomotive Limit U_{lim} zu erreichen. Brandl *et al.* zeigten 2009, wie durch mehrfaches Beschleunigen in einem Laserfeld mit $U_P = 4,7$ keV kinetische Energien > 150 keV erreicht werden konnten [14].

Die Elektronen befinden sich dabei anfangs innerhalb des Targets, von dem sie zu einem bestimmten Zeitpunkt ins Laserfeld injiziert werden. In einem zweiten Schritt werden die Elektronen ponderomotiv im Laserfeld beschleunigt; die gewonnenen Energien und die Flugrichtungen hängen dabei von den Injektionszeitpunkten in das Laserfeld ab (Details in Kapitel 2.6.1). Die Elektronen, die dabei ins Target zurückbeschleunigt werden, können in diesem elastisch streuen. Jener Teil der gestreuten Elektronen, welcher das Target daraufhin wieder verlässt, wird ein weiteres Mal in das Laserfeld injiziert und kann so erneut beschleunigt werden (siehe die exemplarische Bahn eines Elektrons in Abbildung 2.6). Dieser Prozess ist wiederholbar, allerdings sinken der Streuquerschnitt und damit die Stoßwahrscheinlichkeit mit zunehmender kinetischer Energie, was diesen Prozess nicht beliebig wiederholbar macht. Ohne die Berücksichtigung von Zweierstößen reicht das Spektrum bis 70 keV, während es inklusive Stöße bis > 230 keV reicht (Abbildung 2.6 rechts). Die Auswirkung elastischer Streuprozesse innerhalb des Targets ist folglich für die Gesamtbetrachtung experimenteller Spektren notwendig.

Es ist besonders hervorzuheben, dass das simulierte Spektrum bei Brandl *et al.* für den Fall ohne Streuung Energien zeigte, die dort nicht weiter diskutiert wurden. Dies wird

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Teil dieser Dissertation wurde am Lasersystem „Phaser“ (**P**hase-Stabilized **H**eine **L**aser) der Arbeitsgruppe Pretzler im Institut für Laser- und Plasmaphysik durchgeführt.

Die folgenden Unterkapitel werden zunächst das Lasersystem und dessen Besonderheiten beschreiben. Dieses unterscheidet sich vor allem von vergleichbaren Lasersystemen, da es die Möglichkeit besitzt, die CEP sowohl zu stabilisieren als auch verändern zu können. Des Weiteren werden die Experimentierkammer und die darin enthaltenen diagnostischen Gerätschaften vorgestellt und erläutert. Zuletzt werden der Aufbau und die Funktionsweise von Sekundärexperimenten beschrieben.

Während der Beschreibung wird Bezug zum Kapitel 2 hergestellt, um die Notwendigkeit einzelner Konzepte die „performance“ des Lasers oder Messungen betreffend begründen zu können

3.1 Lasersystem

Das Lasersystem stellt eine hochkomplexe Maschine dar, dessen Verständnis essentiell für die Durchführung von Experimenten mit einem hohen wissenschaftlichen Anspruch ist.

In diesem Kapitel werden alle wichtigen „Stationen“ des Lasers besprochen, was in Hinblick auf die durchgeführten Messungen zu beachten ist und wie einzelne Pulsparameter verändert werden konnten.

Bei „Phaser“ handelt sich um ein Lasersystem der Firma „Femtolasers“, welches aus einem Oszillator, einer Verstärkerstufe und einer Hohlfaser besteht. Das Lasersystem wurde

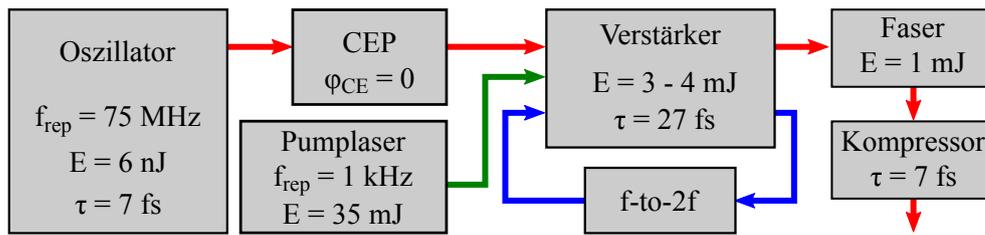


Abbildung 3.1: Schematische Aufbau des Lasersystems, reduziert auf die wesentlichen Komponenten. Die wichtigsten Parameter werden nur aufgeführt, wenn sie das erste Mal von Relevanz sind oder sie sich ändern. In Rot ist der Weg des primären Laserstrahls eingezeichnet, in Grün der des Pumplasers und in Blau der Weg der CEP-Stabilisierung des Verstärkers durch das f-to-2f-Interferometer.

mit einer Möglichkeit zur Verkleinerung der Repetitionsfrequenz und allen notwendigen Diagnostiken zur vollständigen Charakterisierung der Laserpulse erweitert.

Im Wesentlichen können zwei unterschiedliche „Sorten“ von Laserpulsen generiert werden: Durch spektrale Verbreiterung der Pulse innerhalb der mit Neon gefüllten Hohlleiter können Laserpulse mit einer Pulsenergie von $E = 1$ mJ erzeugt werden, die ein Fourierlimit von ≈ 6 fs besitzen. Dies entspricht einer Pulsleistung von > 100 GW. Ein Bypass um die Hohlleiter ermöglicht Pulse mit $E = 1,5$ mJ bei einem Fourierlimit von 27 fs und somit einer Pulsleistung ~ 50 GW. Mit einer off-axis Fokussierparabel mit einer Brennweite von 5" können Intensitäten bis $5 \cdot 10^{17}$ W/cm² erreicht werden. Beide Sorten können mit einer Repetitionsfrequenz von 1 kHz bis hinunter zu einzelnen Schüssen verwendet werden.

Das Lasersystem wird nun entlang der Propagationsrichtung der Laserpulse beschrieben.

Oszillator

Der gemeinsame Ursprung aller Laserpulse ist der Oszillator des Typs „Rainbow™“ der Firma „Femtolasers“. Hier wird aus cw-Licht (*continuous wave*, Dauerstrich-Licht) das erste Mal ein Zug aus Laserpulsen. Dies geschieht durch Modenkopplung mittels Kerr-Linsings (siehe Kapitel 2.2.1). Dies bedeutet vereinfacht, dass nur Moden mit der korrekten Divergenz im Resonator oszillieren können. Es wird besonders darauf geachtet, anschwingende cw-Moden durch Anpassung des Stabilitätsbereichs (Länge des Resonators) zu unterdrücken, da diese im Verstärkungsprozess zu viel Leistung abgreifen und so optische Bauteile beschädigen könnten.

Innerhalb des Resonators befindet sich bereits das erste wichtige Bauteil der CEP-Stabilisierung. Hier sind zwei Glaskeile verbaut (Glasprismen mit einem sehr spitzen Winkel von $< 5^\circ$ und einer Dicke von < 5 mm), welche motorisiert gegeneinander verfahren werden, um hochpräzise die Dispersion zweiter Ordnung und damit die Pulsdauer einstellen zu können. Den Oszillator verlassen Pulse mit einer Energie von ~ 6 nJ und einem Fourierlimit von ≈ 7 fs bei einer Repetitionsfrequenz von 75 MHz.

CEP-4 Modul

Das Zusatzmodul „CEP4™PRO“ stabilisiert das erste Mal die CE-Phase der Pulse. Dazu wird der Pulszug mit einem Strahlteiler in zwei Arme aufgeteilt. Der Arm, der die CEP misst, erhält nur einen geringen Teil der Pulsenergie. Hier werden die Pulse zunächst in einen PPLN-Kristall (*periodically poled lithium niobate*) fokussiert. In diesem kommen mehrere nichtlineare Prozesse gleichzeitig zum Tragen: Selbstphasenmodulation, Second Harmonic Generation und Differenzfrequenzerzeugung. Das Resultat sind zwei spektral verbreiterte und gegeneinander verschobene Pulse.

Dort, wo sich beide Pulse spektral überlagern, kann eine Schwebungsfrequenz identifiziert werden. Diese wird am Ende des Arms mit einer schnellen Photodiode gemessen. Die genaue Funktionsweise wird detailliert in Kapitel 3.2.2 besprochen.

Die tatsächliche Stabilisierung der Pulse erfolgt im zweiten Arm. Hier ermöglicht es ein akusto-optischer Modulator (hier im Speziellen ein *acoustooptic frequency shifter*, AOFS [61, 62]), die CE-Frequenz der Pulse und damit dessen CE-Phase zu stabilisieren. Die zwei Vorteile dieser Art der CEP-Stabilisierung sind auf der einen Seite die zeitlich unbegrenzte Laufzeit, da die selbstreferenzierte Stabilisierung nicht durch den Regelbereich eines Bauteils begrenzt ist. Zum anderen wirkt die Stabilisierung direkt auf denselben Puls, der im ersten Arm gemessen wurde. Somit ist sichergestellt, dass alle Pulse, die das CEP-4 Modul verlassen, dieselbe Phase besitzen.

Da es sich beim AOFS um ein zeitlich veränderliches Transmissionsgitter handelt (Details in Kapitel 3.2.2), weist die zur Verwendung kommende -1te Ordnung einen Winkelchirp auf (Details zur Entstehung, Messung mittels invertiertem Feldautokorrelator und Korrektur in [63]). Dieser träte in einem Fokus als räumlicher Chirp auf, wodurch der Fokus nicht mehr das Beugungsminimum (siehe Kapitel 2.1) erreichen würde. Der Winkelchirp wird daher mit einem einzelnen Glaskeil kompensiert, welches einen spitzen Winkel von $\approx 18^\circ$ besitzt.

Nach der Stabilisierung und anschließender Pulsdauerkompression beträgt die Pulsenergie nur noch 2 nJ, die Pulsdauer liegt weiterhin bei 7 fs und für alle Pulse gilt $\phi_{CE} = 0$.

Verstärker

Hierbei handelt sich um einen Titan-Saphir (Ti:Sa) Multipass-Verstärker des Typs „FEM-TOPOWER™HE CEP“, der die Pulsenergie von 2 nJ auf >3 mJ verstärkt. Das Prinzip der Verstärkung ist die *chirped pulse amplification* (CPA) [64], die sich aus der zeitlichen Streckung der Pulse, deren Verstärkung und anschließender zeitlicher Kompression zusammensetzt. Bei der zeitlichen Streckung wird die Pulsdauer in einem Glasstrecker auf einige 10 – 20 Pikosekunden verlängert [65].

Der Glasstrecker besteht aus vier Prismen, die der Puls zweimal durch die Spiegelung an einem Retroreflektor durchläuft und somit zeitlich verlängert wird. Die Besonderheit da-

bei ist, dass zwei der Prismen mit einem Piezoaktuator (im Folgenden Piezo genannt) im Nanometerbereich gegeneinander verfahren werden können. Aufgrund der Geometrie des Strahldurchgangs kann so die Weglänge durch das Glas verändert werden. Wie in Kapitel 2.1 bereits beschrieben wurde, ist die Gruppen- und Phasengeschwindigkeit in einem Medium unterschiedlich. Aufgrund des daraus resultierenden Laufzeitunterschieds ergibt sich eine Änderung der CE-Phase. Durch die Motorisierung eines der beiden Prismen kann die CE-Phase an dieser Stelle innerhalb des möglichen Regelbereichs verändert werden.

Die gestreckten Pulse gelangen daraufhin zehnmal durch den Ti:Sa-Verstärkerkristall. In diesem wird die Besetzungsinversion mit einem Pumplaser erreicht, der eine Pulsenergie von 35 mJ bei einer Repetitionsfrequenz von 1 kHz zur Verfügung stellt. Während des Verstärkungsprozesses werden die zu verstärkenden Pulse Ti:Sa-Pulse genannt.

Bei den ersten vier Durchgängen kommt es zur Kleinsignalverstärkung, deren Effizienz eine Synchronisierung der Repetitionsfrequenzen von Pumplaser und Ti:Sa-Pulsen noch nicht erfordert.

Ab dem fünften Durchgang wird mit einer Pockelszelle die Repetitionsfrequenz des Ti:Sa-Pulszugs an die des Pumplasers (1 kHz) angepasst und mit diesem synchronisiert.

Eine Folge des Verstärkungsprozesses ist die spektrale Einengung des Ti:Sa-Pulses. Dieser Effekt wird *gain narrowing* genannt.

Die Effizienz der Verstärkung ist für den zentralen Bereich des Spektrums höher als für den Randbereich. Dadurch nimmt die spektrale Intensität im Zentrum, relativ zu den spektralen Randbereichen, viel stärker zu. In Folge dessen sinkt die Bandbreite des Pulses. Dieser Effekt ist nicht erwünscht, da mit dem *gain narrowing* auch eine Vergrößerung des Fourierlimits einhergeht (siehe Pulsdauer-Bandbreite-Produkt in Kapitel 2.1).

Um dem *gain narrowing* entgegenzuwirken, wird das Spektrum bewusst deformiert. Dies geschieht mit einem „Dazzler“ der Firma „Fastlite“; einem akusto-optischer Modulator ähnlich dem im CEP-4 Modul (Funktionsweise in Kapitel 3.2.3). Die spektrale Intensität der Ti:Sa-Pulse wird dazu im Zentrum gezielt reduziert.

Einige weitere Möglichkeiten des Dazzlers sind die Veränderung der Dispersion bis zur vierten Ordnung, das Aufbringen eines Vor- oder Nachpulses und die Reduzierung der Pulsenergie. Letztere kann zwischen der maximalen Pulsenergie von 3,3 mJ und 0,4 mJ variiert werden. Die untere Grenze ergibt sich aus der minimalen durchschnittlichen Pulsleistung für die korrekte Funktionsweise der 4-Quadranten-Dioden und motorisierten Spiegel der automatisierten Strahllagestabilisierung.

Vor- und Nachpulse können nur bis zu einem Maximum von 10 % der akustischen Welle innerhalb des Dazzlers erzeugt werden. Dies ist gleichbedeutend mit 10 % der elektrischen Feldstärke des primären Pulses und somit 1 % dessen Intensität. Der größte zeitliche Abstand zum Primärpuls beträgt dabei 2 ps.

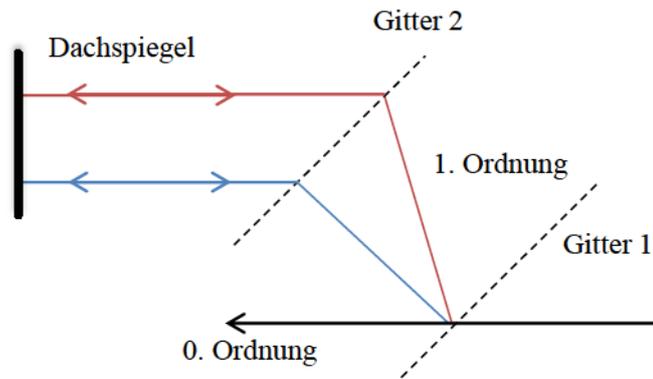


Abbildung 3.2: Schematischer Aufbau des Gitterkompressors in der Aufsicht. Gezeigt ist der Laufzeitunterschied zwischen den langwelligeren und kurzwelligeren Anteilen des Spektrums. Bei der Reflexion am Dachspiegel entsteht ein Ebenenwechsel, sodass ein- und auslaufende Pulse einen Höhenunterschied aufweisen.

Die Kompression erfolgt in einem Transmissionsgitterkompressor (siehe Abbildung 3.2). Dieser besteht aus zwei Transmissionsgittern und einem Retroreflektor (Dachspiegel). Im ersten Transmissionsgitter werden die Pulse spektral aufgespalten. Die Weglängen zum zweiten Transmissionsgitter sind für die langwelligeren Anteile des Spektrums länger als für die kurzwelligeren Anteile. Dies führt zu negativer Dispersion zweiter Ordnung (D_2) und reduziert somit die Pulsdauer der stark positiv *gechirpten* Pulse. Da jede Farbe nun eine andere Richtung im Raum besitzt, wird ein zweites, paralleles, baugleiches Transmissionsgitter verwendet, um die Strahlen zu kollimieren. Allerdings liegen diese nun räumlich nebeneinander. Daher kommt ein Retroreflektor zum Einsatz, sodass die Pulse denselben optischen Weg mit einem Parallelversatz in der Höhe wieder zurücklaufen können und letztlich alle spektralen Anteile wieder auf derselben optischen Achse liegen. Die Kompression erfolgt dabei ein zweites Mal.

Der Einfallswinkel auf das erste Transmissionsgitter wird so gewählt, dass parasitäres, zurückreflektiertes Licht, welches somit entgegen des einfallenden Laserstrahls propagiert, spektral aufgespalten ist. Dies hat zur Folge, dass die Intensität bereits nach einem kurzen Laufweg zu vernachlässigen ist und somit keine Schäden innerhalb des Verstärkers verursachen kann.

Um stets den richtigen Einfallswinkel zu gewährleisten, wird die Strahlage in den Gitterkompressor mit einem motorisierten Spiegel (Aktuatorspiegel) und einer Vier-Quadranten-Diode stabilisiert.

Durch Variation des Abstands der Gitter zueinander kann der Laufzeitunterschied der spektralen Anteile verändert werden. Der Gitterkompressor stellt somit eine Möglichkeit dar, die Pulsdauer für die nachfolgenden Experimente zu verändern.

f-to-2f-Interferometer

Bevor der Strahl den Verstärker verlässt, wird ein geringer Teil abgegriffen und zum f-to-2f-Interferometer geleitet, um dort die CE-Phase zu messen. In einem Saphirplättchen wird das Spektrum durch Selbstphasenmodulation so stark verbreitert, dass es mehr als eine Oktave ($\Delta\lambda \geq \lambda/2$) umfasst. Dadurch ist es nun möglich, dass sich das Spektrum und dessen zweite Harmonische, die in einem BBO-Kristall (Beta-Bariumborat) erzeugt wird, spektral überschneiden, wodurch eine Schwebung entsteht. Dessen Frequenz wird in einem Spektrometer detektiert (Details zur Funktionsweise in Kapitel 3.2.2).

Das 2-to-2f-Interferometer ist mit dem variablen Glasstrecke über eine Feedbackschleife verbunden. Dadurch kann die CEP sowohl stabilisiert als auch geändert werden.

Hohlfaser

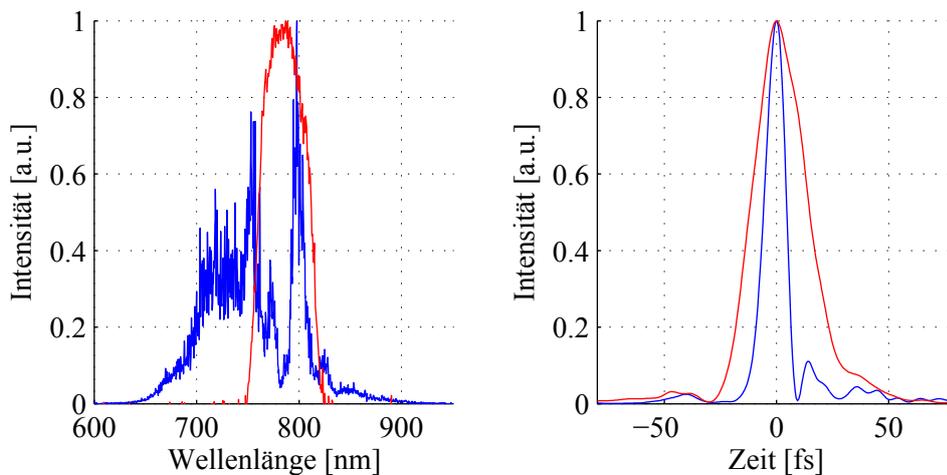


Abbildung 3.3: Laserspektren und zeitliche, bandbreitenbegrenzte Pulsformen vor (rot) und nach der Hohlfaser (blau). Durch die Hohlfaser ist eine starke spektrale Verbreiterung und eine Reduzierung des Fourierlimits erkennbar.

Bevor der Puls in die Hohlfaser eingekoppelt wird, gelangt er über acht Kompressorspiegel, die die Pulsdauer bei jeder Reflexion so verkürzen, dass der Puls innerhalb der Hohlfaser bandbreitenbegrenzt ist. Um ein kleineres Fourierlimit zu erzielen, ist eine Verbreiterung des Spektrums notwendig (siehe Pulsdauer-Bandbreite-Produkt in Kapitel 2.1). Dies geschieht durch Selbstphasenmodulation in einer mit Neon gefüllten Hohlfaser (der Effekt ist in Abbildung 3.3 zu sehen). Das Fourierlimit der Laserpulse konnte so von 27 fs auf < 7 fs verringert werden. Einer der Hauptbestandteile dieser Arbeit war die Optimierung

der Hohlleiter, um unter anderem Experimente mit CEP-Variationen zu ermöglichen. Eine ausführliche Beschreibung der Hohlleiter ist in Kapitel 6 zu finden.

Frequenzzacker

Die meisten Experimente im Rahmen dieser Dissertation erforderten es, einzelne Schüsse auf ein Target abgeben zu können. Nur wenige können mit 1 kHz betrieben werden. Es liegt nahe, in die Steuerung der Pockelzelle einzugreifen, um eine beliebige Frequenz oder sogar Einzelschüsse vorzugeben. Um zu verstehen, warum dies nicht möglich ist, wird der Verstärkungsprozess genauer betrachtet.

Die durch den Pump Laser im Ti:Sa-Kristall deponierte Energie kann nur zu einem Teil vom Seed abgegriffen werden, die restliche Energie erzeugt *amplified spontaneous emission* (ASE) oder wird in Wärme umgewandelt. Um einem unkontrollierten Aufheizen entgegenzuwirken, wird der Ti:Sa-Kristall auf 174 K gekühlt. Es entsteht ein thermisches Gleichgewicht aus dem Pump Laser, der Energie hinzufügt und aus dem zu verstärkenden Laserpuls, der ASE, Strahlungsverlusten und der Kühlung, die dem Kristall Energie entziehen. Die Kühlung ist wichtig, damit das *thermal lensing* innerhalb des Kristalls kontrolliert stattfindet. Zu *thermal lensing* kommt es, da durch die transversale Intensitätsverteilung ebenso eine transversale Temperaturverteilung und somit auch eine Änderung des temperaturabhängigen Brechungsindex einhergeht. Der planparallele Kristall wirkt so plötzlich als Linse und verändert damit die Divergenz der Laserstrahlung. Bei der Konzeption eines Verstärkers wird dies berücksichtigt. Wird das thermische Gleichgewicht gestört, indem zum Beispiel die Repetitionsfrequenz des Ti:Sa-Pulszugs geändert wird, ändert sich ebenso das *thermal lensing*, da nun mehr Energie im Ti:Sa-Kristall verbleibt. Dies resultiert in Problemen bei der spektralen Verbreiterung in der Hohlleiter. Des Weiteren wird die Strahlstabilisierung beeinträchtigt, da diese nur bei 1 kHz verlässlich arbeitet.

Um die Repetitionsfrequenz herunterzutakten, muss also eine Technik eingesetzt werden, die erst nach dem Verstärker und nach der Hohlleiter eingreift. Mechanische Shutter haben für den gewünschten Strahlquerschnitt am Fasergehäuseausgang von ~ 10 mm eine zu geringe Verschluss- und Öffnungsgeschwindigkeit, als dass sie zwei Pulse mit einem Laufzeitunterschied von 1 ms ($1/(1 \text{ kHz})$) trennen könnten, ohne einen der Pulse teilweise abzuschneiden. Die Folge von teilweise abgeschnittenen Pulsen ist stets Beugung an der Kante und damit verbunden eine lokale Überhöhung des elektrischen Felds, die wiederum zu Schäden führen kann.

Dem Shutter wird also ein Chopperrad vom Typ „MC 2000“ der Firma „THORLABS“ vorangestellt. Das Chopperrad ist eine Scheibe mit zwei gegenüberliegenden Löchern, die jeden zehnten Puls durchlässt und somit die Repetitionsfrequenz von 1 kHz auf 100 Hz heruntertakten. Der nun verzehnfachte Laufzeitunterschied ermöglicht es, einen Shutter der Firma „Newport“ zu verwenden, ohne dass einzelne Pulse abgeschnitten werden.

Variabler Pulskompressor

Bevor die Pulse im Experiment zur Wechselwirkung gebracht werden, wurde deren Dispersion kompensiert, um möglichst kurze Pulse und möglichst hohe Intensitäten zu erhalten. Das Ziel dabei ist es immer, die Bandbreitenbegrenzung zu erreichen.

Die charakteristische Dispersion der Hohlleiter, 4 m Luftweg, ein Paar Glaskeile und 1 mm Quarzglas werden mit dem kommerziellen Spiegelkompressor „MOSAIC™“ der Firma Femtolasers kompensiert. Dieser befindet sich, ebenso wie die Beamline (Rohrsystem zur Führung der Laserstrahlung) und die Experimente, im Hochvakuum ($p < 10^{-5}$ mbar). Er besteht aus acht Multilayerspiegeln, die dem Puls bei jeder Reflexion negative Dispersion zweiter und dritter Ordnung aufprägen. Dies geschieht, indem jede Wellenlänge des Pulses an einer anderen Schicht reflektiert wird und somit unterschiedliche Laufwege der einzelnen Wellenlängen erzeugt werden können. Um die Dispersion präzise einstellen zu können, befindet sich an Luft ein Paar Glaskeile, welche gegeneinander verfahren werden können, ohne einen Strahlversatz zu induzieren.

Teleskop

Für die Experimente an Oberflächen wird der Strahl mit einem Teleskop um den Faktor Drei aufgeweitet. Das Teleskop besteht aus einer fokussierenden Parabel und einem kollimierenden sphärischen Spiegel.

Beamline

Die Beamline ist ein Rohrsystem, über das der Puls in jede der drei Versuchskammern gelangen kann. Innerhalb des Rohrsystem herrscht ein Hochvakuum ($p \approx 10^{-5}$ mbar), welches von Turbomolekularpumpen aufrechterhalten wird.

Zur Strahlführung kommen vier Zoll durchmessende Silberspiegel der Firma „Layertec“ zum Einsatz, welche durch eine breitbandige Multilayerbeschichtung eine verbesserte Reflektivität besitzen. Um für jedes Experiment denselben Strahlverlauf in das Experiment zu gewährleisten, sind zwei der Spiegel motorisiert, sodass sie innerhalb des Vakuums von außen justiert werden können.

Aufgrund von Reflexionsverlusten beträgt die Transmission durch den Spiegelkompressor und die Beamline bis zum Experiment 65 %.

3.2 Messung und Stabilisierung der *carrier envelope phase*

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der Messung und Stabilisierung der *carrier envelope phase* (CEP).

Innerhalb des Lasersystems kommen sowohl zwei unterschiedliche Techniken zur Messung der CEP zum Einsatz, als auch zwei unterschiedliche Techniken, diese zu stabilisieren. Für ein besseres Verständnis wird hier von der chronologischen Reihenfolge aus Kapitel 3.1 abgewichen und zunächst die Messtechniken und anschließend die Stabilisierungstechniken erläutert.

3.2.1 Frequenzkamm

Für die Messung und Stabilisierung der CE-Phase im Oszillator ist eine Betrachtung des Pulszuges als Frequenzkamm notwendig, da die CE-Phase an späterer Stelle einer CE-Frequenz zugeordnet werden wird. Für die Entwicklung des Frequenzkamms erhielten Theodor W. Hänsch, John L. Hall und Roy J. Glauber 2005 den Nobelpreis in Physik [66].

Für einen Umlauf im Laserresonator benötigt die Einhüllende eines Pulses die Zeit T . Die Repetitionsfrequenz der Pulse lautet somit $\nu_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{T}$. Sie kann leicht mit einer Photodiode gemessen werden (die Wiederholrate des Oszillators ist ≈ 75 MHz, somit beträgt der Pulsabstand ≈ 13 ns. Dioden sind in der Regel viel schneller).

Die Propagationsgeschwindigkeiten der Trägerwelle und ihrer Einhüllenden sind jedoch unterschiedlich (siehe Kapitel 2.1), wodurch die CE-Phase während der Propagation durch ein Medium nicht konstant bleiben kann. Da innerhalb des Resonatorraums des Oszillators kein Vakuum herrscht und das laseraktive Medium ebenfalls ein dispersives Element darstellt, kommt es pro Umlauf (*roundtrip*) eines Laserpulses zum Phasenversatz

$$\Delta\phi = \omega_c L \left(\frac{1}{v_G} - \frac{1}{v_P} \right), \quad (3.1)$$

wobei ω_c die Frequenz der Trägerwelle ist [67].

Da der Phasenversatz die zusätzliche Propagation der Phase des elektischen Feldes zu der Propagation der Einhüllenden beschreibt, steigt somit auch die Repetitionsfrequenz, da die Phase schneller voranschreitet und sich damit häufiger pro Umlauf wiederholt.

Das Spektrum eines unendlich langen Pulszuges mit der Trägerfrequenz ω_c ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Alle Moden des Frequenzkamms sind also um die Repetitionsfrequenz des Phasenversatzes verschoben. Letztere wird auch Offsetfrequenz genannt und ergibt sich aus $\omega_{CE} = \frac{\Delta\phi}{T}$ [68].

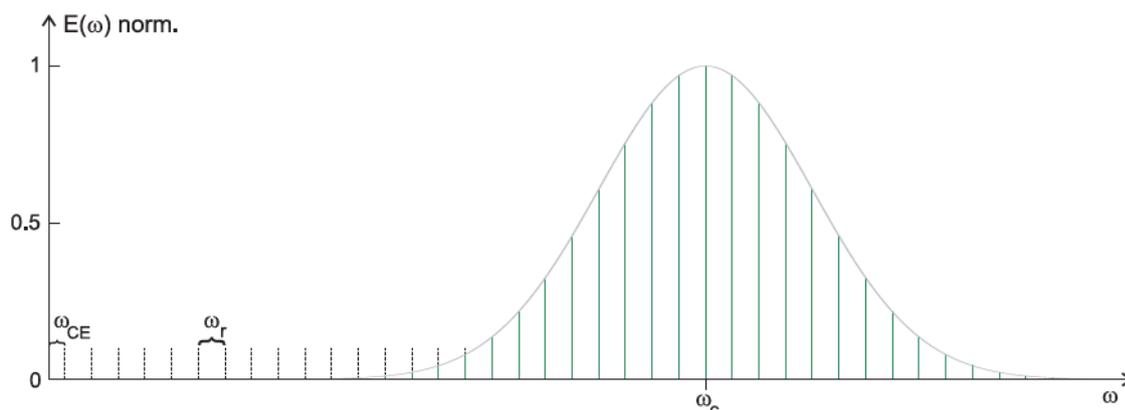


Abb. 2.2 Bildspektrum eines Laserpulses (Repetitionsrate ω_r und Offsetfrequenz ω_{CE}) mit der Trägerfrequenz ω_c . Die Extrapolation des Frequenzkamms zu kleinen Frequenzen liefert die CE-Frequenz ω_{CE} . Nach [Ude04].

Das Spektrum eines Laserpulses setzt sich demnach aus der Repetitions- und der Offsetfrequenz zusammen: $\omega_n = n \cdot \omega_r + \omega_{CE}$, wobei $n \in \mathbb{N}$ ist und typischerweise in der Größenordnung 10^6 liegt [70].

Der Frequenzkamm ist schematisch in Abb. 2.2 dargestellt. Die Abstände zwischen den Zinken sind bei modengekoppelten Lasern äquidistant und haben den Betrag der Repetitionsrate ω_r [Rei+99; Ude+99].

3.2.2 Messtechniken für die carrier envelope phase

Der Frequenzkamm besitzt die spektrale Breite von $E_A(\omega)$ und hat ein Maximum bei der Trägerfrequenz ω_c . Letztere ist in der Regel kein ganzzahliges Vielfaches der Repetitionsrate und es gilt $\omega_c = n\omega_r + \omega_{CE}$, $n \in \mathbb{N}$. Die Extrapolation des Frequenzkamms zu kleineren Frequenzen zeigt, dass die kleinste Frequenz ω_{CE} gegen 0 verschoben ist. Es sei noch angemerkt, dass der Frequenzkamm eines Pulszuges im *few cycle*-Regime über deutlich mehr Moden verfügt, als in Abb. 2.2 dargestellt.

Aus den ersten Erfahrungen der CEP-Messungen von *Xu et al.* durch die Kreuzkorrelation bei einer Repetitionsrate von $f_r = 80$ MHz und einer Ausgangsenergie von $\Delta f = 100$ THz besitzt der entsprechende Frequenzkamm 2 Millionen Moden. Diese sogenannte f-to-2f Interferometrie ist eines von zwei Verfahren, mit denen die CEP-Frequenzkamm hat die Messung von Signalen unbekannter Frequenz revolutioniert und ist gerade für Stabilisierung der CEP von hoher Wichtigkeit. Erst wenn die CE-Frequenz gemessen werden kann, eröffnen sich Möglichkeiten, sie auch zu regulieren.

Das Prinzip der f-to-2f Interferometrie ist die spektrale Überlagerung des Fundamentalspektrums der Frequenz f mit dessen frequenzverdoppeltem Spektrum $2f$ [73]. Die Technik ist selbstreferenzierend, da hierfür kein zweiter Puls notwendig ist. Die Entwicklung von Methoden zur Stabilisierung der CEP blickt auf eine noch junge Geschichte zurück. 1996 wurde die Kreuzkorrelation zweier aufeinanderfolgender Pulse zur Messung der CEP und späteren Phasenkontrolle vorgeschlagen [Xu+96].

Aufbauend auf den Erfahrungen mit der Frequenzkamm-Erzeugung, erschienen in der Folgezeit nicht-lineare Effekte, wie die SHG oder die Differenzfrequenzerzeugung

2.2. Phasenstabilisierung

Damit beide Spektren zur spektralen Interferenz gebracht werden können, muss die Bandbreite des Fundamentalspektrums eine Oktave umfassen, das heißt $\Delta\lambda \geq \lambda/2$. Dies wird

38

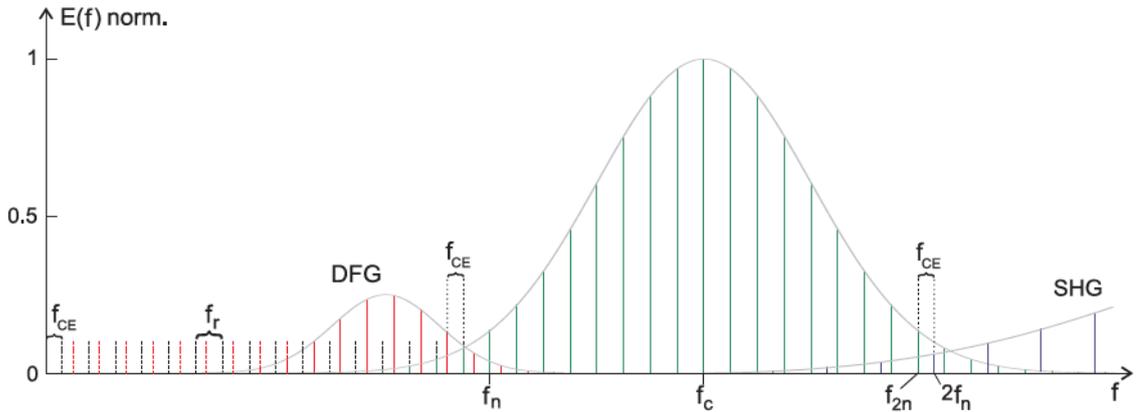


Abbildung 3.5: Skizzierte Frequenzkämme aus DFG- (rot) und SHG-Moden (blau). Die Überlagerung mit den Moden der Fundamentale (grün) resultiert bei beiden Prozessen in einer Schwebung. Diese schwingt exakt mit der CE-Frequenz. Nach [FAK04; Ude04].

durch Selbstphasenmodulation in einem Saphirkristall erreicht (siehe Kapitel 2.2.2). Nach $f_{ref} = f_r/4 \approx 20$ MHz in einem Phasendetektor. Mithilfe einer dünnen Quarzscheibe der SHG (second harmonic generation, $f \rightarrow 2f$) in einem BBO Kristall lauten die beiden im Resonator kann die CE-Frequenz grob an f_{ref} angepasst werden. Der Phasenspektren

schlupf je Puls beträgt somit $\Delta\phi = \omega_{CE}T = 2\pi f_{CE}/f_r \approx \pi/2$ (vgl. Abb. 2.1). Dadurch kann die CEP mit jedem vierten Umlauf im Resonator annähernd reproduziert werden.

Über die zusätzliche Variation der Pumpintensität wird die CE-Frequenz über nicht-lineare Effekte im LiTaO₃-Kristall phasenstarr zum Referenzsignal gehalten.

Die Variation der Pumpleistung erfolgt über einen steuerbaren akustooptischen Modulator (AOM). Im Verstärker wird das Spektrum des SHG (schwarz) mit dem Frequenzpuls verstärkt. Da unterschiedliche Anteile des Fundamentalspektrums f_n ($f_n \rightarrow f_n$ bzw. $n \rightarrow 2n$) mit dem niederfrequenten Anteil des SHG-Spektrums $2f_n$ spektral interferiert, lautet die Schwebungsfrequenz

Phasenschlupf im Verstärker wird mit einem zweiten f-to-2f-Interferometer gemessen und via elektronischem Regelkreis und AOM korrigiert.

$$f_{CE} = 2f_n - f_{2n}. \quad (3.4)$$

Eine weitere Möglichkeit, die CE-Frequenz zu kontrollieren, bietet z.B. ein Resonatorspiegel auf einer piezoelektrischen Schallkopfdröhre [Jon00]. Über ein Prisma wird das Spektrogramm in die Phasenmodulation des Spiegels gewandelt.

Das f-Puls- und der 2f-Puls resultiert. Mit dem Verfahren der Fourier transform spectral interferometry (FTSI [74]) wird das Spektrum in den Zeitraum überführt. Dort wird der Bereich um τ_0 herausgefiltert und zurücktransformiert. In dem Signal ist die Information über die CE-Phase enthalten. Sie zu erhalten erfordert weitere aufwendige Verfahren, auf die in [75] eingegangen wird.

2.2.2. Phasenstabilisierung bei voller Oszillator-Repetitionsrate

Die f-to-2f Interferometrie wird innerhalb des Verstärkers eingesetzt. Wird nur diese Messtechnik und die korrespondierende Stabilisierung eingesetzt, kann auch nur eine Stabilisierung ein muss das Referenzsignal über einen Regelkreis stabilisiert werden. Zum Änderung der CE-Phase von wenigen Stunden ermöglicht werden (die Gründe dafür werden im Folgenden besprochen). Um diesen Zeitraum auf die Dauer eines Messtages zu erweitern,

wird im Oszillator eine weitere Technik zur Stabilisierung angewendet. Als Messtechnik kommt die 0-to-f Interferometrie zum Einsatz, die im Folgenden erklärt wird.

0-to-f Interferometrie

Ebenso wie bei der f-to-2f-Interferometrie wird durch die spektrale Interferenz zweier Spektren aus der Schwebungsfrequenz die CE-Frequenz bestimmt. Allerdings ist das zweite Spektrum hierbei nicht höher-, sondern niederfrequenter, da es anstelle von SHG zur *difference frequency generation* (DFG) kommt. Das DFG-Spektrum besteht aus der Differenz des nieder- und hochfrequenten Anteils des Pulses. Dadurch entsteht ein Spektrum, welches nun Frequenzen von 0 bis f enthalten kann, was dieser Methode ihren Namen gegeben hat. Für die Schwebungsfrequenz folgt somit

$$f_S = (f_{ce} + n_{\text{high}}f_{\text{rep}}) - (f_{ce} + n_{\text{low}}f_{\text{rep}}) = (n_{\text{high}} - n_{\text{low}})f_{\text{rep}}. \quad (3.5)$$

Das DFG-Signal hängt nun nicht mehr von f_{ce} ab. Hier wird der Vorteil gegenüber der f-to-2f-Interferometrie deutlich, da das Referenzsignal nun nicht mehr CEP-stabilisiert werden muss und somit theoretisch ein zeitlich unbegrenzter Einsatz möglich wäre. Aus der Überlagerung des DFG-Signals mit dem Fundamentalspektrum folgt für einen Oszillator der verwendeten Bauart eine CE-Frequenz von $f_{ce} \approx 10$ MHz.

Das DF-Signal wird dazu in einem PPLN-Kristall erzeugt, der neben Selbstphasenmodulation auch DFG und SHG macht [62], wobei Letztere nur ein Nebeneffekt ist.

3.2.3 Stabilisierung der *carrier envelope phase*

Dieses Unterkapitel widmet sich den Techniken zur Stabilisierung der CE-Phase, wobei auf Kapitel 3.2.2 Bezug genommen wird.

Stabilisierung der CEP innerhalb des Verstärkers

Die Stabilisierung der Verstärkerpulse macht sich die Tatsache zu Nutze, dass die Gruppen- und Phasengeschwindigkeit unterschiedlich ist. In Kapitel 3.1 wurde bereits erwähnt, dass im Verstärker zur Streckung der Oszillatordpulse eine Reihe von Glasprismen eingesetzt werden. Dadurch, dass zwei der Prismen mit einem Piezo gegeneinander verschoben werden können, können die Weglängen durch die Prismen verändert werden. Während die Veränderung der Pulsdauer (durch Veränderung der Menge an D2) zu vernachlässigen ist, ändert sich die CE-Phase ausreichend. Der Piezo ist dazu über eine Feedback-Schleife mit dem f-to-2f-Interferometer verbunden. Das gezielte Verfahren der Prismen innerhalb eines begrenzten Verstellwegs ermöglicht es auch, die CEP in einem Bereich von ± 10 rad zu ändern.

Da die Pulse durch das „CEP4-Modul“ (siehe 3.1) bereits alle dieselbe stabile Phase besitzen, reicht der begrenzte Stellweg dennoch aus, um über einen ganzen Messtag einen gleichmäßigen Betrieb zu gewährleisten. Wie dies erreicht wird, wird im folgenden Abschnitt erklärt.

Im Prinzip wird die CEP-Stabilisierung des Verstärkers eingesetzt, um erstens Temperaturschwankungen über einen langen Zeitraum zu kompensieren und zweitens die CE-Phase gezielt verändern zu können.

Stabilisierung der CEP der Oszillatorpulse

Damit die Stabilisierung im Verstärker über einen langen Zeitraum funktionieren kann, werden die Oszillatorpulse mit dem „CEP4-Modul“ zunächst auf $\phi_{\text{CE}} = 0$ stabilisiert.

Wie bereits in Kapitel 3.2.1 beschrieben wurde, kann die CE-Phase einer CE-Frequenz zugeordnet werden. Werden also alle Pulse in einem *acousto-optic frequency shifter* (AOFS) um diese Frequenz verschoben, entsteht ein Pulszug, bei dem jeder Puls die Phase $\phi_{\text{CE}} = 0$ besitzt. Ein AOFS ist ein zeitlich und räumlich veränderliches Transmissionsgitter. Über einen Piezo werden in einem Kristall Gitterschwingungen erzeugt, um eine beliebige Struktur zu erzeugen, an der das Laserlicht gebeugt wird. Die Schwingungsfrequenz addiert sich dabei zu der Frequenz der Pulse.

Diese Technik ist zum einen nur für schwache Pulse einsetzbar und verfügt zum anderen nur über eine Transmission von $\approx 75\%$. Sie kann daher nicht in einem Verstärker eingesetzt werden.

Die Schwebungsfrequenz von $f_{\text{ceo}} \approx 10$ MHz wird mit der Repetitionsfrequenz der Oszillatorpulse addiert, um in den AOFS-typischen Arbeitsbereich von 85 ± 1 MHz zu kommen. Fluktuationen der Laserleistung können auch bei der DFG zu Signalschwankungen führen, was allerdings ebenfalls durch die Verwendung eines AOFS unterbunden wird [61].

3.3 Charakterisierung der Pulse

In der theoretische Betrachtung der Laserpulse in Kapitel 2.1 wurden die wichtigsten Laserkenngrößen eingeführt. Hier soll gezeigt werden, wie diese Größen experimentell bestimmt werden können.

Dazu gehören sowohl die Messung des räumlichen als auch des zeitlichen Profils. Mit der Charakterisierung der Laserpulse können in den Kapiteln 4 - 7 verlässliche Aussagen über die Wechselwirkung der Laserpulse mit Materie getroffen werden.

3.3.1 Energiefluktuationen

Die Energie der Pulse wurde über einen „Leistungsmesskopf“ bestimmt. Das Funktionsprinzip basierte auf der Erwärmung des Detektors, was die Detektion einzelner Pulse mit einer Energie von ≈ 1 mJ nicht ermöglichte. Im Dauerbetrieb bei 1 kHz konnten somit nur die mittlere Leistung und daraus die mittlere Pulsenergie bestimmt werden; eventuelle Fluktuationen würden nicht auffallen.

Die Verwendung einer Photodiode ermöglichte die Detektion der Pulsenergie für einzelne Pulse. Zur Überwachung der Leistung des Verstärkers befindet sich bereits eine Diode im Verstärkergehäuse, welche die Pulsenergie nach dem zehnten Pass durch den Verstärkerkristall detektierte. Mit ihr wurden 1000 aufeinanderfolgende Pulse aufgenommen und deren Energie in ein Histogramm eingetragen. Die resultierende Normalverteilung der Pulse hatte ihr Zentrum bei 5,49 a.u. und eine Gaußbreite von 0,12 a.u., was einer relativen Schwankung der Pulsenergie von $\pm 2,2\%$ entsprach. Dieser Wert bezieht sich nur auf Pulse, die nicht mit der Hohlfaser spektral verbreitert wurden.

Dieselbe Messung mit spektral verbreiterten Pulsen zeigte ebenfalls eine Normalverteilung der detektierten Pulsenergien. Ihr Zentralwert lag bei 2,45 a.u. bei einer Gaußbreite der Verteilung von 0,14 a.u., was einer relativen Schwankung von $\pm 5,7\%$ entsprach.

In Kapitel 7 wird die Pulsenergie während der Verwendung von Einzelschüssen „live“ gemessen. Dies geschah mit einem Rückreflex an einem Glasskeil, der mit einer Photodiode detektiert wurde.

3.3.2 Räumliche Pulsform

Es war wichtig, darauf zu achten, dass das räumliche Profil des Laserstrahls an jeder Stelle des Systems bis hin zum Experiment einen annähernd gaußförmigen Verlauf aufwies, um eine möglichst gute Fokussierung zu gewährleisten. Das Strahlprofil wurde daher mit einer CCD-Kamera des Typs „WinCamD“ der Firma „DataRay Inc.“ vermessen, auf die ein Taper aufgebracht war, um einen größeren Stahlquerschnitt messen zu können. Mögliche Abweichungen von einem Gaußprofil konnten starke Intensitätsüberhöhungen im Zentrum des Strahls, eine Abweichung von einem radialsymmetrischen Profil oder sogar Beugung sein (siehe Kapitel 6).

Diese Abweichungen äußerten sich in der Qualität des Fokus, der nicht mehr gaußförmig und somit nicht mehr beugungsbegrenzt war. Dies konnte zum Teil durch eine Verbesserung der Einkopplung in die Glasfaser kompensiert und durch die Stabilisierung über einen ganzen Messtag bewahrt werden. Des Weiteren wurde die Position des Auskoppelfensters der Faser verändert (Details dazu finden sich in Kapitel 6).

3.3.3 Pulsdauer

Zur Messung der Pulsdauer kann ein Intensitäts-Autokorrelator verwendet werden. Dazu stand für einige Zeit ein kommerzielles Gerät vom Typ „Femtometer“ der Firma Femtolasers zur Verfügung. Der Autokorrelator ist wie ein Michelson-Interferometer aufgebaut. Zunächst wird der Strahl mit einem Strahlteiler im Verhältnis 1:1 auf zwei unterschiedliche optische Arme aufgeteilt. Beide Arme reflektieren die Strahlen mittels Retroreflektoren, die den Strahl parallel, aber mit einem Versatz zurücklaufen lassen. Einer der beiden Retroreflektoren kann mit einem Piezo bewegt werden, wodurch sich die optische Weglänge verkürzt und verlängert. Der andere Retroreflektor kann senkrecht zum einlaufenden Strahl verschoben werden, um so einen parallelen Strahlversatz des auslaufenden Strahls zu erreichen. Beide Strahlen werden im Strahlteiler wieder zusammengeführt und über eine 90°-Parabel in einen SHG-Kristall fokussiert. Dieser erzeugt nur bei einem zeitlichen und räumlichen Überlapp beider Strahlen ein Signal, welches in der Winkelhalbierenden abgestrahlt und mit einer Photodiode gemessen wird. Die Autokorrelationsfunktion lautet demnach

$$A(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t)I(t - \tau)dt \quad (3.6)$$

mit dem zeitlichen Pulsabstand τ , welcher durch Verfahren des ersten Arms hergestellt wird. Diese Technik stellt eine einfache und schnelle Möglichkeit dar, die Pulsdauer zu messen, wobei Informationen über die spektrale Phase $\phi(\omega)$ während der Autokorrelation verloren gehen. Außerdem kann mathematisch gezeigt werden, dass $A(\tau) = A(-\tau)$ ist, was bedeutet, dass dem zeitlichen Verlauf keine Richtung zugewiesen werden kann. Dies wird wichtig, wenn eine Aussage darüber getroffen wird, ob der Puls Vor- oder Nachpulse besitzt. Chung und Weiner stellten 2001 fest, dass es bei der gemessenen Pulsform zu Mehrdeutigkeiten kommen kann [76]. Ihre Arbeit zeigte, dass unterschiedliche Pulsformen mit unterschiedlichen spektralen Phasen dieselbe Autokorrelation und Pulsdauer ergeben konnten.

Dies wurde jedoch für Pulse, die nahe an der Bandbreitenbegrenzung waren, nicht bestätigt. Zur Verifizierung der Messmethode wurde die Pulsdauerzunahme für eine definierte Menge D_2 (in Form von Glas) im Strahl mit dem theoretischen Wert nach Formel 2.13 verglichen. Aus der exakten Übereinstimmung beider Werte wurde gefolgert, dass keine Mehrdeutigkeiten die Messung beeinträchtigten.

Für gaußförmige Pulse gilt ein Entfaltungsfaktor, der den gemessenen Puls um das $\sqrt{2}$ -fache länger erscheinen lässt. Der Vorteil der Intensitätsautokorrelation ist, dass sie hintergrundfrei arbeitet, da das Signal (im Gegensatz zur interferometrischen Autokorrelation) für große τ verschwindet.

Im Gegensatz zur Intensitätsautokorrelation könnten einer interferometrischen Autokorrelation eingeschränkt Informationen über die spektrale Phase entnommen werden. Da

diese für die Rekonstruktion der zeitlichen Pulsform jedoch nicht vollständig sind, wurde ein SPIDER eingesetzt.

3.3.4 Zeitliche Pulsform

Die spektrale Phase $\phi(\omega)$ ist nötig, um die tatsächliche zeitliche Pulsform rekonstruieren zu können. Da sie sowohl bei der Intensitätsautokorrelation als auch bei der interferometrischen Autokorrelation verloren geht, wurde die Methode der spektralen Interferometrie entwickelt. Sie basiert auf der Idee, bei der Korrelation zweier Pulse deren spektrale Phasen um $\delta\omega$ gegeneinander zu verschieben, also $\omega \rightarrow \omega + \delta\omega$, sodass sie sich bei der spektralen Interferenz nicht mehr herauskürzt. 1998 entwickelten Iaconis und Walmsley den SPIDER (*spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction*), der es ermöglicht, die spektrale Phase eines Pulses zu messen [77, 78].

Das gemessene SPIDER-Interferogramm S_{SI} lautet

$$S_{SI} = |\tilde{E}(\omega)|^2 + |\tilde{E}(\omega + \delta\omega)|^2 + 2|\tilde{E}(\omega)\tilde{E}(\omega + \delta\omega)| \cos \left[\underbrace{\phi(\omega + \delta\omega) - \phi(\omega) + \omega T}_{\phi_{SPIDER}} \right],$$

wobei $\tilde{E}(\omega)$ das elektrische Feld im Frequenzraum ist.

Die „SPIDER-Phase“ ϕ_{SPIDER} ist die Ableitung der spektralen Phase und kann wie folgt geschrieben werden

$$\phi_{SPIDER} = \phi(\omega + \delta\omega) - \phi(\omega) + \omega T = \delta\omega \frac{d\phi}{d\omega} + \omega T. \quad (3.7)$$

Durch Integration der „SPIDER-Phase“ kann die spektrale Phase $\phi(\omega)$ bestimmt und damit die zeitliche Pulsform rekonstruiert werden. Um die Pulsdauer zu minimieren und damit sowohl die Intensität als auch die Auswirkung der CE-Phase zu maximieren, sollte die Phase möglichst nur einen konstanten oder linearen Verlauf zeigen.

Durch ungewollte nichtlineare Prozesse kann es dazu kommen, dass die spektrale Phase stark von einem konstanten oder linearen Verlauf abweicht. Wenn es sich dabei nicht um definierte Dispersion einer bestimmten Ordnung handelt, ist es nicht möglich, den Puls durch die Verwendung von Kompressorspiegeln bis zur Bandbreitenbegrenzung zu verkürzen, da diese nur gezielt Dispersion m -ter Ordnung (typischerweise nur Dispersion zweiter und dritter Ordnung) kompensieren können.

Generell hat der Rekonstruktionsalgorithmus Schwierigkeiten, wenn das Spektrum Stellen geringer spektraler Intensität aufweist, die sich nicht mehr über das Rauschen abheben. Dies ist zum einen bei Spektren nach einer mit Neon gefüllten Hohlleiter nicht unüblich und führt zum anderen zu einer überschätzten Pulsdauer. Der direkte Vergleich der Spider-

und Autokorrelationsmessung zeigt, dass die Pulsdauer bei Ersterem immer um ≈ 2 fs überbewertet wurde. Dies gilt es bei der Diskussion der Messergebnisse zu bedenken.

In dieser Arbeit wurde ein SPIDER des Typs VENTEON|PULSE:FOUR SPIDER der Firma „VENTEON Laser Technologies GmbH“ verwendet.

3.3.5 Kontrast

Der Spider konnte nur die Dispersionen zweiter Ordnung bis ± 1000 fs² messen, was je nach Fourierlimit maximal einige hundert Femtosekunden waren. Um Vor- oder Nachpulse ausschließen zu können, die zeitlich so nah an dem Hauptpuls oder die so intensiv waren, dass sie die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Target beeinträchtigen könnten, wurde ein Autokorrelator dritter Ordnung gebaut [79]. Hiermit konnte der Kontrast der Pulse bis 200 ps vor dem Hauptpuls auf fünf Größenordnungen bestimmt werden.

Der Autokorrelator dritter Ordnung besaß im Gegensatz zum Autokorrelator zweiter Ordnung (siehe Kapitel 3.3.3) die Fähigkeit, $A(\tau)$ und $A(-\tau)$ unterscheiden zu können, womit mögliche „Nebpulse“ Zeiten vor oder nach dem Hauptpuls zugeordnet werden konnten. Dies ist notwendig, da aufgrund des großen Untersuchungsbereichs des Autokorrelators Nachpulse durch Rückreflexe in transmittierenden Bauteilen zu sehen waren, die bei einem Autokorrelator zweiter Ordnung auch als Vorpulse aufgetaucht wären.

Es wurde festgestellt, dass keine detektierbaren Vorpulse bis 2 ps vor dem Hauptpuls und fünf Größenordnungen kleiner als dieser vorhanden waren. Nachpulse durch Reflexionen lagen außerdem zeitlich mehrere Größenordnungen weiter vom Hauptpuls entfernt als die Interaktion im Experiment andauerte.

Speziell Vorpulse, die intensiv genug sind, können bereits einige Zeit vor dem Hauptpuls ein Plasma zünden, welches dann beginnt zu expandieren, wodurch sich der Plasmagradients stark vergrößern kann. Die Wechselwirkung des Hauptpulses mit einem steilen Gradient eines Festkörpertargets wäre somit nicht mehr gegeben. Für Intensitäten von 10^{17} Wcm⁻² könnten ein Vorpuls mit $I_{VP} \leq 10^{12}$ Wcm⁻² immer noch ein Plasma zünden. Dies kann nicht gänzlich ausgeschlossen werden. Jedoch weisen Messungen des Plasmagradients daraufhin, dass keine Vorpulse vorhanden sind, die den Gradienten stark vergrößert hätten [80].

3.4 Experimentierkammer

Innerhalb der Experimentierkammer finden alle Elektronen- und Röntgenmessungen statt. Sie beinhaltet Systeme zur Strahlführung, Fokussierung, Fokusdiagnostik, Targetführung

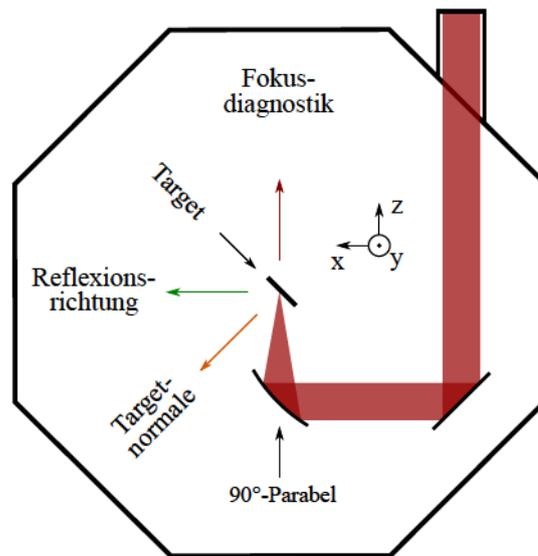


Abbildung 3.6: Schematischer Aufbau der Experimentierkammer (nach [81]). Eingezeichnet sind die wichtigsten Richtungen und das Koordinatensystem. Darstellungen zum Aufbau der konkreten Messungen befinden sich in den jeweiligen Kapiteln.

und die für das Experiment nötige Diagnostik. Ähnlich der Vorgehensweise aus Kapitel 3.1 werden nun die einzelnen Bestandteile der Experimentierkammer der Laserpropagation folgend erläutert.

3.4.1 Aufbau

Strahlführung

Zur Strahlführung kommen vier Zoll durchmessende Silberspiegel der Firma „Layertec“ zum Einsatz, welche durch eine breitbandige Multilayerbeschichtung eine verbesserte Reflektivität besitzen. Um für jedes Experiment denselben Strahlverlauf in das Experiment zu gewährleisten, sind zwei der Spiegel motorisiert, sodass sie innerhalb des Vakuums von außen justiert werden können.

Fokussierung

Die Fokussierung erfolgt über eine mit Gold beschichtete 90° off-axis Parabel mit einer Brennweite von fünf Zoll (= 127 mm) der Firma „Edmund Optics“. Die Parabel besitzt dabei eine Öffnung von 3 Zoll (= 76,2 mm) und ist somit ausreichend, um den gesamten Strahlquerschnitt von ≈ 51 mm aufnehmen zu können. Das Verhältnis aus der Brennweite f und dem Durchmesser D wird Blendenzahl genannt und entspricht hier $N_{\text{Fokussierung}} = f/D = 2,5$. Dies wird bei der Wahl des Mikroskopobjektivs im Abschnitt „Fokusdiagnostik“ wichtig.

Reflektierende fokussierende Optiken werden in der Ultrakurzpulsphysik gegenüber transmittierenden Optiken wie z.B. Linsen bevorzugt, da diese nicht aufgrund von Dispersion die Pulsdauer verändern.

Ein weiterer Vorteil von Parabeln besteht in der Möglichkeit, Astigmatismus des Strahls korrigieren zu können, um einen möglichst beugungsbegrenzten Fokus zu erhalten, während die Richtung des reflektierten Strahls erhalten bleibt. Dies wird ermöglicht, da die Parabel sowohl verkippt als auch verfahren werden kann. Da eine Parabel (genauer Rotationsparaboloid) nur astigmatismusfrei abbildet, wenn der einlaufende Strahl parallel zur Rotationsachse verläuft, kann durch ein absichtliches schiefes Einlaufen des Strahls ein bereits bestehender Astigmatismus korrigiert werden. Dies alleine ist aber für den täglichen Betrieb nicht ausreichend, da die Richtung des reflektierten Strahls nun eine andere ist und sich damit ebenso die Geometrie des Experiments und dessen Diagnostik ändern. Da Parabeln alle parallel einfallenden Strahlen im selben Brennpunkt mit denselben Abberationen abbilden, kann durch die Wahl des Reflexionspunktes auf der Parabel die Richtung des reflektierten Strahls verändert werden, ohne zusätzlichen Astigmatismus zu generieren.

Die Kollimierung des Laserstrahls wird sowohl nach der Hohlleiter als auch im Aufweitungsteleskop mit einem sphärischen Spiegel realisiert. Sphärische Spiegel können nur für einen Einfallswinkel von 0° eine astigmatismusfreie Abbildung erzeugen. Solche Retroreflexionen sind in der Regel zu vermeiden, was einen von 0° -verschiedenen Reflexionswinkel erzwingt. Folglich ist es notwendig, Parabeln zur Fokussierung zu verwenden, um den erhaltenen Astigmatismus wieder entfernen zu können.

Targethalter

Mit dem Targethalter ist es möglich, das zu beschießende Target räumlich in allen drei Dimensionen mit höchster Präzision zu bewegen. Dazu kommen drei Hochpräzisionslineartische der Firma „OWIS“ zum Einsatz. Sie gewährleisten sowohl eine Positionierung als auch einen Positionierungsfehler bei wiederholter Positionierung von $< 1 \mu\text{m}$. Sie bieten somit eine ausreichende Genauigkeit für die Arbeit mit Laserstrahlen mit einer Rayleighlänge von $z_R < 20 \mu\text{m}$ und einer Strahltaile von $w_0 < 4 \mu\text{m}$ (siehe Kapitel 2.1). Zusätzlich zum Target ist an dem Targethalter das Mikroskopobjektiv der Fokusdiagnostik befestigt.

Einer der Lineartische ist so ausgerichtet, dass er entlang der Fokussierichtung (z-Richtung) fährt. Mit ihm können sowohl gezielt das Target im Fokus platziert als auch mit dem Objektiv die Fokusebene abgebildet werden. Für Experimente mit Intensitätsvariation kann der Abstand des Fokus zum Target gezielt eingestellt werden.

Zwei weitere Lineartische verfahren das Target entlang seiner Oberfläche. Dabei bezeichnet die x-Achse die horizontale Verfahung und die y-Achse die vertikale Verfahung. Diese werden primär dafür genutzt, um nach dem Beschuss des Targets schnell und präzise eine unbeschossene Stelle anfahren zu können. Dabei darf sich die z-Position nicht ändern,

sodass der Fokus weiterhin auf der Oberfläche liegt. Ein Target, dessen Oberfläche nicht parallel zu den Verfahrachsen ist, würde beim Verfahren entlang dieser Achsen die Oberfläche auch entlang der z-Achse verschieben.

Um dies zu verhindern, wird das Target beim Einbau mit einem Messtaster der Firma „Haidenhain“ untersucht. Bei dem Messtaster handelt es sich um ein Hochpräzisionswerkzeug, welches durch Entfernungsmessung mittels Laser und Phasengitter eine Positionsbestimmung mit einer Genauigkeit von $1 \mu\text{m}$ ermöglicht. Der Messtaster wird dabei so vor dem Target platziert, dass er dessen Oberfläche berührt. Das Target wird nun über die Lineartische entlang einer Achse hin- und herbewegt, während die Verkippung des Targets gegenüber dieser Achse immer wieder angepasst wird, bis der Messtaster beim Hin- und Herfahren stets denselben Wert anzeigt.

Während die y-Achse und die z-Achse eine Verfahrung um insgesamt 50 mm erlauben, ist es möglich, mit der x-Achse 70 mm zu verfahren. Dies ist ein ausreichender Verfahrweg, um das Target von 2" (50,8 mm) Durchmesser vollständig nutzen zu können. Durch die längere x-Achse kann hier neben dem Target das Mikroskopobjektiv angebracht werden, welches so mit derselben Genauigkeit positioniert werden kann und außerdem ein schnelles und einfaches Wechseln zwischen Target und Fokusdiagnostik erlaubt.

Fokusdiagnostik

Mit der Fokusdiagnostik kann das Strahlprofil an einer bestimmten Stelle entlang der Fokussierichtung vergrößert abgebildet werden. Als Optik kommt ein Mikroskopobjektiv zum Einsatz, welches den Strahl auf eine Kamera abbildet. Bei der Wahl des Objektivs muss die Blendenzahl so gewählt werden, dass diese kleiner als die Blendenzahl der Parabel ist. Eine zu geringe Blendenzahl bedeutet, dass der Strahl innerhalb der Arbeitsdistanz des Objektivs einen größeren Durchmesser als dessen Apertur erreicht und somit nicht mehr vollständig abgebildet werden kann. Die Numerische Apertur des „10x Olympus Plan Achromat Objective“ ist $NA = 0,25$, was einer Blendenzahl von $N_{\text{Objektiv}} = (2 \cdot NA)^{-1} = 2$ entspricht und somit kleiner als die der Fokussierung ist.

Um den Fokus abbilden zu können, wird der Strahl zunächst abgeschwächt. Eine zu hohe Intensität in der Objektivlinse würde nichtlineare Effekte hervorrufen (siehe Kapitel 2.2 zum Kerr-Effekt) oder diese beschädigen. Die Abschwächung erfolgt indem ein Paar Strahlteiler 99 % des Lichts aus dem Strahlverlauf herauspiegeln. Es ist demnach nicht möglich, den unabgeschwächten Fokus abzubilden.

Das Objektiv ist für den Einsatz in Mikroskopen gedacht und liefert hier nahezu kollimiertes Licht für eine Tubuslänge von $\approx 20 \text{ cm}$. Da die Bildweite im Experiment mit $\approx 60 \text{ cm}$ deutlich darüber liegt, wird die Vergrößerung des Objektivs für diese Distanz bestimmt. Dazu wird die Kamera einmal direkt in den Fokus gebracht und dessen Größe bestimmt.

Anschließend wird die Größe nach der Abbildung durch das Objektiv in einem festen Abstand bestimmt. Aus dem Verhältnis für die feste Arbeitsdistanz AD und dem Abstand Objektiv-Kamerachip OK folgt die Vergrößerung $V = AD/OK$. Da diese Messung mit einer belüfteten Experimentierkammer durchgeführt werden muss, wird ein HeNe-Laser so eingerichtet, dass er den gleichen Strahlverlauf wie der Ti:Sa-Strahl innerhalb der Kammer besitzt.

Um den Fokus aufzunehmen, wird eine CMOS-Kamera des Typs „Guppy F-503“ der Firma „Allied Vision Technologies“ eingesetzt, welche sich durch eine Pixelgröße von $2,2 \mu\text{m}$, eine Auflösung von 2588×1940 Pixeln und einen Dynamikbereich von 12 Bit dafür qualifiziert.

Bestimmung der Fokus z-Position

Das Target wird innerhalb der x-, y- und z-Achse so platziert, dass sich der Fokus stets auf der Targetoberfläche befindet. Um den Fokus innerhalb der x-y-Ebene auf das Target zu legen, kann entweder ein HeNe-Laser verwendet werden, dessen Fokus auf der Oberfläche für das bloße Auge sichtbar ist, oder es wird der Ort des Plasmaleuchtens bei Beschuss beobachtet. Beide Verfahren sind mit geringem Aufwand zu realisieren, da es nur auf eine Genauigkeit im Millimeterbereich ankommt.

Entlang der z-Achse ist es allerdings wichtig, den Fokus in der Größenordnung von zehn Mikrometern zu platzieren, um unter anderem die maximale Intensität zu erreichen. Dies kann nicht anhand des Plasmaleuchtens entschieden werden, da es innerhalb einiger Millimeter entlang der z-Achse keine sichtbaren Veränderungen zeigt. Der Fokus kann hingegen über die Reflexion des Laserlichts oder der zweiten Harmonischen des Lasers oder über die Emission von Röntgenstrahlung aus dem Target auf ± 1 Rayleighlänge genau bestimmt werden.

Um die Reflexion des Laserlichts und der zweiten Harmonischen des Lasers zu untersuchen, wird in spekulärer Reflexionsrichtung hinter dem Target ein Schirm platziert, welcher mit einer Kamera abgefilmt wird. Die Triggerung erfolgt dabei so, dass die Kamera eine einzelne Aufnahme macht, wenn ein Laserpuls auf das Target trifft. Bei der Betrachtung des reflektierten Laserlichts fällt auf, dass dieses für die z-Position z_0 dunkler ist und eine andere räumliche Struktur besitzt als an jeder anderen z-Position. Das bislang kreisförmige Profil des reflektierten Laserlichts vergrößert sich nahe z_0

Werden Experimente durchgeführt, die eine ausreichend hohe Intensität zur Erzeugung der zweiten Harmonischen zur Verfügung stellen, kann z_0 alternativ am Intensitätsmaximum der SHG lokalisiert werden. Mit einem BG-18 Kantenfilter der Firma „Schott“ kann das Licht der ersten Harmonischen um drei Größenordnungen abgeschwächt und somit die zweite Harmonische sichtbar gemacht werden. Die zweite Harmonische ist eine Folge der Harmonischenerzeugung an Festkörpern. Dies ist ein intensitätsabhängiger nichtlinearer Prozess. Daher ist auch die Intensität der zweiten Harmonischen bei z_0 am größten. SHG

ist in einem kleineren Bereich auf der z -Achse zu finden als ± 1 Rayleighlänge, allerdings ist diese durch den BG-18-Filter auch sehr schwach, sodass Helligkeitsunterschiede schwer auszumachen sind.

Ebenso wie die Intensität der zweiten Harmonischen nimmt auch die Emission der Röntgenstrahlung in der Nähe des Fokus zu, da sie stark mit der Intensität skaliert [12]. Diese wurde mit einer Röntgenkamera aufgenommen. Die Emission von Röntgenstrahlung ergab mit der Genauigkeit von ± 1 Rayleighlänge dieselbe z_0 -Position wie bei der Bestimmung mittels reflektierten Laserlichts.

Röntgenkamera

Zur Detektion der Röntgenemission wird eine Kamera des Typs „DX420“ der Firma „Amdor Technology“ verwendet. Ihr *back illuminated* CCD-Kamerachip ermöglicht die Detektion von Röntgenstrahlung bis ≈ 20 keV [82]. Röntgenphotonen erzeugen gemäß ihrer Energie eine bestimmte Menge Elektronen-Loch-Paare. Die Menge der Elektronen wird später als Signalstärke des Röntgentreffers ausgelesen.

Mit einem Peltier-Element kann der Kamerachip auf -50 °C gekühlt werden. Dies ist notwendig, da das thermische Rauschen bei Normaltemperatur oberhalb des zu erwartenden Röntgensignalleveles liegt. Kondensation von Wasser und die Bildung von Eis können aufgrund der Kühlung beim Betrieb an Luft zu einer Zerstörung des Chips führen. Um dies zu verhindern, wird eine vakuumtaugliche Kamera eingesetzt. Außerdem wird so die Transmission durch ein Fenster überflüssig, welches die Röntgenstrahlung um viele Größenordnungen reduzieren würde, sodass diese nicht mehr detektierbar wäre [83].

Zur Filterung der weichen Bremsstrahlung können vor dem Kamerachip Folien eingespannt werden. Bei der Detektion charakteristischer K_α - und K_β -Strahlung wird ein Filter des selben Elements wie des Targets verwendet, da die Absorptionskante energetisch etwas höher liegt als die Emissionslinie.

Mit der Röntgenkamera können sowohl das summierte Signal der detektierten Röntgenstrahlung als auch deren Spektrum gemessen werden. Da hierfür kein dispersives Element (wie zum Beispiel ein Kristall) zum Einsatz kommt, wird dieses Verfahren dispersionslose Spektroskopie genannt. Jede Photonenenergie kann dabei einer definierten Anzahl Counts zugeordnet werden. Ist die Anzahl belichteter Pixel auf dem Röntgenchip so gering, dass größtenteils von Einzeltreffern ausgegangen werden kann, können die Counts in einem Histogramm als Röntgenspektrum interpretiert werden. Die Counts stehen hierbei für die Energien und die Menge der Counts für deren spektrale Intensität. Können zwei Emissionslinien charakteristischer Röntgenstrahlung identifiziert werden, zum Beispiel die Kupfer K_α - und K_β -Linien, kann davon ausgehend eine Energieachse definiert werden (Energien können bei [84] nachgelesen werden).

Die Wahrscheinlichkeit für n -fache Treffer folgt einer Poissonverteilung. Ist die prozentuale Gesamtausleuchtung σ bekannt, lautet die Wahrscheinlichkeit für n -fache Treffer

$$P_{\sigma}(n) = \frac{\sigma^n \cdot e^{-\sigma}}{n!}. \quad (3.8)$$

Bei einer Gesamtausleuchtung von 26 % kommen Doppeltreffer desselben Pixels nur noch mit einer Wahrscheinlichkeit von 2,6 % vor. Dreifachtreffer mit $P(3) = 0,22$ % können also bereits ausgeschlossen werden. Um die Doppeltreffer zu berücksichtigen, wird ein sogenanntes „Pile-Up“-Spektrum erstellt [85]. Dieses besteht aus allen möglichen Doppeltrefferkombinationen des Einfachtreffer-Spektrums und erscheint somit auf der Energieachse härter, da es sich aus den summierten Werten zweier Treffer ergibt. Das so errechnete Spektrum wird vom originalen Spektrum abgezogen. Somit können sämtliche Mehrfachtreffer ausgeschlossen werden.

Messung der Elektronenspektren und der Richtungsverteilung

Aufgrund der Wichtigkeit und Komplexität des Elektronenspektrometers erhält dieses nachfolgend ein eigenes Kapitel. Die Beschreibung der weniger komplizierten Messung der Elektronenrichtungsverteilung erfolgt in Kapitel 4.3.

3.4.2 Elektronenspektrometer

Dieses Unterkapitel ist in drei Abschnitte unterteilt. Zunächst wird die Wahl des Spektromertyps erklärt. Daraufhin wird der Aufbau des Spektrometers beschrieben und anschließend dessen Funktionsweise.

Wahl des Spektrometers

Zur Untersuchung von Elektronenspektren können verschiedene Typen von Spektrometern eingesetzt werden. Jedoch sind nicht alle gleichermaßen sinnvoll. Für sehr große kinetische Energien im Bereich > 1 MeV werden Stapel aus mehreren Imaging Plates [86] oder Permanentmagneten mit magnetischen Flussdichten > 100 mT eingesetzt [87]. Für den Energiebereich darunter können elektrische [13] oder magnetische Spektrometer [88] eingesetzt werden, wobei letztere aus Elektromagneten bestehen, um eine geringe magnetische Flussdichte zu ermöglichen. Im Energiebereich $\approx 1 - 100$ eV werden auch Flugzeitspektrometer eingesetzt, da die Reaktionsgeschwindigkeit der Elektronik für die Geschwindigkeiten der Elektronen ausreicht [69].

Durch vorangegangene Experimente [13] und PIC-Simulationen (mehr dazu in Kapitel 5) war ein Spektralbereich um 100 keV zu erwarten. Die Wahl der Spektrometer wurde somit auf ein elektrostatisches oder ein elektromagnetisches eingegrenzt.

Die Ablenkung in einem elektrostatischen Spektrometer ergibt sich aus

$$\Delta x_E \approx \frac{E \text{ [V/m]}}{T \text{ [eV]}} \cdot \left(\frac{l_E^2}{4} + \frac{d \cdot l_E}{2} \right), \quad (3.9)$$

wobei Δx die Gesamtabweichung senkrecht zur Flugrichtung ist. Das elektrische Feld hat die Länge l_E und der Abstand vom elektrischen Feld zu einem Elektronendetektor ist d . E ist die elektrische Feldstärke im Spektrometer und T die kinetische Energie der Elektronen. Um für die Ausmaße der Vakuumkammer eine adäquate Ablenkung zu ermöglichen, wäre eine Spannung im Bereich von ≈ 1 kV nötig. Diese wäre bei höheren Spannungen durch einsetzende Überschläge begrenzt. Des Weiteren ändert die Ablenkung der Elektronen in einem elektrostatischen Spektrometer immer auch deren Geschwindigkeit, da diese sich nach einer ersten Ablenkung nicht mehr nur senkrecht zu den Feldlinien bewegen.

Dem entgegen steht das Magnetfeldspektrometer. Die Kraft, die auf das Elektron im Magnetfeld wirkt, ist die Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (3.10)$$

mit der Ladung q des Elektrons, dessen Geschwindigkeit v und der magnetischen Flussdichte B . Die Gesamtablenkung der Elektronen (analog zu Formel 3.9) ergibt sich näherungsweise aus

$$\Delta x_B = \frac{eB}{mv_0} \cdot \left(\frac{l_B^2}{2} + l_B d \right). \quad (3.11)$$

Da die Lorentzkraft immer senkrecht zur Bewegungsrichtung des Elektrons wirkt, verändert sie nicht dessen Geschwindigkeitskomponente. Die Wahl fiel somit auf ein magnetisches Spektrometer.

Aufbau des Spektrometers

Abbildung 3.7 zeigt den experimentellen Aufbau zur Aufnahme von Elektronenspektren in Reflexionsrichtung. Die Beschreibung befindet sich ausschließlich in der Bildunterschrift, um den Lesefluss nicht unnötig zu bremsen.

Für die Aufnahme der Spektren nahe der Targetnormalen konnte das gesamte Spektrometer innerhalb der Reflexionsebene geschwenkt werden. Des Weiteren wurde die Blende auch dafür genutzt, das reflektierte Laserlicht aufzunehmen, indem eine Kamera auf die Blende ausgerichtet war.

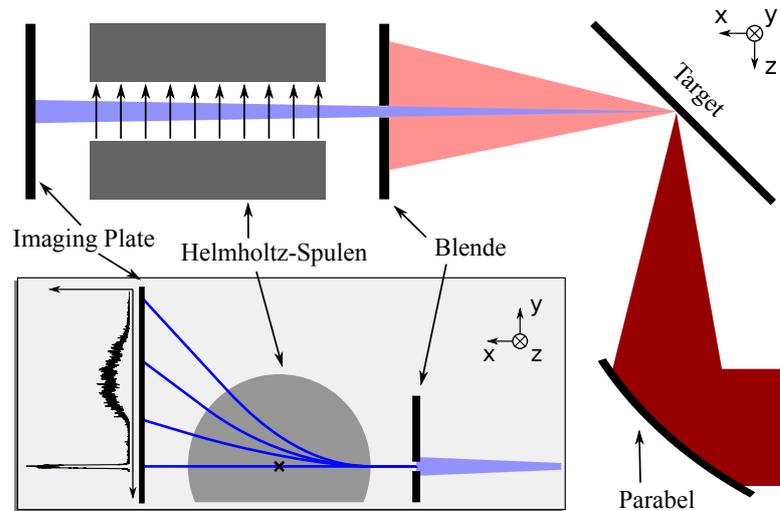


Abbildung 3.7: Aufbau zur Messung der Elektronenspektren in Reflexionsrichtung des Lasers. Der Laser gelangt von rechts unten auf eine 90° -Parabel und wird unter einem Einfallswinkel von 45° auf das Target fokussiert. Die emittierten Elektronen gelangen daraufhin durch einen Spalt, welcher diese senkrecht zur optischen Ebene beschneidet (hier exemplarisch für eine Messung in Reflexionsrichtung gezeigt). Hinter dem Spalt befindet sich ein Helmholtzspulenpaar, welches der spektralen Aufspaltung der Elektronen dient. Am Ende des Spektrometers befindet sich schließlich eine Imaging Plate, welche das Elektronenspektrum detektiert. Einsatz: Die Situation des Spektrometers in der Seitenansicht. Am Ort der Imaging Plate befindet sich ein beispielhaftes Rohdatenspektrum inklusiver nullter Ordnung (Signal bei Magnetfeldstärke $B = 0$) auf der zentralen Achse.

Funktionsweise des Spektrometers

Die Flugbahn des Elektrons durch das Spektrometer wurde in einer Einteilchen-Simulation nachgebildet, um jenes mit einer Elektronenkanone kalibrieren zu können (siehe dazu Kapitel 3.4.3). Sowohl bei der Implementierung des Magnetfeldes in der Simulation als auch bei der Messung war es hilfreich, ein möglichst homogenes und analytisch gut zu beschreibendes Feld zu verwenden. Daher wurde ein Paar Helmholtzspulen verwendet.

Ein Helmholtzspulenpaar definiert sich über zwei ringförmige, stromdurchflossene Spulen mit einem Radius R , die sich in einem Abstand R auf derselben konzentrischen z -Achse befinden. Diese Bauweise ermöglicht ein sehr homogenes Feld zwischen den Spulen. Die Flussdichte lautet im Zentrum der Anordnung

$$B(0) = \mu_0 \frac{8IN}{\sqrt{125}R}. \quad (3.12)$$

Das Magnetfeld in z -Richtung ist für den Strom $I = 0,5$ A, die Wicklungszahl $N = 576$ und den Spulenradius $R = 0,05$ m in Abbildung 3.8 gezeigt. Es wird deutlich, dass innerhalb der Spulen eine gute Homogenität des Feldes vorliegt.

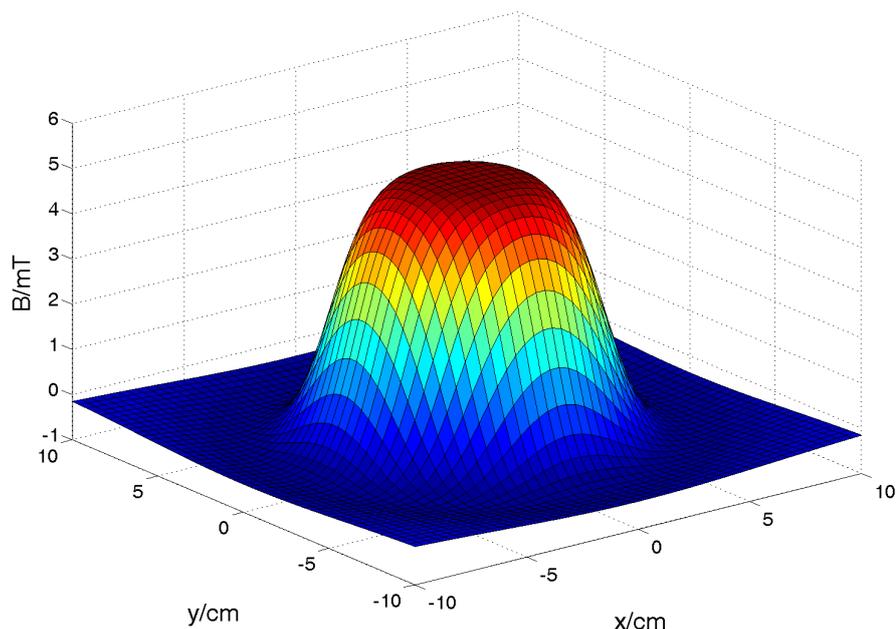


Abbildung 3.8: Berechnetes Magnetfeld in z -Richtung für $I = 0,5 \text{ A}$, $N = 576$, $R = 0,05 \text{ m}$. $B_z(x,y) = \frac{\mu_0 N I}{2R} \left(\sqrt{R^2 + x^2 + y^2} - R \right)$. Die Spulenparameter sind: Stromstärke $I = 0,5 \text{ A}$, Windungszahl $N = 576$, Spulenradius $R = 0,05 \text{ m}$.

Bei der Realisierung des Spektrometers wird darauf geachtet, dass für das Helmholtzspulenpaar weiterhin die Näherung einer kurzen Spule gilt. Somit werden die Ausmaße der Querschnitte jeder Spule auf $1 \text{ cm} \cdot 1 \text{ cm}$ begrenzt, was einer Windungszahl pro Spule von $N = 546$ entspricht. Diese konnte nicht beliebig erhöht werden, da mit einer größeren Windungszahl eine Verkleinerung des Leiterquerschnitts und damit eine Erhöhung des elektrischen Widerstands einhergeht. Es gilt für den Widerstand $R = \rho L/A$ mit dem spezifischen Widerstand ρ und der Querschnittsfläche A des Leiters. Ein Teil der Leistung wird in Wärme umgewandelt, die im Vakuum lediglich durch Strahlung und nicht durch Konvektion abgeführt werden kann. Die maximale Betriebstemperatur der Spulen von $60 \text{ }^\circ\text{C}$ begrenzte somit den maximalen elektrischen Strom auf $1,6 \text{ A}$. Die Erwärmung der Kupferspulen führt zu einer Vergrößerung des Widerstandes und damit zu einer Verringerung des durchfließenden Stroms und somit auch der magnetischen Flussdichte. Um dies zu kompensieren, wurde eine Konstantstromquelle verwendet, welche die Spannung so nachregelt, dass der Stromfluss konstant bleibt.

Das Elektronenspektrometer setzt sich aus drei Komponenten zusammen: ein Eingangsspalt, ein dispersives Element (in diesem Fall ein Paar Helmholtzspulen) und ein Detektor für Elektronen.

Geometrisch betrachtet, projiziert die Elektronenpunktquelle den Spalt auf den Detektor, sodass dort ein „belichteter“ Bereich entsteht, der größer als der Spalt ist. Um am

Detektor die Energien gut trennen zu können, wird eine geringe Spaltbreite b benötigt, sodass naheliegende Energien möglichst gut unterschieden werden können; die geometrische Auflösung $\Delta\lambda_{\text{geo}} \sim b$ wird hier minimal. Da mit kleiner werdendem b der Elektronenstrom und damit ebenso die Signalstärke verringert werden, wird ein Kompromiss zwischen Auflösungsvermögen und Signalstärke gebildet. Elektronen, die den Eingangsspalt nicht passieren konnten, könnten von diesem absorbiert werden und somit zu einer negativen Aufladung desselben führen. Um dies zu verhindern, wird der Eingangsspalt mit demselben Erdpotential verbunden wie der Rest der Experimentierkammer und die darin befindlichen Instrumente. Die eintretenden Elektronen werden im Magnetfeld in Abhängigkeit ihrer Geschwindigkeit räumlich aufgespalten, sodass sie das Magnetfeld in unterschiedlichen Höhen und unterschiedlichen Winkeln zueinander verlassen.

Mit der Variation der Magnetfeldstärke des Helmholtzspulenpaars kann das Spektrum entlang des Detektors verschoben werden. Somit kann das Spektrum zum einen optimal auf dem Detektor platziert werden, zum anderen werden gezielt einzelne Energiebereiche vergrößert. Ebenso kann die Richtung des Magnetfeldes umgekehrt werden. Dies hat zur Folge, dass statt Elektronen positive geladene Teilchen wie Ionen und Protonen den Detektor erreichen.

Zur Detektion der Elektronen kommen Imaging Plates des Typs „BAS-TR2040“ zum Einsatz. Dies sind $\sim 0,5$ mm dicke Folien, die Signale in Form von metastabilen chemischen Zuständen speichern können. Werden die Folien mit rotem Laserlicht bestrahlt, emittieren sie blaues Licht, dessen Intensität ein Maß für die detektierte Signalstärke auf der Imaging Plate ist. Experimente mit Imaging Plates müssen daher im Dunkeln durchgeführt werden, da Umgebungslicht die Information auf der Imaging Plate löschen kann. Ebenso müssen die Imaging Plates vor dem Laserlicht geschützt werden. Dies geschieht mit Aluminiumfolien mit einer Dicke von $13 \mu\text{m}$. Die Auslesung der Imaging Plates mit Laserlicht ermöglicht eine räumliche Auflösung von $50 \mu\text{m}$ bei einer möglichen Gesamtgröße der Detektionsfläche von bis zu $20 \cdot 40 \text{ cm}^2$. Darüber hinaus bieten Imaging Plates einen Dynamikbereich von 16 bit (~ 5 Größenordnungen). Die Imaging Plates können in jede beliebige Form geschnitten werden, ohne ihre Funktionsfähigkeit zu beeinträchtigen oder gar zu verlieren.

Es kamen unterschiedliche Imaging Plate Halterungen für die langen und kurzen Pulse zum Einsatz. Bei beiden befindet sich vor der Imaging Plate ein Spalt, der entlang der dispersiven Achse zeigt, um das Signal senkrecht zu dieser zu begrenzen und so mehrere Aufnahmen nebeneinander zu ermöglichen. Für die langen Pulse wurde eine Revolverhalterung verwendet, welche fünf Aufnahmen ermöglichte. Da diese erste Halterung nicht ausreichend gut vor Streulicht des Lasers geschützt war, wurden die Imaging Plates mit Aluminiumfolie vor dem Laserlicht geschützt. Später, bei den Experimenten mit kurzen Pulsen, wurde die gesamte Imaging Plate hinter einem 2 mm breiten Spalt verfahren. Da sie sich sehr nahe an dem Spalt befand, konnte kein Streulicht auf die Imaging Plate gelan-

gen, womit die Verwendung von Aluminiumfolie überflüssig wurde. Mit dieser Halterung konnten statt 5 nun 22 Aufnahmen gemacht werden.

3.4.3 Auswertung der Spektren

Kalibrierung des Spektrometers

Um dem Signal auf der Imaging Plate die richtige Energie zuzuordnen zu können, wird zunächst die Energieachse kalibriert. Die Geometrie des Spektrometers spielt dabei eine wichtige Rolle.

Die Lage eines Elektrons auf der Imaging Plate hängt ab von der Höhe des Durchgangs durch das Magnetfeld, den Abständen zwischen Eintrittsblende, Magnetfeld und Imaging Plate, sowie von der Energie der Elektronen und den Parametern des Helmholtzspulenpaars. Dabei genügt es nicht, die Abstände mit einem Metermaß zu bestimmen.

Zur Kalibrierung des Spektrometers wurde zum einen eine Elektronenkanone eingesetzt, welche Elektronen mit einer definierten kinetischen Energie emittieren konnte. Zum anderen wurden mit einem numerischen Verfahren die Abstände innerhalb des Spektrometers mit einer Genauigkeit von 0,1 mm bestimmt (Details zum numerischen Verfahren in [88]). Zunächst wurden für zwei Energien und je zwei Magnetfeldstärken vier unterschiedliche Punkte auf der Imaging Plate mit der Elektronenkanone markiert. In einer numerischen Simulation gelangten Elektronen mit denselben Energien für dieselben Magnetfeldstärken durch das Spektrometer, dessen Abstände anfangs denen der Messung mittels Maßstab entsprachen. Über einen Bisektionsalgorithmus wurden alle drei Abstände bei jedem Durchlauf so verändert, dass die Elektronen die experimentell ermittelten Positionen auf der Imaging Plate für die jeweilige Einstellung von Energie und Magnetfeldstärke trafen. Mit den so ermittelten Ausmaßen des Spektrometers wurden Elektronen von 0 – 1,5 MeV in Abständen von 1 keV durch das kalibrierte, numerische Spektrometer geschickt und deren Lage auf der virtuellen Imaging Plate bestimmt. Hieraus konnte eine Energieachse für die experimentellen Daten erzeugt werden.

Auswertung der Rohdaten: Die Rohdatenspektren und damit das direkte Signal auf der Imaging Plate waren von der Form, dass die spektrale Intensität in PSL gegen den Abstand zur nullten Ordnung in Pixeln aufgetragen war. In einem ersten Schritt wurden aus den Daten des Imaging Plate Readers mit dem Algorithmus aus [89] verwertbare txt-Dateien erstellt. Anschließend wurde die Abszisse mittels der Ergebnisse des simulierten Spektrometers aus Kapitel 3.4.3 in eine Energieachse geändert. Da die Pixelbreite endlich und die Imaging Plate nicht passend zur Ablenkcharakteristik des Helmholtzspulenpaars kreisrund gebogen war, ergab sich eine nicht-konstante Energiebreite pro Pixel. Diese wur-

de berücksichtigt, indem die Signalstärken jedes Pixels auf die Energiebreiten ΔE der Pixel normiert wurden. Die Signalstärke wurde nun statt in PSL in PSL/keV angegeben. Für die Rekonstruktion der tatsächlichen Signalstärke wurde anschließend die Filterfunktion des Aluminiums auf das Spektrum angewendet (Abbildung 3.9).

Der Aluminiumfilter absorbierte nicht nur Laserlicht, sondern auch Elektronen. Transmittierte Elektronen wurden außerdem gebremst, sodass der generierte PSL Wert an dieser Stelle der falschen Elektronenenergie entspräche. Für hohe Energien könnten durch Lawineneffekte sogar mehr Elektronen den Filter verlassen als eingedrungen sind. Die beste Methode, um alle Effekte zu berücksichtigen, war die experimentelle Bestimmung der Filterfunktion durch den Vergleich einer Aufnahme mit und einer ohne Aluminiumfilter. Alternativ könnte die Transmission auch über eine Monte Carlo Simulation zum Elektronentransport berechnet werden [90].

Es wurde außerdem darauf geachtet, dass die Folie unmittelbar auf der Imaging Plate auflag, damit das Signal nicht durch Streuung der Elektronen im Filter verschmierte.

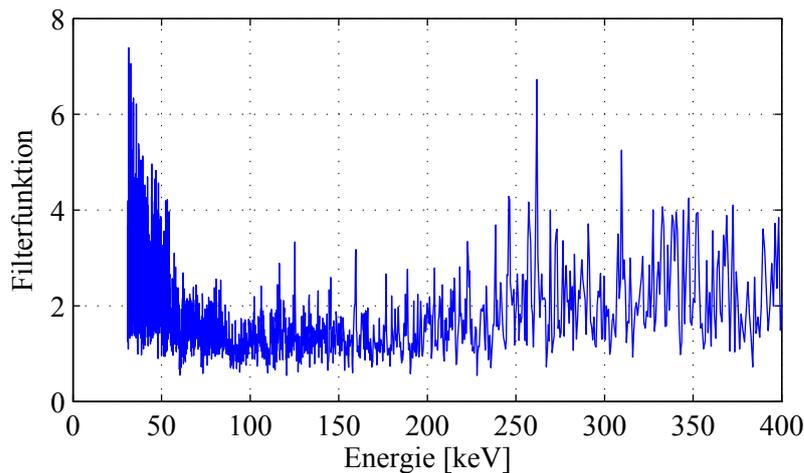


Abbildung 3.9: Filterfunktion der Aluminiumfolie. Resultat des Vergleichs zweier Spektren, von denen ein Spektrum mit Aluminiumfolie und ein Spektrum ohne aufgenommen wurde. Um den Signalwert ohne Filter zu erhalten, muss das Rohsignal in PSL mit der Filterfunktion multipliziert werden. Es wird deutlich, dass geringe Energien eher vom Filter absorbiert werden als hohe. Ein Aluminiumfilter mit einer Dicke von $13 \mu\text{m}$ kann von Elektronen mit $E_{\text{kin}} < 37 \text{ keV}$ nicht mehr durchdrungen werden [91]

Das Signal der Imaging Plates in *photostimulated luminescence* (PSL) kann mit der Kalibrierung von [92, 93, 94] in die tatsächliche detektierte Elektronenzahl umgerechnet werden (siehe dazu Abbildung 3.10). Aufgrund der Überlegungen in [93] erfolgt die Umrechnung des Signals auf der Imaging Plate von PSL/keV zu Elektronen/keV, indem die durchgezogene Kurve für die Imaging Plate des Typs BAS-TR an der rechten Achse in Abhängigkeit von der Elektronenenergie betrachtet wird.

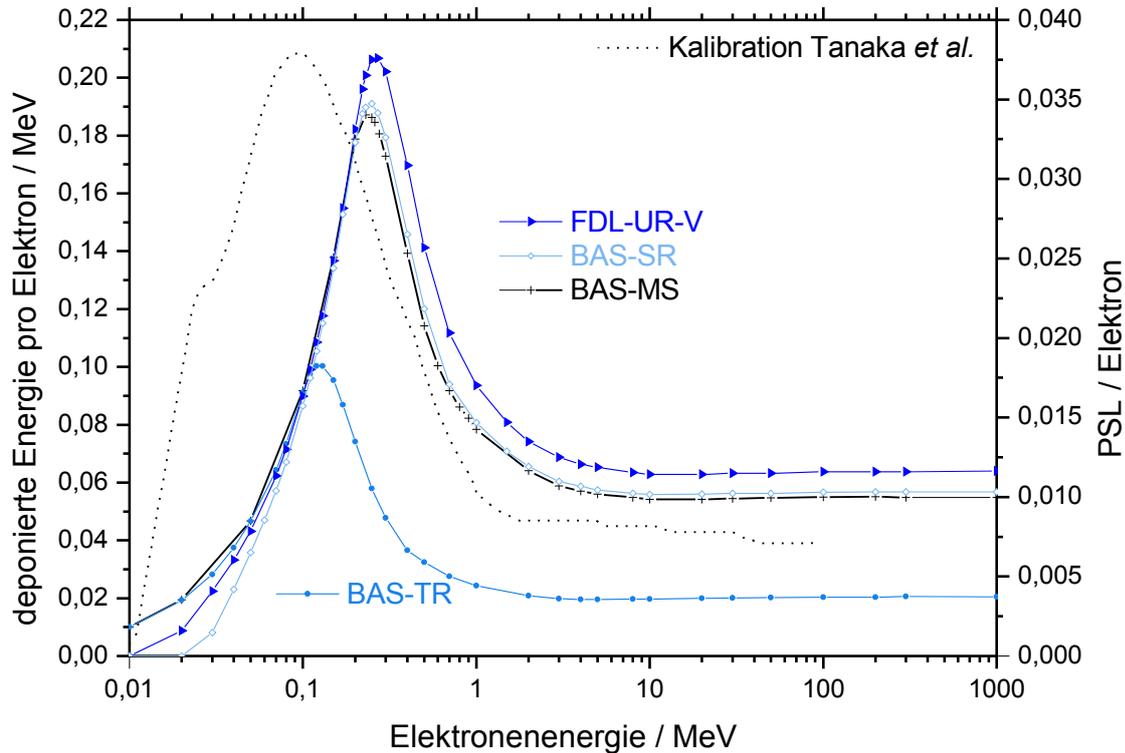


Abbildung 6.4 Die Abhängigkeit des Image Plate Signals von der Elektronenenergie.

Die durchgezogenen Linien zeigen die deponierte Energie in Abhängigkeit von der Elektronenenergie für verschiedene IP-Typen und Monte Carlo-Berechnungen für die Elektronendeposition in der sensitiven Schicht (durchgezogene Linien, linke y -Achse) und die PSL-Kalibrierungskurve nach Tanaka [67] dargestellt. Diese beruht auf drei an herkömmlichen Beschleunigern

erhaltenen Messwerten für Elektronenenergien von 11,5, 30 und 100 MeV und früheren Messergebnissen für den darunter liegenden Energiebereich. Ein Ordnung (Signal [20, 42])pektrum mit $B = 0$) dazu verwendet, den ausgeschnittenen Raumwinkel zu bestimmen. Die Einheit der spektralen Intensität war demnach Elektronen/(sr · keV).

Abb. 6.3b). Möglicherweise hat der im Scannersystem verbaute Laser inzwischen eine geringere Ausgangsleistung als vor sechs Jahren, sodass mit jedem Scanvorgang weniger PSL-Photonen erzeugt werden können. Möglich wäre auch eine Verschmutzung

optischer Elemente innerhalb des Scannersystems. Diese Vermutungen könnten im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht weiter untersucht werden. Der in Gleichung (6.2) angegebene Zusammenhang beinhaltet bereits das fadig, sodass die angegebene Abhängigkeit in der Praxis direkt anwendbar ist.

Da die Anregungs- und Relaxationsprozesse reversibel sind, kann die Image Plate nach dem Auslesenvorgang durch Tageslicht gelöscht und prinzipiell beliebig oft wiederverwendet werden.

Um aus den gemessenen PSL-Werten die Anzahl detektierter Elektronen zu bestimmen, wird die Kalibrierung von Tanaka [67] und die Erweiterung von Hidding [20, 42]

Ungefähr 2 PSL/pixel wurden an dieser Stelle bei einer Aufnahme der Richtungsverteilung gemessen. Aus der Verkleinerung des Raumwinkels für das weiter entfernte Spektrometer ergab sich eine Signalverringerng um den Faktor V

$$\frac{\text{Plasma-Richtungsverteilung}}{\text{Plasma-Spektrometer}} = \frac{56 \text{ mm}}{300 \text{ mm}} = 0,187 \longrightarrow V = 0,035. \quad (3.13)$$

Die korrespondierende Signalstärke in der Entfernung des Spektrometers lag demzufolge ungefähr bei 0,07 PSL/pixel, was mit den Messwerten der nullten Ordnung übereinstimmte. Es konnte folglich davon ausgegangen werden, dass keine Elektronen auf dem Weg durch das Spektrometer zur Imaging Plate verloren gingen.

Kapitel 4

Elektronenemission in Abhängigkeit vom Laserparameterraum

4.1 Motivation

Um die Wechselwirkung von ultrakurzen Laserpulsen mit Materie besser verstehen zu können, wurden Untersuchungen der Elektronenemission angestellt.

In der Regel ist es nicht möglich, einen direkten Einblick in das Plasma zu erhalten, sodass dies auf indirektem Wege geschehen muss. Die Laser-Plasma-Wechselwirkung führt dazu, dass der emittierten Strahlung und den emittierten Teilchen eine Charakteristik aufgeprägt wird. Gewissermaßen werden so Informationen über die Wechselwirkung aus dem Plasma herausgetragen. Außerhalb des Plasmas können diese Informationen schließlich aufgenommen und analysiert werden. Die Untersuchung der Elektronenemission stellt somit eine Möglichkeit dar, einen Einblick in die Laser-Plasma-Wechselwirkung zu bekommen.

Das folgende Kapitel beschäftigt sich zum einen mit der Messung von Elektronenspektren. Dabei wurden die maximalen Energien der Elektronen und die Menge emittierter Elektronen untersucht, um Informationen über den Beschleunigungsmechanismus zu erhalten. Zum anderen wurde die winkelaufgelöste Emission der Elektronen innerhalb der optischen Ebene analysiert. Dadurch konnten Informationen über die Richtung der Beschleunigung und über die Reflektivität des Targets gewonnen werden.

Alle Messungen wurden mit einem Aluminiumspiegel als Target und Pulsen mit einer Dauer von $\tau \approx 27$ fs gemacht. Die geringe Pulsdauer hatte zur Folge, dass die Pulse zum einen

mit einem steilen Plasmagradients wechselwirkten, der dadurch die annähernd direkte Wechselwirkung mit dem Festkörper ermöglichte. Zum anderen konnten Ionen als immobil betrachtet werden, da die Interaktion sehr viel schneller ablief als die hydrodynamische Expansion des Plasmas (Expansion des quasineutralen Plasmas inklusive der Ionen) und somit den Blick auf die Wechselwirkung der Elektronen untereinander ermöglichen.

Die Pulse kamen direkt aus dem Verstärker und wurden nicht mit einer Hohlfaser spektral verbreitert (Spektrum in Abbildung 3.3). Das Spektrum der Pulse wies in guter Näherung einen gaußförmigen Verlauf auf, was dazu führte, dass die zeitliche Pulsform ebenfalls gaußförmig war (im Gegensatz zum Spektrum und zum zeitlichen Verlauf der spektral verbreiterten Pulse der Hohlfaser). Dadurch war eine verlässliche Untersuchung der Elektronenemission mit unterschiedlichen Pulsdauern möglich, da die Pulse bei der Verlängerung im Gitterkompressor ihr gaußförmiges zeitliches Profil beibehalten würden.

Die Elektronenspektren wurden sowohl in Reflexionsrichtung als auch nahe der Targetnormalen aufgenommen (weitere Winkel wurden in [95] untersucht). Letztere konnten nur 8° neben der tatsächlichen Targetnormalen aufgenommen werden, da diese teilweise von der Fokussierparabel verdeckt war (Schematischer Aufbau in Abbildung 3.7).

Die Methoden zur Aufnahme der Elektronenspektren und der Richtungsverteilung wurden so konzipiert, dass möglichst viele Aufnahmen getätigt werden konnten, bevor die Vakuumkammer belüftet werden musste, um an die Imaging Plates zu gelangen. Im Falle der Elektronenspektren konnten in einer „Revolverhalterung“ fünf Imaging Plates verwendet werden. Da diese allerdings nicht optimal vor Streulicht des Lasers geschützt waren (welcher das Signal auf den Imaging Plates gelöscht hätte), wurde ein Aluminiumfilter auf der Oberfläche der Imaging Plates befestigt.

In Kapitel 2.5 der Absorptionsprozesse und Kapitel 2.6 der Beschleunigungsprozesse wurden häufig die Skalierung der Absorption des Lasers und die Skalierung der Energie der Elektronen mit der Intensität angegeben. Die experimentellen Untersuchungen wurden so konzipiert, dass die drei Abhängigkeiten der Intensität – Energie, Pulsdauer, Fläche – isoliert voneinander untersucht wurden.

Würde eine reine Abhängigkeit von der Intensität vorliegen, müsste nach $I \propto E/(\tau \cdot A)$ die Variation der Pulsdauer τ und der Fläche A eine vergleichbare Abhängigkeit zeigen. Die Abhängigkeit von der Energie E wäre demnach invers dazu.

Die Variation fand wie folgt statt:

- Die Energie der Laserpulse konnte mit der Transmission des Dazzlers zwischen 3,3 mJ und 0,4 mJ variiert werden (siehe Kapitel 3.1). Der Vorteil der Dazzler-Variation bestand darin, dass Pulsdauer und Fläche erhalten blieben.

Bei der zeitlichen Kompression innerhalb des Spiegelkompressors traten jedoch Schäden für Pulsenergien über 1,5 mJ auf, sodass die maximal zur Verfügung stehende Pulsenergie begrenzt wurde.

- **Pulsdauer:** In Kapitel 3.1 wurden bereits der Gitterkompressor und seine Fähigkeit der Pulsdaueränderung erläutert. Mit ihm konnte ein beliebiger positiver oder negativer Chirp dem Puls aufgeprägt werden. Es war allerdings nicht möglich, einen großen negativen Chirp zu verwenden. Dies hätte zur Folge gehabt, dass der Puls noch vor dem letzten Spiegel des Spiegelkompressors bandbreitenbegrenzt gewesen wäre und somit im nachfolgenden Spiegel Schäden hätte verursachen können. Die Pulsdauer wurde zwischen $D2 = -200 \text{ fs}^2 \Rightarrow \tau = -34 \text{ fs}$ und $D2 = 1800 \text{ fs}^2 \Rightarrow \tau = 187 \text{ fs}$ eingestellt.
- **Fokusfläche:** Um die Intensität zu verändern, ohne die Energie oder die Pulsdauer ändern zu müssen, konnte die Fläche des Fokus variiert werden. Dies geschah, indem das Target entlang der z -Achse verfahren wurde. Der Laserpuls traf nun vor oder hinter dem Fokus das Target. Es war jedoch bereits von anderen Experimenten und eigenen Untersuchungen des Fokus bekannt, dass der Intensitätsverlauf entlang der z -Achse nahe des Fokus nicht symmetrisch war [96, 97, 98]. In divergenter Richtung fiel die Intensität deutlich langsamer ab als in konvergenter Richtung. Eine mögliche Ursache ist nicht bekannt.

4.2 Elektronenspektren

Das folgende Kapitel zeigt gemessene Elektronenspektren in Abhängigkeit der drei Laserparameter (siehe oben) und beinhaltet für jeden Parameter eine Diskussion der Ergebnisse.

Die spektrale Intensität wurde bei allen Spektren in Elektronen pro Raumwinkel $\Delta\Omega$ und Energieintervall ΔE angegeben (Details zur Auswertung in Kapitel 3.4.3). Jede Aufnahme setzte sich zusammen aus fünf Spektren unter identischen Bedingungen, um das Signal-Rausch-Verhältnis zu optimieren. Aufgrund der Bauweise des Spektrometers konnten Elektronen mit einer kinetischen Energie $E_{\text{kin}} > 32 \text{ keV}$ detektiert werden. Bei der Betrachtung der Anzahl emittierter Elektronen wurde bedacht, dass eine Verlangsamung des Spektrums auch die Zahl der Elektronen oberhalb der Detektionsschwelle verringern würde.

Die folgenden Unterkapitel sind so gegliedert, dass für jeden Parameter Spektren nahe der Targetnormalen und in Reflexionsrichtung gezeigt werden. Außerdem werden aus den Spektren die Menge der Elektronen ermittelt und deren Abhängigkeit von den Laserparametern untersucht.

4.2.1 Reproduzierbarkeit

Bevor Elektronenspektren in Abhängigkeit von bestimmte Parametervariationen gezeigt werden, wird untersucht, wie sehr das Signal von Aufnahme zu Aufnahme schwankt (Abbildung 4.1). Erst eine gute Reproduzierbarkeit der Spektren erlaubt es, Veränderungen der Spektren als Resultate von Parameterveränderungen deuten zu können.

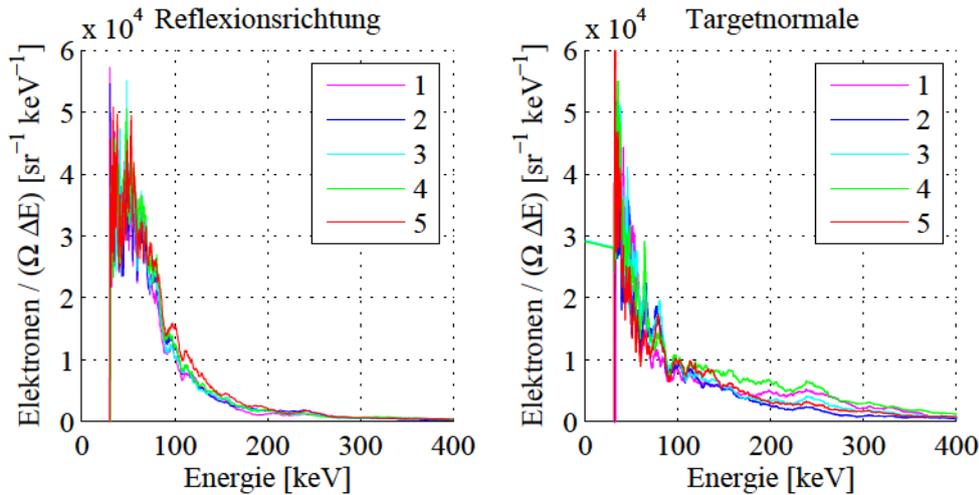


Abbildung 4.1: Je fünf Elektronenspektren in Reflexionsrichtung (links) und nahe der Targetnormalen (rechts) wurden unter identischen Bedingungen aufgenommen. Das Ende der Spektren zu kleinen Energien ist eine Folge der endlichen Ausdehnung der Imaging Plates.

An dieser Stelle soll bereits festgehalten werden, dass die Spektren in beiden Richtungen Energien zeigten, die unerwartet hoch lagen. Obwohl U_{lim} nur bei ≈ 40 keV lag (siehe Abbildung 2.5 in Kapitel 2.6.1), wurden Energien bis $> 300 - 400$ keV erreicht. In den folgenden Kapitel wird der Fokus im Bezug auf die maximalen Energien darauf liegen, wie sich diese relativ in Abhängigkeit vom jeweiligen Laserparameter verändern

Diese und die folgenden Spektren wiesen alle einen qualitativ vergleichbaren Verlauf auf. Das Signal fiel ähnlich einer Exponentialfunktion zu größer werdenden Energien sehr flach ab. Der „Cut“ bei 32 keV resultierte aus der endlichen Größe der Imaging Plates.

	Reflexionsrichtung	Targetnormale
100 keV	$1,98 \cdot 10^3 \text{ sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$	$4,91 \cdot 10^2 \text{ sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$
200 keV	$3,26 \cdot 10^2 \text{ sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$	$1,61 \cdot 10^3 \text{ sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$
300 keV	$69,9 \text{ sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$	$7,52 \cdot 10^2 \text{ sr}^{-1}\text{keV}^{-1}$

Abbildung 4.2: Standardfehler in Reflexionsrichtung und naher der Targetnormalen für drei Energien.

Da es sich bei der Schwankung des Gesamtsignals um eine statistische Schwankung handelte, wurde die Standardabweichung der Spektren bestimmt. Diese nahm zu kleineren Energien hin zu, sodass die Standardabweichung im Bereich von 32 – 400 keV für drei unterschiedliche Energien bestimmt wurde (siehe Tabelle 4.2). Diese Fehler werden in allen folgenden Spektren in beiden Richtungen exemplarisch für die signalstärksten Kurven eingezeichnet. Da die Fehler so gering waren, dass sie in Abbildung 4.1 nicht zu erkennen sind, wurde darauf verzichtet, sie einzuzuzeichnen.

Neben der Form der Spektren war ebenfalls die Elektronenzahl innerhalb eines Spektrums interessant. Diese wurde aus dem Integral des Spektrums ermittelt. Analog zu Abbildung 4.1 sind in Abbildung 4.3 die korrespondierenden Elektronenzahlen aufgetragen. Die Elek-

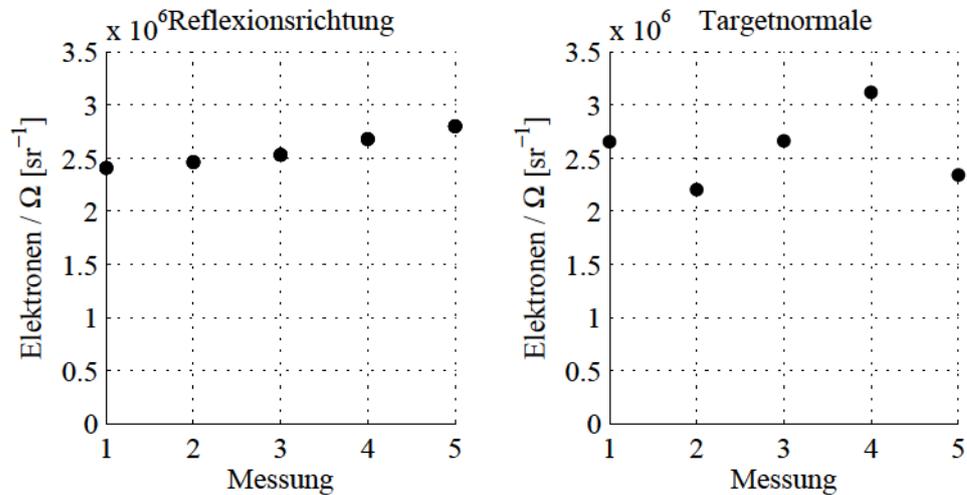


Abbildung 4.3: Aus den Integralen der Spektren wurden die Elektronenzahlen mit $E_{\text{kin}} \geq 32$ keV in Reflexionsrichtung (links) und nahe der Targetnormalen (rechts) bestimmt. Die Bedingungen waren für alle fünf Messungen identisch.

tronenzahlen zeigten, dass die Schwankungen in der Reflexionsrichtung ebenfalls geringer waren als in der Targetnormalen. Für die Reflexionsrichtung ergab sich eine Standardabweichung von $1,6 \cdot 10^5 \text{ sr}^{-1}$ und für die Targetnormale von $3,5 \cdot 10^5 \text{ sr}^{-1}$. Im Folgenden werden diese Fehler in den Graphen zur Anzahl der Elektronen immer mit eingezeichnet. Des Weiteren waren die Anzahlen der Elektronen beider Emissionsrichtungen vergleichbar.

Die Erkenntnisse aus Kapitel 4.2.4 zeigten jedoch, dass die Anzahl emittierter Elektronen je nach Wahl der Fokusposition um bis zu ≈ 50 % abweichen konnte. Außerdem wurde bei der Betrachtung der Richtungsverteilung in Kapitel 4.3 deutlich, dass die meisten Elektronen nahe der Targetnormalen zu finden sind. Die ähnlich hohen Elektronenzahlen bei der Messung der Reproduzierbarkeit waren demnach nur eine Folge unterschiedlicher Fokuspositionen.

4.2.2 Pulsdauer

Die Variation der Pulsdauer stellte eine interessante Methode dar, um die vorgeschlagenen Beschleunigungsprozesse aus Kapitel 2.6 und Kapitel 5 validieren zu können.

Sie erfolgte, wie bereits in Kapitel 3.1 beschrieben, mit einem Gitterkompressor. Dieser kann die Dispersion zweiter Ordnung über den Abstand zweier Transmissionsgitter zueinander in einem großen Bereich ($> 1000 \text{ fs}^2$) verändern. Für gaußförmige Pulse konnte die Pulsdauer mit Gleichung 2.13, dem Fourierlimit und der Menge an Dispersion zweiter Ordnung bestimmt werden. Somit ergaben sich hier für -200 fs^2 , 0 fs^2 , 300 fs^2 , 800 fs^2 und 1800 fs^2 die Pulsdauern -34 fs , 27 fs , 41 fs , 86 fs und 187 fs .

Bemerkenswert war, dass das Signal bei hohen Energien bei der Messung in Reflexionsrichtung mit zunehmender Pulsdauer zurückging, während die Signalstärke für Energien $\lesssim 80 \text{ keV}$ nahezu konstant blieb (siehe Abbildung 4.4 links). Dieses Verhalten konnte bei der Variation der restlichen Parameter nicht beobachtet werden.

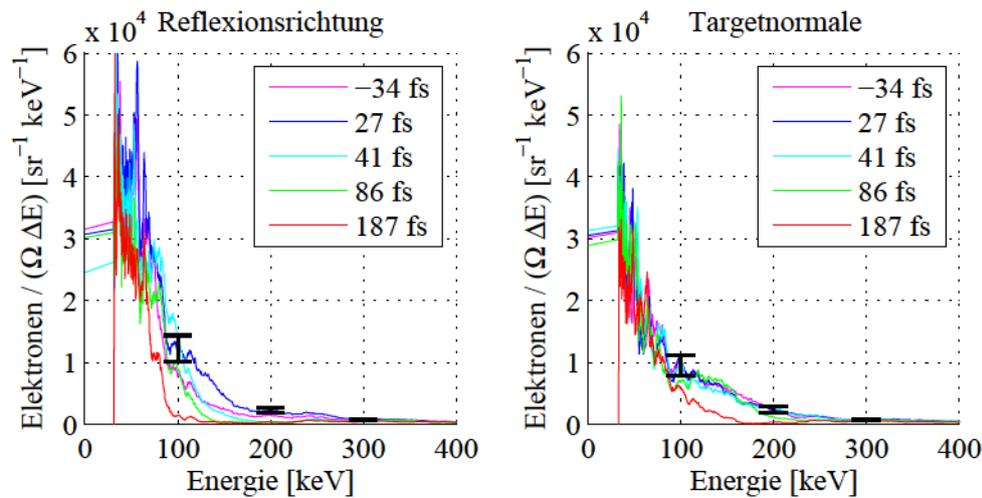


Abbildung 4.4: Variation der Pulsdauer zwischen -34 fs und 187 fs für die Reflexionsrichtung (links) und nahe der Targetnormalen (rechts). Im linken Bild ist zu erkennen, wie das Signal bei hohen Energien mit zunehmender Pulsdauer zurückgeht, während die Signalstärke für kleine Energien $\lesssim 80 \text{ keV}$ nahezu konstant bleibt. Das Vorzeichen bei -34 fs repräsentiert einen negativ gechirpten Puls.

Des Weiteren fiel auf, dass das Spektrum für $\tau = 27 \text{ fs}$ (bandbreitenbegrenzt) die höchsten Energien zeigte. Außerdem konnte gezeigt werden, dass ein negativer Chirp und damit die Umkehrung der zeitlichen Pulsstruktur keinen zusätzlichen Effekt auf das Spektrum hatte. Innerhalb der Targetnormalen war die Änderung des Spektrums mit der Pulsdauer deutlich geringer ausgeprägt.

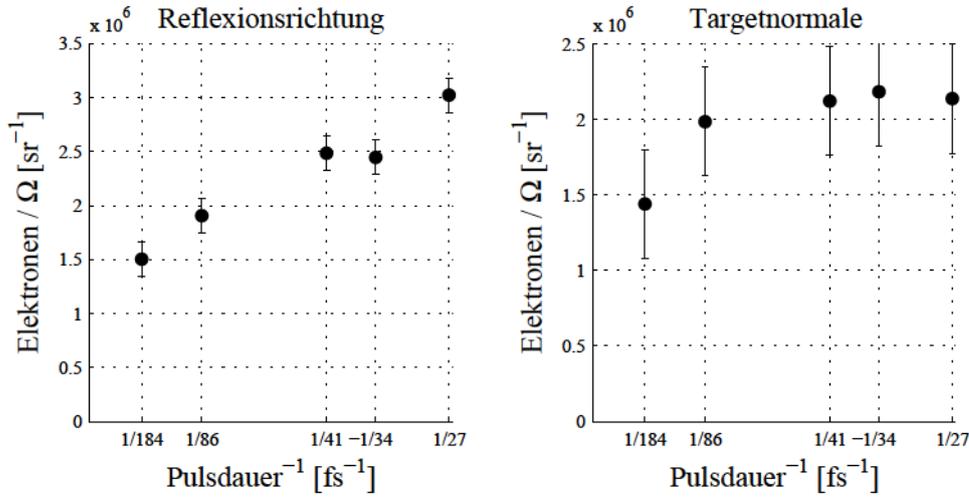


Abbildung 4.5: Elektronenzahlen in Abhängigkeit von der Pulsdauer für die Reflexionsrichtung (links) und nahe der Targetnormalen (rechts). Es wurde das Reziproke der Pulsdauer aufgetragen, um den Zusammenhang zur Intensität zu verdeutlichen, da $I \propto \tau^{-1}$. In Reflexionsrichtung ist bis 1/27 fs ein annähernd linearer Zusammenhang zu erkennen. Innerhalb der Targetnormalen ist eine deutlich schwächere Abhängigkeit von der Pulsdauer zu erkennen. Das Vorzeichen bei $-1/34$ fs repräsentiert einen negativ gechirpten Puls.

Zusätzlich wurde die Menge an Elektronen im Spektrum untersucht (Abbildung 4.5). Dabei zeigte sich ebenfalls eine deutlich geringere Abhängigkeit von der Pulsdauer nahe der Targetnormalen. Um eine mögliche Skalierung mit der Intensität des Pulses besser darzustellen, wurde außerdem die Elektronenzahl gegen das Reziproke der Pulsdauer aufgetragen.

Fazit der Messung zur Pulsdauervariation: Bei der Beschleunigung von Elektronen durch ponderomotives Heizen hing die maximale erreichte Energie linear von der Intensität des Laserpulses ab (Gleichung 2.36), welche über $U_P \propto I \propto \frac{1}{\tau}$ von der Pulsdauer abhing. Eine Verlängerung der Pulsdauer hätte also das ponderomotive Potential um denselben Faktor verringert. In Reflexionsrichtung war ein näherungsweise linearer Verlauf zu erkennen. Eine gedachte Verlängerung zu großen Pulsdauern hin würde jedoch keine Elektronenmenge von $N_e = 0$, sondern von $N_e \approx 1,3 \cdot 10^6 \text{ sr}^{-1}$ ergeben. Dies wäre insofern unphysikalisch, als dass für eine Intensität von $I = 0$ keine Elektronenemission zu erwarten ist.

Weder in den maximalen Energien der Spektren noch in den Elektronenzahlen konnte gezeigt werden, dass eine Verlängerung der Pulsdauer zum Beispiel um den Faktor zwei eine Auswirkung derselben Größe zur Folge hatte. Somit wurde gezeigt, dass ponderomotives Heizen nicht der alleinige Beschleunigungsprozess sein kann.

Sowohl Brandl *et al.* als auch der in Kapitel 5 vorgestellte Beschleunigungsprozess nutzten die ponderomotive Beschleunigung nur als Teil der Erklärung.

Die direkte Mehrfachbeschleunigung (Kapitel 2.6.2) erreicht diese hohen Energien, indem das Elektron mehrfach das ponderomotive Potential aufnehmen kann. Würde dieses aufgrund einer Pulsdauerverlängerung geringer werden, würde ebenso die finale Energie abnehmen. Auf der anderen Seite stellte ein längerer Puls für das Elektron die Möglichkeit dar, entweder mehrere Zyklen der Beschleunigung zu erfahren oder zu einem späteren Zeitpunkt den Prozess der Mehrfachbeschleunigung noch erfahren zu können.

Ersteres ist kaum möglich, da die Streuwahrscheinlichkeit für jeden Stoß innerhalb des Targets abnimmt. Zweiteres würde bedeuten, dass die Energie der Elektronen mit zunehmender Pulsdauer sinken würde (da U_P geringer würde), wobei jedoch die Menge an Elektronen steigt, da nun in mehreren Zyklen Elektronen emittiert werden können. Dies konnte experimentell nicht bestätigt werden.

Folglich müssen auch andere Beschleunigungsmechanismen in Betracht gezogen werden.

Bei der Beschleunigung durch quasistatische elektrische Felder (Kapitel 5) ist es vor allem wichtig, möglichst viele Elektronen auf einmal mit hoher Startgeschwindigkeit zu generieren, damit die Elektronenwolke vor dem Target möglichst dicht und die darauffolgende Beschleunigung möglichst hoch wird. Eine Korrelation zwischen erhöhter Elektronenzahl und erhöhter Energie, wäre für diesen Beschleunigungsmechanismus zu erwarten. Beide Erklärungen (die sich nicht widersprechen) bestätigen also eine geringere Elektronenenergie mit der Zunahme der Pulsdauer.

4.2.3 Pulsenergie

Die Variation der Pulsenergie stellt eine Möglichkeit dar, die Intensität des Pulses zu variieren, ohne die zeitliche oder räumliche Form des Pulses dabei zu verändern.

Während der Reduktion der Pulsenergie mit dem Dazzler sank sowohl die Intensität als auch die Energie der Spektren im gesamten Energiebereich ab (Abbildung 4.6). Dies ist ein Unterschied zu den Messungen zur Abhängigkeit von der Pulsdauer, die zumindest in Reflexionsrichtung einen Rückgang an schnellen Elektronen mit der Zunahme der Pulsdauer zeigte, während die spektrale Intensität kleiner Energien in etwa konstant blieb. Allerdings war auch hier im Vergleich zur Reflexionsrichtung nahe der Targetnormalen eine geringere Abhängigkeit vom Ausgangsparameter zu erkennen.

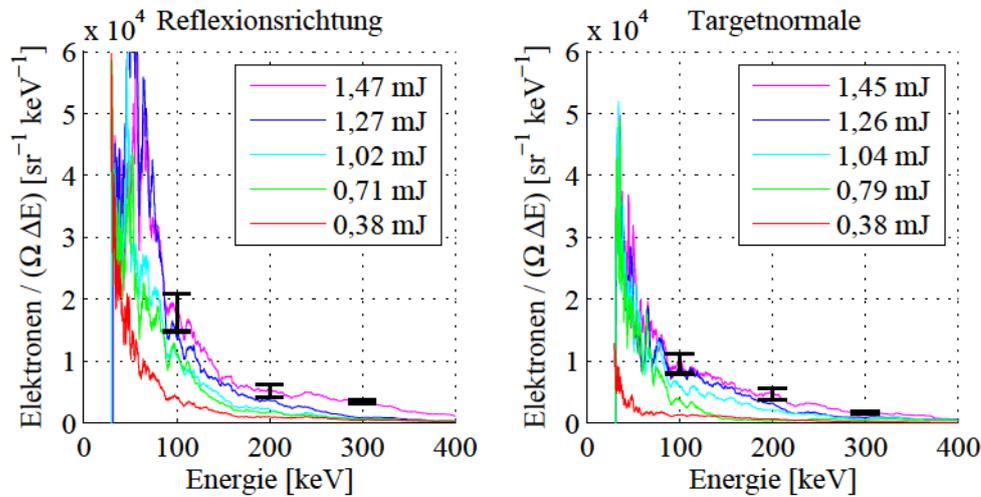


Abbildung 4.6: Elektronenspektren in Abhängigkeit von der Pulsenergie in der Reflexionsrichtung (links) und nahe der Targetnormalen (rechts). In beiden Richtungen ist eine Abschwächung des gesamten Spektrums mit der Abnahme der Pulsenergie zu erkennen.

Auch hier wurde die Anzahl der Elektronen innerhalb der Spektren betrachtet (Abbildung 4.7). Im Gegensatz zur Pulsdauervariation war innerhalb der Reflexionsrichtung ein eindeutiger linearer Zusammenhang zwischen der Pulsdauer und der Elektronenanzahl mit $E_{\text{kin}} > 32$ keV zu erkennen. Dieser hatte eine Steigung von $2,6 \cdot 10^6$ ($\text{sr} \cdot \text{mJ}$) $^{-1}$. Innerhalb der Targetnormalen ergab eine lineare Regression die Steigung $1,9 \cdot 10^6$ ($\text{sr} \cdot \text{mJ}$) $^{-1}$.

Fazit zur Messung der Pulsenergievariation: Beide Emissionsrichtungen zeigten eine näherungsweise lineare Abhängigkeit von der Pulsenergie bei der Betrachtung der Elektronenanzahl mit $E_{\text{kin}} > 32$ keV. Im Unterschied zur Messung mit der Variation der Pulsdauer würde hier eine Regressionsgerade bei $E = 0$ mJ keinen positiven Wert für die Elektronenanzahl ergeben. Zu erwarten wäre, dass die Gerade bereits vor $N_e = 0$ auf 0 absinkt, da eine Minimalenergie $E > 0$ nötig ist, um Elektronen aus einem Plasma auf > 32 keV zu beschleunigen.

Eine höhere Pulsenergie bedeutet, dass mehr Elektronen ionisiert und diese schließlich zu höheren Energien beschleunigt werden können.

Die Elektronenenergien, welche mit der direkten Mehrfachbeschleunigung erreicht werden können, lassen sich durch eine Zunahme ionisierter Elektronen nicht erhöhen, da sie die Wechselwirkung der Elektronen untereinander nicht berücksichtigt.

Die Beschleunigung durch quasistatische elektrische Felder (Kapitel 5) profitiert allerdings von einer höheren Elektronenzahl, die sich ihrerseits in höheren Elektronenenergien zeigen würde.

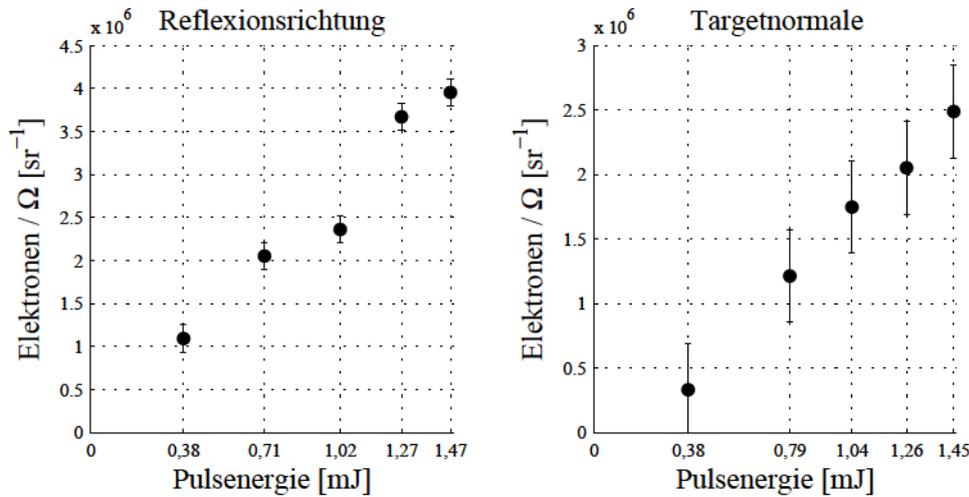


Abbildung 4.7: Elektronenanzahl in Abhängigkeit von der Pulsenergie für die Reflexionsrichtung (links) und nahe der Targetnormalen (rechts). Innerhalb der Reflexionsrichtung und nahe der Targetnormalen besteht ein näherungsweise linearer Zusammenhang zwischen der Elektronenanzahl und der Pulsenergie.

Eine Erhöhung des ponderomotiven Potentials durch die Erhöhung der Pulsenergie würde beiden Prozessen helfen, da beide die ponderomotive Beschleunigung als einen Bestandteil des Gesamtprozesses der Beschleunigung beinhalten.

4.2.4 Fokusfläche

Die motorisierte Verfahrung des Targets entlang der z -Achse ermöglicht es, den Fokus vor oder hinter das Target legen zu können. Damit vergrößerte sich nicht nur der Strahldurchmesser auf dem Target, sondern auch die Intensität des Laserpulses während der Wechselwirkung mit dem Plasma. Des Weiteren konnte der Strahlverlauf innerhalb des Fokus konvergent (Fokus befindet sich hinter dem Target) oder divergent (Fokus befindet sich vor dem Target) eingestellt werden. Divergente Positionen wurden im Folgenden mit einem Minuszeichen (z.B. $-1,00 \cdot I_0$), konvergente Positionen mit einem Pluszeichen markiert (z.B. $+1,00 \cdot I_0$).

In beiden untersuchten Emissionsrichtungen wurden die Abhängigkeiten der Fokuspositionen für die Einstellungen $z = z_0 - 80 \mu\text{m}$, $z_0 - 40 \mu\text{m}$, $z_0 \pm 0 \mu\text{m}$, $z_0 + 40 \mu\text{m}$, $z_0 + 80 \mu\text{m}$ untersucht. Die Abstände wurden so gewählt, um die Schrittgröße einer Rayleighlänge (siehe Formel 2.4 für $w_0 = 3,19 \mu\text{m}$) darzustellen. Mit Formel 2.2 ergaben sich aus den vergrößerten Fokusflächen die Intensitäten $I = -0,18 \cdot I_0$, $-0,47 \cdot I_0$, $1,00 \cdot I_0$, $0,47 \cdot I_0$, $0,18 \cdot I_0$ für diese z -Positionen.

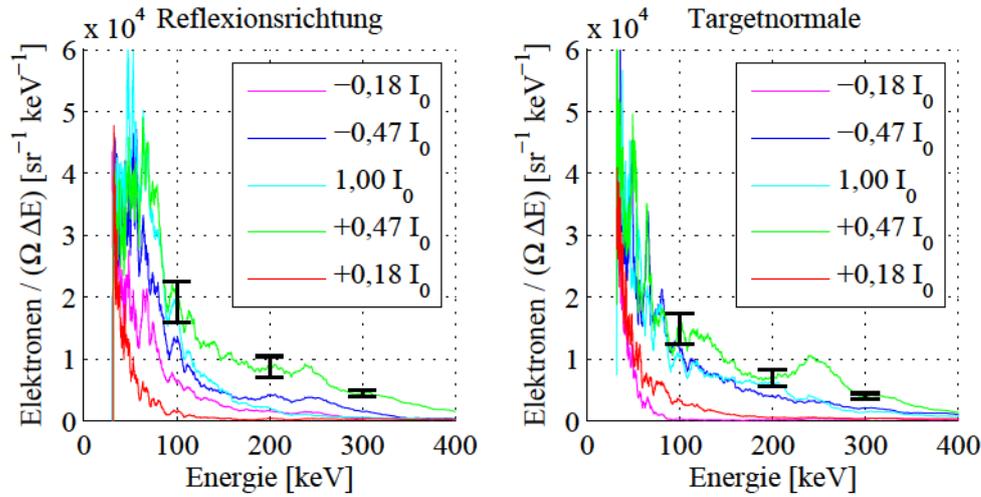


Abbildung 4.8: Elektronenspektren in Abhängigkeit von der Fokusfläche und damit in Abhängigkeit von der Intensität in Reflexionsrichtung (links) und nahe der Targetnormalen (rechts).

Abbildung 4.8 zeigt deutlich, wie die Spektren mit abnehmender Intensität sowohl an maximaler Energie als auch an Intensität verloren. Dieses Verhalten war identisch zu jenem bei der Variation der Pulsenergie.

In beiden Richtungen fiel auf, dass das intensivste Spektrum jeweils an der Stelle $z = z_0 + 40 \mu\text{m}$ ($I = +0,47 \cdot I_0$) zu finden war. Dabei war die Abhängigkeit in z -Richtung nicht symmetrisch um diesen Punkt, was die Untersuchung der Elektronenzahlen in Abbildung 4.9 bestätigte. Während das Signal vom Fokus aus in divergenter Richtung zunächst nahezu konstant blieb (Vergleiche Kurven in Blau und Cyan in Abbildung 4.8), nahm es in konvergenter Richtung zunächst signifikant zu (grüne Kurve). Dies bestätigte die Befunde zum Intensitätsverlauf vorheriger Experimente (Details in Kapitel 4.1).

Fazit zur Messung der Variation der Fokusfläche: Die Fokusposition konnte über die Abschwächung des reflektierten Laserlichts initial nur auf ± 1 Rayleighlänge genau bestimmt werden (siehe Kapitel 3.4). Dies entspricht hier dem Bereich innerhalb von $\pm 0,47 \cdot I_0$. Die Elektronenzahlen innerhalb dieses Intervalls liegen in Reflexionsrichtung zwischen $\approx 2,8 \cdot 10^6 \text{ sr}^{-1}$ und $4,6 \cdot 10^6 \text{ sr}^{-1}$ und nahe der Targetnormalen zwischen $\approx 2,9 \cdot 10^6 \text{ sr}^{-1}$ und $4,1 \cdot 10^6 \text{ sr}^{-1}$. Bei Vergleichen zwischen den Elektronenzahlen beider Emissionsrichtungen der Kapitel 4.2.1 - 4.2.3 muss bedacht werden, dass Unterschiede in der Elektronenzahl im gewissen Maß auch aus einer unterschiedlichen z -Position resultieren können.

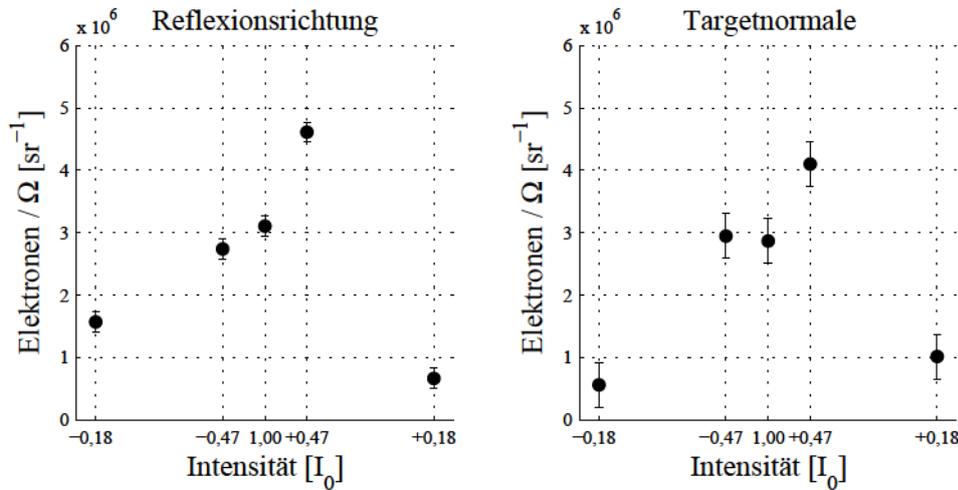


Abbildung 4.9: Elektronenzahlen in Abhängigkeit von der Fokusposition und damit auch der Fokusfläche und Intensität in Reflexionsrichtung (links) und nahe der Targetnormalen (rechts). Für jede Fokusposition wurde dafür zunächst mit Formel 2.2 die Fokusfläche ermittelt. Die Intensität wurde normiert und dessen relative Änderung als Positionen auf der Abszisse verwendet. In beiden Richtungen ist ein asymmetrischer Verlauf entlang der z -Richtung zu erkennen. Dies gleicht sich jedoch für die am weitesten außen liegenden Positionen an, sodass die Aussage getroffen werden kann, dass die Elektronenzahlen oberhalb von 32 keV in beiden Richtungen nahezu gleich sind.

In 4.1 wurde bereits gezeigt, dass die Spitzenintensität entlang der z -Achse keinen symmetrischen Verlauf besaß. Die Tatsache, dass die Intensität in konvergenter Richtung größer war, spiegelte sich in der Messung der Elektronen wieder und erklärte somit den asymmetrischen Verlauf.

Die Änderungen der Spektren zeigt, wie im Fall der Variation der Pulsenergie, dass sowohl die Intensität als auch die Energie mit abnehmender Intensität zurückgehen.

Die Variation der Fokusfläche kann auch als Variation der Fluenz (Photonen pro Fläche) betrachtet werden. Eine erhöhte Photonendichte würde eine erhöhte Dichte ionisierter Elektronen in diesem Bereich nach sich ziehen. Dies würde für die quasistatische elektrische Feldbeschleunigung größere elektrostatische Felder und damit höhere Elektronenenergien bedeuten.

Von der Erhöhung des ponderomotiven Potentials durch Erhöhung der Intensität, würden sowohl die direkte Mehrfachbeschleunigung als auch die Beschleunigung mit quasistatischen elektrischen Feldern profitieren.

Fazit der Messung der Elektronenspektren: Die Messung der Elektronenspektren ergab maximale Energien in einem Bereich von $> 300 - 400$ keV. Diese waren zunächst deutlich höher als klassische Mechanismen wie die ponderomotive Beschleunigung erwarten ließen.

Für jeden Parameter wurden die möglichen Effekte auf zwei unterschiedliche Beschleunigungsmechanismen analysiert.

In Kapitel 5 wird gezeigt werden, dass die Beschleunigung von Elektronen mit quasistatischen elektrischen Feldern bei einer Erhöhung der Elektronenanzahl zu einer Erhöhung der Elektronenenergie führt. Dieses Kapitel zeigte mehrfach, dass eine Erhöhung der Elektronenzahlen mit einer Erhöhung der Elektronenenergien einherging, was Indizien für die Beschleunigung mittels quasistatischer elektrischer Felder waren.

4.3 Richtungsverteilung

4.3.1 Aufbau

Ergänzend zu der Vermessung der Elektronenspektren wurde die Richtungsverteilung der Elektronenemission untersucht.

Zur Detektion kamen erneut Imaging Plates zum Einsatz, da diese vor allem eine ausreichende Dimensionierung besaßen, um den gesamten Winkelbereich gleichzeitig aufnehmen zu können. Abbildung 4.10 zeigt den typischen experimentellen Aufbau. Die Imaging Plate wurde so platziert, dass sie die Emission von der Targetoberfläche (135°) bis nahe an die Richtung des einfallenden Lasers ($\approx 25^\circ$) detektieren konnte. Um mehrere Aufnahmen zu ermöglichen, wurde vor der Imaging Plate ein horizontaler Spalt mit einer Breite von 10 mm befestigt.

In Kapitel 4.2 konnten mit dem Spektrometer das Elektronen- und das Röntgensignal räumlich voneinander getrennt werden. Zusätzlich konnte durch die Aufteilung der Energien auf unterschiedliche Pixel mit der Kalibrierung aus [93] auf die Elektronenzahl zurückgerechnet werden. Beides war bei den Aufnahmen zur Richtungsverteilung nicht möglich. Des Weiteren wurden auch die Elektronen < 32 keV detektiert. Um das Elektronensignal dennoch von einem Großteil des Röntgensignals zu separieren, wurde vor der Imaging Plate ein Aluminiumfilter angebracht, welcher Röntgenstrahlung mit $h\nu < 1,5$ keV und Elektronen unterhalb 37 keV absorbierte [91].

Bei der Auswertung der Daten wurde die Geometrie des Experiments dahingehend berücksichtigt, dass die Pixel der Imaging Plate unterschiedliche Abstände und Orientierungen zum Plasma besaßen; die Raumwinkelelemente waren somit unterschiedlich. Die Rekali-

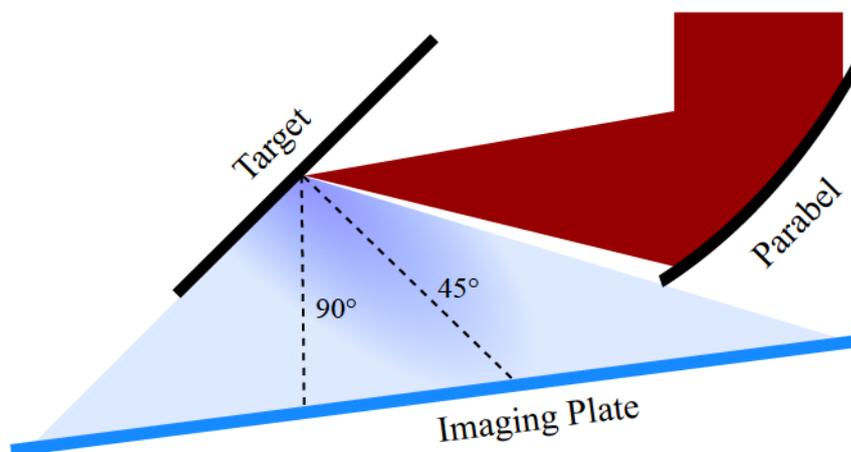


Abbildung 4.10: Schematischer Aufbau der Messung der Winkelverteilung der Elektronenemission. Die Imaging Plate wurde so platziert, dass die Emission zwischen dem Winkel der Targetoberfläche (135°) und möglichst nahe der Parabel ($\approx 25^\circ$) detektiert werden konnte.

brierung der Signalstärke führte dazu, dass diese an den Rändern der Verteilung anstieg.

Es wurden dieselben Parameter wie bereits in Kapitel 4.2 untersucht. Dabei war es jeweils interessant, die Emissionsrichtung der Elektronen und die Signalstärke in Abhängigkeit von einzelnen Parametern zu untersuchen. Die Emissionsrichtung konnte Informationen über die Beschleunigungsrichtung geben. Experimente unter ähnlichen Bedingungen zeigten bereits einen Emissionsschwerpunkt der Elektronen zwischen der Targetnormalenrichtung und der Richtung der spekularen Reflexion [14, 99].

Die folgenden Kapitel sind ähnlich wie in 4.2 aufgebaut, sodass die Effekte der Parameter zunächst einzeln erläutert werden und anschließend ein Fazit daraus gezogen wird.

4.3.2 Reproduzierbarkeit

Um im Folgenden Aussagen über die Veränderlichkeit der Übersichtsaufnahmen treffen zu können, wurde im Voraus untersucht, welche Signalschwankungen zu erwarten waren.

Dazu wurden sechs Aufnahmen unter identischen Bedingungen gemacht, welche jeweils über fünf Schüsse gemittelt wurden, um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten.

Bereits hierbei wurde ein deutlicher Emissionsschwerpunkt nahe 60° erkennbar. Unter der Annahme, dass ein signifikanter Anteil der Elektronenbeschleunigung durch ponderomotive Beschleunigung entstand, konnte die Reflektivität des Plasmas mit Formel 2.38 zu 33 % bestimmt werden. Die Richtung der stärksten Emission blieb während der Signalschwankungen erhalten.

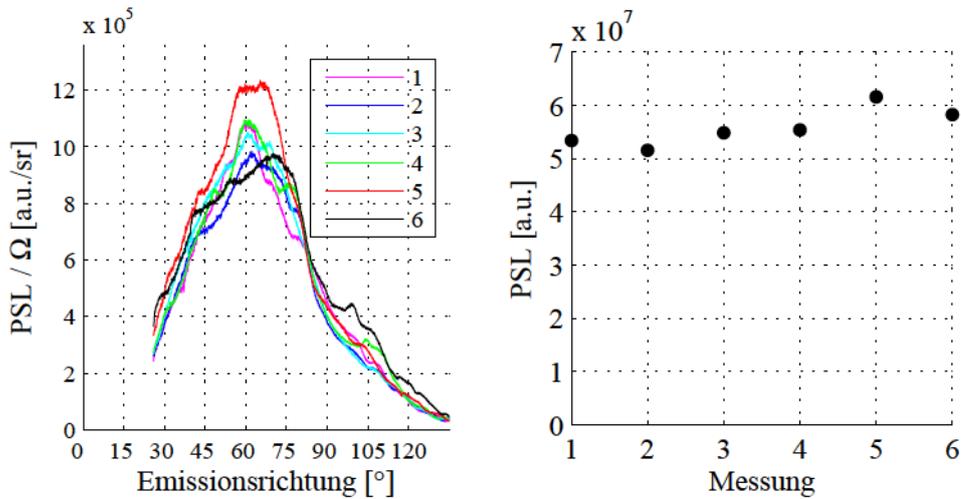


Abbildung 4.11: Reproduzierbarkeit der Richtungsverteilung anhand von sechs Messungen unter identischen Bedingungen. Da das Signal nicht seinen Energien nach aufgespalten war, konnte die Kalibrierung der Imaging Plates zur Umrechnung in Elektronenzahlen ([93]) nicht verwendet werden, wodurch das Signal als PSL angegeben wurde. Die Umskalierung der Signalstärke auf den ausgeschnittenen Raumwinkel erfolgte unter Berücksichtigung der Abstände der Pixel auf der Imaging Plate zum Plasma und deren Verkipfung zur Verbindungslinie von Plasma und Pixel. Rechts: Integral zwischen 30° und 135° .

Analog zu Kapitel 4.2 wurde die Schwankungsbreite des Signals mit der Standardabweichung angegeben. Sie betrug bei der maximalen Amplitude nahe 60° $s = 1,2 \cdot 10^5$ a.u./sr. In den folgenden Darstellungen zur Richtungsverteilung wird dies als Fehlerbalken exemplarisch für den signalstärksten Verlauf eingezeichnet.

Das Signal der Richtungsverteilung kann aufgrund der fehlenden Energieaufspaltung nur als ein Maß für die Elektronenanzahl in unterschiedliche Winkel angesehen werden. Daher werden im Folgenden auch immer die Integrale unter den Verteilungen angegeben. Die Standardabweichung des Integrals zwischen den Winkeln 30° und 135° war $3,6 \cdot 10^6$ a.u..

4.3.3 Pulsdauer

Die Variation der Pulsdauer wurde erneut über die Einstellung des Gitterkompressors vorgenommen. Die Signalstärke der Emission und somit auch dessen Integrals sank über die gesamte Messung mit zunehmender Pulsdauer ab, während der Emissionsschwerpunkt nahezu den gleichen Winkel beibehielt (Abbildung 4.12). Die Variation der Elektronenspektren in Abhängigkeit von der Pulsdauer in Reflexionsrichtung zeigte im Rahmen des Standardfehlers dasselbe Verhalten im Bezug auf die Elektronenmenge. Obwohl sich dieses Ergebnis aus dem Signal in Reflexionsrichtung und dem Signal in Targetnormale zusammensetzte, glich das Verhalten dem in Reflexionsrichtung in Kapitel 4.2.2.

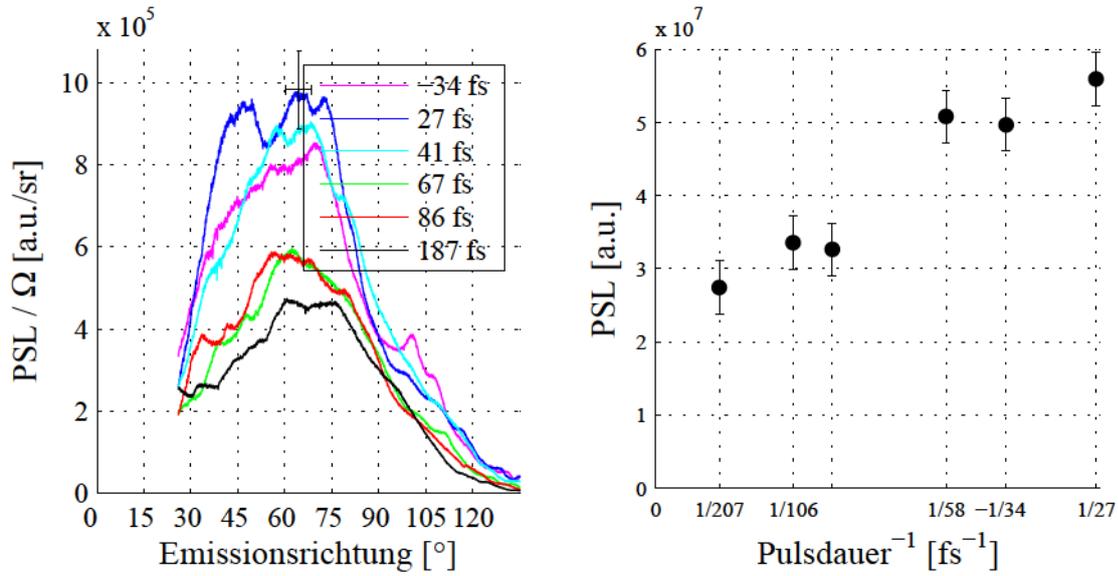


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der Richtungsverteilung von der Pulsdauer. Links: Winkelverteilung. Rechts: Integriertes Signal über die gesamte Emissionsbreite. Es ist grob ein linearer Verlauf zu erkennen, der wie in Kapitel 4.2.2 nicht auf null absinkt. Das Vorzeichen bei -34 fs repräsentiert einen negativ gerichteten Puls.

Die Diskrepanz zur Messung der Elektronenspektren in Richtung der Targetnormalen konnte aus zwei Gründen entstanden sein. Entweder zeigte die Emissionsmenge der Elektronen im Bereich > 32 keV innerhalb der Targetnormalen eine andere Abhängigkeit als in Reflexionsrichtung oder bei der Messung in Targetnormalen ist ein Fehler unterlaufen, da die Elektronenanzahlen und -spektren für geringe Pulsdauern keine Veränderungen zeigten.

4.3.4 Pulsenergie

Bei der Variation der Pulsenergie konnte ein ähnlicher Verlauf beobachtet werden wie bereits bei der Messung der Spektren (Abbildung 4.13). So nahm die Signalstärke nahezu linear mit der Pulsenergie zu. Die Lage des Emissionsschwerpunkts blieb unverändert.

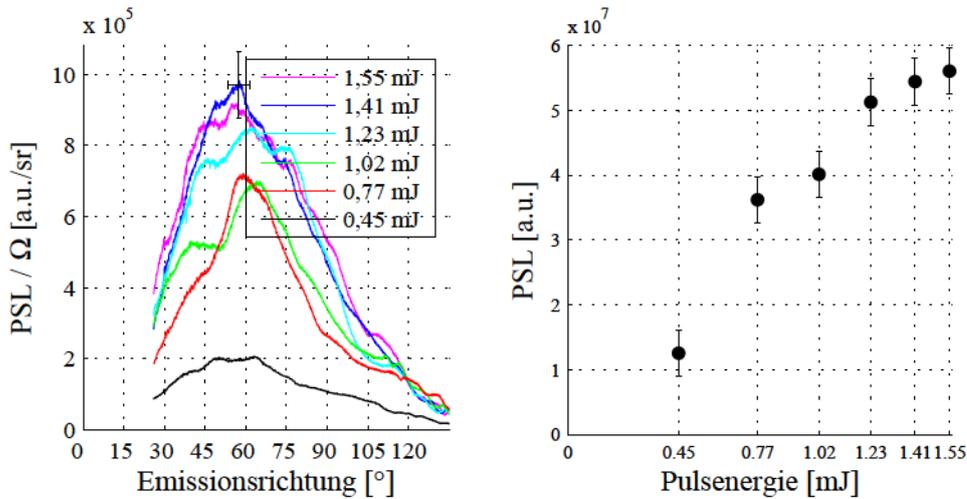


Abbildung 4.13: Abhängigkeit der Richtungsverteilung von der Pulsenergie. Links: Winkelverteilung. Rechts: Integriertes Signal über die gesamte Emissionsbreite. Während die Lage des Emissionsschwerpunkts nahezu konstant blieb, nahm die Menge emittierter Elektronen grob linear zu.

4.3.5 Fokusfläche

Die Veränderung der Fokusposition ermöglichte auch hier dieselben Variationen der Intensität wie bereits in Kapitel 4.2.4, wobei Platz für eine weitere Aufnahme war. Demnach wurden die Positionen $z = z_0 - 40 \mu\text{m}$, $z_0 - 20 \mu\text{m}$, $z_0 \pm 0 \mu\text{m}$, $z_0 + 20 \mu\text{m}$, $z_0 + 40 \mu\text{m}$ und $z_0 + 60 \mu\text{m}$ untersucht.

Obwohl die Verteilungen breiter waren als zuvor, war doch ein vergleichbarer Verlauf des Gesamtsignals zu der korrespondierenden Messung in Kapitel 4.2.4 erkennbar (siehe Abbildung 4.14). So wurde das maximale Signal wieder im konvergenten Bereich des Strahls erzeugt.

Fazit der Untersuchungen der Richtungsverteilungen: Es kann festgehalten werden, dass zum einen der Emissionsschwerpunkt durch die Wahl der zur Verfügung stehenden Parameter nicht verschoben werden konnte. Die Emission war weder isotrop, noch zeigten sich schmale Emissionskegel in definierten Richtungen. Diese Qualitäten blieben während der Parametervariationen grob erhalten. Zum anderen reagierte das Gesamtsignal in Bezug auf Pulsdauer, Pulsenergie und Fokusposition vergleichbar mit den Elektronenzahlen in Kapitel 4.2. Ersteres bedeutet auch, dass sich die Reflektivität des Plasmas nicht änderte. Dies widersprach zunächst dem Befund, dass das reflektierte Laserlicht nahe des vermeintlichen Fokus dunkler wurde. Eine mögliche Erklärung ist, dass das scheinbar fehlende reflektierte Licht, durch eine räumliche oder spektrale Änderung dunkler erscheint.

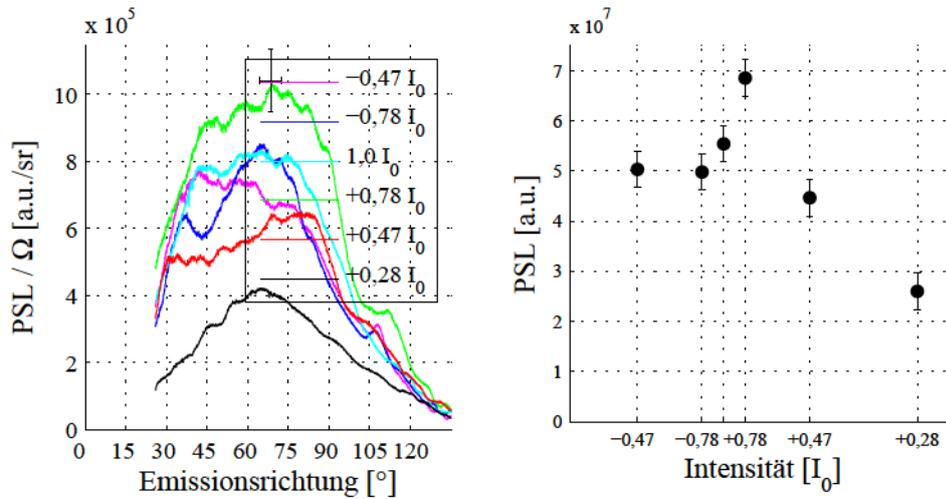


Abbildung 4.14: Abhängigkeit der Richtungsverteilung von der Fokusposition. Links: Winkelverteilung. Rechts: Integriertes Signal über die gesamte Emissionsbreite. Die Skalierung der Abszisse wurde auf den relativen Abfall der Intensität angepasst.

4.4 Fazit

Fazit der Untersuchung der Elektronenemission für Pulse mit einer Pulsdauer von 27 fs: Die Elektronenquelle wurde für Pulse mit $\tau = 27$ fs innerhalb des Laserparameterraums (Energie, Pulsdauer, Fokusfläche) charakterisiert. Des Weiteren wurden Möglichkeiten zur Steuerung und Optimierung des Signals aufgezeigt. Dies geschah zum einen für Elektronenspektren ab 32 keV und zum anderen für die Richtungsverteilung der Elektronenemission. Es wurden die Besonderheiten der einzelnen Parameter genannt und erklärt sowie Vergleiche zu den Beschleunigungsmechanismen aus den Kapiteln 2.6.2 und 5 angestellt.

- Es wurden Energien der Elektronen von $> 300 - 400$ keV gemessen, die bislang nicht erklärbar sind.
- Es wurde gezeigt, dass die Elektronenanzahl und damit auch die Elektronenenergie näherungsweise linear mit der Pulsenergie skalieren.
- Durch die Wahl unterschiedlicher Fokuspositionen veränderte sich die Form der Spektren wie bereits bei der Variation der Pulsenergie. Außerdem stellte sich heraus, dass die Position maximaler Elektronenemission und -energie relativ zur Messung über das reflektierte Laserlicht eine Rayleighlänge weiter in konvergenter Richtung lag, während das Signal in divergenter Richtung langsamer abfiel. Dies konnte auf den asymmetrischen Verlauf des Strahlprofils während der Fokussierung zurückgeführt werden.

- Die Variation der Pulsdauer führte dazu, dass sich die Form der Spektren veränderte, indem hauptsächlich die hohen Energien für zunehmende Pulsdauern zurückgingen. Außerdem konnte gezeigt werden, dass die Anzahl emittierter Elektronen in Reflexionsrichtung einen annähernd linearen Verlauf aufwies, der jedoch keine Nullpunktsgerade darstellte, was vermuten ließ, dass der Verlauf möglicherweise nichtlinear war, was eine weitere Erhöhung der Pulsdauer zeigen könnte. Außerdem zeigte sich eine geringere Abhängigkeit von der Pulsdauer nahe der Targetnormalen
- Die Verläufe der Elektronenzahlen bei der Messung der Spektren und der Richtungsverteilung zeigten vergleichbare Verhalten.
- Durch die Variation der Parameter konnte der Emissionsschwerpunkt nicht verschoben werden. Er blieb bei $\approx 60^\circ$, was einer Reflektivität des Plasmas von $\approx 33\%$ entsprach.

Mit den Untersuchungen der Elektronenemission konnten interessante Erkenntnisse über die Wechselwirkung des Laserpulses mit dem Plasma gewonnen werden. Dennoch ist bislang nicht völlig klar, wie die Elektronen diese sehr hohen Energien erreichen konnten. Es wurde an mehreren Stellen bereits gesagt, dass die direkte Mehrfachbeschleunigung alleine weder das vollständige Spektrum noch die Abhängigkeiten von den untersuchten Laserparametern erklären kann.

Um den hohen Energien auf den Grund zu gehen, wurden im folgenden Kapitel PIC-Simulationen durchgeführt, die einen mikroskopischen Einblick in die Besonderheiten der Elektronenbeschleunigung geben konnten.

Kapitel 5

Quasistatische elektrische Feldbeschleunigung

Ein Resultat der Messungen aus Kapitel 4 waren sehr hohe kinetische Energien im Bereich $> 300\text{--}400\text{ keV}$. Dies konnte nicht alleine durch ponderomotives Heizen begründet werden, da das ponderomotive Limit in diesem Fall nur $U_{\text{lim}} \approx 40\text{ keV}$ betrug. Zwar gab es bereits einen Versuch, das Spektrum zu erklären [14], jedoch konnte damit weder das gesamte Spektrum erklärt, noch etwas über die Anzahl emittierter Elektronen gesagt werden.

Um die hohen Elektronenenergien besser erklären zu können, wurden *particle in cell* (PIC) Simulationen durchgeführt. Die Simulationen wurden so konzipiert, dass sie möglichst genau die Situation im Experiment widerspiegeln, um so einen detaillierten Einblick in die Beschleunigungsprozesse der Elektronen geben zu können.

Dieses Kapitel stellt den PIC-Code und dessen Funktionsweise dar. Darauf aufbauend werden die Ergebnisse der Simulationen vorgestellt, diskutiert und schließlich ein ganz neuer Beschleunigungsprozess vorgestellt, mit dem schließlich die hohen Energien erklärt werden können.

Die Erklärung wird außerdem mit einem simplifizierten numerischen Modell (Kapitel 5.2.3) ergänzt, welches den neuen Beschleunigungsprozess auf einen einfachen, bereits bekannten Mechanismus zurückführt.

Wesentliche Teile dieses Kapitels wurden bereits in [100] veröffentlicht.

5.1 Funktionsweise des PIC-Codes

Der verwendete PIC-Code wurde von Dr. Dirk Hemmers im Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität entwickelt und von Dr. Christian Stelzmann während seiner Promotionszeit erweitert und optimiert [97]. Für die vorliegende Arbeit wurde der PIC-Code um die Fähigkeit erweitert, vollständig reproduzierbare Ergebnisse zu liefern, was im Folgenden beschrieben wird.

Die Geschichte der Plasmasimulationen begann mit dem ersten eindimensionalen Computermodell von John Dawson am Ende der 50er Jahre [101]. Er berechnete die gegenseitigen Coulombkräfte aller Teilchen der Simulation. Dies hatte zur Folge, dass die Anzahl der nötigen Operationen und damit die Rechenzeit mit N^2 anstieg und somit nur eine geringe Teilchenzahl N möglich war. 1965 begannen Hockney und Buneman mit Gittern zu arbeiten, um Simulationen in zwei Dimensionen in adäquater Zeit zu ermöglichen. In den 70er Jahren folgte die Theorie zum elektrostatischen PIC-Code von Langdon. Die ersten elektromagnetischen PIC-Codes, welche die Grundlage des PIC-Codes in dieser Arbeit darstellen, wurden in den 80er und 90er Jahren entwickelt [102]. Der verwendete Code basiert im Wesentlichen auf der Arbeit von J. P. Verboncoeur [103].

Die Besonderheit von PIC-Simulationen ist die Verwendung eines räumlichen Gitters, welches sich aus Zellen (*cells*) zusammensetzt. Teilchen (typischerweise Elektronen) können sich innerhalb einer Zelle oder darüber hinaus bewegen. Ihre Positionen und Impulse werden dabei kontinuierlich ermittelt und gespeichert. Im Gegensatz dazu werden Felder auf den Mitten und Kanten der Zellen und Ströme nur auf den Knoten des Gitters gespeichert. Letztere entstehen nur dann, wenn sich ein Teilchen über den Rand einer Zelle bewegt. Die Besonderheit, die Felder diskret abzuspeichern, hat zur Folge, dass Teilchen innerhalb derselben Zelle nicht direkt wechselwirken können. Für die Ermittlung der Felder, Ströme und Dichten werden die Maxwellgleichungen gelöst. Bei der Zuweisung der Ströme wird eine Methode verwendet, welche die Kontinuitätsgleichung erfüllt [104]. Dadurch wurden die Ladungsdichten in den Zellen und damit die elektrostatischen Felder verlässlich ermittelt.

Im Wesentlichen läuft die Simulation in vier Schritten ab. Dabei wird der Ablauf exemplarisch anhand eines einzelnen Teilchens beschrieben. Natürlich wird dieses Verfahren auf alle Teilchen und alle Zellen angewendet:

- Kräfte, die auf ein Teilchen wirken, bewegen es innerhalb eines Zeitschritts Δt mit der Geschwindigkeit \vec{v} zur neuen Position \vec{x} .
- Die Bewegung hat einen Strom \vec{j} zur Folge und die neue Position eine neue Ladungsdichte ρ innerhalb der Zelle am Ort \vec{x} .

- Die Ladungsdichte ρ stellt dabei einen Quellterm für ein elektrisches Feld \vec{E} dar, während \vec{j} das magnetische Feld \vec{B} induziert.
- Das elektrische Feld wirkt nun als Coulombkraft und das magnetische Feld als Lorentzkraft auf die Teilchen der anderen Zellen. Das Schema beginnt erneut.

Die räumliche Diskretisierung reduziert die Rechenoperation in Abhängigkeit von der Teilchenzahl auf $N \log(N)$, was eine deutliche Verbesserung gegenüber N^2 ist. Dennoch steigt das Signal-Rausch-Verhältnis mit \sqrt{N} , was eine ausreichend hohe Teilchenzahl nötig macht. Bei der Diskretisierung der Zeitschritte wurde darauf geachtet, dass die Plasmafrequenz des Targets $\omega_P = \sqrt{n_e e^2 / \epsilon_0 m_e}$ aufgelöst wurde. Mit 600 Zeitschritten pro Laserzyklus ergab sich eine zeitliche Schrittweite von 4,4 as, welche ausreichend war, um die Plasmafrequenz mit $\omega_P \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1}$ ($\omega_P^{-1} \approx 20 \text{ as}$) aufzulösen. Eine zu grobe Wahl hätte dazu geführt, dass das Plasma bereits ohne die Einwirkung eines Lasers auseinanderdriften würde.

Um die Kräfte, die auf Teilchen wirken, zu bestimmen, wird die Newton-Lorentz-Gleichung gelöst

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \gamma m \vec{v} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right), \quad (5.1)$$

wobei

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (5.2)$$

der relativistische Gamma-Faktor ist. Hier sei erwähnt, dass ein Teilchen in der Simulation nicht nur ein Elektron oder Ion darstellte, sondern ein Makroteilchen, um die hohen Teilchendichten im Festkörper überhaupt zu ermöglichen. Masse und Ladung solch eines Makroteilchens sind deutlich höher im Vergleich zu einem Einzelteilchen, was bei der Berechnung von Kräften und Feldern berücksichtigt wird.

Zur Verringerung der Rechenzeit wurden unterschiedliche Methoden aus [97, 105] verwendet. Durch die Verwendung des Leap-Frog Integrationsschemas konnte außerdem die Nutzung des Speichers reduziert werden, da das elektrische und magnetische Feld abwechselnd abgespeichert werden und eine größere Genauigkeit erzielt wird als mit dem Euler-Verfahren [103, 106].

Um die Rechenzeit weiter zu verringern, wird die gesamte Simulationsbox in Streifen aufgeteilt, die jeweils einem Prozessorkern beziehungsweise Thread zugeordnet werden. Im Idealfall sinkt dabei die Rechenzeit ungefähr um den Faktor an Threads. Mit einer von D. Hemmers und C. Stelzmann entwickelten „Locking“-Technik wurde die Skalierung der Rechenzeit mit der Anzahl der Threads deutlich verbessert. Locking meint das forcierte pausieren eines Threads, sodass dieser nicht gemeinsam mit einem weiteren Thread ungewollt auf den selben Speicher zugreifen kann.

Für die Untersuchungen in Kapitel 5.2 war es notwendig, dass der Code vollständig reproduzierbar lief. Es sollten zuerst globale Verteilungen ermittelt werden, um anschließend die gewünschten Elektronen in einem zweiten Durchlauf tracken zu können. Ein anfängliches Problem dabei war, dass die mathematischen Operatoren Addition und Subtraktion bei der Parallelisierung nicht kommutativ waren. Werte, die nicht ganzzahlig waren, wurden in Exponentialschreibweise als Fließkommazahlen in der Form $M \cdot 10^{EXP}$ gespeichert. Die Mantisse M wurde dabei mit einer bestimmten Genauigkeit abgespeichert, während der Exponent EXP die Größenordnung angab. Wurden zwei Zahlen addiert oder subtrahiert, wurde EXP vorher angeglichen, was dem jeweiligen Summanden eine höhere Genauigkeit zusprach, als vorhanden war. Die Reihenfolge der Operationen bei der Parallelisierung entschied somit darüber, wie viel Genauigkeit verloren ging.

Um dies zu umgehen, wurde die Bearbeitung der Threads dahingehend verändert, dass diese zuerst ihre obere Hälfte und anschließend die untere Hälfte vollständig abarbeiteten. Da alle Threads gleichzeitig arbeiteten, musste also ein Teilchen, um den oben beschriebenen Konflikt zu verursachen, innerhalb eines Zeitschritts eine Strecke zurücklegen, die so vielen Zellen entsprach, wie ein Thread „breit“ war. Solche große Strecken konnten unmöglich von Elektron zurückgelegt werden. Die Teilchen, die jeder Thread bearbeitete, lagen somit deutlich räumlich getrennt voneinander vor, sodass unter anderem kein Locking des Speichers mehr nötig war.

So konnte schließlich darauf verzichtet werden, eine große zufällige Menge Elektronen tracken zu müssen, da nun jedes Teilchen des Codes über eine Indexnummer identifiziert werden konnte. Der Code wurde dahingehend erweitert, dass für jedes Teilchen aus einer importierten Liste zu jedem Zeitschritt Orte, Impulse und die elektrostatischen Felder in beiden Koordinaten aufgezeichnet wurden.

5.2 Simulationsergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel wird zuerst die konkrete geometrische und physikalische Situation definiert, in der Elektronenspektren simuliert und einzelne Elektronen verfolgt wurden. Im Anschluss daran werden die Ergebnisse der Simulationen vorgestellt und diskutiert. Basierend auf den gewonnenen Erkenntnissen wird im letzten Unterkapitel ein numerisches Modell vorgestellt und diskutiert, welches den Beschleunigungsmechanismus dieses Kapitels auf das Wesentliche reduziert darstellt.

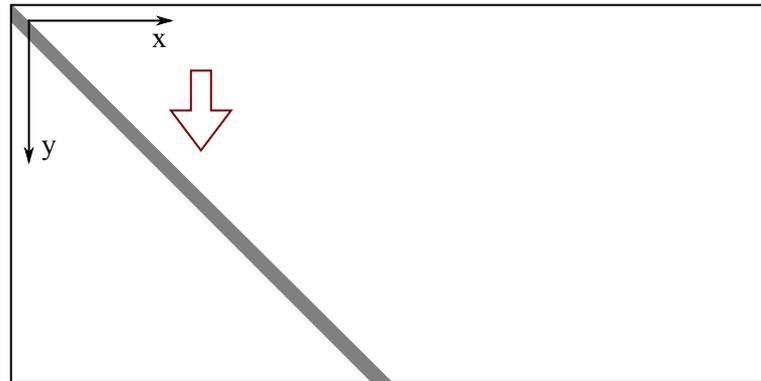


Abbildung 5.1: Koordinatensystem der PIC-Simulation. Der Laserpuls läuft in der linken Hälfte der oberen Boxkante ein und wird am Target reflektiert, welches als grauer, schräg liegender Balken dargestellt ist. Die Box wurde entlang der x-Richtung beziehungsweise Reflexionsrichtung des Lasers so weit verlängert, dass der an der Boxkante reflektierte Laser innerhalb der Simulationszeit nicht zurück zum Target gelangen konnte.

5.2.1 Struktur der Simulation

Um die experimentellen Bedingungen möglichst genau nachzubilden, wurden die Parameter der PIC-Simulation wie folgt gewählt

- Die Temperatur der Elektronen zu Beginn der Simulation entsprach 300 K.
- Der Einfallswinkel der Laserstrahlung lag wie im Experiment bei 45° .
- Die Länge des Plasmagradients betrug $\lambda/20$. Für Pulse mit $\tau = 8$ fs wurde später der Gradient mittels differentieller Interferometrie auf $\lambda/40$ bestimmt [80]. Simulationen mit dieser Gradientenlänge zeigten allerdings keine Unterschiede.
- Die Elektronendichte entsprach $n_e = 438 \cdot n_{krit.}$, wobei $n_{krit.} = 1,78 \cdot 10^{27} \text{ m}^{-3}$ war.
- Ionen wurden als immobile positive Ladungen dargestellt, was in Anbetracht des kurzen Wechselwirkungszeitraums plausibel war. Simulationen mit mobilen Ionen zeigten keine Änderungen der Ergebnisse.
- Es wurden keine Zweierstöße berücksichtigt. Deren Effekt wird in Kapitel 2.6.2 erläutert.
- Die Größe der Simulationsbox betrug $15 \mu\text{m} \times 30 \mu\text{m}$, wobei die längere Seite der Richtung des reflektierten Lasers entsprach (siehe Abbildung 5.1). Die Boxgröße wurde so gewählt, dass sowohl das transversale Strahlprofil vollständig in die Box passte, als auch der reflektierte Laserpuls genug Raum hatte sich auszubreiten, ohne im späteren Verlauf die Trajektorien der Elektronen zu beeinflussen. Die Kantenlänge

der Zellen war 10 nm und stellte damit einen guten Kompromiss zwischen dem räumlichen Auflösungsvermögen und dem Signal-Rausch-Verhältnis dar.

- Die Simulation arbeitete mit reflektierenden Randbedingungen. Dies war ebenfalls ein Grund, die Box zu verlängern, sodass der an der Boxkante reflektierte Laserpuls eine ausreichend lange Propagationsdauer besaß, damit die Simulationszeit ausreichend lang sein konnte, ohne dass der Puls die Elektronen stört.
- Der Laserpuls besaß eine Pulsdauer von 10 Zyklen ($\tau_{\text{FWHM}} = 10 \cdot T_0 = 27$ fs) bei einer Wellenlänge von 800 nm. Die Fokusgröße betrug $w = 3,1 \mu\text{m}$ bei einem a_0 von 0,24.
- Die Simulation lief nach der Wechselwirkung des Pulsmaximums mit dem Target 360 fs lang weiter. So konnte sichergestellt werden, dass die Elektronen einen Zustand erreichten, bei dem keine signifikanten Kräfte mehr wirken. Die zeitliche Auflösung betrug 600 Schritte pro Laserzyklus $T_0 \approx 2,66$ fs.
- Die Simulation war zweidimensional und das Gitter lag in der optischen Ebene der Reflexion des Lasers. Der Laser war innerhalb dieser Ebene polarisiert (also p-polarisiert). Da die Beschleunigung der Elektronen durch das Laserfeld ein signifikanter Teil des Beschleunigungsprozesses war, war die Betrachtung innerhalb der Ebene der Polarisation ausreichend. Um dies zu überprüfen, wurden 3D-Simulationen durchgeführt, die im Wesentlichen die selben Ergebnisse wie die 2D-Simulationen lieferten. Aufgrund der sehr viel höheren Rechenzeit wurde auf weitere 3D-Simulationen verzichtet.

5.2.2 Ergebnisse

Zunächst wurde das Experiment im Hinblick auf die Elektronenemission simuliert. Dazu wurde der Laserpuls auf das Target fokussiert, um mit dem Plasma wechselwirken zu können. Die Simulation lief dabei so lange, dass die kinetischen Energien der Elektronen gegen einen finalen Wert konvergierten. Somit wurde sichergestellt, dass die Beschleunigungsprozesse bis zu ihrem Ende auf die Elektronen wirken konnten.

Während der gesamten Simulationsdauer wurden in den zeitlichen Abständen halber Laserzyklen die Positionen und Impulse aller Elektronen gespeichert. So konnte für jeden dieser Zeitpunkte ermittelt werden, in welche Richtung die Elektronen emittiert wurden, welche kinetische Energie sie besaßen und wo sie sich befanden.

Solch eine Momentaufnahme ist in Abbildung 5.2 für den Zeitpunkt am Ende der Phase der Beschleunigung dargestellt. Die meisten Elektronen werden in $\approx 55^\circ - 60^\circ$ emittiert (schwarze Kreise). Diese Verteilung stimmt mit den experimentellen Daten (blaue Kurve)

überein. Hingegen werden in spekulärer Reflexion weniger Elektronen emittiert, diese besitzen aber etwas höhere kinetische Energien. Dies wurde für kurze Pulse einer Hohlfaser ebenfalls in [95] beobachtet und diskutiert.

Für höhere Intensitäten ($10^{17} - 10^{18} \text{ W/cm}^2$) simulierten Ruhl *et al.* mit einem PIC-Code einen kollimierten Elektronenstrahl nahe der Targetnormalen [99]. Da die verwendeten Intensitäten ca. eine Größenordnung geringer waren, konnte dieses Verhalten nicht beobachtet werden.

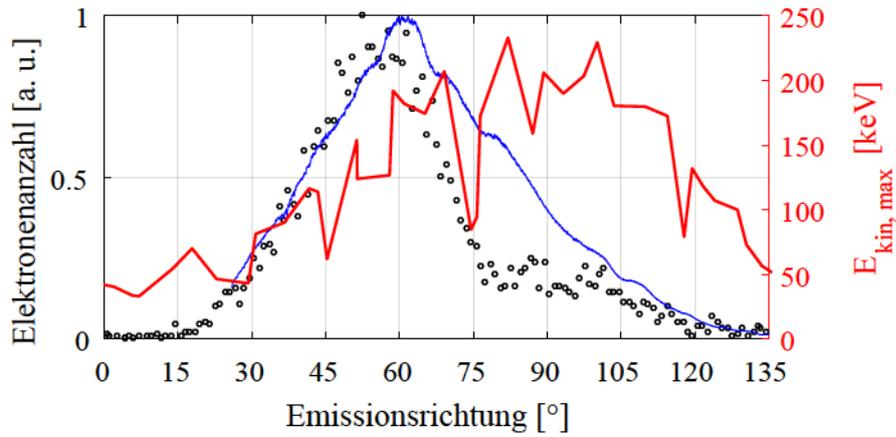


Abbildung 5.2: Die maximale kinetische Energie (Rot) und die Anzahl der Elektronen (Blau (gemessen) und Schwarz (simuliert)) am Ende der Phase der Beschleunigung. 0° ist die Ursprungsrichtung des Lasers, 45° die Targetnormale und 90° die Richtung der spekulären Reflexion. Die meisten Elektronen werden in $\approx 55^\circ - 60^\circ$ emittiert. Dies zeigt sich sowohl in den experimentellen als auch in den simulierten Daten. Nahe der Reflexionsrichtung finden sich ebenfalls hohe Energien.

Es fiel auf, dass die kinetischen Energien der Elektronen ebenso wie im Experiment deutlich höher als U_{lim} waren. Um den Energiegewinn der Elektronen verstehen zu können, wurden diese in einer zweiten, identischen Simulation verfolgt. Zu jedem Zeitschritt wurden Ort, Impuls und die lokale elektrische Feldstärke mitgeschrieben.

Da die einzigen Kräfte, die in diesem PIC-Code auf die Elektronen wirken, elektrische oder magnetische Felder sind, wurde das lokale elektrische Feld in x-Richtung gleichzeitig mit der Geschwindigkeit (v_x wurde dafür in eine kinetische Energie umgerechnet, da dies der Messgröße der Experimente entsprach) in diese Richtung dargestellt. Abbildung 5.3 zeigt für ein verfolgtes Elektron, wie sich diese beiden Größen mit der Zeit verändern.

Zum Zeitpunkt $t \approx -7,5 \text{ fs}$ verließ das Elektron das Target und wurde in das Laserfeld injiziert. In dieser Phase wird das elektrische Feld hauptsächlich durch den Laser bereitgestellt, was die Amplitude der Feldoszillation von $E_x \approx \pm 1,0 \cdot 10^{12} \text{ V/m}$ zeigt. Das Elektron befand sich ungefähr bis zum Zeitpunkt $t = 25 \text{ fs}$ im Wirkungsbereich des Laserpulses. Der

Zuwachs der kinetischen Energie in diesem Zeitraum entsprach jenem für ponderomotives Heizen; es sind Phasen der Beschleunigung und Abbremsung sichtbar und die letztliche kinetische Energie übersteigt nicht das ponderomotive Maximum U_{lim} (Details zum ponderomotiven Heizen in Kapitel 2.6.1).

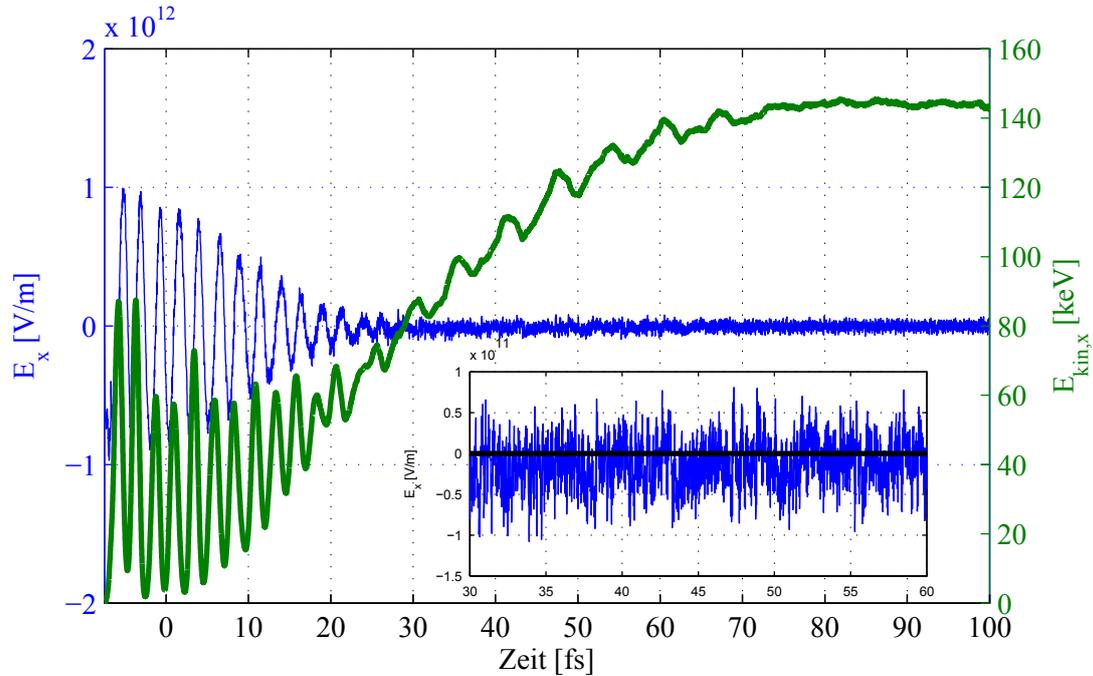


Abbildung 5.3: Beschleunigung eines verfolgten Elektrons. Linke Ordinate (blaue Kurve): x-Komponente des elektrischen Feldes am Ort des Elektrons. Rechte Ordinate (grüne Linie): Kinetische Energie des Elektrons in x-Richtung. Beides wurde gegen die Simulationszeit t aufgetragen. $t = 0$ fs markiert den Zeitpunkt, zu dem das Pulsmaximum auf der Targetoberfläche ist. Eine deutliche Zunahme der kinetischen Energie ist auch nach der direkten Wechselwirkung des Elektrons mit dem Laserpuls zu erkennen. Das lokale elektrostatische Feld besaß auch nach 30 fs noch eine negative Komponente, die in der vergrößerten Darstellung sichtbar wird.

Auffällig war nun, dass das lokale elektrische Feld nach diesem Zeitraum nicht symmetrisch um den Wert 0 oszillierte und ausklang. Eine nicht-oszillierende, elektrostatische Komponente blieb zurück, die nur langsam abnahm und sogar der Phase des ponderomotiven Heizens überlagert war. Da das elektrostatische Feld nicht im gesamten Zeitraum konstant war, wird es im Folgenden auch als quasistatisch bezeichnet. Die Stärke dieser Feldkomponente nahm für einen Zeitraum von 2-3 Pulsdauern den Wert von $\approx -2 \cdot 10^{10}$ V/m an. Über eine Beschleunigungsstrecke von $\approx 5 \mu\text{m}$ würde ein Elektron eine kinetische Energie von $E_{\text{kin}} = 5 \mu\text{m} \cdot |-2 \cdot 10^{10} \text{ V/m}| = 100 \text{ keV}$ erreichen. Die Feldstärken am Ort des Elektrons konnten somit die Zunahme der kinetischen Energie erklären.

Der Ursprung des quasistatischen Feldes kann nur in der Verteilung der Ladungsträger zu finden sein, da kein externes elektrostatisches Feld Teil der Simulation war. Um diese auszumachen, wurde die Teilchendichte vor dem Target analysiert (siehe Abbildung 5.4). In der Abbildung wurde die Differenz der Ionen- und der Elektronenladungsdichte aufgetragen. Ein Überschuss an positiven Ladungen äußert sich somit als positiver Wert und ein Überschuss an negativen Ladungen als negativer Wert.

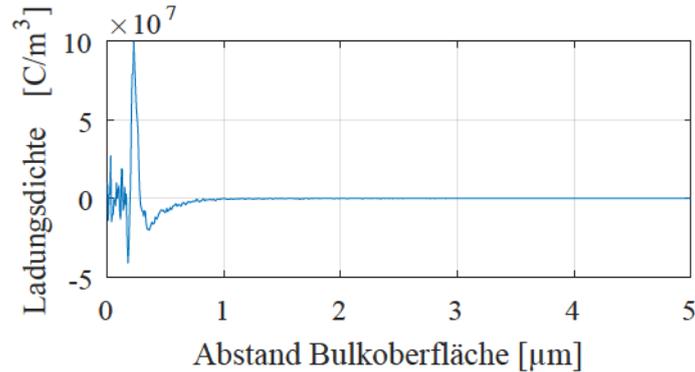


Abbildung 5.4: Dargestellt ist die Differenz der Ladungsdichten der Ionen und Elektronen in $1/\text{m}^3$ gegenüber dem Abstand zur Targetoberfläche. Ein negativer Wert entspricht somit einem Überschuss negativer Ladungsträger und ein positiver Wert einem Überschuss positiver Ladungen. Es sind deutlich ein schmaler Bereich mit einem Überschuss positiver Ladungen und davor ein breiter, nach außen abklingender Bereich mit einem Überschuss negativer Ladungen erkennbar.

Während sich das Target als quasineutraler Bereich darstellt, konnten zwei Regionen ausgemacht werden, die eine Nettoladung trugen. Nahe der Targetoberfläche befand sich eine schmale Population positiver Ladungsträger, welche dem Bereich der Skinschicht entsprach. Hier fehlen Elektronen, die vom Laser in das Vakuum vor dem Target beschleunigt wurden, während sich die Ionen (noch) nicht bewegt haben. Diese Elektronen propagieren innerhalb der Simulationszeit weiter nach außen und zeigen einen exponentiellen Dichteabfall. Nach der Wechselwirkung mit dem Laserpuls neutralisierten sich diese beiden Bereiche nahezu vollständig.

Die Elektronen vor dem Target spüren die Ionen und werden von diesen angezogen. Gleichzeitig stoßen sich die Elektronen allerdings untereinander ab. Diese Raumladung aus Elektronen kann außen liegende Elektronen so stark beschleunigen, dass sie das Potential der Ionen verlassen können.

In Kapitel 5.1 wurde bereits erwähnt, dass mehrere Teilchen innerhalb derselben Zelle nicht direkt miteinander wechselwirken können. Die Partikeldichte vor dem Target war allerdings so gering, dass pro Zelle entweder ein oder kein Partikel zu finden war. Um die elektrostatische Komponente der beschleunigenden Felder zu isolieren, wurde aus den Dichteverläufen das elektrostatische Feld berechnet, welches vom Target wegzeigte. Dazu

wurde für unterschiedliche Abstände vor dem Target das dortige Feld als Superposition sämtlicher Ladungsträger errechnet. Da es sich beim zweidimensionalen PIC-Code um Linienladungen handelte, wurde die Feldstärke mit

$$\vec{E} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0\epsilon_r r} \cdot \vec{e}_r \quad (5.3)$$

bestimmt. Hier war λ die Linienladungsdichte, welche sich aus der Teilchendichte multipliziert mit der Fläche einer Zelle (100 nm^2) ergab, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante und ϵ_r die relative Permittivität.

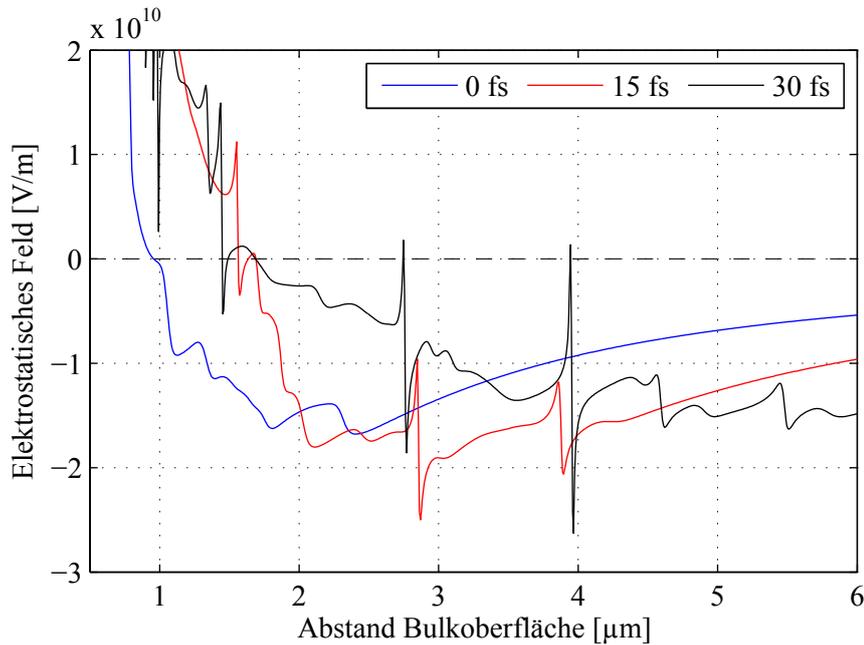


Abbildung 5.5: Elektrostatisches Feld vor der Targetoberfläche für drei unterschiedliche Zeitpunkte, welches nur von Elektronen und Ionen generiert wird, das Feld des Lasers ist somit nicht zu sehen. Das Maximum des Feldes bewegt sich zusammen mit den Elektronen von der Targetoberfläche weg und weist dabei die nötige Feldstärke für die Beschleunigung in Abbildung 5.3 auf ($\approx -2 \cdot 10^{10} \text{ W/cm}^2$).

Für die Zeitpunkte 0 fs, 15 fs und 30 fs ergaben sich die Feldverläufe, welche in Abbildung 5.5 gezeigt werden. Das Feld nahe der Targetoberfläche für die Abstände $< 1 \mu\text{m}$ und später $< 1,5 \mu\text{m}$ wurde von den Ionen dominiert und zeigte somit vom Target weg. Für größere Abstände nahm der Einfluss der Ionen ab und der Einfluss der nahen Elektronen dominierte, sodass das Feld nun zum Target gerichtet war. Für noch größere Abstände ging das Feld auf null zurück.

Der Abbildung konnten außerdem zwei wichtige Erkenntnisse entnommen werden:

- Die maximale Feldstärke entsprach anfangs ungefähr $-2 \cdot 10^{10}$ V/m, was mit der Größe des elektrostatischen Anteils des lokalen Feldes übereinstimmte (siehe dazu Abbildung 5.3 und dessen Erläuterung im Text). Dies bestätigte die Vermutung, dass die Elektronen von einem selbstgenerierten elektrostatischen Feld beschleunigt wurden.
- Das Maximum des Feldes bewegte sich mit der Zeit vom Target weg. Dies belegte, dass die Elektronen die Möglichkeit besaßen, mit diesem Feld eine Zeit lang in Phase sein zu können.

Um die Vermutung, dass sich das Feld tatsächlich mit den Elektronen nach außen bewegte, zusätzlich zu bestätigen, wurde eine weitere Betrachtungsweise gewählt. Statt das Feld räumlich aufgelöst für unterschiedliche Zeitpunkte zu betrachten, wurde ein Punkt vor dem Target fixiert und dort die zeitliche Änderung des Feldes beobachtet (siehe Abbildung 5.6).

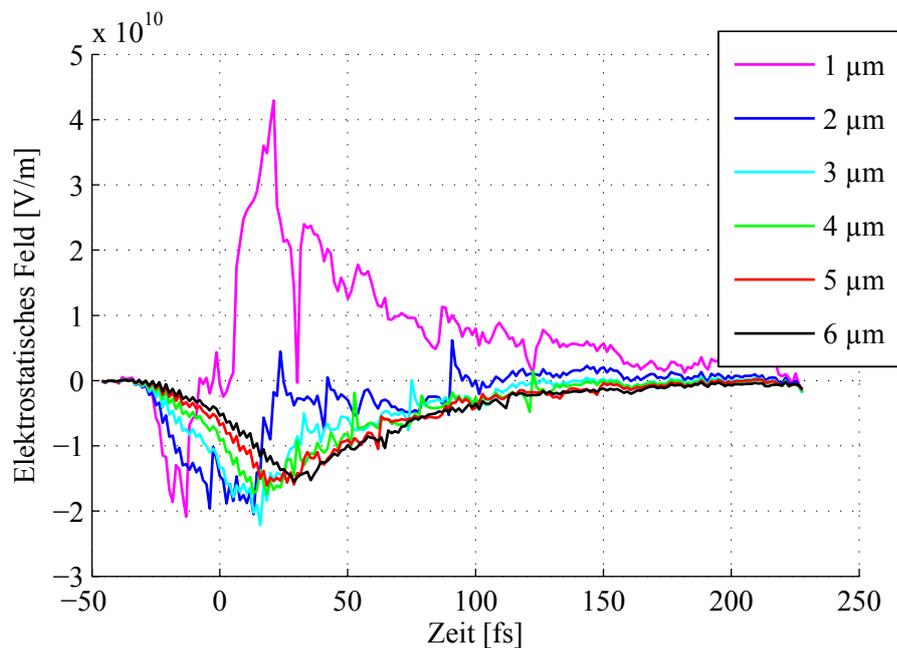


Abbildung 5.6: Das elektrostatische Feld vor der Targetoberfläche für unterschiedliche Abstände (farblich kodiert) als Funktion der Zeit. Das Maximum bewegt sich zusammen mit den Elektronen von der Targetoberfläche weg und verliert dabei an Stärke.

Das Feld nahe der Targetoberfläche ($1 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$) wechselte nach einiger Zeit das Vorzeichen. Dies geschah, da das nach außen reichende Feld der Ionen nicht mehr durch das Feld der Elektronen abgeschirmt werden konnte, da sich die Elektronen vom Target wegbewegten. Für spätere Zeiten wurde der Überschuss positiver Ladungsträger durch

zurückkommende Elektronen teilweise ausgeglichen; die Feldstärke sank somit ab.

An allen weiteren Positionen konnte eine Zunahme der Feldstärke bis $\approx -2 \cdot 10^{10}$ V/m gezeigt werden, gefolgt von einem Abklingen. Das Maximum bewegte sich vom Target weg und sank dabei ab.

Die Abnahme des bewegten Feldes kam durch die Verdünnung der propagierenden Elektronenpopulation zustande.

Das Resultat dieses Beschleunigungsmechanismus zeigt Abbildung 5.7. Für die gegebenen Laserparameter lag das ponderomotive Maximum bei $U_{\text{lim}} \approx 45$ keV. Die maximalen kinetischen Energien konnten dieses Maximum deutlich übersteigen, sodass das Spektrum bis ≈ 230 keV reichte. Insgesamt konnte die Form des Spektrums mit einer Exponentialfunktion angenähert werden. Um die Form des simulierten Spektrums qualitativ mit der des gemessenen Spektrums vergleichen zu können, wurde das simulierte Spektrum mit einer Spaltfunktion gefaltet [107], da sich das gemessene Spektrum ebenfalls aus Bildern des Eintrittsspalt des Spektrometers zusammensetzte.

Wie bei den experimentellen Spektren, zeigte auch das simulierte Spektrum einen sehr flachen Abfall bei hohen Energien (Vergleich von Abbildung 5.7 und deren Einsatz).

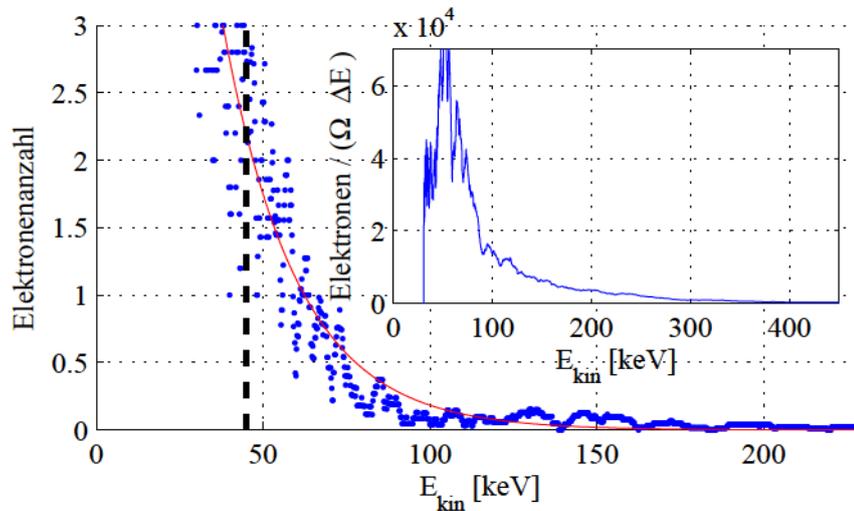


Abbildung 5.7: Simuliertes Elektronenspektrum. Das Spektrum wurde mit einer Spaltfunktion gefaltet, um den qualitativen Vergleich mit den gemessenen Spektren zu ermöglichen. Der Verlauf wurde mit einer Exponentialfunktion genähert. Des Weiteren wurde $U_{\text{lim}} \approx 45$ keV als gestrichelte Linie eingezeichnet. Ebenso wie bei den experimentellen Daten reicht das Spektrum weit über U_{lim} hinaus. Einsatz: Gemessenes Spektrum. Beide Spektren zeigen einen flachen Verlauf für hohe Elektronenenergien.

Dieser neue Beschleunigungsmechanismus kann wie folgt zusammengefasst werden:

1. Durch die Wechselwirkung des Laserpulses mit dem Plasma des Targets wurden Elektronen ausgelöst und durch das Laserfeld vor dem Target ins Vakuum beschleunigt.

nigt. Die Elektronen erhalten während dieser Phase des ponderomotiven Heizens maximal die kinetische Energie des ponderomotiven Limits U_{lim} . Gleichzeitig werden die Elektronen bereits in einem deutlich geringeren Maß durch quasistatische elektrische Felder beschleunigt. Die Emission von Elektronen erzeugt außerdem eine Ladungstrennung zwischen den fast immobilen Ionen auf der Targetoberfläche und der exponentiellen Elektronenverteilung vor dem Target.

2. Die Elektronen bilden vor dem Target eine Raumladungszone. Aufgrund der gleichen Ladung, stoßen sich alle Elektronen voneinander ab. Außen liegende Elektronen spüren nahezu die gesamte zurückliegende Raumladung als quasistatisches elektrisches Feld. Die Elektronen der Raumladungszone schirmen zusätzlich die Felder der Ionen ab. Somit können einige Elektronen stark beschleunigt werden, während weiter innen liegende Elektronen zu den Ionen zurückkehren. Der Prozess endet, da die Raumladung bei der Propagation vom Target weg verdünnt und somit auch das Feld abnimmt.

5.2.3 Anisotrope coulombartige Explosion

In Kapitel 5.2.2 wurde gezeigt, dass manche Elektronen einen signifikanten Anteil ihrer finalen kinetischen Energie durch ein quasistatisches elektrisches Feld erhalten. Es wurde außerdem gezeigt, dass dieses Feld am Ort des Elektrons hauptsächlich durch Elektronen der näheren Umgebung und nicht durch Felder des Laserpulses oder des Targets erzeugt wird. Dieser Prozess der gegenseitigen Abstoßung wird im Folgenden auf das Wesentliche reduziert in einer Simulation modelliert, um ein Maß für die Energiezunahme durch elektrostatische Abstoßung zu finden.

Das hier vorgestellte numerische Modell stellt eine anisotrope coulombartige Explosion (ACE) dar. Eine Coulomb-Explosion bezeichnet die Abstoßung von gleichgeladenen Ladungsträgern durch Coulomb-Kräfte (in [108] wird das Regime für Coulomb-Explosionen definiert). Das Modell der klassischen Coulomb-Explosion wurde hier verändert, um zu den Bedingungen des PIC-Codes und des Experiments zu passen.

Der Unterschied zur PIC-Simulation besteht darin, dass keine räumliche Diskretisierung vorgenommen wird, sondern Positionen und Felder kontinuierlich ermittelt werden. Das Vielteilchen-Modell berechnet daher für jeden Zeitschritt die elektrostatische Wechselwirkung aller Teilchen untereinander. Dabei genügte 5000 Teilchen, was somit eine 3D-Modellierung ermöglichte.

Zunächst wurde dem Modell eine dreidimensionale sphärische Geometrie zugrunde gelegt. Im Zentrum dieses Modells ($r = 0$) wurde eine ortsfixe positive Ladung platziert, welche die fixen Ionen an der Targetoberfläche repräsentiert. Die Elektronen befinden sich an

zufällig ausgewählten Positionen innerhalb einer Kugelschale zwischen $r = 150$ nm und $r = 170$ nm. Die Anisotropie der experimentellen Situation und des PIC-Codes wurden implementiert, indem alle Elektronen innerhalb der Kugelschale in denselben Oktanten verschoben wurden. Die Kugelkoordinaten der Elektronen lauteten also sowohl für den Polar- als auch für den Azimutwinkel $\theta, \phi \in [0, \pi/2]$. Die Elektronen starteten vorerst ohne Anfangsgeschwindigkeit, was einen Unterschied zu der Situation im PIC-Code und im Experiment darstellt. Diese Herangehensweise stellt eine Möglichkeit dar, eine untere Grenze für die zu erwartende maximale kinetische Energie zu finden. Später wird ebenfalls die Situation mit einer endlichen Startgeschwindigkeit diskutiert.

Um nun die zeitliche Entwicklung dieser Verteilung zu betrachten, wird die Bewegungsgleichung der Elektronen unter Berücksichtigung der gegenseitigen Abstoßung und der Anziehung durch die positive Ladung gelöst. Gleichzeitig wird für mehrere Zeitpunkte der Verlauf des elektrostatischen Potentials berechnet.

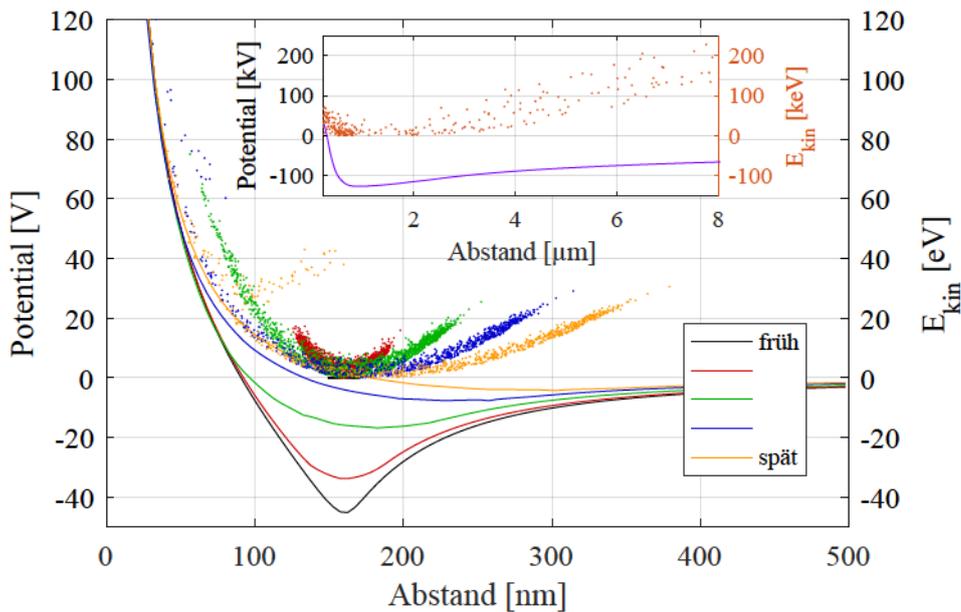


Abbildung 5.8: Dargestellt ist das elektrostatische Potential (durchgezogene Linien) für unterschiedliche Zeitpunkte (farblich kodiert). Die Punkte stellen die kinetische Energie der Elektronen dar. Die farbliche Kodierung ist für beide Darstellungen identisch. Ebenso ist die räumliche Achse (Abszisse) für beide Darstellungen dieselbe. Die kinetische Energie der Elektronen zu späten Zeitpunkten ist von derselben Größenordnung und nur wenig geringer als die Potentialtiefe der Elektronenverteilung zu frühen Zeitpunkten. Einsatz: Das Pendant der Darstellung aus der korrespondierenden PIC-Simulation zeigt das gleiche Verhalten.

Die kinetische Energie der Elektronen und der Verlauf des elektrostatischen Potentials werden in Abbildung 5.8 dargestellt.

Es wird deutlich, dass sich die Elektronenverteilung aufteilt. Während ein Teil der Elektronen von der positiven Ladung angezogen wird und zu dieser zurückkehrt, erhält der

andere Teil genug Energie durch gegenseitige Abstoßung, um das Potential der positiven Ladung verlassen zu können. Die kinetischen Energien, die die Elektronen am Ende der Simulationszeit besitzen, sind von derselben Größenordnung und liegen nur knapp unter den Potentialtiefen zu Beginn der Simulation. Des Weiteren wurde deutlich, dass die schnellsten Elektronen die größte Entfernung zur Targetoberfläche besitzen, was bereits bei der PIC-Simulation beobachtet wurde (siehe Einsatz).

Der Einsatz in Abbildung 5.8 zeigt die korrespondierende Situation in der PIC-Simulation. Hier war das Potentialtief ebenfalls von derselben Größenordnung und etwas geringer als die kinetischen Energien der Elektronen. Dass die Elektronen sogar schneller waren, als das Potentialtief vermuten ließ, lag zum einen daran, dass die Elektronen am Ende des PIC-Codes nicht mehr ihrem zugehörigen Potential zugeordnet werden konnten. Zum anderen fungierte das Target eine Zeit lang als Elektronenquelle, was bei dem Modell der ACE nicht berücksichtigt wurde.

Bei der Betrachtung der Ergebnisse des PIC-Codes wurde bereits gezeigt, dass sich das beschleunigende elektrostatische Feld mit den Elektronen nach außen bewegt (siehe Kapitel 5.2). Die Elektronen konnten somit einige Zeit in Phase mit diesem Feld verbringen und deutlich mehr Energie als U_{lim} gewinnen. Das vereinfachte numerische Modell zeigt dasselbe Verhalten.

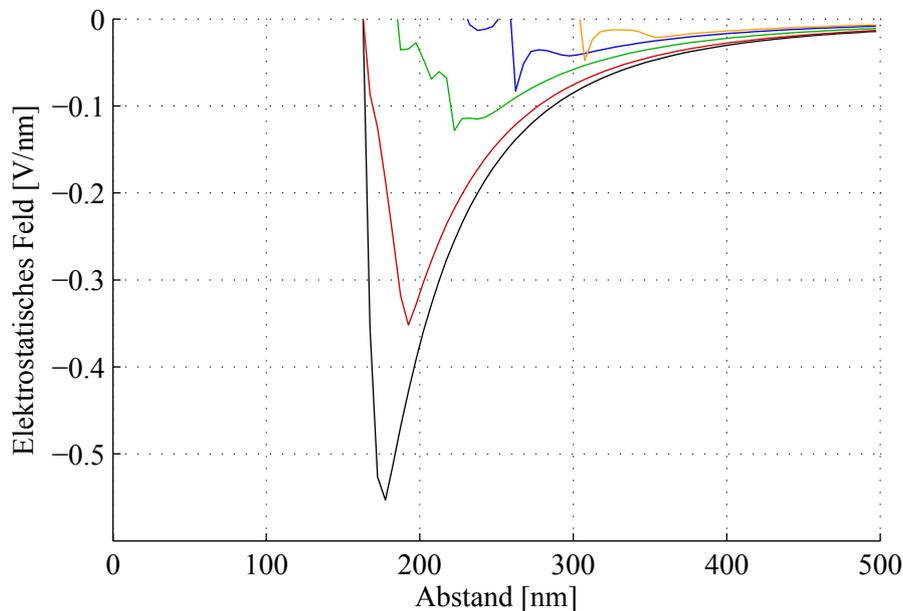


Abbildung 5.9: Elektrostatisches Feld der anisotropen coulombartigen Explosion für unterschiedliche Zeitpunkte (farblich wie zuvor kodiert). Die Felder wurden mit dem Gradienten in Kugelkoordinaten aus den Potentialen in Abbildung 5.8 errechnet. Ähnlich wie in Abbildung 5.5 bewegt sich das Feldmaximum mit der Zeit von der Targetoberfläche weg und schwächt dabei ab.

In Abbildung 5.9 wurden die Feldverläufe der ACE für dieselben Zeitpunkte wie in Abbildung 5.8 dargestellt. Sie stellen die radialen Komponenten des Gradienten in Kugelkoordinaten der Potentialverläufe dar. Es wurde sichtbar, wie sich das Feldmaximum mit der Zeit nach außen bewegte und dabei schwächer wurde. Es war den Elektronen somit zumindest teilweise möglich, in Phase mit einem Feld zu sein, dessen Maximum sich mit den Elektronen bewegte, um so weiter beschleunigt zu werden. Dies bestätigte den Befund der PIC-Simulationen aus Kapitel 5.2.2.

Die PIC-Simulationen zeigten darüber hinaus, dass die Elektronen zu Beginn der Beschleunigungsphase ponderomotiv vorbeschleunigt wurden (siehe Abbildung 5.3 in Kapitel 5.2.2). Um die daraus resultierende Startenergie für die zweite Beschleunigungsphase nachmodellieren zu können, wurden die Simulationen der ACE mit Startenergien wiederholt. Dies zeigt Abbildung 5.10. Hier wurde den Elektronen eine Startgeschwindigkeit (1 eV und 10 eV) als gleichverteilte Radialkomponente zugewiesen.

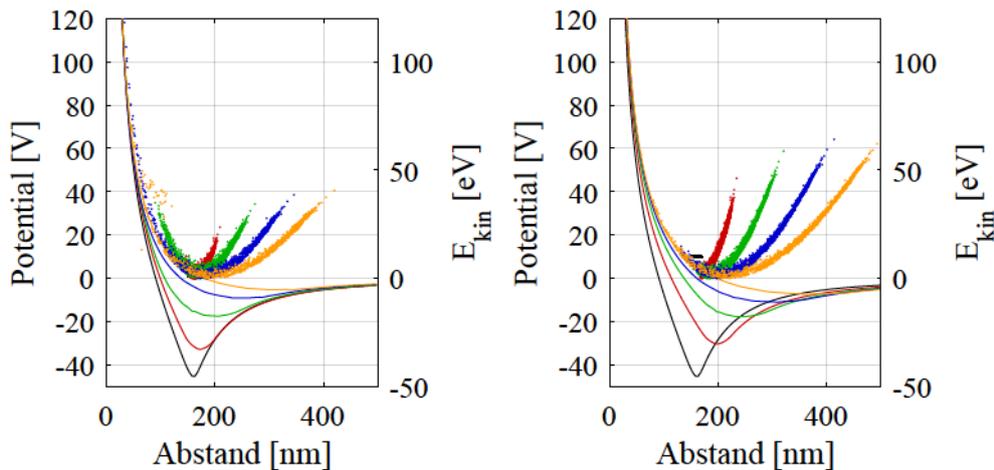


Abbildung 5.10: Effekt der ACE für unterschiedliche Startgeschwindigkeiten (Links: 1 eV, Rechts: 10 eV, farblich wie zuvor kodiert). Die Geschwindigkeiten waren gleichverteilt und besaßen nur eine Komponente in radialer Richtung. Im Vergleich zu Abbildung 5.8 fallen die höheren Energien der Elektronen auf. Sie sind dabei nicht nur um den Anteil der Startenergie erhöht, sondern zeigen einen nichtlinearen Zusammenhang zur Startenergie. Dies bestätigte die Vermutung, dass sich die finale Energie der Elektronen durch eine Startenergie erhöhen ließ.

Die qualitative Form der Potentialverläufe und der Energieverteilungen blieb jeweils erhalten. Jedoch nahmen die Energien der Elektronen in höherem Maß als deren Startenergien zu. Um dieses Verhalten genauer zu untersuchen, wurden die finalen Energien der Elektronen gegen die Startenergie aufgetragen. Dabei zeigte sich der Zusammenhang $E_{\text{final}} \propto \sqrt{E_{\text{start}}}$.

Die Erhöhung der finalen Energie durch Erhöhung der Startenergie bestätigte das simplifizierte Modell der Elektron-Elektron-Wechselwirkung, da die Phase der Beschleunigung mittels quasistatischer elektrischer Felder in der PIC-Simulationen auch mit einer Startenergie (durch ponderomotives Beschleunigen) begann.

5.3 Fazit

Die Untersuchung der Laser-Plasma-Wechselwirkung mit einer PIC-Simulation brachte neue Erkenntnisse bei der Beschleunigung von Elektronen.

Es wurde gezeigt, dass die ponderomotive Beschleunigung alleine weder die gemessenen noch die simulierten Energien erklären kann. Eine andere Erklärung über mehrfache Beschleunigungen aufgrund von elastischen Streuvorgängen der Elektronen im Target ([14]) war ebenfalls nicht ausreichend, da keine elastische Streuung berücksichtigt wurde, aber dennoch hohe Energien zustande kamen. Es zeigte sich, dass die gegenseitige Abstoßung der Elektronen untereinander, einigen Elektronen eine enorme kinetische Energie vermittelt. Dieser Prozess ist vor allem so erfolgreich, da sich das beschleunigende Feld eine Zeit lang mit den Elektronen bewegt, die es selbst verursachen. Dadurch können die Elektronen eine Zeit lang in Phase mit dem Feld sein.

Mit einem vereinfachten numerischen Modell konnte gezeigt werden, dass sich der Zuwachs der kinetischen Energie bei der Beschleunigung durch quasistatische elektrische Felder im Potential der anfänglichen Ladungsverteilung wiederfindet.

Die Energien der PIC-Simulationen waren jedoch zunächst geringer, als die gemessenen Energien. Außerdem war mit Abbildung 5.10 klar, dass die finale Energie mit der Startgeschwindigkeit nichtlinear zunahm. Würde diese Startgeschwindigkeit durch den Prozess der direkten Mehrfachbeschleunigung sehr hoch werden, würden durch ACE auch die finalen Energien ansteigen. Die Kombination beider Prozesse kann folglich das gesamte Elektronenspektrum erklären.

Es wird außerdem deutlich, dass dieser Prozess nur mit kurzen Pulsen stattfinden kann, da die Ionen als immobil gelten müssen, damit sich überhaupt eine Raumladungszone aufbauen kann. Eine quasineutrale Plasmaexpansion, wie sie z.B. bei Nanosekundenpulsen der Fall wäre, würden diesen Prozess nicht ermöglichen.

Des Weiteren kommen nur Plasmen mit steilen Gradienten in Frage, da die Dichte der Raumladungszone hoch sein muss, um ein ausreichend starkes, elektrisches Feld durch Elektronen in der unmittelbaren Nähe zu erzeugen. Es dürfen also keine Vorpulse verwendet werden, die Gradienten verlängern würden.

Kapitel 6

Optimierung der Hohlleiter

6.1 Notwendigkeit einer Hohlleiter

In Kapitel 2.2 wurde erklärt, dass der Kerr-Effekt eine zeitliche und räumliche Ausprägung hat. So findet neben der Selbstphasenmodulation (SPM) in einem Medium auch Selbstfokussierung (SF) statt, die entweder den gesamten Strahl zu einem Fokus kollabieren lassen kann (Kapitel 2.2.1) oder einzelne Bereiche (Filamentierung) [109]. Die resultierende Veränderung der Intensitätsverteilung innerhalb des Strahlprofils hat zur Folge, dass SPM nicht gleichmäßig über das gesamte Strahlprofil stattfindet.

Innerhalb der Hohlleiter propagiert der Puls als EH_{11} -Mode, da diese die geringsten Verluste aufweist; sie propagiert allerdings auch nicht völlig verlustfrei. Die EH_{11} -Mode kann im Fernfeld sehr gut als Gaußstrahl genähert werden [110].

Um von einem Gaußprofil in diese Mode zu koppeln und maximale Transmission zu erzielen, wurde der Strahl auf $w_0 = 100 \mu\text{m}$ fokussiert, was der Bedingung $w_0 = \frac{2}{3}r_{\text{Faser}}$ für eine Faser mit einem Innendurchmesser von $300 \mu\text{m}$ entsprach [31, 111].

Die Propagation innerhalb des Lichtleiters führt dazu, dass SPM gleichmäßig über das Strahlprofil stattfindet [112]. In [113] wird außerdem mathematisch gezeigt, dass SPM nur vom mittleren transversalen Profil abhängt und daher räumlich gleichmäßig stattfindet.

6.2 Motivation der Optimierung

Bislang wurden sowohl die experimentellen Untersuchungen als auch die *particle in cell* Simulationen mit relativ schmalbandigen Laserpulsen mit einem Fourierlimit von $\tau_{\text{FL}} = 27 \text{ fs}$ durchgeführt. Sie stellten eine robuste Möglichkeit dar, das Elektronenspektrum

sowie die räumliche Verteilung der Elektronenemission innerhalb des Parameterraums der Laserpulse untersuchen zu können.

Um das Feld der CEP-Variationen zu eröffnen, wurde die Pulsdauer auf < 10 fs reduziert. Dies wurde durch den Einsatz einer mit Neon gefüllten Hohlfaser ermöglicht, welche die spektrale Bandbreite der Pulse durch SPM erhöhte (zur SPM siehe Kapitel 2.2.2) und ein Fourierlimit < 7 fs erreichte (für den Zusammenhang zwischen spektraler Breite und kürzest möglicher Pulsdauer siehe Pulsdauer-Bandbreite-Produkt in Formel 2.9).

Beim Einsatz einer Hohlfaser zur spektralen Verbreiterung kommt es im Wesentlichen auf drei wichtige Parameter an:

- Die endgültige Pulsdauer muss so kurz wie möglich sein. Dies verstärkt den Effekt der CEP-Variation und erhöht die Intensität bei gleichbleibender Pulsenergie. Dafür wurde die spektrale Verbreiterung innerhalb der Hohlfaser maximiert.
- Um die Pulsenergie möglichst hoch zu halten, sollte die Transmission der Hohlfaser maximiert werden. Dies schloss nicht nur die Transmission der Glasfaser ein, sondern auch die Transmission des Eintritts- und Austrittsfensters.
- Das transversale Strahlprofil muss auch nach der Faser gaußförmig sein. Abweichungen beeinträchtigen die Fokussierung und führen im Extremfall zu Schäden auf den Optiken (siehe Selbstfokussierung in Kapitel 2.2.1).

Einzelne Arbeitsgruppen (zum Beispiel [114, 115]) zeigten bereits Methoden, wie zwei der drei Parameter optimiert werden können. Bei der Optimierung von Pulsdauer und Transmission war es oftmals der Fall, dass das Experiment unmittelbar hinter der Hohlfaser platziert war. Zum einen war es aufgrund der kurzen Wege nicht immer nötig, auf das Strahlprofil zu achten. Zum anderen war es auch nicht notwendig, dass der Strahl gut fokussierbar war.

Dem entgegen stand die Laborsituation der vorliegenden Arbeit. Mit dem PHASER-System kann an bis zu drei unterschiedlichen Vakuumkammern experimentiert werden. Die Wege von der Hohlfaser bis zum Experiment sind zwischen 10 m und 20 m lang. Diese langen Wege bergen die Gefahr, dass bereits eine geringe Abweichung des Strahls von einem Gaußprofil durch Selbstfokussierung zu Schäden auf Optiken führen konnte. Außerdem sollte eine gute Fokussierung erreicht werden, um eine möglichst hohe Intensität zu erreichen.

Die Struktur dieses Kapitels ist so gestaltet, dass die Optimierung entlang des Verlaufs der Laserstrahlung erläutert wird und die einzelnen zu optimierenden Parameter somit nicht isoliert voneinander betrachtet werden.

6.3 Einkopplung

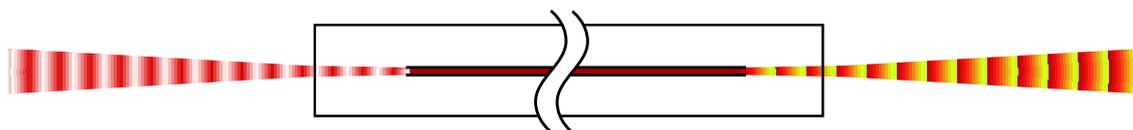


Abbildung 6.1: Schematischer Aufbau des Hohlfasergehäuses. Der schmalbandige Ti:Sa-Laserstrahl gelangt von links durch ein Quarzfenster im Brewsterwinkel in das mit Neon gefüllte Innere des Fasergehäuses. Dort koppelt der Strahl in eine hohle Glasfaser, wo er spektral verbreitert wird. Am Ende der Glasfaser weitet sich der Strahl wieder auf und gelangt schließlich durch ein weiteres Brewsterfenster nach außen.

Der Aufbau der Hohlfaser begann mit dem Ausgang des Verstärkers und endete mit dem Kollimierspiegel hinter dem Faserausgang.

Am Verstärkerausgang wurde ein motorisierter Spiegel installiert, welcher den Überlapp des Glasfasereingangs und des Laserfokus auf wenige Mikrometer stabilisierte. Dies war notwendig, um eine gleichbleibende Transmission und Selbstphasenmodulation zu gewährleisten und um den Eingang der Glasfaser vor Schäden durch Laserbeschuss zu schützen. Die Regelparameter k_i und k_p wurden dabei so gewählt, dass der stabilisierte Strahl möglichst schnell Schuss-zu-Schuss-Fluktuationen in kleinen Schritten ausgleichen konnte, ohne dabei den Überlapp von Glasfasereingang und Laserfokus zu verlieren.

Vor der Fokussierung wurden die Pulse mit gechirpten Spiegeln zeitlich komprimiert, um beim Eintritt in die Glasfaser bandbreitenbegrenzt zu sein. Die Kompression wurde von -1800 fs^2 auf -3600 fs^2 vergrößert, indem die Anzahl der Reflexe pro Kompressorspiegel verdoppelt wurden. Der Gitterkompressor innerhalb des Verstärkers konnte somit 1800 fs^2 positiver eingestellt werden. Bereits eintretende Selbstphasenmodulation und Selbstfokussierung (siehe Kapitel 2.2.2 und 2.2.1) in allen transmittierenden Komponenten wurden verhindert. Die Folge dieser unkontrollierten Phasenfehler waren eine verschlechterte Selbstphasenmodulation (SPM) und Transmission durch die Faser.

Die Fokussierung der Laserstrahlung erfolgt über einen sphärischen Spiegel. Der Reflexionswinkel wurde minimiert, um die Vergrößerung des Fokus durch Astigmatismus klein zu halten. Die Fokusgröße folgte der Bedingung aus Kapitel 6.1 zur Maximierung der Transmission.

Der Strahl wurde zunächst durch ein AR-Fenster (antirefektiv) mit einer Transmission von 99,6 % und einer Dicke von $d = 1 \text{ mm}$ unter einem Winkel von 0° in das Gehäuse

der Hohlleiter eingekoppelt. Durch zu hohe Intensitäten innerhalb des Glases entstand unkontrollierte SPM (siehe Kapitel 6.1), welche eine optimale spektrale Verbreiterung innerhalb der Hohlleiter verhinderte.

Zunächst wurden die AR-Fenster gegen Brewsterfenster (Fenster, die im Brewsterwinkel beleuchtet werden) getauscht. Der Strahl wurde nun durch ein Quarzfenster mit einer Dicke von $d = 500 \mu\text{m}$, welches sich im Brewsterwinkel von $\theta_B = 55,47^\circ$ befand, in das Gehäuse der Hohlleiter eingekoppelt. Zum einen wurde durch den Brewsterwinkel die Transmission für p-polarisiertes Licht auf $\approx 100 \%$ gesteigert. Zum anderen betrug die Menge an durchlaufenem Glas nur $d/\cos(\theta_B) = 882 \mu\text{m}$, was der Verminderung der SPM zugute kam (da $\Phi_{\text{max}} \sim L$, siehe Kapitel 2.2.2). Außerdem vergrößerte sich die effektive Querschnittsfläche des Strahls innerhalb des Glases. Dadurch konnte die Intensität um den Faktor $(1/\cos(\theta_B))^2 = 1,14$ verringert werden. Des Weiteren wurde das Eintrittsfenster um 15 cm verschoben, was die Intensität wiederum um den Faktor 1,96 verringerte. Die spektrale Verbreiterung durch SPM innerhalb des Fensters wurde so rechnerisch von $\Delta\omega_{\text{out}}/\Delta\omega_{\text{in}} = 2,44$ auf $\Delta\omega_{\text{out}}/\Delta\omega_{\text{in}} = 1,26$ reduziert. Messungen zeigten, dass dies für einen stabilen Betrieb genügte.

6.4 Faser

Das Innere des Fasergehäuses konnte mit Neon bei einem bestimmten Druck befüllt werden. Des Weiteren befand sich zentrisch eine Hohlleiter aus Glas. Diese war zunächst 1 m lang und hatte einen Innendurchmesser von $300 \mu\text{m} \pm 10 \mu\text{m}$. Sie diente dazu, die EH_{11} -Mode über eine bestimmte Länge aufrecht zu halten. Es konnte somit eine Transmission von $\approx 65 \%$ gewährleistet werden.

Um die spektrale Verbreiterung für die Versuche mit CEP-Variation zu vergrößern, wurde die Länge der Faser auf 1,5 m erhöht. Mit Formel 2.17 ergibt sich, dass der Faktor der spektralen Verbreiterung von 2,9-fach auf $1,34 \cdot 2,9 = 3,9$ -fach ansteigen müsste. Um dies experimentell zu bestätigen, müssen die spektralen Breiten der Spektren vor und nach der Verlängerung der Faser verglichen werden.

Abbildung 6.2 zeigt die beiden Spektren und, dass es nicht trivial ist, wie die spektrale Breite bestimmt werden kann, da die Spektren kein gaußförmiges Profil mehr besitzen. Allerdings ist mit Formel 2.9 der Zusammenhang zwischen der spektralen Breite und dem Fourierlimit bekannt, welches sich aus der Fouriertransformation des Spektrums ermitteln lässt. Dieses sank jedoch nur von 8 fs auf 6,5 fs. Dies bedeutete, dass nur eine Verbreiterung um den Faktor 1,23 erzielt wurde.

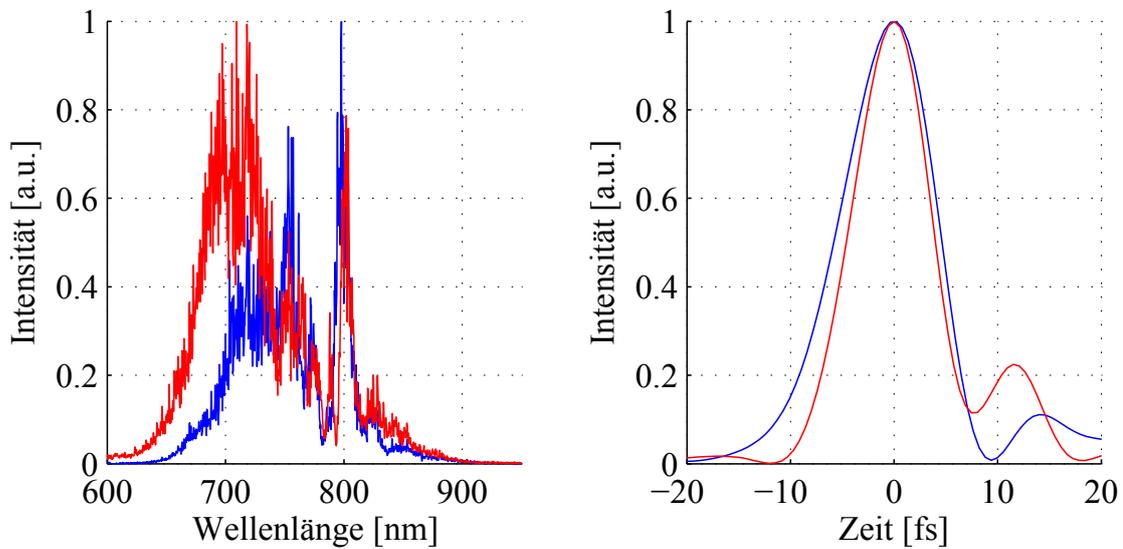


Abbildung 6.2: Vergleich der spektralen Verbreiterung der Faserlängen 1,0 m (blau) und 1,5 m (rot). Links: Spektren nach der Faser. Rechts: Zeitliche Pulsverläufe im Spider (siehe Kapitel 3.3.4). Durch die Verlängerung der Faser konnte die spektrale Verbreiterung um den Faktor 1,23 erhöht werden.

Mögliche Ursachen könnten z.B. die Ionisation des Gases am Fasereingang sein, welche durch differentielles Pumpen [114, 115, 116, 117], eine schwächere Fokussierung [114] oder den Einsatz einer $\lambda/4$ -Platte [115] unterdrückt werden könnte.

Beim differentiellen Pumpen wird ein Druckgefälle entlang der Hohlleiter so eingestellt, dass am Fasereingang Vakuum herrscht und am Faserausgang das Gas zugeführt wird. Der mit dem steigenden Gasdruck zunehmenden Ionisationswahrscheinlichkeit wird durch die Abschwächung des Pulses während der Transmission durch die Hohlleiter entgegengewirkt. Da ein kommerzielles System eine große Investition bedeuten würde, wurde ein eigenes System entwickelt. Hierbei befand sich die Hohlleiter nicht auf einem Aluminiumschlitten im Innern des Fasergehäuses, sondern in einem Aluminiumvollzylinder, der die Druck- und Vakuumseite des Fasergehäuses voneinander trennte. Versuche mit unterschiedlichen Flussraten konnten allerdings keine Verbesserung der spektralen Verbreiterung liefern. Außerdem war der sehr hohe Gasdurchfluss nicht mit dem extremen Preisanstieg für Neon während der Krim-Krise [118] zu vereinbaren. Letztlich wurde weiterhin mit statischem Druck verfahren.

Schwächere Fokussierung würde einen größeren Faserinnendurchmesser bedeuten, was wiederum mit einer längeren Faser kompensiert werden müsste, um den Gasdruck nicht erhöhen zu müssen. Dies war aufgrund der Maße des Labors ohne große Umbauten keine Option. Des Weiteren muss die Brennweite der einkoppelnden Fokussierung vergrößert werden, was ebenfalls ohne große Umbauten nicht möglich gewesen wäre.

Die Verwendung einer $\lambda/4$ -Platte beruht auf der Konvertierung des linear polarisierten Laserlichts in zirkular polarisiertes Licht. Die Energie bleibt dabei erhalten, jedoch sinkt die maximale Feldstärke und die maximale Intensität um die Faktoren $\sqrt{2}$ beziehungsweise 2. Die Intensität kann bei zirkularer Polarisation nur als ihr maximaler Wert angegeben werden, da sie sich aus dem zeitlichen Mittel des Quadrates des Feldes ergibt und somit konstant ist. Da das zeitliche Mittel einer \sin^2 -Funktion $1/2$ ist, gilt für die Intensität $I \propto \frac{1}{2}E^2$. Trotz Verwendung einer breitbandigen $\lambda/4$ -Platte, um den Puls nach der Hohlleiter wieder linear zu polarisieren, gelang dies nicht für alle Wellenlängen gleich gut. Da folglich nicht alle spektralen Anteile die selbe Polarisation besaßen, war es unmöglich, den Puls zeitlich zu komprimieren.

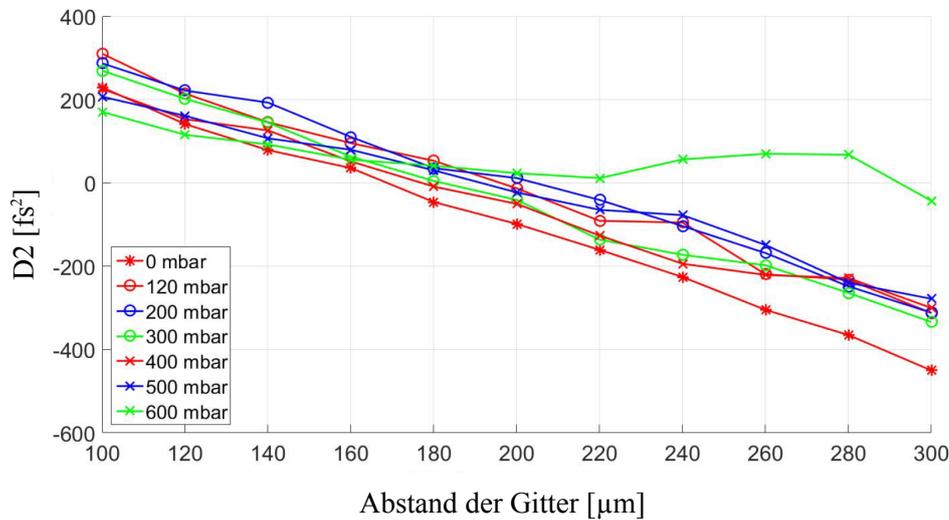


Abbildung 6.3: Propagation der Dispersion zweiter Ordnung (D_2) durch die Faser. Auf der Abszisse befindet sich der Abstand der Gitter des Gitterkompressors, wobei $0 \mu\text{m}$ willkürlich gewählt wurde. Mit zunehmendem Abstand wird die negative Dispersion zweiter Ordnung erhöht, dabei gilt der Zusammenhang $1 \mu\text{m} \hat{=} -5 \text{fs}^2$. Es ist zu erkennen, dass für $p = 600 \text{mbar}$ ab dem Punkt der Bandbreitenbegrenzung bei $200 \mu\text{m}$ (die Bandbreitenbegrenzung wurde nach der Kompression hinter der Faser im Spider gemessen) zusätzliche Dispersion zweiter Ordnung entsteht. Grafik übernommen aus [119].

Die spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation ist das zeitliche Analogon des räumlichen Kerr-Effekts (Selbstfokussierung) und kann daher nicht isoliert von diesem betrachtet werden [120]. Für Neon wurde der nichtlineare Brechungsindex über die spektrale Verbreiterung innerhalb einer Hohlleiter vermessen [116] und für $p = 1 \text{bar}$ als $n_2 = 7,5 \cdot 10^{-25} \text{m}^2/\text{W}$ gemessen. In [29] wurde die Abhängigkeit vom Gasdruck innerhalb der Hohlleiter untersucht. Es ergab sich für Neon $n_2(p) = 9,3 \cdot 10^{-25} \text{m}^2/\text{W} \cdot p[\text{bar}]$. Demzufolge waren die kritischen Leistungen für Selbstfokussierung für Normaldruck $P_{\text{krit.}}(\text{Ne}, 1 \text{bar}) = 4,9 \cdot 10^{10} \text{W}$ und für 100mbar $4,9 \cdot 10^{11} \text{W}$. Da der erste Wert unterhalb der Pulsleistung lag, wurde hier von Selbstfokussierung innerhalb des Fasergehäuses ausgegangen.

Um dies zu verifizieren, wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit ein Verfahren verwendet, welches die Transmission der Dispersion zweiter Ordnung in Abhängigkeit vom Gasdruck untersuchte [119]. Dies wird in Abbildung 6.3 gezeigt. Es war zu erkennen, dass für einen Druck von $p = 600$ mbar ab dem Punkt der Bandbreitenbegrenzung bei $200 \mu\text{m}$ eine Schwellprozess in Kraft tritt, welcher zusätzliche Dispersion zweiter Ordnung erzeugte; hier wurde außerdem die kritische Leistung erreicht.

Die Transmission der Faser lag ohne Gas bei ≈ 65 %. Im Betrieb mit Gas sank die Transmission auf ≈ 60 % ab, was z.B. an Ionisation oder einer veränderten Geometrie bei der Einkopplung durch Selbstfokussierung liegen konnte.

6.5 Auskopplung und Kollimierung

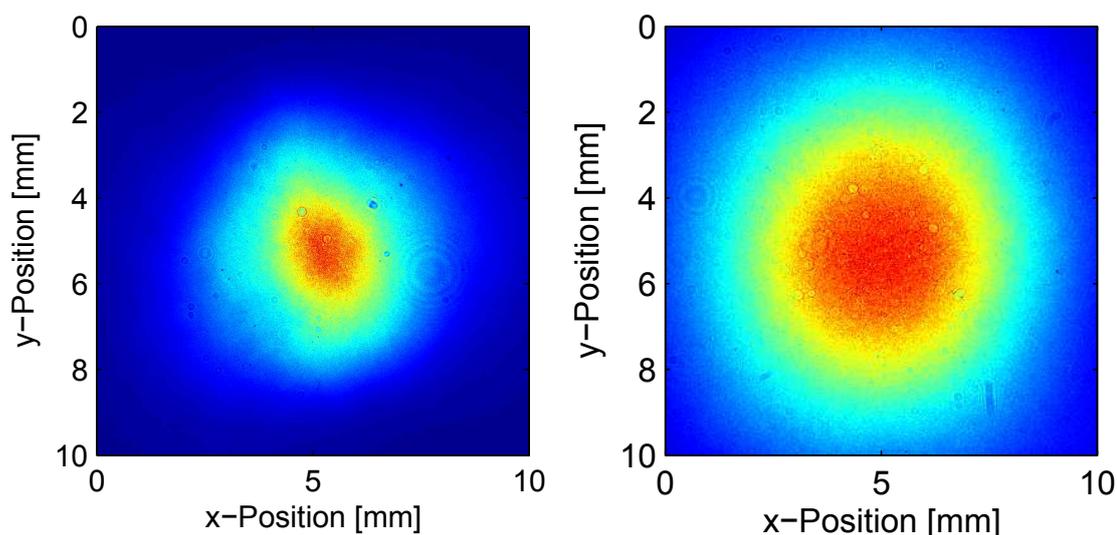


Abbildung 6.4: Vergleich zweier transversaler Strahlprofile nach der Kollimierung hinter dem Fasergehäuse. Links: Kurzes Fasergehäuse, Brennweite der Kollimierung 1,5 m, es ist eine deutliche Abweichung von einem radialsymmetrischen Gaußprofil zu erkennen. Rechts: Langes Fasergehäuse, Brennweite der Kollimierung 2,0 m, radialsymmetrisches, vergrößertes Gaußprofil, da die Selbstfokussierung behoben wurde. Lineouts entlang der x-Achsen für beide Profile sind in Abbildung 6.5 dargestellt.

Der spektral verbreiterte Puls verließ das Fasergehäuse wieder durch ein Brewsterfenster. Hierbei fiel auf, dass das Strahlprofil eine deutliche Abweichung von einem Gaußprofil zeigte (siehe Abbildung 6.4 links). Dieses konnte nicht ausreichend mit einer einfachen Gaußfunktion dargestellt werden (siehe Abbildung 6.5 links im Vergleich zur Verbesserung rechts). Eine Funktion aus zwei überlagerten Gaußprofilen zeigte, dass dem zu erwartenden breiten Gaußprofil noch ein schmaleres und damit deutlich intensiveres Profil überlagert war, welches möglicherweise aus starker Selbstfokussierung resultierte. Dazu wurde die

kritische Leistung für Quarzglas ermittelt (siehe Kapitel 2.2.1).

Der nichtlineare Brechungsindex für Quarzglas war $n_2 = 0,85 \cdot 10^{-13}$ esu [121], welcher sich mit

$$n_2(\text{m}^2/\text{W}) = \frac{40\pi}{c} \cdot \frac{n_2(\text{esu})}{n} \quad (6.1)$$

in SI-Einheiten umrechnen ließ; nun war $n_2 = 2,46 \cdot 10^{-20}$ m²/W mit dem Brechungsindex $n = 1,4496$ [121]. Für $\lambda = 800$ nm folgte mit Formel 2.15 eine kritische Leistung für Selbstfokussierung von $P_{\text{krit.}} = 1,3 \cdot 10^6$ W. Da die Leistung der Pulse am Austrittsfenster mit $P = 6,5 \cdot 10^9$ W darüber lag, wurde über Formel 2.16 die Brennweite der Selbstfokussierung bestimmt.

Für den ursprünglichen Abstand des Austrittsfensters zum Glasfaserende ergab sich eine errechnete Brennweite von 1,3 m (mit Formel 2.16), die ein Experimentieren nicht zuließ, da sich der Strahl zum einen zusammenzog und dadurch Spiegel zerstörte und zum anderen keine gute Fokussierbarkeit mehr besaß. Des Weiteren kommt es zu einem zeitlichen Zerfließen während der Fokussierung, da zeitlich gesehen nur die intensiven Teile des Pulses Selbstfokussierung machen, während dies in den Pulsflanken nicht geschieht.

Das Austrittsfenster wurde daraufhin weitere 38 cm vom Faserende weggesetzt, was die Brennweite der Selbstfokussierung auf 34,9 m erhöhte und so das Experimentieren in allen Versuchskammern ermöglichte.

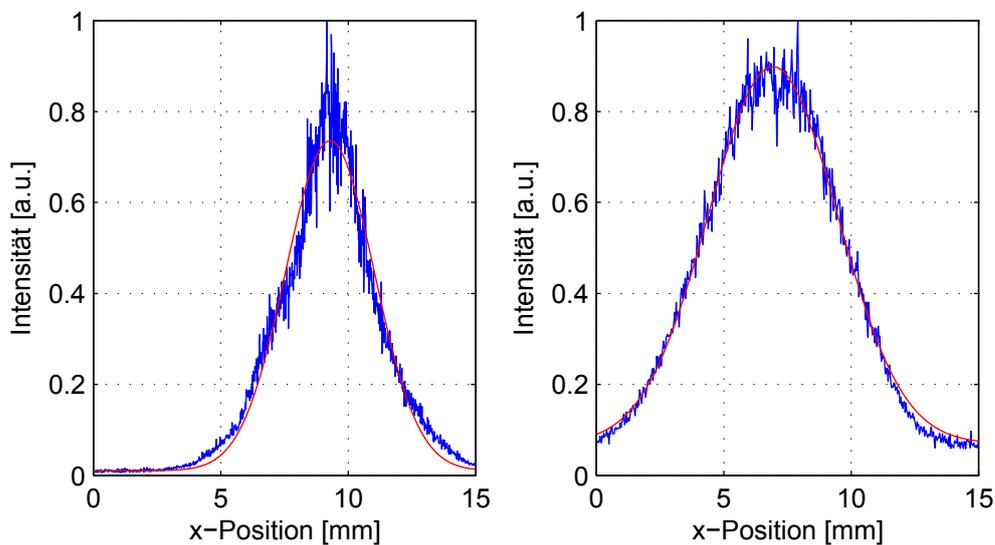


Abbildung 6.5: Lineouts entlang der x-Achsen der Strahlprofile aus Abbildung 6.4. Links: Es war eine deutliche Überhöhung des Strahlprofils in dessen Zentrum als Abweichung von der angepassten Gaußfunktion erkennbar. Rechts: Durch die Verbesserung des Fasergehäuses konnte diese Überhöhung vollständig beseitigt werden. Außerdem konnte das Strahlprofil durch einen Kollimierspiegel mit einer längeren Brennweite vergrößert werden, um die minimale Apertur des Aufbaus voll ausnutzen zu können und somit die Intensität im Experiment zu maximieren.

Das Strahlprofil im Fernfeld nach der Faser entsprach wieder einem Gaußprofil [31]. Mit Gleichung 2.3 und dem Faserdurchmesser konnte die Divergenz des Strahls bestimmt werden. Durch die Kollimierung mit einem sphärischen Spiegel mit 2 m Brennweite wurde ein gaußförmiges Strahlprofil mit FWHM ≈ 6 mm erzeugt (siehe Abbildungen 6.4 und 6.5 rechts). Die Brennweite wurde so gewählt, dass der Strahldurchmesser $D = 4 \cdot w$ noch durch die kleinste Apertur der optischen Bauteile und Fenster auf dem Lasertisch passte. Dies minimierte die Intensität auf den optischen Bauteilen wie auch die Größe des Fokus (siehe Formel 2.1) innerhalb der Experimentierkammer.

Zuletzt wurde noch sichergestellt, dass es an Luft nicht zur Selbstfokussierung kommen konnte. Um die kritische Leistung an Luft zu bestimmen, wurden die nichtlinearen Brechungsindizes für molekularen Stickstoff ($n_2(\text{N}_2) = 7,9 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2/\text{W}$), Sauerstoff ($n_2(\text{O}_2) = 8,1 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2/\text{W}$) und für atomares Argon ($n_2(\text{Ar}) = 10,1 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2/\text{W}$) unter Normaldruck verwendet [122]. Daraus resultierten die folgenden kritischen Leistungen: $P_{\text{krit.}}(\text{N}_2) = 5,8 \cdot 10^9 \text{ W}$, $P_{\text{krit.}}(\text{O}_2) = 5,6 \cdot 10^9 \text{ W}$ und $P_{\text{krit.}}(\text{Ar}) = 4,5 \cdot 10^9 \text{ W}$, wobei der Brechungsindex für alle Gase bei $n \approx 1$ lag. Da die kritischen Leistungen nur knapp, aber dennoch unterhalb der Pulsleistung von $6,5 \cdot 10^9 \text{ W}$ lagen, wurde diesem Umstand Beachtung geschenkt. Die korrespondierenden Brennweiten für Selbstfokussierung waren von der Größenordnung 100 m und somit ungefährlich für den Experimentierbetrieb.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass Pulsdauer, Transmission und Strahlprofil gleichzeitig optimiert werden konnten, sodass ein Experimentieren mit maximaler Intensität und kürzester Pulsdauer in allen drei Versuchskammern möglich wurde, ohne dass über einen langen Zeitraum Schäden an optischen Bauteilen entstanden.

Kapitel 7

Absolute Bestimmung der CEP

7.1 Motivation

Durch die Verwendung einer mit Neon gefüllten Hohlleiter konnte das Fourierlimit der Laserpulse auf $\tau_{\text{FL}} < 7$ fs verringert werden, was Effekte der *carrier envelope phase* (CEP) sichtbar macht.

Dies ist eine vollkommen neue Methode, mit der die Wechselwirkung zwischen Laserpulsen und Festkörpern und deren Plasmen untersucht werden kann. Mit diesem neuen Werkzeug sollen Erkenntnisse über die Abhängigkeit der Wechselwirkung von dem Verlauf der Trägerwelle gewonnen werden.

Mit der Variation der CEP kann z.B. die maximale elektrische Feldstärke der Pulse eingestellt werden, indem das Trägerwellenmaximum aus dem Maximum der Einhüllenden herausgefahren wird (siehe dazu Abbildung 2.2). Während ein Puls mit einer Pulsdauer von 27 fs eine Verringerung der Feldstärke um 0,33 % ermöglicht, können bei 7 fs bereits 4,74 % erreicht werden. Des Weiteren kann durch die Wahl der CEP auch das Vorzeichen des Feldes zu einem bestimmten Zeitpunkt umgekehrt werden.

Bislang wurden CEP-Effekte z.B. bei der Erzeugung von Höheren Harmonischen in einem Gas untersucht. Baltuška *et al.* zeigten, dass die typischen Modulationen in einem Harmonischenspektrum beim Cut-off hoher Energien für bestimmte CE-Phasen verschwanden [123]. Sie konnten diese Phase für Kosinuspulse zu $\phi_{\text{CE}} = n\pi$ bestimmen, wobei $n \in \mathbb{N}_0$.

Beim Beschuss von Nanogoldspitzen mit *few cycle* Pulsen steuerten Piglosiewicz *et al.* 2014 gezielt die Bewegung der Elektronen durch die Wahl der CEP [18]. Sie erhielten dadurch z.B. Einblicke in die Echtzeit-Elektronenbewegungen in Festkörpernanostrukturen.

2001 wurde jedoch das erste Mal ein eindeutiger Effekt der absoluten CE-Phase gemessen [17]. Hierzu wurde die phasenabhängige Anzahl von ATI-Elektronen aus der Wechselwirkung eines Laserpulses mit einem Gas in zwei gegenüberstehenden MCPs (*micro-channel-plate*) gemessen. Aus dem Signalverhältnis beider MCPs kann die Information über die absolute Phase gewonnen werden.

In dieser Dissertation werden erstmals CEP-Effekte bei der Wechselwirkung hochintensiver und ultrakurzer Laserpulse mit einem Festkörperplasma untersucht. Dabei werden die Emission von Elektronen ebenso wie die Emission von Röntgenstrahlung untersucht. Mit diesen Informationen sollen weitere Erkenntnisse der Laser-Plasma-Wechselwirkung gewonnen werden und welche Rolle die CEP dabei spielt.

7.2 Einleitung

In Kapitel 2.6.1 wurde bereits erklärt, dass der Injektionszeitpunkt eines Elektrons in das Laserfeld darüber bestimmt, wie viel Energie es absorbieren kann. Es bestanden außerdem die Möglichkeiten, dass das Elektron entweder direkt ins Target beschleunigt wurde, es heraus- und wieder zurückbeschleunigt wurde, oder dass es das Target verlassen konnte. Der Injektionszeitpunkt des Elektrons in das Laserfeld ist im Experiment gleichzusetzen mit dessen Ionisationszeitpunkt. Dieser wird von der lokalen Intensität bestimmt, welche über $I \sim E^2$ mit dem elektrischen Feld zusammenhängt und daher unabhängig von dessen Vorzeichen ist. Durch die Wahl der CEP sollte es somit möglich sein, alle Elektronen, die zu diesem Zeitpunkt „geboren“ werden, ins Target oder von diesem weg zu beschleunigen. Es sollte z.B. möglich sein, auf diese Weise alle Elektronen des ersten Laserzyklus, welcher genügend Intensität zur Ionisation des Targets besäße, so zu beschleunigen, dass diese letztlich nicht das Target verlassen könnten. Dies würde eine deutliche Abnahme der Elektronenemission für diese CE-Phase bedeuten.

Elektronen, die in das Target beschleunigt wurden, konnten dort Röntgenstrahlung erzeugen. Würde man in diesem Fall die Emissionen von Elektronen und Röntgenstrahlen vergleichen, wäre ein qualitativ „gespiegelter“ Verlauf denkbar. Zu einer bestimmten Phase würden also entweder viele Elektronen in das Target beschleunigt, um dort Röntgenstrahlung zu erzeugen, oder davon weg.

Die Energie zur Beschleunigung der Elektronen wurde durch den Laser bereitgestellt. Je nach Zunahme der Elektronen- oder Röntgenemission sollte der Anteil an Laserlicht, welches noch vom Plasma reflektiert wird, sinken.

Zunächst wurde mit einem häufig durchgeführten Verfahren der Effekt der CEP-Variation auf das ATI-Spektrum untersucht (Kapitel 7.3). Damit sollte ermittelt werden, ob die CEP-Stabilität während der Selbstphasenmodulation innerhalb der Hohlleiter erhalten

bleibt und wie stark der Effekt der CEP ist.

In Kapitel 7.4 werden die Emission von Elektronen und Röntgenstrahlung sowie die Energie des reflektierten Laserlichts auf ihre Abhängigkeiten von der CE-Phase untersucht.

Mit den gewonnenen Ergebnissen wird in Kapitel 7.5 ein einfaches Modell entwickelt, das einen Erklärungsversuch liefert.

7.3 Vorversuch mit ATI-Elektronen

Den Versuchen zur Variation der CEP ging eine Überprüfung mit ATI-Elektronen voraus. Es sollte festgestellt werden, ob die CEP variierbar war und ob diese Variation durch alle Bauteile, vor allem durch die optimierte Hohlaser, gelangen konnte. Vorangegangene Arbeiten zeigten bereits, dass die Stabilität der CEP sogar innerhalb eines Filamentationskompressors¹ [124] und innerhalb einer Hohlaser erhalten blieb [117]. Des Weiteren sollte festgestellt werden, wie stabil sie über einen Zeitraum von mehreren Minuten war.

Warum werden dafür ATI-Elektronen verwendet? Die ATI-Elektronen, die das charakteristische Plateau im Spektrum bilden, erhalten ihre Energie aus dem Laserfeld, indem sie von diesem zunächst beschleunigt werden und anschließend am Mutterion streuen. Sie gelangen durch den Streuprozess außer Phase mit dem Laserfeld und können somit Nettoenergie gewinnen. Wie viel Energie sie auf diese Weise erhalten können, hängt von der Phase des Laserfelds ab, in der die Elektronen „starten“ und von der Phase, wenn diese streuen. Die meiste Energie erhalten sie, wenn sie nahe eines Feldmaximums in das Laserfeld injiziert werden und zum Streuzeitpunkt eine Phase vorliegt für die $E(t) = 0$ gilt [40].

Zur Untersuchung wurde der Laser in einer anderen Experimentierkammer schwach ($I \approx 10^{15} \text{ W/cm}^2$) über eine Gasdüse fokussiert. Neben der Gasdüse und innerhalb der Polarisationsebene des Lasers befand sich eine Driftröhre (entwickelt im Institut für Laser- und Plasmaphysik [125]). Sie erzeugt einen Bereich, der auf einer Länge von $\approx 60 \text{ cm}$ von der Eintrittsöffnung bis zum Detektor von äußeren magnetischen und elektrischen Feldern abgeschirmt war. Die Driftröhre verfügte außerdem über ein Paar Elektronenlinsen, welche die ATI-Elektronen sammelten und zu einer *micro channel plate* (MCP) leiteten. Diese befanden sich gegenüber dem Potential der Driftröhre auf einigen wenigen 100 V. Die MCP wurde als Signalverstärker eingesetzt, wobei Beschleunigungsspannungen im Bereich von 1 kV zum Einsatz kamen.

Dies ist ein gut bekanntes Verfahren zur Messung von ATI-Elektronen [39, 126], welches im

¹Ein Filamentationskompressor besteht aus einem mit Edelgas gefüllten Zylinder, in den der Strahl durch ein Fenster schwach fokussiert wird. Es gibt keine Lichtwellenleitung wie bei einer Glasfaser. Das Gleichgewicht aus Selbstfokussierung und Plasma-Defokussierung hält den Strahlquerschnitt eine Zeit lang konstant, sodass es auf einem längeren Bereich zur SPM kommt.

selben Labor (Institut für Laser- und Plasmaphysik) bereits im Rahmen einer Masterarbeit ausführlich überprüft wurde [69], um damit die CEP in einem Bereich der Phase von π messen zu können. Wird ein zweiter Detektor gegenüber platziert, kann die Phase sogar im Bereich von 2π genau bestimmt werden; dieses Verfahren wird Stereo-ATI genannt [40]. Nur im zweiten Fall kann die absolute Phase gemessen werden.

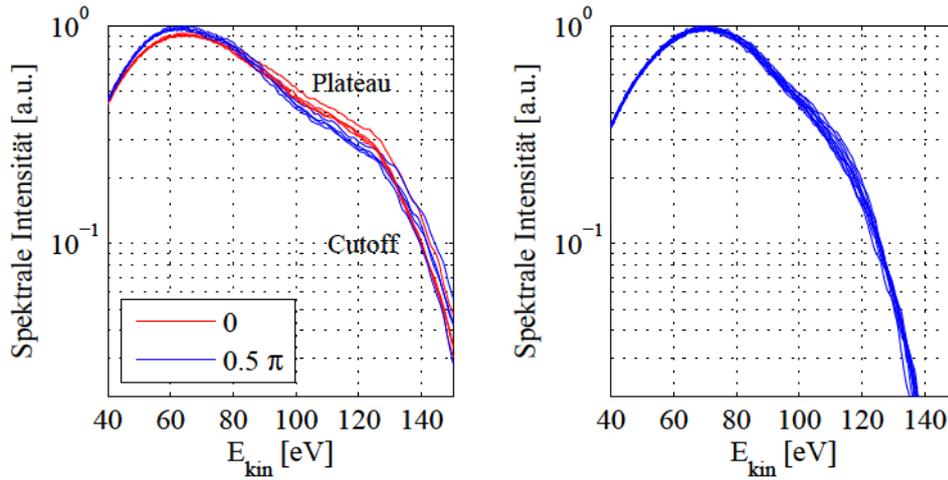


Abbildung 7.1: ATI-Elektronenspektren in einem *time-of-flight*-Spektrometer aufgenommen. Links: Die Spektren in Rot sind bei einer CE-Phase von 0 entstanden, die Spektren in Blau bei einer CE-Phase von $0,5\pi$. Es ist ein abfallendes Plateau und ein Cutoff zu erkennen, die charakteristisch für ATI-Spektren bei hohen Intensitäten sind. Rechts: Reproduzierbarkeit der Elektronenspektren. Gezeigt sind zehn Spektren in Abständen von einer Minute.

In Abbildung 7.1 (links) sind ATI-Elektronenspektren für die zwei CE-Phasen 0 und $0,5\pi$ dargestellt. Da kein Stereo-ATI verwendet wurde, konnte nicht gesagt werden, was die absolute Phase war. Der Phasenunterschied von $0,5\pi$ zwischen den Messungen ist nicht an die absolute Phase gebunden, sodass relative Veränderungen der Spektren in Abhängigkeit von der CE-Phase untersucht werden konnten.

Die Intensität des Lasers wurde bereits um 50 % verringert, um durch das geringere ponderomotive Potential die ATI gegenüber der Tunnelionisation zu begünstigen (siehe Keldyshparameter in Formel 2.23). Alle Spektren wurden über 5000 Schüsse gemittelt, um ein akzeptables Signal-Rausch-Verhältnis zu erhalten; der Laser wurde dafür im kHz-Modus betrieben. Zwischen den Aufnahmen der gezeigten Phasen wurden zufällig andere Phasen eingestellt, um zu zeigen, dass das Spektrum immer wieder zur selben Form für eine bestimmte Phase zurückkehrte. Dies war für die beiden untersuchten Phasen der Fall.

Um sicherzustellen, dass die CE-Phase auch über den typischen Zeitraum einer Messung (≈ 10 min.) konstant blieb, wurden im Abstand von einer Minute zehn Spektren bei gleicher Phase aufgenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.1 (rechts) zu sehen.

Um die Variation der CEP zu quantifizieren, wurden für die Punkte der maximalen spektralen Änderung zwischen den beiden Phasen bei 60 eV und in der Mitte des Plateaus bei 110 eV die prozentualen Abweichungen vom Mittelwert bestimmt. Würden beide Phasen innerhalb dieser zeitlichen Schwankung liegen, könnte keine gesicherte Aussage über die Funktionalität der CEP-Variation getroffen werden. Die relativen Schwankungen über einen Zeitraum von ≈ 10 min. von 2,1 % bei 60 eV und 7,0 % bei 110 eV waren kleiner als die relativen Abstände der Mittelwerte beider Phasen; nämlich 7,15 % bei 60 eV und 13,26 % bei 110 eV. Somit war sichergestellt, dass die zwei CE-Phasen über einen Zeitraum von mindestens zehn Minuten voneinander zu differenzieren waren.

Da die Intensität mit $\approx 10^{15}$ W/cm² eine Größenordnung oberhalb der Schwelle zur Entstehung eines Plateaus und eines Cutoffs lag, was ein Indiz für ATI ist [40], waren diese nur schwach ausgeprägt; eine weitere Reduzierung der Intensität erwies sich dabei als nicht trivial. Ein Plateau war dennoch zwischen 100 eV und 125 eV zu erkennen, welches jedoch stark abfiel; ein Cutoff ab 125 eV. Da die Form der Spektren nicht der primäre Gegenstand der Untersuchung war, sondern die Variationen der Spektren in Abhängigkeit von der CE-Phase, wird im Folgenden nicht näher darauf eingegangen.

7.4 CEP-Messungen

In diesem Kapitel werden die Messergebnisse zur Variation der CE-Phase und deren Einfluss auf die Emission von Elektronen und Röntgenstrahlung präsentiert und diskutiert.

Der Aufbau der simultanen Messung der Elektronenspektren (identisch zum Aufbau aus Kapitel 4), der Röntgenemission, des reflektierten Laserlichts und der Pulsenergie vor der Wechselwirkung ist in Abbildung 7.2 gezeigt. Der Versuchsaufbau zur Messung der Elektronenspektren aus Kapitel 4 wurde dazu mit einem neuen Detektor versehen, der statt fünf nun 22 Aufnahmen erlaubte. In der Targetnormalen befand sich zusätzlich eine Röntgenkamera (Details zu Typ und Parametern: Kapitel 3.4), um die Röntgenemission des Plasmas aufzuzeichnen. Sie verfügte über einen Aluminiumfilter, der für weiche Strahlung ($\lesssim 1,5$ keV) und das Laserlicht intransparent war. Es wurde sichergestellt, dass nur die Röntgenemission des Targets aufgenommen wurde und nicht die Sekundärstrahlung durch Elektronen, die zum Beispiel den Aluminiumfilter trafen. Dazu wurden 9,5 cm vor dem Aluminiumfilter der Röntgenkamera zwei Permanentmagnete platziert, welche sich zusammen in einem Joch befanden. Die magnetische Flussdichte wurde in der Mitte des Jochs, also zwischen den Magneten, mit einer Hallsonde gemessen; diese war $B_0 = 230$ mT. Der Ein- und Ausgang des Magneten wurde jeweils mit einem 5 mm dicken Plastikschirm und einer Öffnung von 10 mm bedeckt. Abgelenkte Elektronen schlugen somit im Plastik

ein und konnten keine messbare Sekundärstrahlung erzeugen. Bei der Wahl des Abstands zwischen Magnet und Röntgenkamera wurde darauf geachtet, dass keines der schnellen Elektronen die Kamera treffen konnte.

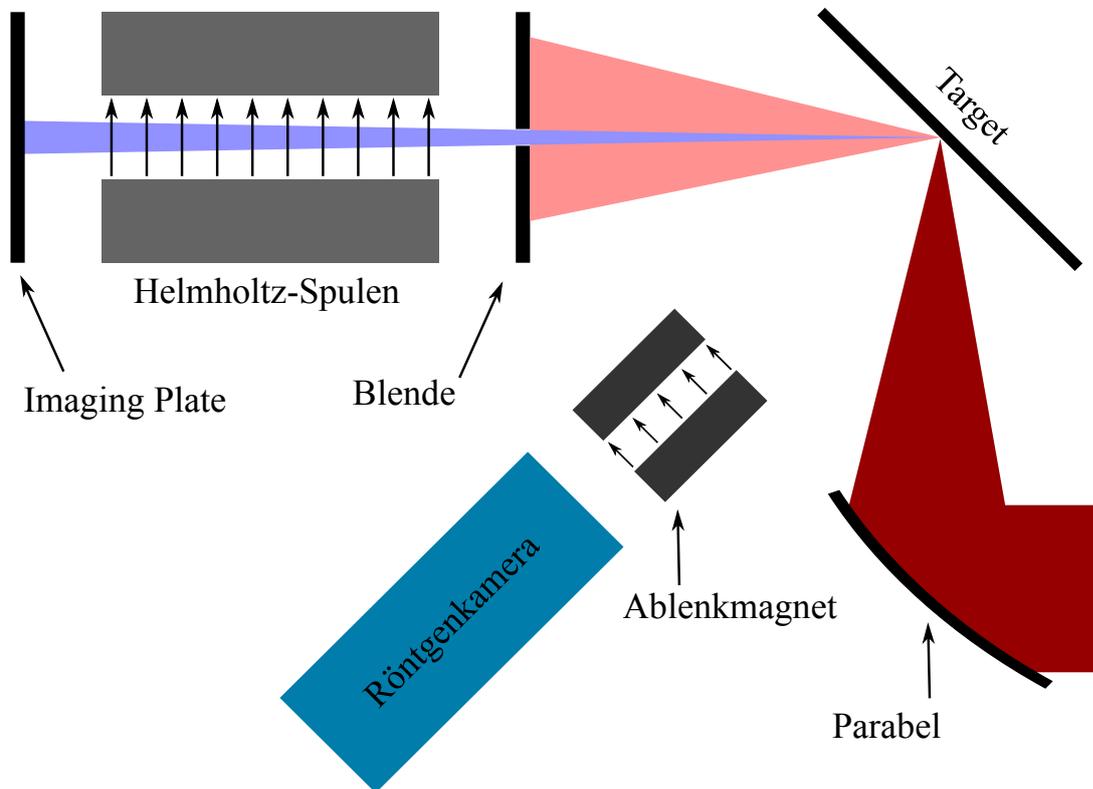


Abbildung 7.2: Versuchsaufbau zur simultanen Messung der Elektronenspektren (identisch zum Aufbau aus Kapitel 4), der Röntgenemission und des reflektierten Laserlichts. Vor der Röntgenkamera befand sich ein Ablenkmagnet, welcher die Elektronen nach unten ablenkte. Die Blende wurde mit einer Kamera abgefilmt. Zusätzlich wurde die Energie jedes Pulses vor der Experimentierkammer mit einer Diode aufgezeichnet.

Um ein Maß für die Energie des reflektierten Laserlichts zu bekommen, wurde dieses auf der Blende am Eintritt des Spektrometers mit einer Kamera aufgenommen (gleiche Vorgehensweise wie bei der Bestimmung der Fokusposition in Kapitel 3.4).

Die Pulsenergie vor der Wechselwirkung wurde mit einer Photodiode aufgezeichnet. Dazu wurde die Energie einer der Rückreflexe der Glaskeile (zur Feinjustage der Dispersion der Pulse, siehe auch Kapitel 3.1) gemessen. Aus Kapitel 4.2.3 war bereits bekannt, dass die Anzahl der emittierten Elektronen mit $E_{\text{kin}} > 32$ keV linear mit der Energie des Laserpulses skaliert. Jedoch wurden die Messungen dieses Kapitels mit deutlich kürzeren Pulsen durchgeführt, sodass die Skalierung hier möglicherweise nicht anwendbar ist. Der Einsatz einer Hohlleiter unterbindet außerdem die Möglichkeit der Pulsenergievariation mittels Dazzler, da dies ebenso die SPM in der Hohlleiter verändern würde und somit

keine analoge Messung zur Skalierung der Elektronenanzahl mit der Pulsenergie möglich war. Schwankungen der Pulsenergie könnten ein Signalrauschen verursachen. Die relative Schwankung des Mittelwerts der Pulsenergie lag jedoch nur bei $\approx 2,9\%$, was deutlich geringer ist, als die Variationen der Signalstärken der folgenden Messungen.

Es wurden vier CE-Phasen untersucht: 0 , $0,5\pi$, $1,0\pi$ und $1,5\pi$. Dies sind nur Benennungen für vier unterschiedliche Phasen und entsprechen nicht unbedingt den absoluten Phasen während der Wechselwirkung. Ebenso könnten die Phasen mit $\phi_1 - \phi_4$ beschriftet werden. Um die relativen Phasenänderungen ϕ_{CE}^r jedoch besser mit den Signaländerungen in Verbindung bringen zu können, wurde die erste Notation verwendet.

Für jede Phase konnten fünf Aufnahmen gemacht werden. Der Verlauf der Phasen war $0, 0,5\pi, 1,0\pi, 1,5\pi, 0, 0,5\pi\dots$, um Langzeitschwankungen des Lasersystems entgegenzuwirken. Die relative Phase $\Delta\phi$ zwischen den Einstellungen war allerdings über die gesamte Messung verlässlich (siehe auch den experimentellen Nachweis mit ATI-Elektronenspektren in Kapitel 7.3). Würden die Phasen nacheinander mit mehrfachen Wiederholungen untersucht werden, könnte sonst eine kontinuierliche Veränderung des Signals *cum hoc ergo propter hoc* mit einer CEP-Änderung assoziiert werden. Wie bereits in Kapitel 7.3 erläutert wurde, bestand keine Möglichkeit, die absolute Phase an der Stelle des Plasmas zu bestimmen.

Das Elektronensignal in Abhängigkeit der CE-Phase zeigt Abbildung 7.3. Hier wurde die relative Phase $\phi_{\text{CE}}^r = 1,5\pi$ markiert, da sie mit dem geringsten mittleren Signal einherging und hilft, eine Periodizität zu erkennen. Da die Spektren keine Veränderungen in der maximalen Geschwindigkeit zeigten, wurde der Einfluss auf die Anzahl an Elektronen mit $E_{\text{kin}} > 32$ keV untersucht. Dafür wurde die Anzahl an Elektronen im Spektrum bei 30 keV, 100 keV und 400 keV bestimmt. Des Weiteren wurde das Integral unter dem Spektrum von 30 - 400 keV untersucht. Um die Unterschiede und Gemeinsamkeiten der vier Verläufe optimal darzustellen, wurde jede Kurve für sich auf ihr Maximum optimiert.

Die Verläufe für 30 keV und 100 keV waren sich noch sehr ähnlich, wobei das Signal für 400 keV schon deutliche Abweichungen zeigte. Da die spektrale Intensität zu kleinen Energien hin exponentiell anstieg, liegt die Kurve für das Integral von 30 keV bis 400 keV dementsprechend nahe an jener für 30 keV. Daher beziehen sich allgemeine Beobachtungen im Folgenden auf den Verlauf, den das Integral zeigt.

Da sich die Phasen alle vier Einstellungen wiederholten, wurde nach Mustern mit der gleichen Periodizität gesucht. Es fiel auf, dass das Signal zwischen den markierten Phasen erst anstieg und sich anschließend wieder absenkte. Eine Ausnahme bei $\phi_{\text{CE}}^r = 1,0\pi$ in der Mitte der Abszisse folgt aus einem deutlich geringeren Signal, als zu erwarten gewesen wäre. Im Nachgang wurde festgestellt, dass die Imaging Plate an dieser Stelle durch Reibung an Metall leicht beschädigt war und deshalb ein geringeres Signal lieferte.

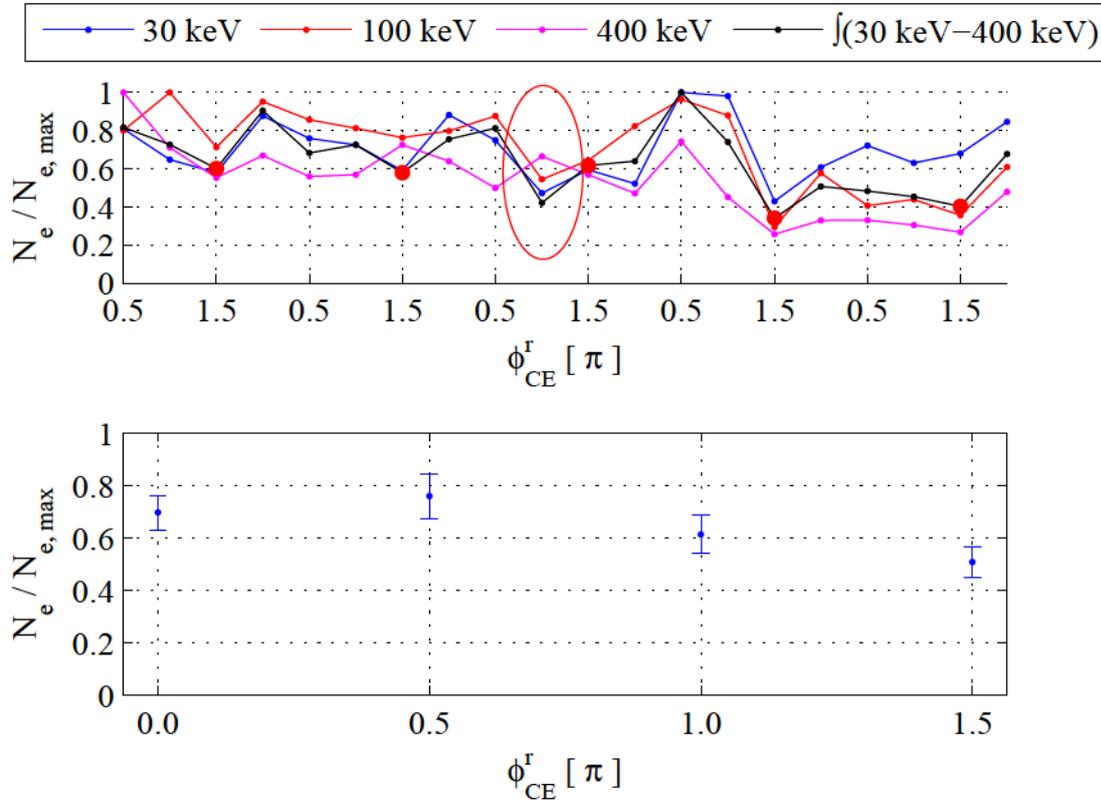


Abbildung 7.3: Messung der Elektronenemission in Abhängigkeit von der relativen Phase ϕ_{CE}^r . Oben: Die Auswirkungen der CEP-Variationen sind für drei Energien im Spektrum und das Integral unter dem Spektrum dargestellt. Besonders bei dem Integral (Schwarz) ist zu erkennen, dass das Signal zwischen den markierten Phasen $\phi_{CE}^r = 1,5\pi$ erst zu- und anschließend wieder abnahm. Der rote Kreis in der Mitte der Darstellung markiert eine Schadstelle auf der Imaging Plate. Der Signalwert an dieser Stelle ist dadurch zu klein. Unten: Mittelwerte der Integrale für die einzelnen Phasen und deren Messunsicherheiten in der Form von Fehlerbalken. Es ist zu erkennen, wie sich das Signal für manche Phasen signifikant von den anderen unterscheidet.

Die Betrachtung der Mittelwerte und Messunsicherheiten der einzelnen Phasen in Abbildung 7.3 (unten) zeigt, dass die Emission von Elektronen eine deutliche CEP-Abhängigkeit aufwies. In diesem Fall war die Emission der Elektronen für $\phi_{CE}^r = 1,5\pi$ am geringsten und für $\phi_{CE}^r = 0,5\pi$ am stärksten, während $\phi_{CE}^r = 0\pi$ und $\phi_{CE}^r = 1,0\pi$ ähnliche Stärke zeigten. Es fiel auf, dass die Variation des Signals deutlich größer war als die Variation der Feldstärke (4,74 %) für Pulse dieser Dauer (gezeigt in Kapitel 7.1).

Analog zur Darstellung der Elektronenemission in Abhängigkeit der CE-Phase ist in Abbildung 7.4 das Röntgensignal dargestellt. Die Signalstärke ergab sich aus dem aufsummierten Signal aller Treffer, die oberhalb des Rauschlevels von 1500 Counts lagen (was der übliche Wert des Rauschens für eine Belichtungszeit von 2 s und einer Kühlung des

CCD-Chips auf -50 C° ist). Da hierbei hauptsächlich die Anzahl der Treffer variierte und nicht die Counts pro Treffer, konnte ein Zusammenhang der Signalstärke mit der Menge an Elektronen, die zur Röntgenerzeugung im Plasma zur Verfügung standen, gezogen werden.

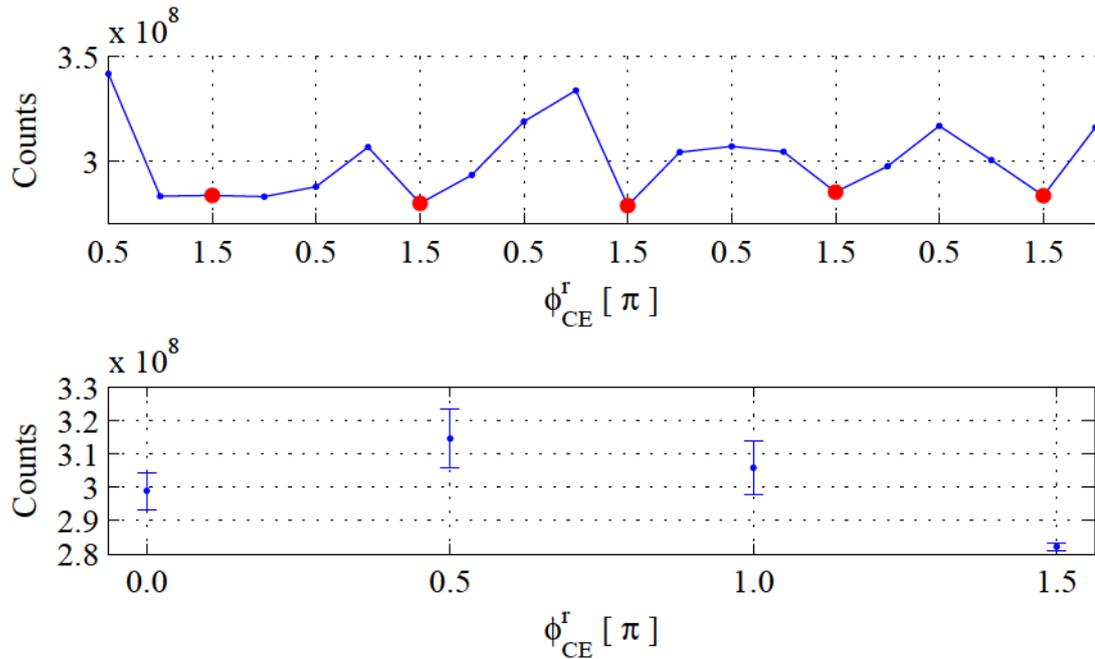


Abbildung 7.4: Messung der Röntgenemission in Abhängigkeit von der CE-Phase. Oben: Die Auswirkungen der CEP-Variationen sind für die Gesamtmenge an detektierter Röntgenstrahlung aufgetragen. Unten: Mittelwerte der Integrale für die einzelnen Phasen und deren Messunsicherheiten in der Form von Fehlerbalken. Es ist dieselbe Periodizität wie bei den Elektronen zu erkennen. Somit liegen auch die Mittelwerte derselben Phasen signifikant getrennt voneinander vor.

Interessant ist vor allem, dass ein ähnlicher Verlauf wie bereits bei der Elektronenmessung zu sehen war. Die Phase $1,5\pi$ zeigte wieder die „Signaltiefpunkte“, wobei das Signal zwischen der Wiederholung der Phase anstieg und wieder absank. Eine wichtige Erkenntnis ist somit, dass ein Anstieg der Elektronenemission ins Vakuum auch einen Anstieg der Röntgenemission mit sich zog, obwohl diese nur durch Elektronen erzeugt werden konnte, die das Target final nicht verlassen konnten.

Ein Unterschied bestand jedoch in der Stärke der Modulation der Mittelwerte. So betrug der Quotient aus minimalem und maximalem Mittelwert des Elektronensignals $\phi_{CE}^r(0, 5\pi)/\phi_{CE}^r(1, 5\pi) = 0,67$ und des Röntgensignals $0,89$.

Als weitere CEP-abhängige Größe wurde die Energie des reflektierten Laserlichts gemessen. Dazu wurde das reflektierte Laserlicht von einem Schirm abgefilmt und anschließend über die räumliche Signalverteilung integriert, um ein Maß für die Energie des reflektierten

Laserlichts zu bekommen. In vergleichbarer Darstellung zu den ersten beiden Messungen zeigt dies Abbildung 7.5.

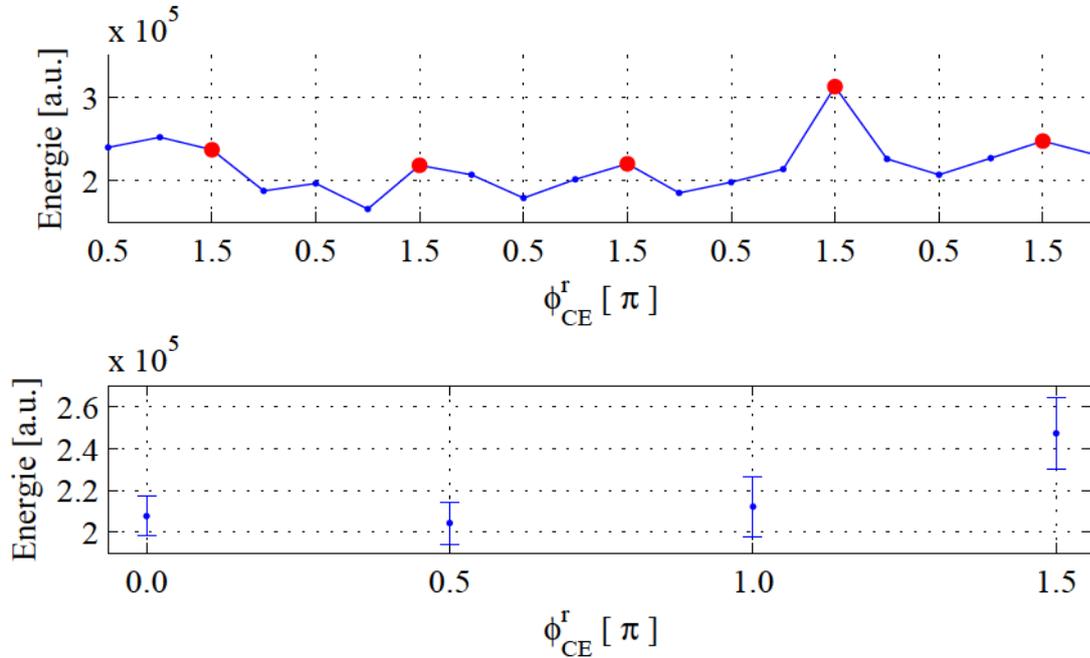


Abbildung 7.5: Messung der Energie des reflektierten Laserlichts in Abhängigkeit von der CE-Phase. Oben: Die Auswirkungen der CEP-Variationen für alle Phasen. Unten: Mittelwerte der einzelnen Phasen und deren Messunsicherheiten in der Form von Fehlerbalken. Der Verlauf in beiden Darstellungen ist gegenteilig zu den Messungen der Elektronen- und Röntgenemission.

Es wurde schnell deutlich, dass das Verhalten konträr zu dem der anderen Messungen war. Während $\phi_{CE} = 1,5\pi$ vorher die Signalminima markierten, waren es hier die Maxima. Die gemittelten Signalstärken wiesen somit ebenfalls einen umgekehrten Verlauf auf; $\phi_{CE} = 1,5\pi$ markierte hierbei deutlich das Signalmaximum und $\phi_{CE} = 0,5\pi$ ungefähr das Minimum. Die Energie, die in die Erzeugung von Elektronen und Röntgenstrahlung konvertiert wurde, fehlte demnach im reflektierten Laserlicht.

Es wurde insgesamt gezeigt, dass die Änderung der CE-Phase vor allem eine Änderung der Elektronenanzahl nach sich zog. Da diese eine Folge der Ionisation des Targets durch den Laserpuls sind, wird hier die Ursache für die Variationen gesucht.

Es soll außerdem besonders hervorgehoben werden, dass gezeigt wurde, dass die CEP sowohl über die Emission der Röntgenstrahlung, die Anzahl an emittierten Elektronen als auch über die Energie des reflektierten Lichts bestimmt werden kann. Dabei ist der Effekt deutlich stärker ausgeprägt, als bei der Messung mit ATI-Elektronen. Mit vergleichsweise geringem Aufwand kann ein CEP-abhängiges Signal aufgenommen werden, das bereits ein sehr gutes Signal-Rausch-Verhältnis besitzt.

Um jedoch sagen zu können, welcher CE-Phase die jeweilige Extremstelle zugeordnet werden kann, wird im folgenden Kapitel ein Modell entworfen, welches die Ionisationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der CEP ermitteln kann.

7.5 Modell

Im Folgenden wird ein einfaches Modell zur Erklärung der CEP-Abhängigkeit der Elektronen- und Röntgenemission vorgestellt und anschließend diskutiert, wie dieser Ansatz optimiert werden kann.

Dazu wurde die Ionisationswahrscheinlichkeit an der Targetoberfläche in Abhängigkeit von der CE-Phase untersucht. Aufgrund der metallischen Bindung von Aluminium befinden sich bereits drei Elektronen im Leitungsband (siehe Kapitel 2.4.3). Sie werden vom Laserpuls sehr früh ionisiert und tragen daher nicht zur Wechselwirkung mit dem Pulsmaximum bei. Für die restlichen Elektronen wurde mit dem Keldyshparameter aus Formel 2.23 die Ionisationsregime auf Tunnelionisation und BSI begrenzt. So lag der Keldyshparameter zwischen $\gamma \approx 0,06$ für $Z = 4$ und $\gamma \approx 0,27$ für $Z = 13$. BSI würde laut Formel 2.28 nur für die Ionisationsstufe $Z = 4$ herrschen.

Für höhere Ionisationsgrade wurde stattdessen die Tunnelwahrscheinlichkeit ermittelt (Details in Kapitel 2.4.2). Aus der Berechnung folgen die Wahrscheinlichkeitsraten, also die Ionisationswahrscheinlichkeit pro Sekunde in Abhängigkeit von der Feldstärke. Das Integral über den zeitlichen Verlauf der Wahrscheinlichkeitsrate der Tunnelionisation (Formel 2.25) gibt somit die Ionisationswahrscheinlichkeit bei der Wechselwirkung mit einem Puls der Länge τ an. Um die relevanten Phasen des elektrischen Feldes zu isolieren, wurden die Erkenntnisse aus Kapitel 2.6.1 herangezogen.

Dort wurden die möglichen Trajektorien eines Elektrons nach dessen Injektion (beziehungsweise Ionisation) in das Laserfeld dargestellt und festgestellt, dass nur jene Elektronen das Target final verlassen können, die innerhalb eines bestimmten Viertelzyklus in das Laserfeld injiziert werden. Genügt die Intensität des Pulses, um ein Elektron zu ionisieren, ist seine Trajektorie von Richtung und Verlauf des elektrischen Feldes abhängig.

Um beide Informationen anschaulich zusammenzubringen, wurden in Abbildung 7.6 nur die Wahrscheinlichkeitsraten jener Elektronen ermittelt, die das Target final verlassen konnten. Dies wurde für die CE-Phasen 0 und π gemacht. Den Abbildungen können zwei wichtige Erkenntnisse entnommen werden. Zum einen tragen nur die Laserzyklen in direkter Nähe zum Pulsmaximum signifikant zur Ionisation bei. Zum anderen können durch die Invertierung des elektrischen Feldes zwei statt ein Laserzyklus eine Ionisierungsstufe von $Z = 8$ erzeugen, doch sank dabei die Wahrscheinlichkeitsrate. Um den Effekt

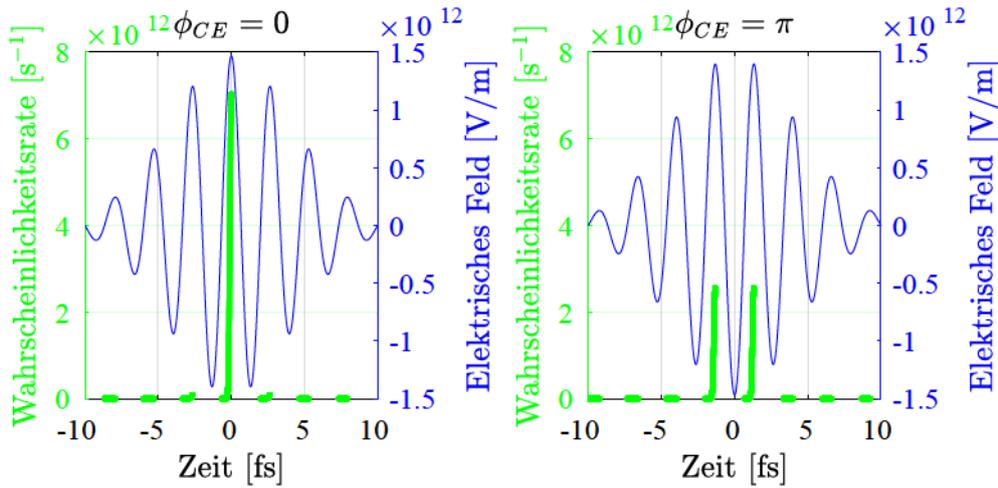


Abbildung 7.6: Zeitlicher Verlauf des elektrischen Feldes (Blau) und die Wahrscheinlichkeitsrate für Tunnelionisation (Grün) für den Ionisationsgrad $Z = 8$. Links: $\phi_{CE} = 0$. Rechts: $\phi_{CE} = \pi$. Die Kurven der Wahrscheinlichkeitsraten zeigen nur die Elektronen, die zu einer Phase ins Laserfeld injiziert werden, die sie nicht wieder zum Target zurückbeschleunigt. Im linken Bild ist die Wahrscheinlichkeitsrate hoch, allerdings ist auch nur ein Viertelzyklus signifikant an der Ionisation beteiligt. Im rechten Bild haben zwei Viertelzyklen eine signifikante Ionisationswahrscheinlichkeit, dennoch sind deren Maxima um soviel geringer, dass in Summe deutlich weniger ionisiert wird.

der CE-Phase quantifizieren zu können, wurden für unterschiedliche Phasen die Ionisationswahrscheinlichkeiten ermittelt. Dies ist in Abbildung 7.7 (links) gezeigt, wobei die Ionisationswahrscheinlichkeiten $P(\phi_{CE})$ auf P_{\max} normiert wurden.

Zunächst ist eine Periodizität der Ionisationswahrscheinlichkeit mit 2π zu erkennen, was den Befund der Messungen (Kapitel 7.4) bestätigt. Wäre z.B. eine Periodizität von π in Abbildung 7.7 zu sehen, würde dies den Messdaten widersprechen, da diese für $\phi_{CE}^r = 0, 5\pi$ und $\phi_{CE}^r = 1, 5\pi$ signifikant unterschiedliche Signalstärken zeigen. Des Weiteren wurde deutlich, dass die Größe der Variation mit der aus den Messungen vergleichbar war. Die maximalen Variationen der Emission waren 85 % für $Z = 7$, 69 % für $Z = 8$, 53 % für $Z = 9$ und 65 % in den experimentellen Daten. Während die Variation von P mit der CEP für höhere Grade der Ionisation anstieg, nahm jedoch die maximale Ionisationswahrscheinlichkeit P_{\max} ab $Z = 7$ deutlich ab (siehe Abbildung 7.7 rechts).

Um dies besser nachvollziehen zu können, stelle man sich die Ionisationswahrscheinlichkeit so wie im BSI-Modell als Grenze vor, oberhalb derer ionisiert wird und unterhalb nicht. Die Anzahl der Laserzyklen, die oberhalb dieser Schwelle liegen würden, wäre abhängig von der Höhe dieser Schwelle. Je höher die Schwelle, desto weniger Zyklen können diese übertreffen, und desto größer wäre die Variation mit der CE-Phase.

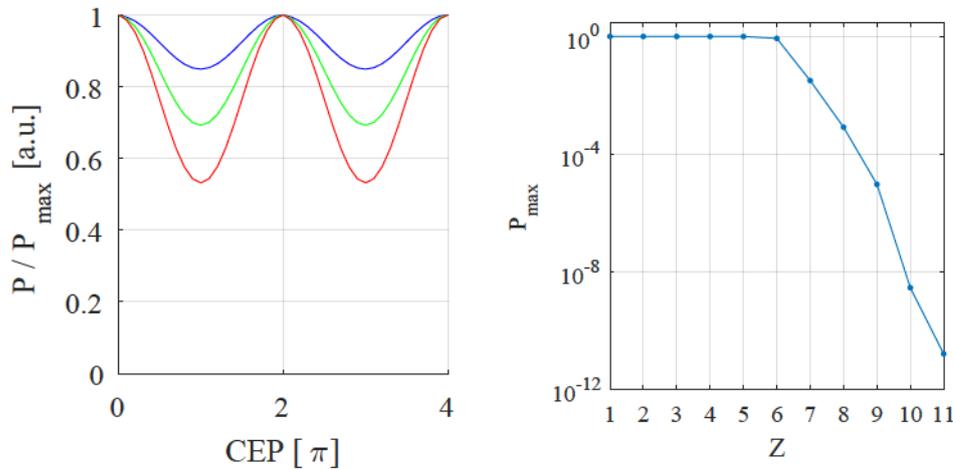


Abbildung 7.7: Links: Variation der Ionisationswahrscheinlichkeit P in Abhängigkeit von der CE-Phase, wobei P auf P_{\max} normiert wurde. Es sind die Verläufe für drei unterschiedliche Ionisationsgrade gezeigt ($Z = 7$ in Blau, $Z = 8$ in Grün, $Z = 9$ in Rot). Für höhere Ionisationsgrade steigt die Variierbarkeit von P , jedoch sinkt dabei P_{\max} ($P_{\max}(Z = 7) \approx 3,2 \%$, $P_{\max}(Z = 8) \approx 8,3 \cdot 10^{-2} \%$, $P_{\max}(Z = 9) \approx 9,5 \cdot 10^{-3} \%$). Rechts: P_{\max} in Abhängigkeit vom Ionisationsgrad Z . In der halblogarithmischen Grafik ist sichtbar, dass P_{\max} ab $Z = 7$ deutlich fällt.

Für die Emission der Röntgenstrahlung mussten die Elektronen wieder ins Target zurückbeschleunigt werden. Dies geschah einmal in den Viertelzyklen, die direkt auf die Viertelzyklen der Elektronenemission folgten und im Halbzyklus, bei dem das Feld die Elektronen direkt ins Target beschleunigte (siehe Abbildung 2.5 in Kapitel 2.6.1 für die Erklärung der unterschiedlichen Beschleunigungszyklen).

Die Elektronen spürten bei der direkten Beschleunigung ins Target nur ein elektrisches Feld $F(x, t)$, welches auf einer Skintiefe von ≈ 8 nm auf das $1/e$ -fache abklang, während sich die Amplitude des Feldes mit der Zeit t änderte. Über die Dauer dieses Halbzyklus wurden Elektronen ins abklingende Laserfeld injiziert. Bei der Berechnung der kinetischen Energie wurden sowohl die abfallende Feldstärke durch die zunehmende Eindringtiefe als auch die zeitliche Zu- und Abnahme der elektrischen Feldstärke $F_0(t)$ berücksichtigt. Je nach Startphase ergeben sich unterschiedliche kinetische Energien. Die kinetische Energie des Elektrons folgte somit aus dem Integral entlang der Feldlinie

$$E_{\text{kin}} = \int_{-\tau/4}^{\tau/4} \int_0^{\infty} F_0(t) e^{-x/l_s} dx dt, \quad (7.1)$$

wobei τ die Dauer eines Zyklus ist. Es ergab sich eine maximale kinetische Energie von $E_{\text{kin}} \approx 9,2$ keV zum Zeitpunkt der höchsten Ionisationswahrscheinlichkeit. Der Wirkungsquerschnitt für die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung der K-Schale (in 7.4

gemessen) ist am höchsten, wenn die kinetische Energie der Elektronen in etwa fünfmal so hoch ist wie die Ionisierungsenergie [127]. Diese liegt für Aluminium bei 1,48 keV und somit immer noch im relevanten Bereich für die Erzeugung von Röntgenstrahlung.

Analog zu den Untersuchungen aus Kapitel 2.6.1 wurde die maximale kinetische Energie der Elektronen, die zum Target zurückbeschleunigt wurden, zu $E_{\text{kin}} \approx 55$ keV bestimmt. Auch hier kann Röntgenstrahlung erzeugt werden.

Der Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung steht der Auger-Effekt gegenüber. Er überwiegt die Photoionisation für Elemente niedriger Ordnungszahl. Eine genaue Betrachtung der Röntgenerzeugung ist nicht möglich, da das Spektrum der Elektronen, die zum Target zurückbeschleunigt werden, nicht bekannt ist.

Dennoch ist klar, dass die Leistung der Röntgenstrahlung linear mit der Elektronenmenge skaliert. Aufgrund der Tatsache, dass die Variationen des Elektronensignals und des Röntgensignals synchron sind, ist die Erklärung der unterschiedlich starken Modulationen beider Signalverläufe hier zu suchen.

Unter Berücksichtigung der gemessenen Variation der Elektronenemission musste das verantwortliche Ionisationslevel bei $Z = 8$ gelegen haben. Natürlich würden die darunterliegenden Ionisationslevel auch zur Emission beitragen. Demnach müsste die Variation für jedes weitere Ionisationslevel, das überschritten wurde, sinken, da insgesamt mehr Zyklen die nötige Feldstärke liefern würden. Aus Kapitel 5 war jedoch bereits klar, dass die gemessenen Elektronenenergien nur durch die Wechselwirkung nahe des Pulsmaximums erfolgten, da sie eine hohe Vorbeschleunigung durch ponderomotives Heizen zeigten (siehe auch Kapitel 2.6.2, wo sich die kinetische Energie der Elektronen aus Vielfachen des hohen ponderomotiven Potentials zusammensetzte). Es konnte demnach die Vermutung aufgestellt werden, dass die Elektronen geringerer Ionisationsgrade aufgrund der niedrigen Ionisationsenergie schon sehr früh ionisierten und daher nicht an den Beschleunigungsprozessen, die auf der Wechselwirkung nahe des Pulsmaximums beruhten, teilnehmen konnten.

7.6 Fazit

Die Möglichkeit, die Laser-Materie-Wechselwirkung mit einem neuen diagnostischen Verfahren, der CEP, zu untersuchen, brachte neue und spannende Erkenntnisse zum Vorschein. Die Messungen zeigten, dass der Effekt der CEP-Variation auf die Emission von Röntgenstrahlung und Elektronen stark ausgeprägt war. Er spielte demnach eine entscheidende Rolle für die Wechselwirkung. Außerdem wurde gezeigt, dass die Variationen der Röntgen- und Elektronenemission eine Folge der Ionisation tiefliegender Energieniveaus bei der Wechselwirkung mit dem Pulsmaximum war.

Typischerweise wird bei der Laser-Materie-Wechselwirkung davon ausgegangen, dass vor dem Eintreffen des Pulsmaximums alle relevanten Ionisationsprozesse bereits abgelaufen sind. Diese Annahme ist auch nicht unplausibel, da die Intensitäten der ansteigenden Flanke in der Regel zur Ionisation genügen. Dennoch zeigt sich, dass gerade hier neue Erkenntnisse gewonnen werden können. Für eine genauere Untersuchung der Wechselwirkung sollte dies bedacht werden.

Die Erklärung des CEP-Effekts basierte auf einem Modell zur CEP-abhängigen Variation der Ionisationswahrscheinlichkeit, welches sowohl die Periodizität der experimentellen Daten als auch deren relative Änderungen nachbildet. Dabei wurde gezeigt, dass nur ein Ionisationslevel für den Effekt verantwortlich sein kann.

Die Berechnung der Ionisationswahrscheinlichkeiten der darüber liegenden Ionisationslevel zeigte, dass diese deutlich höher waren, wodurch die Ionisation bereits vor der Wechselwirkung mit dem Pulsmaximum stattfinden kann. Außerdem ist zu bedenken, dass Stoßionisation nicht berücksichtigt wurde, welche die Ionisationswahrscheinlichkeit weiter erhöht.

Mit Bezug auf Kapitel 7.4 konnte das Emissionsmaximum der Elektronen und der Röntgenstrahlung bei $\phi_{\text{CE}}^r = 0$ und demnach das Maximum der Intensität des reflektierten Laserlichts bei $\phi_{\text{CE}}^r = \pi$ lokalisiert werden.

Somit ist es möglich, die absolute Phase bei der Wechselwirkung des Pulsmaximums mit dem Target auf drei Arten zu bestimmen. Dies ermöglicht einen enormen Freiraum bei der Konzeption zukünftiger Experimente. Da in der Regel nicht die Röntgenstrahlung, die Elektronenemission und das reflektierte Laserlicht gleichzeitig untersucht werden, bleibt mindestens eine Option, die absolute CE-Phase mit aufzunehmen.

Dieses Modell stellte eine Vereinfachung der experimentellen Bedingungen auf die wesentlichen Faktoren dar. Im Folgenden werden Möglichkeiten genannt, wie dieses Modell optimiert werden könnte.

- Eine genaue Betrachtung der Ionisationsprozesse unter Einbeziehung von Stoßionisation würde das verantwortliche Ionisationslevel besser identifizieren.
- Um die Erzeugung der Röntgenstrahlung zu verstehen, muss das Spektrum der zurückbeschleunigten Elektronen bestimmt werden.
- Des Weiteren müssten auch Sekundärelektronen berücksichtigt werden, welche zu einer Erhöhung der Elektronenanzahl, die zur Röntgenemission beiträgt, führen würde.

- Das räumliche Profil des Laserpulses müsste in dem Sinne berücksichtigt werden, dass die Feldstärke außerhalb des Fokus geringer ist und daher andere Ionisationslevel hervorbringt.
- Streuprozesse im Target könnten ebenfalls bereits ins Target eingedrungene Elektronen wieder heraus streuen (siehe auch Kapitel 2.6.2).

Eine *particle in cell* Simulation, die sowohl Ionisation als auch Stöße berücksichtigen würde, könnte einen detaillierteren Blick auf den Prozess ermöglichen. Da kein derartiger Code zur Verfügung stand, wurden dennoch mit dem PIC-Code aus Kapitel 5 Simulationen zur CEP-Variation für einen Zwei-Zyklus-Puls durchgeführt, um einen mögliche Effekt deutlich herauszustellen. Die gemessenen Elektronenspektren zeigten dabei keinerlei Abhängigkeiten in der Geschwindigkeit oder der Anzahl der Elektronen von der CE-Phase. Diese Erkenntnis war ein weiteres Indiz dafür, dass die Ursache der CEP-Variation außerhalb der Wechselwirkung eines bereits ionisierten Plasmas gesucht werden musste.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Die Untersuchung der Laser-Plasma-Wechselwirkung mit unterschiedlichen Werkzeugen brachte eine Reihe neue Erkenntnisse. So wurde nicht nur ein neuer Beschleunigungsmechanismus identifiziert, sondern auch eine Möglichkeit aufgezeigt, die CEP während der Wechselwirkung absolut bestimmen zu können.

Im Folgenden werden kurz die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und anschließend ein Ausblick zur Inspiration weiterführender Forschung gegeben.

8.1 Ergebnisse

Die experimentellen Arbeiten dieser Dissertation wurden in der Arbeitsgruppe Pretzler im Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf durchgeführt. Dafür stand das PHASER Lasersystem zur Verfügung, welches ultrakurze ($\tau_{\text{FL}} \approx 6$ fs), hochintensive ($I = 5 \cdot 10^{17}$ W/cm², $a_0 = 0,5$) Laserpulse bereitstellt. Eine Besonderheit, mit der sich das Lasersystem von den meisten anderen abgrenzt, ist die Fähigkeit zur Stabilisierung und Wahl der *carrier envelope Phase* (CEP). Dies eröffnet neue Möglichkeiten zur Erforschung der Laser-Plasma-Wechselwirkung.

Der erste Schritt der Untersuchung der Laser-Plasma-Wechselwirkung durch Analyse der Elektronemission (Kapitel 4) setzte sich aus zwei Teilen zusammen. Aus der Detektion von Elektronenspektren und aus der Detektion der Richtungsverteilungen der Elektronen in Abhängigkeit vom Laserparameterraum. Dazu wurden Pulse verwendet, die nicht spektral verbreitert wurden und daher sowohl ein gaußförmiges Spektrum als auch einen gaußförmigen zeitlichen Verlauf aufwiesen. Dies ermöglichte eine Variation der Pulsdauer unter Beibehaltung der qualitativen zeitlichen Form. Außerdem konnte die Pulsenergie leicht verändert werden, was mit dem Einsatz einer Hohlfaser nicht mehr möglich gewesen wäre.

Bereits im ersten Spektrum fielen die unerklärlich hohen kinetischen Energien ($> 300 - 400$ keV) auf. Im weiteren Verlauf der Untersuchung wurde daher für jeden Parameter ein Fazit in Anbetracht bekannter (Kapitel 2.6.2) und neuer (Kapitel 5) Beschleunigungsmechanismen gezogen. Dabei wurde gezeigt, dass die erhöhte Emission von Elektronen zusammen mit der Erhöhung der Elektronenenergie vor allem ein Indiz für die Beschleunigung durch ACE (anisotrope coulombartige Explosion) ist.

Die Variation der Parameter zeigte außerdem, dass die Spektren mit der Skalierung der Intensität über die Variation der Fokusfläche und der Pulsenergie ihre qualitative Form beibehielten, jedoch sowohl an spektraler Intensität als auch an Geschwindigkeit verloren. Besonders bei der Skalierung der Pulsenergie fiel eine lineare Skalierung der Elektronenmenge auf. Dem entgegen stand die Variation der Pulsdauer, da hierbei ein deutlich abweichendes Verhalten beobachtet wurde. Mit der Zunahme der Pulsdauer sank vor allem der Anteil schneller Elektronen im Spektrum und die Skalierung der Elektronanzahl mit der Pulsdauer war keinesfalls linear. Dieser Umstand wurde vor dem Hintergrund der beiden Beschleunigungsprozesse betrachtet, sodass der Schluss gezogen werden konnte, dass weder die ponderomotive Beschleunigung noch die direkte Mehrfachbeschleunigung alleine die Emission der Elektronen bestimmen.

Die Untersuchungen der Richtungsverteilung der Elektronenemission zeigten bei der Anzahl emittierter Elektronen im Wesentlichen das gleiche Bild wie die Untersuchung der Elektronenanzahlen innerhalb der Spektren. Durch die Variation der Laserparameter konnte die Richtung der maximalen Emission nicht verändert werden. Die Reflektivität des Plasmas wurde so zu 33 % abgeschätzt.

Da die gemessenen kinetischen Energien höher waren als erwartet ($> 300 - 400$ keV) und die bisherigen Theorien das Spektrum nicht vollständig erklären konnten, wurden *particle in cell* Simulationen unter denselben Bedingungen, wie sie im Experiment herrschen, durchgeführt. Hier zeigten sich ebenfalls sehr hohe Elektronenergien, die jedoch zunächst unterhalb der gemessenen lagen.

Das gezielte Verfolgen der schnellsten Elektronen enthüllte eine Phase von nahezu konstanter Beschleunigung, die sich bemerkenswerterweise erst nach der Wechselwirkung mit dem Laserpuls zeigte. Die Betrachtung der lokalen elektrischen Felder zeigte zu dieser Phase einen signifikanten elektrostatischen Feldanteil, der für die Beschleunigung verantwortlich war. Die Ursache dieses Feldes wurde in der Ladungsdichteverteilung gefunden. Es wurde erstmals gezeigt, dass sich die Elektronen, welche vom Laser aus dem Target herausbeschleunigt wurden, gegenseitig abstoßen, um so den weiter außen liegenden Elektronen deutlich mehr Energie als das ponderomotive Limit U_{lim} zukommen zu lassen.

Diese Ergebnisse wurden in einer weiteren, vereinfachten Simulation genauer betrachtet. Das gleiche Verhalten wie in den PIC-Simulationen bestätigte die Vermutungen zum Me-

chanismus der Beschleunigung. Der komplexe Beschleunigungsmechanismus konnte auf ein simples Modell zurückgeführt werden, welches anisotrope coulombartige Explosion, kurz ACE, genannt wurde.

Mit der ACE konnte die gewonnene Energie durch Beschleunigung mittels elektrostatischer Felder auf die anfängliche Stärke des Potentials der Ladungstrennung zurückgeführt werden. Damit wurde eine Lücke in der Beschreibung des Spektrums geschlossen, die bereits bei Brandl *et al.* sichtbar wurde. Zusammen mit deren Erkenntnissen konnte das Elektronenspektrum erstmals vollständig erklärt werden.

Zur Untersuchung der CEP-abhängigen Wechselwirkung, musste die Pulsdauer deutlich verringert werden. Um allerdings in ein relevantes Pulsdauerregime zu gelangen, wurden einige Parameter der Hohlleiter optimiert. Zur Optimierung der spektralen Verbreiterung wurde die Länge der Hohlleiter von 1,0 m auf 1,5 m erweitert, was zum ersten Mal Pulse mit $\tau_{FL} < 7$ fs ermöglichte. Um bis zur Experimentierkammer ein gaußförmiges Strahlprofil aufrechtzuerhalten, wurde außerdem die Position des Austrittsfensters verändert. Das Ergebnis war ein Puls, der optimale Fokussierbarkeit erlaubte und damit einen möglichst kleinen Fokus und eine möglichst kleine Pulsdauer besaß, um CEP-Experimente mit hohen Intensitäten zu ermöglichen.

Anschließend wurde die Emission von Röntgenstrahlung und Elektronen in Abhängigkeit von der CEP untersucht. Es fiel auf, dass ein sehr viel stärkerer Effekt gemessen wurde, als bislang zu erwarten war. So zeigte die Emission der Elektronen eine zyklische Schwankungsbreite von 33 % und die der Röntgenstrahlung von 11 %. Mit einem neu entwickelten Modell, welches die Ionisationswahrscheinlichkeiten der einzelnen Ionisationsgrade in Abhängigkeit der CEP ermittelte, konnten die relativen Änderungen der experimentellen Daten grob rekonstruiert werden.

Es wurde gezeigt, dass die Ionisationsdynamik auf einer fs-Zeitskala im Bereich des Pulsmaximums die globalen Eigenschaften des Plasmas verändert. Bislang wurde in der Plasmaphysik noch nicht beobachtet, dass Prozesse von der instantanen Ionisation bei der Pulsmaximum-Wechselwirkung beeinflusst werden.

Die Variation der Röntgenemission ist deutlich schwieriger zu erklären, da die Spektren der zurückbeschleunigten Elektronen nicht bekannt sind. Das synchrone Auftreten von Elektronen- und Röntgenemission zeigte jedoch, dass die Erklärung in den zurückbeschleunigten Elektronen liegen muss.

Die Kombination der Messdaten mit dem Modell zur CEP-abhängigen Ionisationswahrscheinlichkeit offenbart die Möglichkeit, die CEP im Experiment über drei unterschiedliche Verfahren absolut bestimmen zu können. Dies stellte eine absolute Neuheit auf dem Gebiet der CEP-Messung dar.

8.2 Ausblick

Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der Wechselwirkung von ultrakurzen Pulsen mit Plasmen von Festkörpertargets. Die Untersuchungen fanden dabei auf einer μm -fs-Skala in einem breiten Parameterbereich statt und wurden des Weiteren durch detaillierte Analysen mittels CEP-Variation ergänzt.

Daraus ergaben sich zunächst die folgenden Ansätze zur Optimierung und Weiterführung der hier durchgeführten Experimente:

- PIC-Simulationen unter Einbeziehung von Stößen und unter Variation der Pulsdauer können helfen, den komplexen Zusammenhang der Beschleunigungsprozesse zur Pulsdauer zu verstehen. So könnten auch der Bereich der Pulsdauern eingegrenzt werden, in dem diese Prozesse noch stattfinden.
- Untersuchungen mit relativistischen Laserpulsen ($a_0 > 1$) könnten bestätigen, dass der Prozess aus Kapitel 2.6.2 durch Retardierungseffekte vermindert wird. Somit wäre eine obere Grenze der Intensität definiert.
- Das Verfolgen einzelner Teilchen wie in Kapitel 5.2.2 mit einer PIC-Simulationen, die elastische Streuprozesse berücksichtigt, könnte das Zusammenspiel der Beschleunigungsprozesse aus Kapitel 2.6.2 und 5 verdeutlichen.
- Untersuchungen mit senkrecht zur optischen Ebene oder zirkular polarisiertem Licht würden neue Effekte zeigen.
- Differentielles Pumpen der Hohlleiter oder der Einsatz einer geeigneteren $\lambda/4$ -Platte könnten die Intensität weiter erhöhen und die Pulsdauer noch weiter senken.
- Simulationen unter Einbeziehung von Feld- und Stoßionisation könnten das Verständnis der CEP-abhängigen Elektronen- und Röntgenemission erweitern.
- Experimente zur CEP-Variation könnten mit anderen Targetmaterialien wie z.B. Nichtleitern oder Halbleitern durchgeführt werden. Die unterschiedliche Ionisation im Vergleich zu der von Metallen könnte ebenfalls neue Erkenntnisse des CEP-Effekts beinhalten. Der Effekt könnte verstärkt werden, wenn Targetmaterial und Laserintensität so gewählt werden, dass nur das Pulsmaximum ionisieren kann.
- Nachfolgende Experimente können durch die Verwendung einer Röntgenkamera die Effekte der CEP auf die jeweils untersuchten Prozesse analysieren.

Nun wäre es interessant, die gewonnenen Erkenntnisse global auf andere Prozesse anzuwenden, die neben der Elektronenemission auch auftreten, wie z.B. die Erzeugung Hoher Harmonischer [128, 129], Attosekunden-Elektronenpulse [9], Ablation [130] oder Plasmaswellen [131, 132].

Im Bereich der Attosekunden-Elektronenpulse ist ein Problem, dass deren Struktur durch Felder aus dem Plasma gestört wird. Die gezielte Verwendung von Targetmaterialien, die nur eine Ionisation in der Nähe des Pulsmaximums zulassen, würde demnach einen einzelnen Elektronenpuls (*bunch*) erzeugen, der nur noch durch sich selbst und die zurückliegenden Ionen beeinflusst wird. Die zeitliche Form des Attosekundenpulses könnte auf diese Art bei der Propagation ins Vakuum rekonstruierbar bleiben.

Im anderen Extremfall könnte mit sehr hohen Intensitäten und kurzen Laserpulsdauern versucht werden, in möglichst kurzer Zeit möglichst viele Elektronen zu ionisieren und so eine dichte Raumladungszone im Vakuum vor dem Target zu erzeugen. Dieser Prozess könnte als eine weitere Stufe für große Beschleuniger Anwendung finden.

In dieser Arbeit wurde mit hochintensiven und ultrakurzen Pulsen für eine kurze Zeit dichte Materie erzeugt, die nur aus Elektronen besteht. Solche Materie ist üblicherweise nicht leicht zu erzeugen. Die Analyse solcher Materie könnte interessante, neue Erkenntnisse bereithalten.

Allgemein zeigt sich, dass insbesondere die Verwendung ultrakurzer Pulse bei der Analyse der Wechselwirkung ein effektives Werkzeug darstellt. Erst durch die geringe Pulsdauer können Prozesse äußerst detailliert betrachtet werden. Dabei ist es außerdem interessant, dass gerade die gesamte Plasmaerzeugung mit einem ultrakurzen Puls geschieht und somit Einblicke in die CEP-gesteuerte Ionisation des Targets ermöglicht. Die Arbeit auf dem Gebiet der Ultrakurzpuls-Wechselwirkung birgt weiterhin ein enormes Potential und hält noch viele spannende Erkenntnisse bereit, die es zu entdecken gilt.

Publikationen

- F. Kleeschulte, B. Hagmeister, D. Hemmer, G. Pretzler: Fast electrons generated by quasistatic electric fields of a fs-laserpulse induced plasma. In: *Physical Review E* **95** (2017)
- B. Hidding, J. B. Rosenzweig, Y. Xi, B. O'Shea, G. Andonian, D. Schiller, S. Barber, O. Williams, G. Pretzler, T. Königstein, F. Kleeschulte, M. J. Hogan, M. Litos, S. Corde, W. W. White, P. Muggli, D. L. Bruhwiler, and K. Lotov: Beyond injection: Trojan horse underdense photocathode plasma wakefield acceleration. In: AIP Conference Proceedings **1507**, 570 (2012).

Übernommene Teile aus Publikationen:

Fast electrons generated by quasistatic electric fields of a fs-laserpulse induced plasma

Die Inhalte der Kapitel 5.2.2 und 5.2.3 wurden teilweise in angepasster Form der Veröffentlichung entnommen.

Zu der Veröffentlichung wurde folgendes beigetragen:

- Selbstständiges, federführendes Verfassen der ersten und grundlegenden Fassung
- Selbstständige Konzeption und Durchführung der Experimente und deren Auswertung
- Selbstständige Durchführung und Auswertung von PIC-Simulationen

Beyond injection: Trojan horse underdense photocathode plasma wake-field acceleration

Es wurde nichts übernommen.

Literaturverzeichnis

- [1] DESCOEUDRES, A. ; CALATRONI, S. ; TABORELLI, M.: DC Breakdown Experiments for CLIC. In: *Conf.Proc. C0806233*, 2008
- [2] ROBERTS JR., G.: *SLAC at 50: honouring the past and creating the future*. <http://cerncourier.com/cws/article/cern/51162>, 2012
- [3] ABRAMOWICZ, H. ; *et al.*: Combination of measurements of inclusive deep inelastic $e^\pm p$ scattering cross sections and QCD analysis of HERA data. In: *The European Physical Journal C* **580** (2015), Nr. 75, S. 1–98
- [4] EVANS, L. ; BRYANT, P.: LHC Machine. In: *Journal of Instrumentation* **3** (2008), Nr. 08, S. S08001
- [5] YANOVSKY, V. ; CHVYKOV, V. ; KALINCHENKO, G. ; ROUSSEAU, P. ; PLANCHON, T. ; MATSUOKA, T. ; MAKSIMCHUK, A. ; NEES, J. ; CHERIAUX, G. ; MOUROU, G. ; KRUSHELNICK, K.: Ultra-high intensity- 300-TW laser at 0.1 Hz repetition rate. In: *Opt. Express* **16** (2008), Nr. 3, S. 2109–2114
- [6] MORACE, A. ; *et al.*: Plasma mirror implementation on LFEX laser for ion and fast electron fast ignition. **57** (2017), Nr. 12, S. 126018
- [7] GALES, S. ; ZAMFIR, N. V.: Implementation status of the Extreme Light Infrastructure – Nuclear Physics (ELI-NP) Project. In: *AIP Conference Proceedings* Bd. **1645**, 2015
- [8] HIDDING, B. ; PRETZLER, G. ; ROSENZWEIG, J. B. ; KÖNIGSTEIN, T. ; SCHILLER, D. ; BRUHWILER, D. L.: Ultracold Electron Bunch Generation via Plasma Photocathode Emission and Acceleration in a Beam-Driven Plasma Blowout. In: *Physical Review Letters* **108** (2012), S. 035001–1 – 035001–5
- [9] KRAUSZ, F.: Attosecond Physics. In: *Reviews of modern Physics* **81** (2009), S. 163–234
- [10] SCHWINGER, J.: On Gauge Invariance and Vacuum Polarization. In: *Physical Review* **82** (1951), Nr. 5, S. 664–679

- [11] FEDOTOV, A. M. ; NAROZHNY, N. B. ; MOUROU, G. ; KORN, G.: Limitations on the Attainable Intensity of High Power Lasers. In: *Physical Review Letters* **105** (2010), Aug, S. 080402
- [12] GAUSSMANN, F.: *Optimierung lasererzeugter harter Röntgenstrahlung durch Anpassung des Plasmagradienten*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., Dezember 2011
- [13] BRANDL, F.: *Elektronenbeschleunigung und Erzeugung von Röntgenstrahlung bei der Wechselwirkung hochintensiver few-cycle Laserpulse mit Festkörpern*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., May 2006
- [14] BRANDL, F. ; HIDDING, B. ; OSTERHOLZ, J. ; HEMMERS, D. ; KARMAKAR, A. ; PUKHOV, A. ; PRETZLER, G.: Directed Acceleration of Electrons from a Solid Surface by Sub-10-fs Laser Pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009), May, S. 195001
- [15] MORDOVANAKIS, A. G. ; EASTER, J. ; NAUMOVA, N. ; POPOV, K. ; MASSON-LABORDE, P.-E. ; HOU, B. ; SOKOLOV, I. ; MOUROU, G. ; GLAZYRIN, I. V. ; ROZMUS, W. ; BYCHENKOV, V. ; NEES, J. ; KRUSHELNICK, K.: Quasimonoenergetic Electron Beams with Relativistic Energies and Ultrashort Duration from Laser-Solid Interactions at 0.5 kHz. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), Dec, S. 235001
- [16] THÉVENET, M. ; LEBLANC, A. ; KAHALY, S. ; VINCENTI, H. ; VERNIER, A. ; QUÉRÉ, F. ; FAURE, J.: Vacuum laser acceleration of relativistic electrons using plasma mirror injectors. In: *Nature Physics* 12 (2016), Apr, S. 355–360
- [17] PAULUS, G. G. ; F., Grasbon ; WALTHER, H. ; VILLORESI, P. ; NISOLI, M. ; STAGIRA, S. ; E., Priori ; DE SILVESTRI, S.: Absolute-phase phenomena in photoionization with few-cycle laser pulses. In: *Nature* **414** (2001), S. 182–184
- [18] PIGLOSIWICZ, B. ; SCHMIDT, S. ; DOO, J. P. ; VOGELANG, J. ; GROSS, P. ; MANZONI, C. ; FARINELLO, P. ; CERULLO, G. ; LIENAU, C.: Carrier-envelope phase effects on the strong-field photoemission of electrons from metallic nanostructures. In: *Nature Photonics* **8** (2014), S. 37–42
- [19] PRETZLER, G.: *Höchstleistungs-Kurzpuls laser*. – Skriptum zur Vorlesung, LMU München
- [20] POLYANSKIY, M. N.: *Refractive index database*. <https://refractiveindex.info>
- [21] SPENCE, D. E. ; KEAN, P. N. ; SIBBETT, W.: 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:sapphire laser. In: *Optics Letters* **16** (1991), Nr. 1, S. 42–44
- [22] FIBICH, G. ; GAETA, A. L.: Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides. In: *Optics Letters* **25** (335), Nr. 5, S. 335–337

- [23] BOYD, R. W.: *Nonlinear Optics*. Academic Press, Boston, Mass., 1992. – Sec. 6.2.
- [24] POLYNKIN, P. ; KOLESIK, M.: Critical power for self-focusing in the case of ultrashort laser pulses. In: *Physical Review A* **87** (2013), Nr. 2013
- [25] COUAIRON, A. ; MYSYROWICZ, A.: Femtosecond filamentation in transparent media. In: *Physics Reports* **441** (2007), S. 47–189
- [26] SHIMIZU, F.: Frequency broadening in liquids by a short light pulse. In: *Physical Review Letters* **19** (1967), Nr. 19, S. 1097–1100
- [27] HUSAKOU, A.: *Nonlinear phenomena of ultrabroadband radiation in photonic crystal fibers and hollow waveguides*, Freie Universität Berlin, Diss., 2002
- [28] AGRAWAL, G. P.: *Nonlinear Fiber Optics*. second. Academic Press, 1995
- [29] WANG, D. ; LENG, Y. ; XU, Z.: Measurement of nonlinear refractive index coefficient of inert gases with hollow-core fiber. In: *Applied Physics B* **111** (2013), S. 447–452
- [30] STOLEN, R. H. ; LIN, C.: Self-phase modulation in silica optical fibers. In: *Physical Review A* **17** (1978), Nr. 4, S. 1448–1453
- [31] CRENN, J. P.: Optical propagation of the HE₁₁ mode and gaussian beams in hollow circular waveguides. In: *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **14** (1993), Nr. 10, S. 1947–1973
- [32] KRUEER, W. L.: *The physics of laser plasma interactions*. Addison-Wesley, 1988
- [33] GIBBON, P.: *Short Pulse Laser Interactions with Matter*. Imperial College Press, 2007
- [34] EIDMANN, K. ; VEHN, J. Meyer-ter ; SCHLEGEL, T.: Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. In: *Physical Review E* **62** (2000), Nr. 1, S. 1202–1214
- [35] OSTERHOLZ, J. ; BRANDL, F. ; FISCHER, T. ; HEMMERS, D. ; CERCHEZ, M. ; PRETZLER, G. ; WILLI, O. ; ROSE, S. J.: Production of Dense Plasmas with sub-10-fs Laser Pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006)
- [36] R. R. FREEMAN ; P. H. BUCKSBAUM ; H. MILCHBERG ; S. DARACK ; D. SCHUMACHER ; M. E. GEUSIC: Above-Threshold Ionization with Subpicosecond Laser Pulses. In: *Physical Review Letters* **59** (1987), Nr. 10, S. 1092
- [37] G. G. PAULUS ; W. BECKER ; W. NICKLICH ; H. WALTHER: Rescattering effects in above-threshold ionization: a classical model. In: *Journal of Physics B* **27** (1994), S. 703–708

- [38] GOLD, A. ; BEBB, B: Theory of multiphoton ionization. In: *Physical Review Letters* **14** (1965), Nr. 3, S. 60–63
- [39] PAULUS, G. G. ; NICKLICH, W. ; XU, H. ; LAMBROPOULOS, P. ; WALTHER, H.: Plateau in Above Threshold Ionization Spectra. In: *Physical Review Letters* **72** (1994), Nr. 18, S. 2851–2854
- [40] PAULUS, G. G. ; LINDNER, F. ; WALTHER, H. ; BALTUSKA, A. ; KRAUSZ, F.: Measurement of the phase of few-cycle laser pulses. In: *Journal of modern physics* **52** (2005), Nr. 2-3, S. 221–232
- [41] KELDYSCH, L. W.: Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. In: *Sov. Phys.* **20** (1965), S. 1307–1314
- [42] LANDSMAN, A. ; WEGER, M. ; MAURER, J. ; BOGE, R. ; LUDWIG, A. ; HEUSER, S. ; CIRELLI, C. ; GALLMANN, L. ; KELLER, U.: Tunneling Time in Ultrafast Science is Real and Probabilistic. In: *arXiv preprint arXiv:1301.2766*, 2013
- [43] AMMOSOV, M. V. ; DELONE, N. B. ; KRAINOV: Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. In: *Sov. Phys. JETP* **64** (1986), Nr. 6
- [44] ILKOV, F. A. ; DECKER, J. E. ; CHIN, S. L.: Ionization of atoms in the tunnelling regime with experimental evidence using Hg atoms. In: *Journal of Physics B* **25** (1992), S. 4005–4020
- [45] BRUHWILER, D. L. ; DIMITORV, D. A. ; CARY, J. R. ; ESAREY, E. ; LEEMANS, W. ; GIACONE, R. E.: Particle-in-cell simulations of tunneling ionization effects in plasma-based accelerators. In: *Physics of Plasmas* **10** (2003), Nr. 5, S. 2022–2030
- [46] GAMALY, E. G.: Ultrashort powerful laser matter interaction: Physical problems, models, and computations. In: *Laser and Particle Beams* **12** (1994), Nr. 2, S. 185–208
- [47] DENDY, R. (Hrsg.): *Plasma Physics: An Introductory Course*. Cambridge University Press, Cambridge, 1993
- [48] ASHCROFT, W. W. ; MERMIN, N. D.: *Solid State Physics*. Holt, Reinhart and Wilson, New York, 1988
- [49] GARBAN-LABAUNE, C. ; FABRE, E. ; MAX, C. E. ; FABBRO, R. ; AMIRANOFF, F.: Effect of Laser Wavelength and Pulse Duration on Laser-Light Absorption and Back Reflection. In: *Physical Review Letters* **48** (1982), Nr. 15, S. 1018–1021

- [50] CUI, Y.-Q. ; WANG, W.-M. ; SHENG, Z.-M. ; LI, Y.-T. ; ZHANG, J.: Laser absorption and hot electron temperature scalings in laser–plasma interactions. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* **55** (2013)
- [51] GINZBURG, V. L.: *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma*. Pergamon, New York, 1961
- [52] BASTIANI, S. ; ROUSSE, A. ; GEINDRE, J. P. ; AUDEBERT, P. ; QUOIX, C. ; HAMONIAUX, G. ; ANTONETTI, A. ; GAUTHIER, J. C.: Experimental study of the interaction of subpicosecond laser pulses with solid targets of varying initial scale lengths. In: *Phys. Rev. E* **56** (1997), Dec, S. 7179–7185
- [53] FORSLUND, D. W. ; KINDEL, J. M. ; LEE, K.: Theory of Hot-Electron Spectra at High Laser Intensity. In: *Physical Review Letters* **39** (1977), Nr. 5, S. 284–288
- [54] ANDREEV, A. A. ; BAYANOV, V. I. ; VAN’KOV, A. B. ; KOZLOV, A. A. ; KOMAROV, V. M. ; KURNIN, I. V. ; SOLOV’EV, N. A. ; CHIZOV, S. A. ; YASHIN, V. E.: Absorption of ultrashort laser pulses, and x-ray and fast-particle generation in a hot dense plasma. In: *Quantum Electronics* **26** (1996), Nr. 10, S. 884–887
- [55] ROZMUS, W. ; TIKHONCHUK, V. T.: Skin effect and interaction of short laser pulses with dense plasmas. In: *Physical Review A* **42** (1990), Nr. 12, S. 7401–7412
- [56] CATTO, P. J. ; MORE, M.: Sheath inverse bremsstrahlung in laser produced plasmas. In: *The Physics of Fluids* **20** (1977), Nr. 4, S. 704–705
- [57] YANG, T.-Y. B. ; KRUEER, W. L. ; MORE, R. M. ; LANGDON, A. B.: Absorption of laser light in overdense plasmas by sheath inverse bremsstrahlung. In: *Physics of Plasmas* **2** (1995), Nr. 8, S. 3146–3154
- [58] YANG, T.-Y. B. ; KRUEER, W. L. ; LANGDON, A. B.: Mechanisms for collisionless absorption of light waves obliquely incident on overdense plasmas with steep density gradients. In: *Physics of Plasmas* **3** (1996), Nr. 7, S. 2702–2709
- [59] BRUNEL, F.: Not-so-resonant, resonant absorption. In: *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987), Jul, S. 52–55
- [60] KLEESCHULTE, Florian: *Charakterisierung Hoher Harmonischer eines CEP-stabilisierten sub-10-fs-Hochleistungslasers*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Masterarbeit, 2014
- [61] SEBASTIAN KOKE ; CHRISTIAN GREBING ; HARALD FREI ; ALEXANDRIA ANDERSON ; ANDREAS ASSION ; GÜNTER STEINMEYER: Direct frequency comb synthesis with arbitrary offset and shot-noise-limited phase noise. In: *Nature Photonics* **4** (2010), S. 462–465

- [62] FABIAN LÜCKING ; ANDREAS ASSION ; ALEXANDER APOLONSKI ; FERENC KRAUSZ ; GÜNTER STEINMEYER: Long-term carrier-envelope-phase-stable few-cycle pulses by use of the feed-forward method. In: *Optics Letters* **37** (2012), Nr. 11, S. 2076–2078
- [63] PRETZLER, G. ; KASPER, A. ; WITTE, K. J.: Angular chirp and tilted light pulses in CPA lasers. In: *Applied Physics B* **70** (1999), Nr. 1, S. 1–9
- [64] STRICKLAND, D. ; MOUROU, G.: Compression of amplified chirped optical pulses. In: *Optics communications* **55** (1985), Nr. 6, S. 447–449
- [65] *Femtopower™HE CEP*. 2013. – Femtolasers Produktions GmbH, User Manual
- [66] *Kapitel History of optical comp development*. In: JOHN L. HALL ; THEODOR W. HÄNSCH: *Femtosecond Optical Frequency Comb: Principle, Operation, and Applications*. Kluwer Academic Publishers / Springer, 2005, S. 1–11
- [67] *Kapitel Measurement and Control of Carrier-Envelope Phase in Femtosecond Ti:sapphire Laser*. In: WEI, Z. ; HAN, H. ; ZHANG, W. ; ZHAO, Y. ; J., Zhu. ; TENG, H. ; DU, Q.: *Advances in Solid State Lasers Development and Applications*. Academy of Science Beijing : InTech, 2010
- [68] UDEM, T.: *Die Messung der Frequenz von Licht mit modengekoppelten Lasern*. München, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Habilitation, 2002
- [69] MONTAG, S.: *Untersuchung der Ionisation mit phasenstabilisierten Laserpulsen mittels Flugzeit-Elektronenspektroskopie*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Masterarbeit, 2014
- [70] TONCIAN, T.: *Ultra Fast Optics*. 2011. – Skript zur Vorlesung
- [71] XU, L. ; HÄNSCH, T. W. ; SPIELMANN, C. ; POPPE, A. ; BRABEC, T. ; KRAUSZ, F.: Route to phase control of ultrashort light pulses. In: *Optical Letters* **21** (1996), Dec, Nr. 24, 2008–2010. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.21.002008>. – DOI 10.1364/OL.21.002008
- [72] TELLE, H. R. ; STEINMEYER, G. ; DUNLOP, A. E. ; STENGER, J. ; SUTTER, D. H. ; KELLER, U.: Carrier-envelope offset phase control: A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation. In: *Applied Physics B* **6** (1999), Nr. 4, S. 327–332
- [73] HOLZWARTH, R. ; UDEM, T. ; HÄNSCH, T. W.: Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy. In: *Physical Review Letters* **85** (2000), Nr. 11, S. 2264–2267
- [74] MITSUO TAKEDA ; HIDEKI INA ; SEIJI KOBAYASHI: Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. In: *Optical Society of America* **72** (1982), Nr. 1, S. 156–160

- [75] A. BALTUŠKA ; M. UIBERACKER ; E. GOULIELMAKIS ; R. KIENBERGER ; V. S. YAKOVLEV ; TH. UDEM ; T. W. HÄNSCH ; F. KRAUSZ: Phase-Controlled Amplification of Few-Cycle Laser Pulses. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **9** (2003), Nr. 4, S. 972–989
- [76] CHUNG, J.-H. ; WEINER, A. M.: Ambiguity of Ultrashort Pulse Shapes Retrieved From the Intensity Autocorrelation and the Power Spectrum. In: *IEEE Journal on selected Quantum Electronics* **7** (2001), Nr. 4, S. 656–666
- [77] CHRIS IACONIS ; IAN A. WALMSLEY: Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. In: *Optics Letters* **23** (1998), Nr. 10, S. 792–794
- [78] CHRIS IACONIS ; IAN A. WALMSLEY: Self-Referencing Spectral Interferometry for Measuring Ultrashort Optical Pulses. In: *IEEE Journal Of Quantum Electronics* **35** (1999), Nr. 4, S. 501–509
- [79] VOGEL, T.: *Aufbau eines Autokorrelators 3. Ordnung*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Bachelorarbeit, 2015
- [80] STUMPF, M.: *Pump-probe-Experimente zur Diagnostik von Ultrakurzpuls-Laser-Plasmen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Masterarbeit, 2017
- [81] HAGMEISTER, B.: *Untersuchung kohärenter Phasenmessverfahren an einer lasererzeugten K-Alpha-Quelle*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 2015
- [82] ANDOR TECHNOLOGY (Hrsg.): *DX420*. : Andor Technology. – Manual
- [83] B. L. HENKE ; E. M. GULLIKSON ; J. C. DAVIS: X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50-30000 eV, Z=1-92. (1993). – http://henke.lbl.gov/optical_constants/
- [84] *X-Ray Emission Energies*. http://xdb.lbl.gov/Section1/Table_1-2.pdf, . – X-Ray Data Booklet
- [85] KNOLL, G. F.: *Radiation Detection and Measurement*. Third. John Wiley and Sons, 2000
- [86] KARGER, O.: *Strahlungstests für die Raumfahrt mittels Laser-Plasma-beschleunigter Elektronen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Masterarbeit, 2012
- [87] KÖNIGSTEIN, T.: *Optimierung und Anwendung der Beschleunigung von Elektronen in relativistischen Laser-Plasmen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2013
- [88] HALTER, Christian: *Spektroskopie von Laserbeschleunigten Elektronen aus einem Oberflächenplasma*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Masterarbeit, 2015

- [89] PATERSON, I. J. ; CLARKE, R. J. ; WOOLSEY, N. C. ; GREGORI, G.: Image plate response for conditions relevant to laser-plasma interaction experiments. In: *Measurement Science and Technology* **19** (2008)
- [90] SELTZER, S. M. ; BERGER, M. J.: Transmission and reflection of electrons by foils. In: *Nuclear Instruments and Methods* **119** (1974), S. 157–179
- [91] VOGT, H.-G. ; SCHULTZ, H.: *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes*. 2. Auflage. Carl Hanser Verlag, 1992
- [92] HIDDING, B. ; PRETZLER, G. ; CLEVER, M. ; BRANDL, F. ; ZAMPONI, F. ; LÜBCKE, A. ; KÄMPFER, T. ; USCHMANN, I. ; FÖRSTER, E. ; SCHRAMM, U. ; SAUERBREY, R. ; KROUPP, E. ; VEISZ, L. ; SCHMID, K. ; BENAVIDES, S. ; KARSCH, S.: Novel method for characterizing relativistic electron beams in a harsh laser-plasma environment. In: *Review of Scientific Instruments* **78** (2007), Nr. **8**, S. 083301
- [93] HIDDING, Bernhard: *En Route. Elektronenbeschleuniger der nächsten Generation auf Laser-Plasma-Basis*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2008
- [94] TANAKA, K. A. ; YABUCHI, T. ; SATO, T. ; KODAMA, R. ; KITAGAWA, Y. ; TAKAHASHI, T. ; IKEDA, T. ; HONDA, Y. ; OKUDA, S.: Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer. In: *Review of Scientific Instruments* **76** (2005)
- [95] MÜNZBERG, M.: *Untersuchung der Winkelabhängigkeit von Elektronenspektren aus Laserplasmen auf festen Oberflächen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Bachelorarbeit, 2017
- [96] KERSTEN, M.: *Diagnostik dichter Oberflächen-Laserplasmen mit XUV-Ionenspektroskopie*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Masterarbeit, 2017
- [97] STELZMANN, C.: *Untersuchung von Plasma-Harmonischen im sub-relativistischen Regime mittels few-cycle-Laserpulsen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2015
- [98] ELLEBRECHT, I.: *Investigation of Harmonic Generation from Grating Targets*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Masterarbeit, 2015
- [99] RUHL, H. ; SENTOKU, Y. ; MIMA, K. ; TANAKA, K. A. ; KODAMA, R.: Collimated Electron Jets by Intense Laser-Beam-Plasma Surface Interaction under Oblique Incidence. In: *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999), Jan, S. 743–746
- [100] KLEESCHULTE, F. ; HAGMEISTER, B. ; HEMMERS, D. ; PRETZLER, G.: Fast electrons generated by quasistatic electric fields of a fs-laser-pulse-induced plasma. In: *Phys. Rev. E* **96** (2017), S. 033201

- [101] DAWSON, J.: One-Dimensional Plasma Model. In: *The Physics of Fluids* **5** (1962), Nr. 4, S. 445–459
- [102] BIRDSALL, C. K. ; LANGDON, A. B.: *Plasma Physics via Computer Simulation*. Taylor and Francis Group, 2005
- [103] VERBONCOEUR, J P.: Particle simulation of plasmas: review and advances. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* **47** (2005), Nr. 5A, S. A231
- [104] VILLASENOR, John ; BUNEMAN, Oscar: Rigorous charge conservation for local electromagnetic field solvers. In: *Computer Physics Communications* **69** (1992), S. 306–316
- [105] BORIS, J. P.: Relativistic plasma simulation - optimization of a hybrid code. In: *Proc. 4th Conf. on Numerical Simulation of Plasmas*, 1971, S. 3–67
- [106] BIRDSALL, C. K. ; B., Langdon A.: *Plasma Physics via Computer Simulation*. Taylor & Francis Group, 2005
- [107] *Kapitel Convolution and Correlation*. In: GRAY, R. M. ; GOODMAN, J. W.: *Fourier Transforms*. Bd. 322. The Springer International Series in Engineering and Computer Science, 1995
- [108] PEANO, F. ; COPPA, G. ; PEINETTI, F. ; MULAS, R. ; SILVA, L. O.: Ergodic model for the expansion of spherical nanoplasmas. In: *Physical Review E* **75** (2007)
- [109] CAMPILLO, A. J. ; SHAPIRO, S. L. ; SUYDAM, B. R.: Periodic breakup of optical beams due to self-focusing. In: *Applied Physics Letters* **23** (1973), Nr. 11, S. 628–630
- [110] BELLAND, P. ; CRENN, J.P.: Gaussian approximation of the waveguide EH11 mode pattern in the far field. In: *Optics Communications* **45** (1983), Nr. 3, S. 165 – 170
- [111] NISOLI, M. ; SANSONE, G. ; STAGIRA, S. ; VOZZI, C. ; DE SILVESTRI, S. ; SVELTO, O.: Ultra-broadband continuum generation by hollow-fiber cascading. In: *Applied Physics B* **75** (2002), S. 601–604
- [112] HÄDRICH, S. ; ROTHHARDT, J. ; EIDAM, T. ; LIMPERT, J. ; TÜNNERMANN, A.: High energy ultrashort pulses via hollow fiber compression of a fiber chirped pulse amplification system. In: *Opt. Express* **17** (2009), Nr. 5, S. 3913–3922
- [113] KÄRTNER, F.: *Ultrafast Optics*. 2005. – Lecture
- [114] BOHMAN, S. ; SUDA, A. ; KANAI, T. ; YAMAGUCHI, S. ; MIDORIKAWA, K.: Generation of 5.0 fs, 5.0 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression. In: *Optics Letters* **35** (2010), Nr. 11, S. 1887–1889

- [115] BÖHLE, F. ; KRETSCHMAR, M. ; JULLIEN, A. ; KOVACS, M. ; MIRANDA, M. ; ROMERO, R. ; CRESPO, H. ; MORGNER, P. U. S. U. Simon ; LOPEZ-MARTENS, R. ; NAGY, T: Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers. In: *Laser Phys. Lett.* **11** (2014)
- [116] NURHUDA, M. ; SUDA, A. ; KAKU, M. ; MIDORIKAWA, K.: Optimization of hollow fiber pulse compression using pressure gradients. In: *Applied Physics B* **89** (2007), S. 209–215
- [117] LÜCKING, F. ; TRABATTONI, A. ; ANUMULA, S. ; SANSONE, G. ; CALEGARI, F. ; NISOLI, M. ; OKSENHENDLER, T ; TEMPEA, G.: In situ measurement of nonlinear carrier-envelope phase changes in hollow fiber compression. In: *Optics Letters* **39** (2014), Nr. 8, S. 2302–2305
- [118] *Krimkrise*. – <https://de.wikipedia.org/wiki/Krimkrise>
- [119] BECKER, B.: *Dispersionskontrolle an ultrakurzen Laerpulsen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 2017. – Bachelorarbeit
- [120] MILOSEVIC, N. ; TEMPEA, G. ; BRABEC, T.: Optical pulse compression: bulk media versus hollow waveguides. In: *Optics Letters* **25** (2000), Nr. 9, S. 672–674
- [121] ADAIR, R. ; CHASE, L. L. ; PAYNE, S. A.: Nonlinear refractive index of optical crystals. In: *Physical Review B* **39** (1989), Nr. 5, S. 3337–3350
- [122] ZAHEDPOUR, S. ; WAHLSTRAND, J. K. ; MILCHBERG, H. M.: Measurement of the nonlinear refractive index of air constituents at mid-infrared wavelengths. In: *Optics Letters* **40** (2015), Nr. 24, S. 5794–5797
- [123] A. BALTUŠKA ; TH. UDEM ; M. UIBERACKER ; M. HENTSCHEL ; E. GOULIELMAKIS ; CH. GOHLE ; R. HOLZWARTH ; V. S. YAKOVLEV ; A. SCRINZI ; T. W. HÄNSCH ; F. KRAUSZ: Attosecond control of processes by intense light fields. In: *Nature* **421** (2003), S. 611
- [124] LEE, J.-H. ; LEE, Y. S. ; PARK, J. ; PARK, J. J. ; KIM, D. S. ; YU, T. J. ; NAM, C. H.: Implementation of the direct locking method for long-term carrier-envelope-phase stabilization of a grating-based kHz femtosecond laser. In: *Applied Physics B* **96** (2009), S. 287–291
- [125] WANJELIK, S.: *Aufbau und Einsatz eines Flugzeit-Spektrometers für lasererzeugte Elektronen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diplomarbeit, 2009
- [126] K. J. SCHAFER ; BAORUI YANG ; L. F. DIMAURO ; K. C. KULANDER: Above Threshold Ionization Beyond the High Harmonic Cutoff. In: *Physical Review Letters* **70** (1993), Nr. 11, S. 1599–1602

- [127] CASNATI, E. ; TARTARI, A. ; BARALDI, C.: An empirical approach to K-shell ionisation cross section by electrons. In: *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **15** (1981), S. 155–167
- [128] TEUBNER, U. ; GIBBON, P.: High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces. In: *Rev. Mod. Phys.* 81 (2009), Apr, S. 445–479
- [129] HAHN, T.: *Kohärenz und Polarisation Hoher Harmonischer von Plasmaoberflächen*, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Diss., 2015
- [130] MOMMA, C. ; NOLTE, S. ; CHICKHOV, B. N. ; ALVENSLEBEN, F. v. ; TÜNNERMANN, A.: Precise laser ablation with ultrashort pulses. In: *Applied Surface Science* 109/110 (1997), S. 15–19
- [131] JOSHI, C. ; MORI, W. B. ; KATSOULEAS, T. ; DAWSON, J. M. ; KINDEL, J. M. ; FORSLUND, D. W.: Ultrahigh gradient particle acceleration by intense laser-driven plasma density waves. In: *Nature* 311 (1984), Oct, S. 525–529
- [132] KNEIP, S. ; NAGEL, S. R. ; MARTINS, S. F. ; MANGLES, S. P. D. ; BELLEI, C. ; CHEKHLOV, O. ; CLARKE, R. J. ; DELERUE, N. ; DIVALL, E. J. ; DOUCAS, G. ; ERTEL, K. ; FIUZA, F. ; FONSECA, R. ; FOSTER, P. ; HAWKES, S. J. ; HOOKER, C. J. ; KRUSHELNICK, K. ; MORI, W. B. ; PALMER, C. A. J. ; PHUOC, K. T. ; RAJEEV, P. P. ; SCHREIBER, J. ; STREETER, M. J. V. ; URNER, D. ; VIEIRA, J. ; SILVA, L. O. ; NAJMUDIN, Z.: Near-GeV Acceleration of Electrons by a Nonlinear Plasma Wave Driven by a Self-Guided Laser Pulse. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), Jul, S. 035002

Danksagung

Eine Arbeit, die so umfangreich und kräftezehrend ist, wie eine Promotion, kann niemals ohne die Unterstützung von Familie, Freunden und Kollegen vollbracht werden.

Mein größter Dank gilt meiner Frau, meiner besten Freundin und meiner Geliebten. Sonja. Wenn ich Dich nicht gehabt hätte, würde ich niemals diese Danksagung schreiben dürfen. Du hast mich unterstützt, mir Mut zugesprochen und meine Batterien wieder aufgefüllt. Ich liebe dich.

Herr Pretzler. Seit meiner Bachelorarbeit bin ich Teil Ihrer Arbeitsgruppe. Sie sind der mit Abstand klügste Mensch, dem ich jemals begegnet bin. Sie haben meinen Horizont in all den Jahren nicht nur fachlich sondern auch menschlich ganz schön erweitert. Sie waren immer für mich da, hatten immer sehr gute und hilfreiche Ideen und konnten mich immer wieder motivieren, den Dingen noch weiter auf den Grund zu gehen. Ich werde Sie als Chef und Kollegen vermissen.

Herr Müller. Sie waren der Mentor meiner Promotion und sind nun auch ein Gutachter meiner Dissertation. Dafür, dass Sie die Zeit und Mühen auf sich genommen haben, möchte ich Ihnen sehr danken.

Die Reihenfolge der nächsten Person entspricht keinem Ranking:

Phteven. Mr. Stevens. Das Mandala. Viele Namen wurden schon erfunden, um Dir gerecht zu werden. Doch das Original kennt nur einem Namen. Stefan. Wie oft haben wir zusammen geklönt und über Jott und die Welt geredet. Bei all den verrückten Wissenschaftlern im Institut hast Du stets die absolute Ruhe bewahrt. Das habe ich immer sehr genossen. Ich werde Dich sehr vermissen und sage Danke für Alles. Zum Glück kannst Du ein Handy bedienen, sodass wir uns bei meiner Eisdiele verabreden oder uns ulkige Fotos aus dem Urlaub zuschicken können.

Dirk. Dörka Dörka. Schwester Stefanie. Ja wir haben uns am Anfang ganz besonders lieb gehabt. Nicht. Aber als wir herausgefunden haben, dass wir hitzig diskutieren konnten, ohne es dem anderen übel zu nehmen, liefs. Du hast mir nicht nur mit deinem geballten Wissen um die Physik geholfen sondern auch in vielen privaten Gesprächen. Ich danke Dir für die vielen aufregenden und witzigen Jahre.

Thomas. Ich könnte jetzt sehr sehr sehr viele Seiten schreiben. Du weißt aber eh alles, daher fasse ich mich kurz. Wir haben so viele Jahre immer aufeinandergehungen. Wir haben über ALLES geredet, Met getrunken, Rippchen gegessen, den Tag vieler Katastrophen erlebt, Dinge in Dinge gesteckt und sie dann durch die Gegend gedingst, bei Regenwetter Pink Floyd gehört, ich habe Dir soooo viel Musik gezeigt, ich habe bestimmt noch tausend Sachen vergessen, egal... Danke. Du wurdest ein echter Freund und bist es immer noch. Ich spiele nie wieder mit dir ein Brettspiel.

Torsten. Oder wie ich dich taufte. Totti. Wie viele Stunden haben Thommy und ich bei Dir verbracht. Keiner weiß das. Doch jede einzelne war gut. Ich danke Dir für die vielen Liter Energydrink, die jedes Mal nervöses Zucken in mir auslösten. Wir sehen uns im Verse. Oder in Echt. Es wird auf jeden Fall gut werden.

Julian. Wir waren und sind wie ein altes Ehepaar. Seit dem Beginn unseres Studiums waren wir mürrisch, während wir uns gemocht haben. Wir haben ALLE FP-Versuche dieser Welt zusammen gemacht. Ich habe Werte notiert und Du hast in den CO₂-Laser gegriffen. Obwohl Du die meisten Dinge, die Du anfasst, irgendwann kaputt bekommst, ist unsere Freundschaft heile geblieben. Ich hoffe, es bleibt so.

Alena. Hatschi. Gesundheit. Du warst zwar nicht Teil des Institutes, doch haben wir nach der Arbeit oft die Altstadt, die Museen oder die Cocktailbars erkundet. Dir konnte ich von all dem Stress und den guten Seiten meiner Promotion erzählen. Du hast immer gespannt gelauscht und mich ermuntert, dran zu bleiben. Wir haben was ganz besonderes. Das finde ich gut.

Basti. Du hast das wohl schwerste Erbe angetreten. Du musstest meinen hohen Ansprüchen an einen Bürokollegen gerecht werden, nachdem Thommy promoviert wurde. Das hast Du geschafft. Du kannst Dir jetzt eine Urkunde bei mir abholen. Hihi. Aus Bürokollegen wurden schnell Freunde. Ich danke Dir vor allem für die vielen Male, in denen Du mich aus einer tiefen Krise geholt hast und für so vieles vieles mehr.

Laura. Wie gern hätte ich Dich in unserem Institut gehabt. Doch auch so hatten wir wirklich sehr viel Spaß zusammen. Es war einfach wunderbar. Ich vermisse schon jetzt deine langen Haare. Danke für all die heiteren Stunden/Tage/Wochen.

Severy Yale. Der aus dem irischen Büro. Wir hatten auch sehr viel Spaß miteinander. Wie hat es mir gefallen, Dich und den anderen Iren davon zu überzeugen, dass euch das MC1R-Gen keinen genetischen Vorteil verschafft. Wunderbar. Du hast Dich immer mit den Dingen noch viel genauer beschäftigt, wovon ich stets profitierte. Danke dafür und für alles andere auch.

Schlumpf. Micha. Wir sind uns in vielen Dingen so gleich, dass es hin und wieder etwas temperamentvoller zugeht. Dennoch oder eben gerade deswegen sind wir in der langen Zeit Freunde geworden. Ich danke Dir für Alles. Deine Unterstützung im Labor, den Spaß, den wir zusammen hatten und die vielen vollen Tassen Glühwein.

Grebchen. Der sanfte Riese. Ein doofer Spruch. Aber irgendwie stimmt es doch. Ich habe Dich (außer einmal nach der Klausur in numerischer Simulation, Du erinnerst Dich?) noch nie aufgebracht erlebt. Damit stellst Du einen Rekord auf. Ich habe Dich nie gefragt, wie Du das schaffst. Auch wir zwei hatten sehr viel Spaß miteinander, sei es mit Deinem wirklich ulkigen Nachnamen oder beim Wii spielen. Ich danke Dir für so vieles.

Halter. Mr. Mount. Holder. Christian. Aus uns wurden schnell gute Freunde. Inzwischen jagen wir sogar zusammen die Abtrünnigen des Imperiums. Danke für Dein Wissen und die Hilfe bei dem einen oder anderen elektronischen oder physikalischen Problem. Wir sehen uns.

Kersten. Manche behaupten ja, Du würdest eigentlich Maria heißen. Ich nicht. Ich danke Dir einfach nur dafür, dass Du da warst. Deine pure Anwesenheit erzeugte schon ein Lächeln auf meinem Gesicht. Sei es, weil du wieder eine Überdosis Kaffee zu Dir genommen hattest, hitzige Diskussion führtest oder weil Du mit dem Kopf auf dem Tisch eingeschlafen bist. Immer wenn ich jetzt oysters clams and cockles höre, muss ich an Deinen interessanten Klingelton denken.

Steffen. Du hast mir schon sehr oft im Labor unter die Arme gegriffen, wenn wiederum mehrere Experimente parallel zu betreiben waren. Wir hatten anfangs noch nicht viel miteinander zu schaffen. Inzwischen weiß ich aber Deine sehr entspannte und witzige Art sehr zu schätzen und möchte sie nicht missen.

All den vielen tollen Menschen, die ich während der Promotion auch noch kennengelernt habe, möchte ich nur sagen. Ich werde Euch vermissen und danke Euch für alles, was wir zusammen erlebt haben.

Die Physiker. Meine Physiker. Alena, Julian, Laura, Laura, Olli, Frithjof, Isi, Miri, Manu. Wir standen vom ersten Tag an Seite an Seite und haben uns durch die Studienzeit gekämpft. Es wart hart. Wahnsinnig lustig. Abgedreht. Und unersetzbar. Euch werde ich mein Leben lang an der Backe haben. Ich freue mich drauf.

Familie. Mutter. Was hast Du Dir ein Gejammer anhören müssen. Und dennoch warst Du immer zuversichtlich, dass ich das schon alles hinbekommen würde. Recht hast Du. Danke für dein Vertrauen. Vatter. Jetzt kannst nicht nur sagen "Mein Sohn ist ein Physiker!", sondern auch "Mein Sohn ist ein Doktor. Ein richtiger!". Ich bin so stolz auf Dich, wie Du auf mich. Fabi. Bruder. Ich habe jetzt wieder Zeit mit Lego zu bauen. Muha. Family. Ihr seid der witzige und völlig durchgeknallte Boden auf dem ich groß geworden bin. Ohne Euch gäbe es nichts von alledem. Ich liebe Euch.

Eigenständigkeitserklärung

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