

Untersuchung von Plasma-Harmonischen im sub-relativistischen Regime mittels few-cycle-Laserpulsen

Inaugural-Dissertation

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



vorgelegt von
Christian Stelzmann
aus Düsseldorf

Düsseldorf, Juli 2015

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

Referent: Prof. Dr. Georg Pretzler
Koreferent: Prof. Dr. Axel Görlitz

Tag der mündlichen Prüfung: 21.09.2015

Zusammenfassung

Pulse mit einer Dauer von deutlich unter einer Femtosekunde sind ein wichtiges Werkzeug, um sehr schnell ablaufende Prozesse in pump-probe-Experimenten sichtbar zu machen und zu untersuchen. Eine Möglichkeit, solche Pulse zu erzeugen, sind Plasma-Harmonische, die bei der Wechselwirkung eines intensiven Laserpulses mit einem dichten Plasma entstehen. Dabei sind subtile Eigenschaften des Plasmas von entscheidender Bedeutung für die Effizienz dieser Erzeugung.

In der vorliegenden Arbeit werden diese Plasmaeigenschaften mittels few-cycle-Laserpulsen untersucht. Die wichtigste Diagnostik war dabei ein eigens konstruiertes und gebautes Spektrometer, das die Strahlung detektierte, die bei der Interaktion eines fokussierten Lasers mit einem Festkörpertarget entstand.

Durch Verwendung eines akusto-optischen Modulators (DAZZLER) wurden im Laser Vorpulse eingeführt, mit denen über den zeitlichen Abstand zum Hauptpuls die Gradientenlänge des Plasmas verändert wurde. Durch systematische Variation dieses Vorpulsdelay wurde die optimale Gradientenlänge für die Erzeugung der Harmonischen bei ungefähr $\lambda/40$ gefunden, was gut mit einem theoretischen Skalierungsgesetz übereinstimmt. Auch der gemessene Verlauf der Erzeugungseffizienz der Harmonischen deckte sich mit diesem Gesetz. Ebenso wurde die Abhängigkeit des Messsignals von der Targetposition relativ zum besten Fokus vermessen. Dabei wurde ein gesteigertes Messsignal bei einer Position im konvergenten Strahl gefunden, außerdem eine Verminderung der spektralen Breite der Harmonischen bei Verschiebung in eine beliebige Richtung.

Durch Simulationen mit dem hydrodynamischen Code MULTI-fs wurde festgestellt, dass man zur Ermittlung der Plasmaskalenlänge mit diesem Code eine genauere Kenntnisse aller Vorpulse braucht, als sie zur Verfügung steht. Es wurde jedoch gezeigt, dass auch bei Existenz weiterer Vorpulse ein linearer Zusammenhang zwischen Vorpulsdelay und Gradientenlänge existiert.

Mittels eines Particle-in-Cell-Codes wurden Simulationen durchgeführt, um die experimentellen Ergebnisse zu reproduzieren und zu erklären. Die Abhängigkeit der Harmonischerzeugung von der Gradientenlänge konnte sowohl bezüglich des Maximums als auch des Kurvenverlaufs reproduziert werden. Die Steigerung des Signals im konvergenten Strahl konnte reproduziert und durch eine geringere Divergenz der Harmonischen erklärt werden. Durch Vergleich von Experiment und Simulation konnte eine Methode gefunden werden, die Plasmaskalenlänge zu bestimmen, ohne den exakten Pulszug zu kennen.

In dieser Arbeit konnten somit zum einen Optimierungsmöglichkeiten für die Erzeugung und Verwendung von Harmonischen mit few-cycle-Laserpulsen aufgezeigt werden und zum anderen ein Verfahren zur Bestimmung der im Experiment vorhandenen Skalenlänge vorgeschlagen werden, das auch für Experimente an anderen Lasersystemen von großer Relevanz sein kann.

Abstract

Pulses of sub-femtosecond duration are an important tool in pump-probe experiments, making it possible to uncover and analyze ultrafast processes. One way of creating such pulses is the interaction of an intense laser with a dense plasma, generating plasma-harmonics. Subtle plasma properties are crucial for this process to work efficiently.

In this thesis, these plasma properties are investigated by means of few-cycle laser pulses. The main diagnostics was a newly designed and built spectrometer for detecting the radiation generated when the laser is focused onto a solid target.

The plasma scale length was changed by varying the delay of pre-pulses introduced in the laser by means of an acusto-optical modulator (DAZZLER). By systemically scanning the pre-pulse delay, the gradient scale length with the highest efficiency was found to be about $\lambda/40$. This agrees well with a theoretical scaling law, as does the measurement of the efficiency's curve progression. Investigating the measuring signal's dependence on the target position relative to the best focus, it was found to be maximum in the convergent beam. In addition, it was seen that the harmonics' spectral width decreases for a target position other than the focus.

While doing simulations with the hydrodynamic code MULTI-fs, it was found that for determining the plasma scale length using this code one has to have a much better knowledge of all pre-pulses than is available. Though it was shown, that independent of additional pre-pulses there is a linear dependence between the pre-pulse delay and the gradient scale length.

Simulations by means of a particle-in-cell code were performed in order to reproduce and explain the experimental findings. The dependence of the harmonic generation on the gradient scale length was reproduced both in regards to the maximum and the curve progression. The increase in the signal for a target position in the convergent beam was reproduced and then explained with a reduced divergence of the harmonic beam. By comparison of the experimental and the simulated data a method could be found to determine the gradient scale length without the exact knowledge of the pulse train.

In conclusion, this thesis highlights ways to optimize the generation and usage of harmonics from few-cycle-laser pulses and also introduces a method to determine the plasma scale length, which should be of great relevance to experiments using other laser systems.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	9
1. Einleitung	11
2. Wechselwirkung von Lasern mit Festkörpern	15
2.1. Beschreibung des Laserfelds	15
2.2. Wechselwirkung einzelner Elektronen mit dem Laser	17
2.3. Ionisationsprozesse	19
2.4. Plasmaexpansion	21
2.5. Laserpropagation im Plasma	22
2.6. Absorption im Plasma	23
2.6.1. Absorption durch Stöße	23
2.6.2. Stoßfreie Absorption	24
2.7. Erzeugung von Oberflächenharmonischen	26
2.7.1. Coherent Wake Emission	27
2.7.2. Relativistic Oscillating Mirror	31
3. Simulationen	39
3.1. MULTI-fs	39
3.1.1. MULTI	39
3.1.2. Erweiterung auf kurze Zeiten: MULTI-fs	40
3.2. Particle In Cell (PIC)	41
3.2.1. Integrationsschritte im Detail	42
3.2.2. Problemspezifische Aspekte	48
4. Experimenteller Aufbau	53
4.1. Lasersystem	53
4.1.1. Puls-Charakterisierung	55
4.2. Experimentierkammer	61
4.2.1. Aufbau	61
4.2.2. Strahl- und Fokuseigenschaften	62
4.3. Spektrometer	65
4.3.1. Anforderungen	65
4.3.2. Aufbau	66

4.3.3. Charakterisierung	68
4.3.4. Kalibrierung	74
5. Messungen mit sub-relativistischen Intensitäten	77
5.1. Reproduzierbarkeit	77
5.2. Vergleichbarkeit von Messungen unterschiedlicher Belichtungszeit .	78
5.3. Abhängigkeit vom Vorpulsdelay	79
5.3.1. Einsatz von Vorpulsen	79
5.3.2. Spektrum unter optimalen Bedingungen	81
5.3.3. Variation des Vorpuls-Delays	82
5.4. Abhängigkeit von der Targetposition	85
6. Simulationsergebnisse	89
6.1. MULTI-fs	89
6.2. PIC-Simulationen	92
6.2.1. Ortsaufgelöste Betrachtung am Target	93
6.2.2. Zeitaufgelöste Betrachtung	94
6.2.3. Variation der Targetposition	95
6.2.4. Variation des Gradienten	100
6.2.5. Variation der Intensität	102
7. Zusammenfassung	107
Literaturverzeichnis	111
A. Anhang	119
A.1. Veröffentlichungen	119
A.2. Mechanische Konstruktionen	119
A.3. Software	120

Kapitel 1

Einleitung

Einen Moment einzufangen, zum Beispiel in einem Foto, ist ein Wunsch, den praktisch jeder schon einmal hatte. Während die Momente in unserem Alltag sich meist problemlos verewigen lassen, wird dies bereits im Bereich der Sportfotografie schwieriger. Hier werden die Bewegungen so schnell, dass es Profi-Kameras mit Verschlusszeiten von wenigen Tausendstel einer Sekunde braucht, um diese ohne Bewegungsunschärfe einzufangen. Werden die Bewegungen noch schneller, zum Beispiel das Zerplatzen einer Glühbirne, behilft man sich mit Blitzlichtern, die die Szene für eine extrem kurze Zeit in Licht tauchen und somit einen Moment herausheben.

Auch in der Wissenschaft möchte man in Pump-Probe-Experimenten das Grundprinzip des Blitzes nutzen, jedoch geht es hier um Zeitskalen, die weit von denen des Alltags entfernt sind. So haben Dantus et al. in [1] im Jahre 1987 die „femtosecond transition-state spectroscopy“ (FTS) vorgestellt, bei der mittels eines 40 fs kurzen Lasers die Übergangszustände in chemischen Reaktion in einer bis dahin unerreichten Zeitauflösung analysiert werden konnten. Dies geschah in der Arbeitsgruppe von Ahmed Zewail, der schließlich für seine Arbeiten im Bereich der Femtochemie im Jahr 1999 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurde [2].

Zwar erreichen heutige Lasersysteme Pulsdauern von wenigen Femtosekunden, möchte man jedoch noch schnellere Prozesse beobachten, reicht auch dies nicht mehr aus. Um die Zeitauflösung noch weiter zu verbessern, muss man Methoden finden, um noch kürzere Pulse im Bereich von hundert Attosekunden zu erzeugen. Die Periodendauer von normalem Laserlicht ist dafür zu lang, nötig sind daher Lichtquellen die im XUV abstrahlen. Laser- bzw. Plasma-Harmonische sind eine solche Lichtquelle. Dabei werden immer – unabhängig vom eigentlichen Prozess – bei der Interaktion des Lasers mit einem Medium (Gas oder Plasma) pro Laserperiode ein oder (bei Gasen) zwei Attosekundenpulse erzeugt, sodass man im

resultierenden Spektrum Harmonische der Laserwellenlänge misst.

Harmonische bzw. Attosekundenpulse, die durch die Interaktion eines Lasers mit Gasen erzeugt werden [3], kommen bereits in diversen Anwendungen zum Einsatz [4], zum Beispiel bei der Methode der „Attosecond electron wave packet interferometry“, bei der mittels Ionisation von Argon durch Attosekundenpulse Elektronen-Wellenpakete erzeugt werden und anschließend deren Phasenänderung im Impulsraum vermessen wird [5].

Dass Attosekundenpulse auch dazu verwendet werden, um damit zu ionisieren, zeigt bereits, dass es einen Bedarf gibt für solch kurze Pulse mit einer hohen Intensität. Hier hat die Erzeugung von Harmonischen in Gasen den großen Nachteil, dass man die Intensität der resultierenden Harmonischen nicht beliebig steigern kann: erhöht man die Intensität des treibenden Lasers zu weit, wird das Gas zu früh ionisiert und die für den Prozess der Harmonischenerzeugung notwendige Phasenanpassung ist nicht mehr gegeben [6].

An diesem Punkt kommt die Erzeugung von Harmonischen an Festkörperplasmen ins Spiel, die bereits um 1980 beobachtet [7, 8] und seit dem theoretisch und in einer Vielzahl von Experimenten untersucht wurde [9, 10, 11]. Bei dieser Art der Harmonischenerzeugung wird mit einem Laser ein Festkörper ionisiert, sodass ein Plasma entsteht, welches vom Festkörper weg expandiert. Der Laser interagiert mit dem entstandenen Plasma. Je nach Ausdehnung des Plasmas und Intensität des Lasers sind dabei verschiedene Prozesse dominant. Für kleine Ausdehnungen des Plasmas und moderate Laserintensitäten ist dies der Prozess der „Coherent Wake Emission“ (CWE) [12, 13], für weiter ausgedehnte Plasmen und höhere Intensität der „Relativistic Oscillating Mirror“ (ROM) [45, 14, 13].

Nach heutigem Stand der theoretischen Beschreibung sollte es durch Steigerung der Laserintensität unbegrenzt möglich sein, die Intensität der Attosekundenpulse zu steigern [15, 16]. Jedoch ist in diesem Zusammenhang die Plasmaskalenlänge ein kritischer Parameter [11, 17, 18].

In Großlasersystemen mit relativistischen Intensitäten wie dem ARCTURUS-System der Universität Düsseldorf oder dem JETI der Universität Jena wird die Skalenlänge oft dadurch verändert, dass ein Plasmaspiegel [19, 20] mit verschiedenen Targets betrieben oder ganz weggelassen wird [21, 22]. Damit erreicht man aber nur eine sehr grobe Kontrolle und Kenntnis des entstehenden Vorplasmas. Weiterhin haben Dollar et al. am HERCULES-Laser der Universität Michigan Vorplasma mittels eines zweiten Strahls erzeugt, berichten aber, dass dies auf Grund schwankender Intensität mit Unsicherheiten von mehreren hundert Nanometern in der Gradientenlänge einher geht [18].

Es zeigt sich daher, dass es schwierig ist, die theoretisch vorhergesagten Effizienzen auch im Experiment zu erreichen. So konnten beispielsweise Rödel et al. zwar erstmals die absolute Erzeugungseffizienz von ROM-Harmonischen experimentell untersuchen, mussten jedoch feststellen, dass diese nicht nur um Größenordnungen unter der theoretischen Skalierung liegt, sondern auch unter ihren eigenen

Simulationsergebnissen. Sie führen dies wieder auf eine ungenaue Kenntnis des Plasmagradients im Experiment zurück [22].

In der vorliegenden Arbeit wird ein besseres Verständnis dafür entwickelt, wie sich der Plasmagradients auf kurzen Zeitskalen verändert und wie man dies zur effektiveren Erzeugung von Harmonischen nutzen kann. Es werden Vorpulse eingesetzt, die in Intensität und zeitlichem Abstand klar definiert sind. Ein few-cycle-Hauptpuls mit geringer Energie stellt sicher, dass dieser mit einem quasi-statischen Gradienten interagiert. Damit ist eine sehr genaue Nachbildung des Experiments in Simulationen möglich.

Im Rahmen der Arbeit wird mit Hilfe eines eigens dafür entwickelten Spektrometers und durch den gezielten Einsatz von Vorpulsen das Vorplasma optimiert, um eine möglichst hohe Erzeugungseffizienz der Harmonischen und somit der Attosekundenpulse zu erreichen. Als weiterer Parameter wird die Position des Targets relativ zum besten Fokus optimiert. Die gewonnenen Erkenntnisse werden mittels hydrodynamischen und Particle-in-Cell-Simulationen reproduziert und erklärt, wodurch eine bessere Charakterisierung des Gradienten ermöglicht wird.

Diese Arbeit ist so strukturiert, dass im zweiten Kapitel das theoretische Rüstzeug vorgestellt wird, das im Rest der Arbeit benötigt wird. Hierbei wird nach einer grundlegenden Beschreibung von Laserfeldern darauf eingegangen, wie diese Plasmen erzeugen und heizen können. Anschließend wird der aktuelle Stand der Beschreibung der Erzeugung von Harmonischen an Festkörpern dargestellt, getrennt in den Prozess der „Coherent Wake Emission“ und des „Relativistic Oscillating Mirror“.

Da nicht unerhebliche Teile dieser Arbeit sich damit beschäftigen, die gewonnenen Messergebnisse durch Simulationen zu ergänzen und zu erklären, werden im dritten Kapitel sowohl der verwendete hydrodynamische Code („MULTI-fs“) als auch der Particle-in-Cell-Code vorgestellt, mit Schwerpunkt auf letzterem, da dieser auch weitaus intensiver genutzt wurde.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Spektrometer konstruiert und gebaut, welches genau auf die speziellen Erfordernisse dieser Arbeit zugeschnitten ist. Den zu Grunde liegenden Anforderungen, der Konstruktion, der Charakterisierung und Kalibrierung widmet sich das vierte Kapitel, nachdem vorher das Lasersystem und die Experimentierkammer beschrieben wurden.

Die unter Einsatz des Spektrometers erzielten Messergebnisse werden im fünften Kapitel dargestellt. Dabei wird zuerst die Reproduzierbarkeit der Messungen betrachtet, um anschließend verschiedene Charakteristika von Oberflächenharmonischen bei Variation verschiedener Parameter zu untersuchen.

Die Messergebnisse werden schließlich im sechsten Kapitel durch Simulationsergebnisse ergänzt. Dabei dienen die Simulationen nicht nur dazu, den aus Vorpulsen entstandenen Plasmagradients genauer zu bestimmen, sondern auch die Messergebnisse zu verifizieren und zu erklären.

Den Abschluss bildet das siebte Kapitel als Zusammenfassung dieser Arbeit.

Kapitel 2

Wechselwirkung von Lasern mit Festkörpern

Die Struktur der folgenden Abschnitte orientiert sich an den entsprechenden Abschnitten in [23].

2.1. Beschreibung des Laserfelds

Das wichtigste Instrument zur Beschreibung des Laserfeldes sind die Maxwell-Gleichungen [24]. Im ladungs- und stromfreien Vakuum lauten diese:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 & \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\end{aligned}\tag{2.1}$$

Dabei bezeichnet \vec{B} das Magnetfeld, \vec{E} das elektrische Feld, μ_0 ist die magnetische Feldkonstante und ϵ_0 die elektrische Feldkonstante. Durch Einführen des Vektorpotentials \vec{A} und des Skalarpotentials Φ lassen sich die beiden Felder als

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \Phi\tag{2.2}$$

schreiben [25], diese Gleichungen erfüllen die homogenen Maxwell-Gleichungen (Gl. 2.1, linke Spalte). Die beiden inhomogenen Maxwell-Gleichungen, welche für

die Dynamik der Potentiale „zuständig“ sind, können als

$$\nabla^2 \Phi + \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) = 0 \quad (2.3)$$

$$\nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} - \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.4)$$

geschrieben werden. Dabei ist $c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$ die Vakuumlichtgeschwindigkeit. Nutzt man aus, dass bei der Definition der Potentiale noch Freiheiten bestehen (nämlich die Addition des Gradienten einer skalaren Funktion), kann man mittels der Lorenz-Eichung¹

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \quad (2.5)$$

die gekoppelten in entkoppelte Gleichungen überführen:

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad \nabla^2 \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.6)$$

Beide Gleichungen sind homogene Wellengleichungen, deren Lösung sofort die Gleichung für eine elektromagnetische Welle liefert:

$$\vec{A} = \vec{e}_x A_0 \cos(\omega t - kz + \varphi) \quad (2.7)$$

Diese Gleichung beschreibt eine linear polarisierte, monochromatische Welle, die sich in z -Richtung ausbreitet (siehe Abbildung 2.2). ω ist dabei die Frequenz, k die Wellenzahl und φ die Phase. Mittels der Definition $E_0 = A_0 \omega$ und $B_0 = A_0 \omega / c$ lassen sich die Felder getrennt aufschreiben:

$$\vec{E} = \vec{e}_x E_0 \sin(\omega t - kx + \varphi) \quad \vec{B} = \vec{e}_y B_0 \sin(\omega t - kx + \varphi) \quad (2.8)$$

Im Folgenden wird bei der Beschreibung des Laserfeldes auf die Gleichungen für das magnetische Feld verzichtet, da es vollkommen analog zum elektrischen Feld beschrieben werden kann und in verlustfreien Medien in Phase mit dem elektrischen Feld schwingt.

Das Licht eines Lasers besteht jedoch nur im Dauerstrich-Betrieb aus einer einzelnen Frequenz, im Pulsbetrieb muss es ein breites Spektrum geben. Die Pusedauer-Bandbreiten-Beschränkung

$$\Delta \tau \cdot \Delta \lambda \geq \frac{2 \cdot \ln 2 \lambda^2}{\pi \cdot c} \quad (2.9)$$

sagt nämlich aus, dass ein Puls nicht spektral beliebig schmal und zeitlich beliebig kurz zugleich sein kann [27]. Einen Laserpuls beschreibt man daher mittels

¹Diese Eichung ist auf Ludvig Lorenz zurückzuführen [26], der nicht mit Hendrik Antoon Lorentz verwechselt werden sollte.

einer Einhüllenden, welche den zeitlichen Verlauf des \vec{E} -Feld-Betrages darstellt und einer zeitabhängigen Phase. An einem festen Ort lautet die Gleichung für das elektrische Feld dann

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_A(t) \cdot \cos(\omega_0 \cdot t + \varphi(t)), \quad (2.10)$$

das entsprechende Feld ist in Abbildung 2.1 links dargestellt [27].

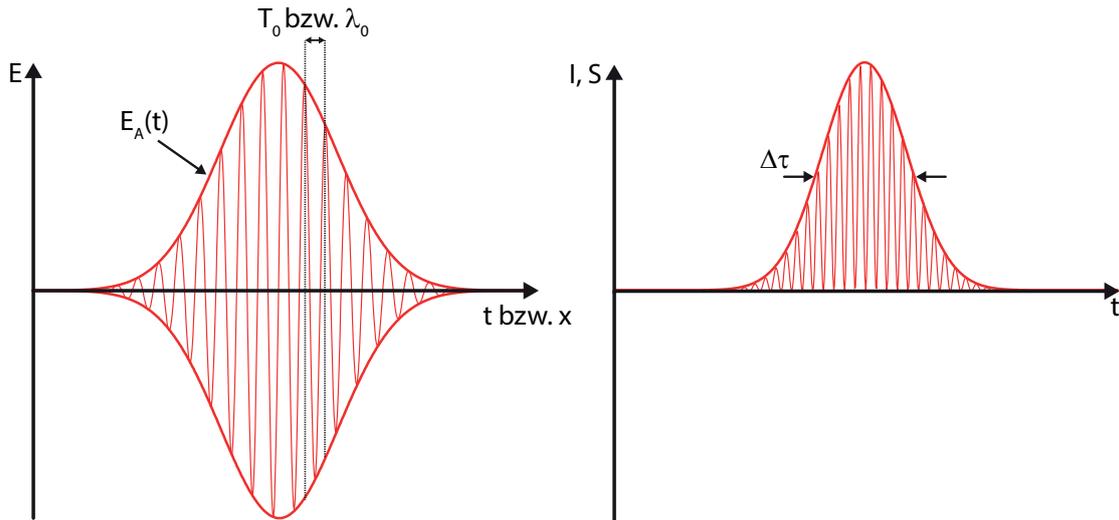


Abbildung 2.1.: Elektrisches Feld (links) und Intensität bzw. Betrag des Poynting-Vektors (rechts) eines Laserpulses. Die Intensität ist dabei die Einhüllende. Eingetragen sind außerdem die Zentralwellenlänge bzw. -periodendauer (λ_0 bzw. T_0). Rechts ist außerdem die zeitliche, volle Halbwertsbreite der Intensität als Pulsdauer $\Delta\tau$ eingetragen.

Die für Experimente wichtige Intensität I eines Laserpulses wird über die Energiestromdichte mit dem Poynting-Vektor $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{B}$ definiert:

$$I(t) = \langle |\vec{S}(t)| \rangle = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_A(t)^2 \quad (2.11)$$

Die SI-Einheit der Intensität ist $\frac{W}{m^2}$, in der Praxis wird meist $\frac{W}{cm^2}$ verwendet.

2.2. Wechselwirkung einzelner Elektronen mit dem Laser

Ein Elektron im Laserfeld wird sowohl vom \vec{E} - als auch vom \vec{B} -Feld des Lasers beeinflusst, und zwar über die Lorentz-Kraft

$$\vec{F}_L = \frac{d\vec{p}}{dt} = -e \left(\vec{v} \times \vec{B} + \vec{E} \right), \quad (2.12)$$

wobei im relativistischen Fall der Impuls als $\vec{p} = \gamma m_e \vec{\beta} c$ geschrieben wird, mit der Geschwindigkeit des Elektrons \vec{v} , $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ und dem Lorentzfaktor $\gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$. Normalerweise wird die Bewegung des Elektrons vom \vec{E} -Feld dominiert, und erst bei Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit wird der magnetische Anteil der Lorentz-Kraft relevant, was zu einer Bewegung des Elektrons in Ausbreitungsrichtung des Lasers führt (siehe Abb. 2.2, oben rechts).

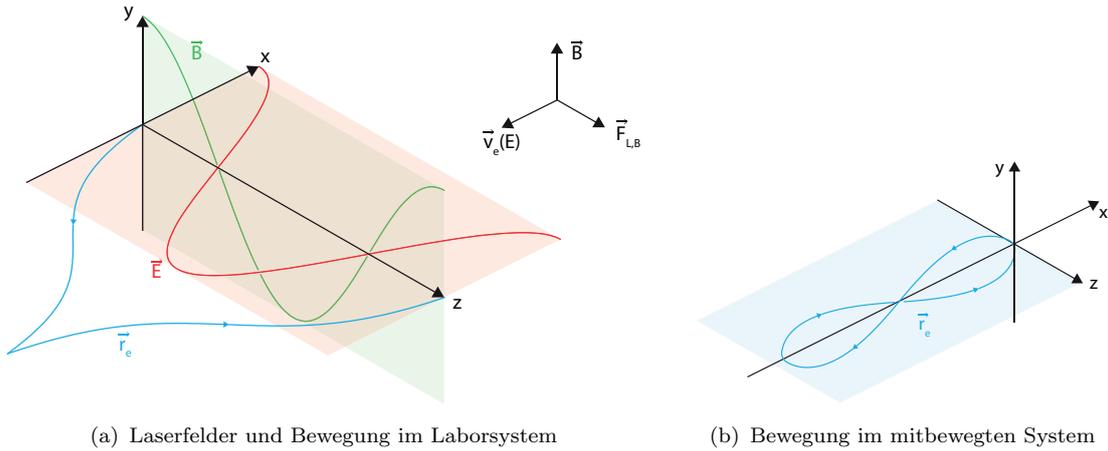


Abbildung 2.2.: Durch den Laser erzeugte Felder (nur in (a)) und Bewegung des Elektrons darin. Der Laser breitet sich in z -Richtung aus, $\vec{F}_{L,B}$ bezeichnet den durch das Magnetfeld verursachten Teil der Lorentz-Kraft. In blau eingezeichnet ist die Bahn eines Elektrons im Falle von relativistischen Intensitäten, in (a) im Laborsystem und in (b) im mitbewegten System.

Die durch Überlagerung der durch das \vec{E} -Feld erzeugten Schwingung und der durch das \vec{B} -Feld erzeugten Translation entstehende Bahnkurve des Elektrons ist in Abbildung 2.2 in blau eingezeichnet. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Bewegung des Elektrons davon abhängt, während welcher Phase es „startet“. So gibt es auch Startzeitpunkte, die dazu führen, dass ein Elektron nicht wieder zur Mitten-Achse zurückkehrt.

Betrachtet man die Bewegung des Elektrons in einem System, welches mit der durchschnittlichen Translationsgeschwindigkeit mitbewegt wird, so ergibt sich eine Bahnkurve, welche der Ziffer Acht ähnelt, weshalb man im Englischen von der „figure of eight“-Bewegung spricht (siehe Abb. 2.2(b)) [28].

Über die Bewegung eines Elektrons kann auch die Stärke eines Lasers definiert werden, indem man die Geschwindigkeit der Elektronenoszillation v_{osc} mit der Lichtgeschwindigkeit vergleicht:

$$a_0 = \frac{v_{osc}}{c} = \frac{eE_0}{m_e c \omega} = \frac{eA_0}{m_e c} \quad (2.13)$$

Da die Oszillationsgeschwindigkeit nicht-relativistisch berechnet wird, kann a_0 für große Laserintensitäten auch Werte > 1 annehmen, dies nennt man dann ultrarelativistisch. Eine praktikablere Formel, um a_0 zu berechnen, beinhaltet nur noch

die Laserintensität I und die Laserwellenlänge λ , alle anderen Faktoren sind in einem Zahlenwert ausgedrückt:

$$a_0 = \sqrt{\frac{I\lambda^2}{1,37 \cdot 10^{18} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2}} \quad (2.14)$$

Als Maß für die Energie, die das Elektron durch die Oszillationsbewegung aufnimmt, gilt die durchschnittliche, kinetische Energie während eines Laserzyklus, die auch das „ponderomotive Potential“ U_P genannt wird [29]. Diese ist definiert als

$$U_P = \left\langle \frac{1}{2} m v_e^2 \right\rangle = \frac{e^2}{4m_e \omega^2} E_0^2 = \frac{e^2}{2m_e c \epsilon_0 \omega^2} I_0 = \frac{m_e c^2 \cdot a_0^2}{4\bar{\gamma}}, \quad (2.15)$$

wobei $\bar{\gamma}$ der über eine Periode gemittelte Gammafaktor eines im Feld oszillierenden Elektrons ist [30].

Hierbei sollte jedoch festgehalten werden, dass das Elektron nicht dauerhaft Energie gewinnt – wenn das Laserfeld verschwindet, bewegt sich das Elektron nicht mehr. Energie aus dem Laserfeld gewinnen kann es nur durch Mechanismen wie etwa Stöße, durch die es das Laserfeld verlässt. Ein einzelnes Elektron gewinnt aus der Interaktion mit dem Laser also keine Energie.

2.3. Ionisationsprozesse

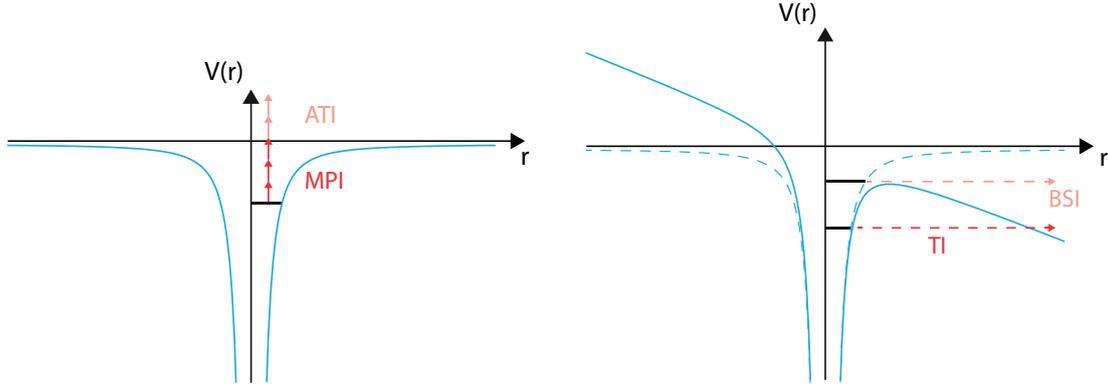
Falls nicht anders gekennzeichnet, ist die Quelle für die in diesem Abschnitt enthaltenen Informationen [28].

Trifft der Laser auf ein Target, so wird bei ausreichender Intensität das Material des Targets ionisiert. Im einfachsten Fall der Feldionisation passiert dies, wenn die elektrischen Feldstärken des Lasers größer als die des Atomkerns am Ort des Elektrons sind. Bei einem Wasserstoffatom sind dies am Bohrschen Radius z.B. $E_a = 5,1 \cdot 10^{11} \text{ Vm}^{-1}$, was erst bei einer Laserintensität von $I_0 \approx 3,5 \cdot 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ erreicht wird. Verschiedene Prozesse führen jedoch dazu, dass auch bei eigentlich zu geringen Intensitäten Ionisation stattfindet.

Bei der **Multiphotonenionisation** (MPI) findet ein dem Photoeffekt ähnlicher Prozess statt, bei dem jedoch nicht ein einzelnes hochenergetisches Photon die Ionisation verursacht, sondern mehrere niederenergetische Photonen, wie dies in Abbildung 2.3(a) dargestellt ist. Dabei gilt laut Störungstheorie für die Ionisationsrate Γ_n einer n -Photonen-Ionisation:

$$\Gamma_n = \sigma_n \cdot I^n \quad (2.16)$$

Hier ist σ_n der Wirkungsquerschnitt, der mit größer werdendem n kleiner wird. Dieser Prozess wird bereits bei geringen Laserintensitäten (ab ca. 10^{10} Wcm^{-2}) sehr wahrscheinlich, sodass Ionisation auftritt.



(a) Bei Multiphotonenionisation (MPI) und „Above-Threshold Ionization“ (ATI) heben mehrere Photonen das Elektron aus dem Potential des Atoms

(b) Tunnelionisation (TI) und „Barrier Suppression Ionization“ (BSI), das atomare Potential wird vom Feld des Lasers verformt.

Abbildung 2.3.: Prozesse, welche auch bei eigentlich zu geringen Laserintensitäten zu Ionisation führen

Es ist auch möglich, dass ein Elektron Energie von mehr Photonen aufnimmt, als dies eigentlich für die Ionisation nötig ist. Man spricht dann von der **above-threshold ionization** (Abb. 2.3(a)). Das Elektron hat dann nach der Ionisation die Energie

$$E = (n + s)\hbar\omega - E_{ion}, \quad (2.17)$$

wobei n die Anzahl der zur Ionisation nötigen Photonen ist, s die Anzahl der zusätzlich absorbierten Photonen und E_{ion} die Ionisierungsenergie.

Sowohl MPI als auch ATI gehen davon aus, dass das Bindungspotential des Atomkerns vom Laserfeld unbeeinflusst bleibt. Dies gilt jedoch nicht mehr für höhere Laserintensitäten und damit -feldstärken. Betrachtet man eine vereinfachte, aber anschauliche Verformung des atomaren Potentials durch ein stationäres elektrisches Feld ϵ

$$V(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r} - e\epsilon r, \quad (2.18)$$

wie dies in Abbildung 2.3(b) dargestellt ist, so erkennt man, dass die vom Elektron zu überwindende Potentialbarriere abgesenkt wird. Dies kann, wenn die Barriere nicht vollständig unter E_{ion} abgesenkt wird, dazu führen, dass das Elektron mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch die Barriere hindurch tunnelt, weshalb man dann von **Tunnelionisation** spricht. Wird die Barriere sogar soweit gesenkt, dass sie unterhalb von E_{ion} liegt, kann das Elektron spontan das Potential des Kerns verlassen, es findet **barrier suppression ionization** (BSI) statt.

Ein Maß dafür, ob MPI / ATI oder Tunnelionisation / BSI relevant sind, ist der Keldysh-Parameter [31]

$$\gamma_K = \sqrt{\frac{E_{ion}}{2U_P}}. \quad (2.19)$$

Gilt $\gamma_K < 1$, so dominieren die zuletzt genannten Prozesse, während für $\gamma_K > 1$ die erstgenannten Prozesse wichtig sind.

Oft werden beim Auftreffen eines Laserpulses beide Bereiche durchlaufen, sodass zu Zeiten geringer Intensität MPI und ATI stattfinden und zu Zeiten hoher Intensität Tunnelionisation und BSI.

Bei langen Pulsen von über 25 fs ist auch noch der Prozess der **Stoßionisation** zu beachten: Wurden durch die zuvor genannten Prozesse genug freie Elektronen erzeugt, werden Atome bei Stößen mit energetischen Elektronen ionisiert [29]. Für kürzere Pulse spielt die Stoßionisation keine Rolle, da die Elektronen keine Zeit haben, genug Energie aufzunehmen, um effektiv Stoßionisation machen zu können [32, 29].

2.4. Plasmaexpansion

Die entstandenen Elektronen bilden zusammen mit den Ionen ein Plasma, welches durch thermischen Druck expandiert. Dies tut es etwa mit der Ionenschallgeschwindigkeit

$$c_s = \sqrt{\frac{Z^* k_B T_e}{m_i}}, \quad (2.20)$$

wobei Z^* der Ionisationsgrad des Plasma ist, m_i die Ionenmasse, T_e die Elektronentemperatur und k_B die Boltzmann-Konstante [29, 28]. Für kurze Pulse, wie sie in dieser Arbeit betrachtet werden ($\tau < 10$ fs), ist die Expansion während der Interaktion des Pulses mit dem Target so gering, dass sie vernachlässigt werden kann.

Die leichten Elektronen werden jedoch stärker beeinflusst, sodass man die Verteilung der Elektronendichte separat betrachten muss. Die Elektronenverteilung in Abhängigkeit vom Abstand zur Festkörperoberfläche z kann als

$$n_e(z) = n_{e,0} \exp\left(-\frac{z}{L}\right) \quad (2.21)$$

genähert werden, wobei $n_{e,0}$ die Elektronendichte der Valenzelektronen im Festkörper ist und die Plasmaskalenlänge L über

$$L(z) = \left| \frac{n_e(z)}{\nabla n_e(z)} \right| \quad (2.22)$$

definiert wird, indem man $L(z)$ dort bestimmt, wo $n_e(z)$ gleich der kritischen Dichte (Gl. 2.28) ist [29]. Unter der Annahme einer isothermen Expansion kann die Skalenlänge nach einer Zeit Δt als

$$L \approx c_s \cdot \Delta t \quad (2.23)$$

abgeschätzt werden.

Die Annahme einer isothermen Verteilung ist für das Gesamtplasma natürlich nicht zutreffend, während der Wechselwirkung mit dem Laser gibt es starke Fluktuationen. Insbesondere werden heiße Elektronen schnell ins Vakuum vordringen und dort ein dünnes (unterkritisches, siehe nachfolgenden Abschnitt) Plasma bilden, während die kalten Elektronen zurückbleiben und ein dichtes (überkritisches) Plasma bilden. In einzelnen Teilbereichen lässt sich das Dichteprofil jedoch wieder als exponentieller Abfall beschreiben.

2.5. Laserpropagation im Plasma

Der Laserpuls muss sich nun durch das entstandene Plasma bewegen. Für die Propagation des Lasers entscheidend ist die Reaktion der Ladungsträger im E-Feld, wobei es ausreicht, die Elektronen zu betrachten, da die Ionen auf Grund der ungleich höheren Masse zu träge sind, um einen Einfluss zu haben.

Löst man die nicht-relativistische Bewegungsgleichung der Elektronen für den Spezialfall eines kollisionsfreien Plasmas, so erhält man eine Schwingung mit der Plasmafrequenz

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}, \quad (2.24)$$

wobei n_e die Elektronendichte im Plasma ist. Die Ausbreitung eines Lasers im Plasma wird beschrieben durch die Dispersionsrelation

$$\omega_L^2 = \omega_P^2 + k^2 c^2. \quad (2.25)$$

Mit ω_L wird hierbei die Frequenz des Lasers und mit k die Wellenzahl bezeichnet. Die Dispersionsrelation kann auch mit Hilfe der dielektrischen Funktion des Plasmas $\epsilon = 1 - \omega_P^2/\omega_L^2$ geschrieben werden:

$$\frac{\omega_L^2}{c^2} \epsilon = k^2 \quad (2.26)$$

Man sieht, dass diese Gleichung nur für $\omega_L > \omega_P$ reelle Lösungen besitzt. Dies hat physikalisch betrachtet die Folge, dass ein Laser nur dann durch ein Plasma propagieren kann, wenn seine Frequenz größer als die Plasmafrequenz ist. Für $\omega_L < \omega_P$ klingt die Welle exponentiell ab, und zwar innerhalb der Skintiefe

$$l_s \approx \frac{c}{\omega_P} \quad (2.27)$$

auf einen um einen Faktor $1/e$ kleineren Wert.

Betrachtet man ein Plasma mit einem Dichtegradienten, sodass der Laser zuerst ein dünnes und dann ein immer dichteres Plasma durchläuft, so wird irgendwann

der Punkt erreicht, an dem $\omega_L = \omega_P$ ist und der Laser nicht weiter propagieren kann. Die Elektronendichte an diesem Punkt nennt man die „kritische Dichte“

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \cdot \omega_L^2, \quad (2.28)$$

Bereiche des Plasmas mit kleinerer Dichte heißen „unterkritisch“, Bereiche mit höherer Dichte „überkritisch“. Für einen Laser mit der Wellenlänge 780 nm liegt die kritische Dichte bei $1,8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

2.6. Absorption im Plasma

Bei der Absorption von Energie des Lasers im Plasma unterscheidet man zwei Regime von Mechanismen, nämlich Stoß-Absorption und stoßfreie (auch: kollisionsfreie) Absorption. Das erste Regime ist vor allem bei moderaten Intensitäten relevant (wie auch schon die Stoßionisation), während das zweit genannte Regime bei hohen Intensitäten dominiert.

2.6.1. Absorption durch Stöße

Wie bereits in Abschnitt 2.2 beschrieben, kann ein einzelnes Elektron von sich aus keine Energie aus dem Laserfeld gewinnen. Möglich wird dies durch Stöße mit anderen Teilchen, so zum Beispiel den Ionen im Plasma. Ein Maß für den Energieübertrag der Elektronen auf die Ionen im Plasma ist dabei die Stoßfrequenz ν_{ei} mit der Elektronen und Ionen Coulomb-Stöße ausführen. Dies sind elastische, berührungslose Stöße.

Für eine maxwellsche Elektronenverteilung kann die Stoßfrequenz mit

$$\nu_{ei} = \sqrt{\frac{2}{\pi^2 m_e T_e^3}} \cdot \frac{n_i Z^{*2} e^4}{12 \epsilon_0} \cdot \ln \Lambda \quad (2.29)$$

angegeben werden [33]. Der so genannte „Coulomb-Logarithmus“ $\ln \Lambda$ ist dabei durch

$$\ln \Lambda = \ln (12\pi \cdot \lambda_D^3 \cdot n_e) \quad (2.30)$$

mit

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (2.31)$$

der Debye-Länge, nach der das elektrostatische Feld auf $1/e$ des Ausgangswertes abgefallen ist.

Man sieht, dass die Stoßfrequenz mit steigender Elektronentemperatur T_e geringer wird. Dieser kontra-intuitive Sachverhalt lässt sich dadurch erklären, dass die Stöße keine „mechanischen“ Stöße sind, sondern Ablenkungen von Elektronen im

Feld der Ionen. Je schneller nun die Elektronen sind, desto kürzer halten sie sich im Feld der Ionen auf und umso geringer ist die Ablenkung, bis man schließlich nicht mehr von einem Stoß reden kann [34]. Hinzu kommt, dass ein Stoß in diesem Zusammenhang so definiert ist, dass genau ein Stoß dann stattgefunden hat, wenn die Summe der Impulsänderungen durch Wechselwirkung mit anderen Teilchen so groß ist wie der Impuls des Elektrons selber. Wird der Impuls des Elektrons bei steigender Temperatur größer, müssen mehr Impulsänderungen erfolgen, damit diese als ein Stoß gezählt werden.

Laut [23] wird die Absorption bis zu Intensitäten von ca. 10^{14} W/cm² gut durch Stöße beschrieben, ab ca. 10^{15} W/cm² erlangen stoßfreie Prozesse größere Bedeutung. Das heißt für das vorliegende Lasersystem, dass das Plasma nur während der ansteigenden Flanke durch Stöße geheizt wird und dann relativ rasch die nachfolgend beschriebenen, stoßfreien Prozesse relevant werden.

2.6.2. Stoßfreie Absorption

Trifft der Laser unter einem Winkel θ auf ein Plasma, welches einen Gradienten nur in x -Richtung besitzt, sodass die dielektrische Funktion des Plasmas ϵ nur von x abhängt, so muss der Wellenvektor des Lasers in y -Richtung konstant sein und zwar $k_y = \frac{\omega}{c} \sin \theta$. Setzt man dies in die Wellengleichung ein, sieht man, dass eine Reflexion des Lasers bei $\epsilon(z) = \sin^2 \theta$ auftritt, was einer Dichte $n_e = n_c \cdot \cos^2 \theta$ entspricht [35]. Ein schief einfallender Laserstrahl wird also nicht erst an der kritischen Dichte, sondern bereits früher reflektiert.

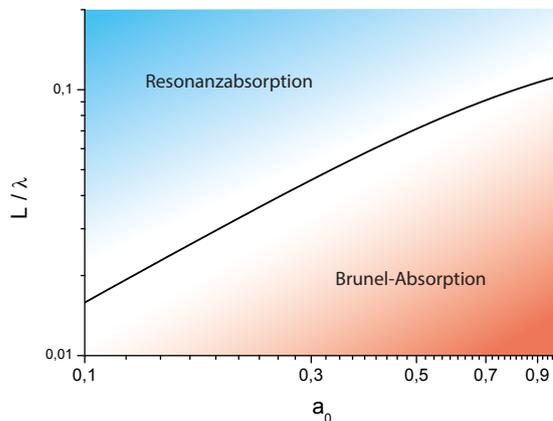


Abbildung 2.4: Ungefähre Einteilung der Skalenlängen L und Laserintensitäten a_0 in Bereiche mit Resonanz- oder Brunel-Absorption. Die schwarze Linie gibt an, bei welchen Parametern die Elektronen ungefähr eine Gradientenlänge aus dem Plasma heraus beschleunigt werden. (Original: [36])

Ebenso gilt für einen derart einfallenden Laser (sofern dies unter p-Polarisation passiert), dass es Komponenten des elektrischen Feldes gibt, die senkrecht zum Plasma (also parallel zum Plasmagradienten) liegen. Dies führt zu einer besonders guten Kopplung zwischen Laserfeld und Plasma. Für die stoßfreie Absorption gibt es zwei gut verstandene Prozesse, welche in verschiedenen Regimen relevant sind: die Resonanzabsorption für große Plasmagradienten (und moderate Laser-

intensitäten) und die Brunel-Absorption für kleine Plasmagradien (und hohe Laserintensitäten).

Eine Abschätzung, wann welcher Prozess dominiert, ist weiter unten zu finden, nachdem die beiden Prozesse kurz vorgestellt wurden.

Resonanzabsorption

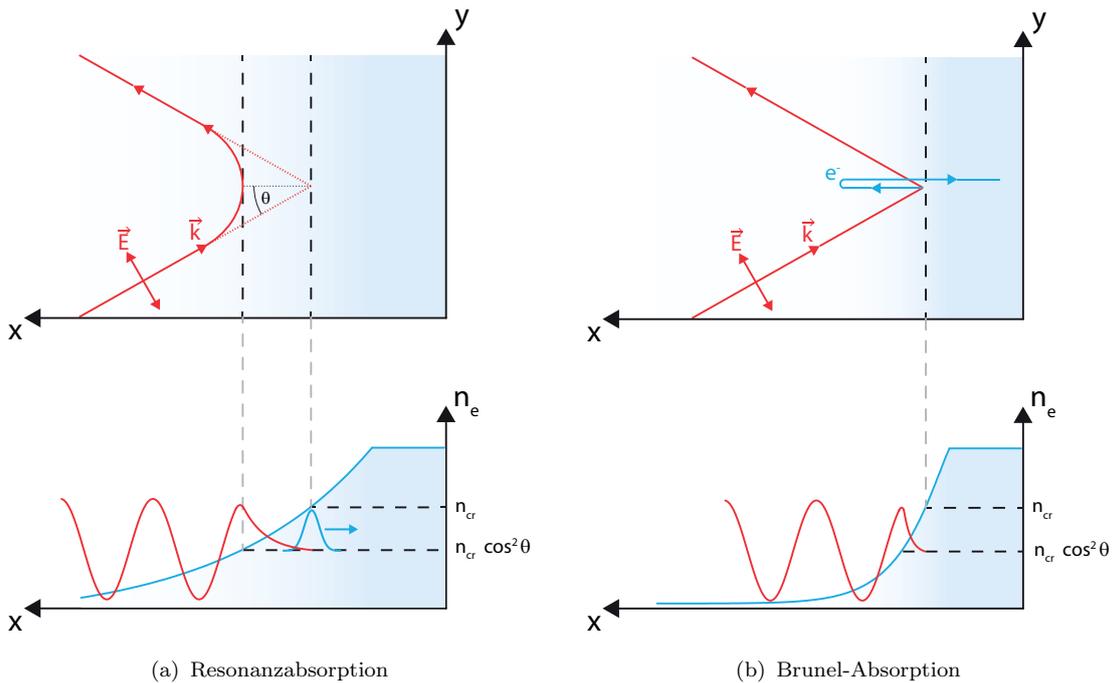


Abbildung 2.5.: Kollisionsfreie Absorptionsprozesse für (a) große Plasmagradien und (b) kleine Plasmagradien. Dabei zeigen die oberen Grafiken jeweils die Reflexion des Lasers (rot) am Plasma (blau). Die unteren Bilder zeigen den Gradienten der Elektronendichte (blau) und die x-Komponente des elektrischen Feldes des Lasers.

Zwar wird ein schief einfallender Laser bereits bei der Dichte $n_c \cos^2 \theta$ reflektiert, die parallel zum Plasmagradien verlaufende \vec{E} -Feld Komponente E_x kann jedoch bis zur kritischen Dichte n_c in das Plasma tunneln (siehe Abb. 2.5(a)). Dort kann die elektromagnetische Welle in eine Elektronenplasmawelle umgewandelt werden.

Dies funktioniert nur an dieser Stelle, weil bei der Umwandlung sowohl die Energie als auch der Impuls von Photonen und Plasmonen identisch sein müssen. An der kritischen Dichte ist beider Impuls auf Grund der Dispersionsrelationen ungefähr Null, sodass diese Bedingung dort erfüllt werden kann [37]. Die Plasmafrequenz ist dann gleich der Laserfrequenz. Die Plasmawelle wird nicht wieder in

eine elektromagnetische Welle zurück gewandelt, sondern wird im Plasma absorbiert.

Wie effektiv dieser Prozess funktioniert, hängt vom Einfallswinkel ab, bei den beiden Extrema ist die Wirkung minimal: bei senkrechtem Einfall verschwindet E_x , bei streifendem Einfall ist die Distanz zwischen n_c und $n_c \cos^2 \theta$ so groß, dass das restliche Feld zu klein ist, um noch effektiv Wellen anregen zu können [38].

Brunel-Absorption

Werden Elektronen weiter als eine Skalenlänge aus dem Plasma heraus beschleunigt, so ist die Resonanzabsorption nicht mehr der dominante Prozess [39]. Für diesen Fall hat Brunel einen anderen Prozess vorgeschlagen, welcher oft Brunel-Absorption aber auch „Vakuumheizung“ genannt wird.

Wie in Abbildung 2.5(b) dargestellt, werden in diesem Prozess Elektronen während einer Halbperiode des Lasers von dessen Feld aus dem Plasma heraus beschleunigt (ins Vakuum, daher der Name), und im nächsten Halbzyklus ins Plasma hinein gedrückt und zwar so weit, dass sie das Feld des Lasers nicht mehr „spüren“ [36]. Auf diese Weise tragen sie die im Laserfeld gewonnene Energie ins Plasma, anders also als bei der Wechselwirkung eines einzelnen Teilchens mit dem Laser.

Der Übergang von der Resonanz- zur Brunel-Absorption ist fließend, eine grobe Abschätzung bietet ein von Brunel entwickeltes Kriterium, welches die Distanz d , die die Elektronen aus dem Plasma heraus beschleunigt werden, mit der Gradientenlänge L vergleicht [39, 36]. Erstere kann aus der Oszillationsgeschwindigkeit und der Laserperiode abgeschätzt werden. Dann gilt [36]

$$\frac{d}{\lambda} \approx \frac{a_0}{2\pi\sqrt{1+a_0^2}}. \quad (2.32)$$

In Abbildung 2.4 ist eine grobe Einteilung der beiden Prozesse dargestellt, ebenso ist zu sehen, wo die Elektronen ungefähr eine Gradientenlänge weit aus dem Plasma heraus beschleunigt werden. Brunel-Absorption ist eher in dem Bereich dominant, in dem die Elektronen weiter heraus beschleunigt werden. Bei sehr starken Lasern ($a_0 \gg 1$) kann der Lichtdruck die Plasmaoberfläche aufsteilen und so die Brunel-Absorption weiter begünstigen [23].

2.7. Erzeugung von Oberflächenharmonischen

Als „Harmonische“ (der Laserfrequenz) bezeichnet man Frequenzen, die ein ganzzahliges Vielfaches der Laserfrequenz sind. Bei der Wechselwirkung eines Lasers mit einem Plasma werden diese erzeugt, sobald durch einen beliebigen Prozess in jedem Laserzyklus ein entsprechend kurzer, „weißer“ Lichtpuls erzeugt wird. Dies stellt sich im Spektrum dann als Harmonische dar. Mathematisch kann dies durch

die Fouriertransformation des zeitlichen Verlaufs des Feldes in den Frequenzraum beschrieben werden.

Zwei Parameter der Erzeugung der Attosekundenpulse (im Folgenden: as-Pulse) spielen eine Rolle bei der Form des resultierenden Spektrums. Der erste Parameter, welcher unabhängig vom eigentlich Mechanismus der Erzeugung ist, ist die Pulsdauer des treibenden Laserpulses, denn diese entscheidet letztendlich darüber, wie viele as-Pulse erzeugt werden. Je mehr as-Pulse zum Spektrum beitragen, desto schärfer werden die Harmonischen im Spektrum sichtbar.

Der zweite Parameter, der zeitliche Abstand der as-Pulse, erfährt Variationen durch den Laser und durch den Erzeugungsmechanismus. Zum einen kann bei einem Laserpuls die Periodendauer variieren, wenn dieser nämlich gechirpt ist, also früher im Puls andere Frequenzen auftreten als später im Puls. Der Abstand der as-Pulse kann aber zum anderen auch durch den Erzeugungsmechanismus beeinflusst werden, zum Beispiel wenn dieser von der augenblicklichen Laserintensität im Zeitverlauf des Pulses abhängt. Eine Variation der Abstände der as-Pulse führt zu einer Verbreiterung der Harmonischen im Spektrum.

Im Folgenden werden die im Rahmen dieser Arbeit wichtigsten Erzeugungsmechanismen beschrieben, dies ist zum einen die „Coherent Wake Emission“ und zum anderen der „Relativistic Oscillating Mirror“, welche dem heutigen Stand der theoretischen Beschreibung entsprechen.

2.7.1. Coherent Wake Emission

Der Prozess der Coherent Wake Emission (CWE) basiert zu großen Teilen auf der Brunel-Absorption, ergänzt um die Betrachtung zum einen der Abhängigkeit der Elektronenbewegung von der während eines Zyklus variierenden Feldstärke, zum anderen der Bewegung der zurückkehrenden Elektronen innerhalb des Plasmas.

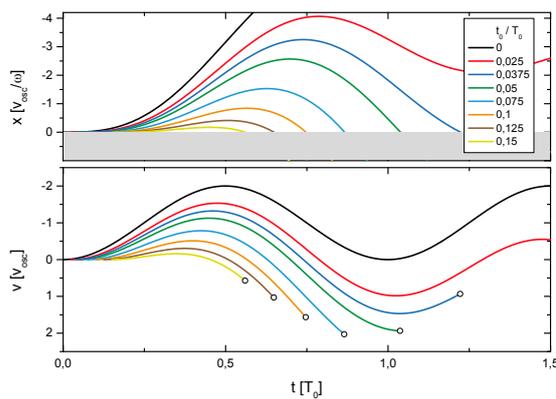


Abbildung 2.6: Für verschiedene Startzeitpunkte t_0 (in Einheiten T_0 , bezogen auf den Nulldurchgang des Laserfeldes) berechnete Bahnen von Elektronen im Laserfeld. Im oberen Diagramm ist die Position x entlang der Targetnormalen aufgetragen, wobei das Target den Raum $x > 0$ einnimmt. In der unteren Hälfte ist die Geschwindigkeit der Elektronen aufgetragen. Mit Kreisen markiert ist jeweils die Rückkehrgeschwindigkeit v_r . (Original: [36])

In einem simplen Modell kann man davon ausgehen, dass ein Elektron, welches das Plasma zum Zeitpunkt t_0 verlässt, zum einen das zeitlich variierende Laserfeld

spürt, zum anderen ein statisches Feld vom Plasma [39, 40, 36]. Da zum Startzeitpunkt dieses statische Feld gerade durch das Laserfeld ausgeglichen wird, kann dieses als $-E_L(t_0)$ geschrieben werden (erneut: dies ist ein simples Modell!). Das Elektron folgt dann der Bewegungsgleichung

$$m_e \frac{dv}{dt} = -e(E_L(t) - E_L(t_0)) \quad (2.33)$$

mit $E_L(t) = E_0 \sin(\omega_L t)$.

Die Lösung dieser Bewegungsgleichung ist für verschiedene Startzeitpunkte in Abbildung 2.6 aufgetragen. Bis zum einem Startzeitpunkt von $t_0 = 0,25 T_0$ werden die Elektronen ins Vakuum beschleunigt. Danach nimmt der Betrag des E -Feldes wieder ab, sodass das statische Feld die Elektronen sofort wieder zurückzieht. In der Grafik sind nur Bahnen bis zu einem Startzeitpunkt $t_0 = 0,15 T_0$ aufgetragen, da die anderen Bahnen zu kurz und dicht an der Oberfläche sind, um sie darzustellen.

Bei $0,5 T_0$ wechselt das Laserfeld seine Richtung, sodass im Zusammenspiel mit dem statischen Feld kurz vorher die Elektronen wieder in Richtung Plasma zurück beschleunigt werden und zwar bis $1,0 T_0$, also bis das Laserfeld erneut seine Richtung ändert. Ab diesem Zeitpunkt wird die Bewegung der Elektronen zum Plasma hin wieder vom Laserfeld gebremst.

Dies hat zur Folge, dass bis ungefähr $1,0 T_0$ die Rückkehrgeschwindigkeit (also die Geschwindigkeit beim Auftreffen aufs Plasma) der Elektronen größer wird, je später die Elektronen zurückkehren. In Brunels Modell ist das Plasma ein idealer Leiter, sodass alle Felder verschwinden und die Elektronen im Plasma ihre Rückkehrgeschwindigkeit halten [39]. Dies kann analytisch für stufenförmige Plasmen und numerisch für „reale“ Plasmen bestätigt werden [36].

Dies führt dazu, dass die später zurückkehrenden Elektronen die früher Zurückgekehrten im Plasma überholen, was man als „trajectory crossing“ bezeichnet. Dort, wo dies geschieht, ist die Elektronendichte erhöht – es gibt somit einen Dichte-Peak, der ins Plasma hinein läuft.

Trifft der Laser im Winkel θ auf ein Target, so läuft dieser mit einer Geschwindigkeit $c/\sin\theta$ über die Targetoberfläche und erreicht den Punkt $(0,y)$ auf der Targetoberfläche zum Zeitpunkt $y \sin\theta/c$. Ein dort (und zu diesem Zeitpunkt) gestarteter Peak, der mit der Geschwindigkeit v in den Gradienten hineinläuft, erreicht den Punkt (x,y) zum Zeitpunkt

$$t_0 = \frac{y \sin \theta}{c} + \frac{x}{v}. \quad (2.34)$$

Peaks, die früher gestartet sind (in Abbildung 2.7 weiter links), sind dann schon weiter in den Gradienten hineingelaufen. Als Resultat ergibt sich eine Dichtewelle, die schief in den Plasmagradien hinein läuft und Plasmaoszillationen in ihrem

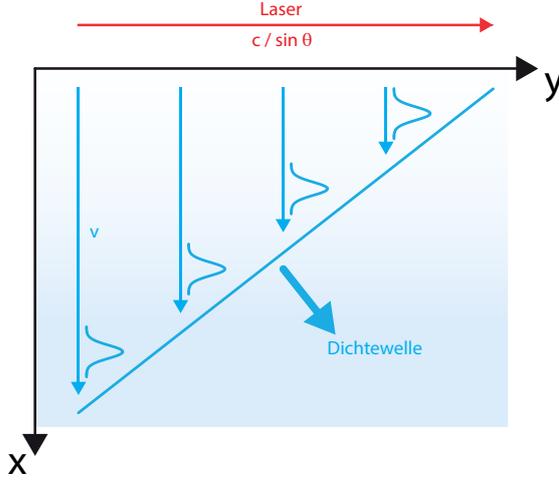


Abbildung 2.7: Zustandekommen einer schief laufenden Dichtewelle. Der im Winkel θ auftreffende Laser läuft mit der Geschwindigkeit $c/\sin\theta$ von links nach rechts über den Plasmagradienten. Links starten Dichtpeaks früher als rechts, sodass insgesamt eine schief laufende Dichtewelle entsteht.

„Kielwasser“ (englisch: wake) auslöst. Da die Plasmaoszillationen an einem Punkt (x,y) zum Zeitpunkt $t_0(x,y)$ initiiert wurden, ist deren Phase

$$\Phi(x,y,t) = \omega_p(x)[t - t_0], \quad (2.35)$$

wobei $\omega_p(x)$ die Plasmafrequenz in der „Tiefe“ x ist [12]. Nimmt man einen exponentiellen Dichtegradienten $n(x) = n_0 \cdot \exp(x/L)$ an, so gilt

$$\Phi(x,y,t) \propto [t - t_0(x,y)] \cdot \exp(x/2L). \quad (2.36)$$

Wie von Sheng et al. dargestellt, ist Emission aus dem Wakefield für schiefen Einfall des Lasers möglich und zwar p-polarisiert in Reflexionsrichtung [41]. Allerdings ist es – wie bei der Resonanzabsorption, nur umgekehrt – auf Grund der unterschiedlichen Dispersionsrelationen von elektrostatischen und elektromagnetischen Wellen schwierig, eine Phasenanpassung zu erreichen, die jedoch Voraussetzung für eine effiziente Konversion ist.

Beim CWE-Prozess ist der Wellenvektor der Plasmaoszillationen $\vec{k} = -\nabla\Phi$. Für Zeiten und Orte (x,y,t) , die der Bedingung

$$t = \frac{y \sin \theta}{c} + \frac{x}{v} + \frac{2L}{v} \quad (2.37)$$

folgen, gilt dabei, dass $k_x = 0$ ist, sodass der Wellenvektor dort zu

$$\vec{k} = \omega_p(x) \frac{\sin \theta}{c} \cdot \vec{e}_y \quad (2.38)$$

wird. Wie bereits am Anfang von Abschnitt 2.6.2 beschrieben, ist dies auch der Wellenvektor von Licht der Frequenz $\omega_p(x)$, welches in genau dieser Tiefe im Gradienten reflektiert wird und diesen dann wieder im Winkel θ verlässt. Durch diese

Übereinstimmung wird beim CWE-Prozess effizient Licht erzeugt und zwar bis zur Frequenz

$$\omega_{p,max} = \omega_L \sqrt{\frac{n_0}{n_{cr}}}. \quad (2.39)$$

Bei dieser Frequenz gibt es einen klar definierten cut-off im gemessenen Spektrum.

Die Dichtewelle läuft dabei typischerweise mit einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von 10 % der Lichtgeschwindigkeit ins Plasma, sodass innerhalb von grob einhundert Attosekunden ein Puls „weißen“ Lichts erzeugt wird und zwar während jedes Laserzyklus. Dadurch erhält man Harmonische der Laserfrequenz.

Da verschiedene Frequenzen des Lichtes in verschiedenen Tiefen des Gradienten generiert werden und somit auch verschiedene Strecken zurücklegen müssen, bis sie das Plasma wieder verlassen, ist jeder der Pulse geschript, was man als „attosecond chirp“ bezeichnet [42]. Dies ist nicht zu verwechseln mit der leicht ungleichmäßigen Erzeugung der as-Pulse, welche im nächsten Unterabschnitt beschrieben wird.

Variation der Emissionszeitpunkte

Die Zeit t_c , wenn trajectory crossing auftritt, wird davon bestimmt, zu welchem Zeitpunkt die Elektronen ins Vakuum beschleunigt werden, wann sie ins Plasma zurückkehren und wie schnell sie dann sind. Mit einem analytischen Modell basierend auf Gleichung 2.33 kann man für eine bestimmte „Tiefe“ x_ω die Zeit, wann dort für die i -te Laserperiode trajectory crossing auftritt, zu

$$\frac{t_c(i)}{T_L} = i + \text{const}_1 + \text{const}_2 \cdot \left(\frac{x_\omega}{\lambda_L a_0 \sin \theta} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.40)$$

bestimmen [43, 40], wobei const_1 und const_2 analytisch berechenbare Konstanten sind. x_ω wird relativ zum Reflexionspunkt des Lasers gemessen, also dort wo $n = n_{cr} \cos^2 \theta$ ist.

Wie man sieht, hängen diese Zeitpunkte von a_0 und damit der Intensität des Laserpulses ab. Da diese von Laserzyklus zu Laserzyklus variiert, tun dies auch die Zeitpunkte t_c und mit ihnen die Zeiten, zu denen die Attosekundenpulse erzeugt werden. Dieser leicht ungleichmäßige „Takt“ (im Englischen „unequal spacing“ genannt) führt zu einer Verbreiterung der Harmonischen im resultierenden Spektrum.

Will man die Verbreiterung berechnen, muss man erst einmal die Variation der Periodizität \dot{T} berechnen. Mit $\Delta t_c = t_c(i+1) - t_c(i)$ ist diese durch

$$\dot{T} = \frac{d}{dt} \left(T_L \cdot \frac{\partial \Delta t_c}{\partial t} \right) \quad (2.41)$$

gegeben [36], wobei zu beachten ist, dass $a_0 = a_0(t)$ die zeitlich variierende Einhüllende des Laserpulses ist. Diese wird oft zur leichteren Handhabung als

$$a_0(t) = a_{0,max} \left(1 - \frac{t^2}{\tau^2} \right) \quad (2.42)$$

genähert. Für die N -te Harmonische gilt dann

$$-\frac{\dot{\omega}_1}{\omega_0} \approx \frac{\dot{T}}{T_L} \quad \dot{\omega}_N = N \cdot \dot{\omega}_1, \quad (2.43)$$

sodass sich die Verbreiterung zu

$$\frac{\Delta\omega_N}{\omega_N} = 2 \cdot \sqrt{\left(\frac{\dot{\omega}_N \cdot \tau}{2\omega_N} \right)^2 + \left(\frac{2 \cdot \ln 2}{\omega_N \tau} \right)^2} \quad (2.44)$$

ergibt [44].

2.7.2. Relativistic Oscillating Mirror

Simulationen und Experimente zeigen, dass es neben CWE noch einen weiteren Prozess der Harmonischenerzeugung gibt, nämlich den „Relativistic Oscillating Mirror“ (ROM) bzw. das entsprechende Modell („Oscillating Mirror Model“ (OMM)). Ist der CWE-Prozess bei moderaten Intensität ($a_0 < 1$) relevant, so ist dieser Prozess erst bei relativistischen Intensitäten ($a_0 > 1$) von Bedeutung.

Abhängig von der Intensität – und nicht von der Plasmadichte – ist auch die Grenzfrequenz, bis zu der Harmonische erzeugt werden, auch dieser Prozess hat in dieser Hinsicht einen Cut-off. Bis da hin zeigt die Intensität der Harmonischen einen charakteristischen roll-off. Für beides (cut-off und roll-off) werden im folgenden entsprechende Abhängigkeiten hergeleitet.

Die Grundidee zum OMM wurde zuerst von Bulanov et al. [10] vorgeschlagen, weiter ausformuliert und entwickelt wurde sie von Lichters et al. [45]. Dabei geht man davon aus, dass die Elektronen an der kritischen Dichte des Plasma sich periodisch mit der Laserfrequenz vor und zurück bewegen und somit für das Licht einen oszillierenden Spiegel bilden. Dadurch erfährt das reflektierte Licht eine Dopplerverschiebung.

Dopplereffekt

Wie der Doppler-Effekt bei der Reflexion von Licht an einem (nicht näher spezifizierten) bewegten Spiegel die Frequenz des reflektierten Lichts verändert, wurde in [46] sehr anschaulich – auch für schiefen Einfall – dargelegt. Durch fast ausschließlich geometrische Überlegungen erhält man als veränderte Frequenz

$$\omega' = \omega \frac{1 + 2\frac{v}{c} \cos \theta + \frac{v^2}{c^2}}{1 - \frac{v^2}{c^2}}, \quad (2.45)$$

wobei ω die Frequenz des einfallenden Lichts ist, v die Geschwindigkeit des Spiegels (positiv in Reflexionsrichtung¹) und θ der Einfallswinkel, gemessen zur Spiegelnormalen.

Beim OMM kommt diese Gleichung zum Einsatz, um eine erste Abschätzung für die cut-off-Frequenz zu erhalten. Die höchsten Frequenzen werden bei der maximalen Geschwindigkeit erzeugt, sodass man mit $\beta_{max} = v_{max}/c$ und für senkrechten Einfall

$$\omega_{max} = \omega_L \frac{1 + \beta_{max}}{1 - \beta_{max}} \quad (2.46)$$

schreiben kann.

Für $v \rightarrow c$ und mit $\gamma = \sqrt{1/(1 - \beta^2)}$ erhält man als erste Abschätzung für den asymptotischen cut-off

$$\frac{\omega_{max}}{\omega_L} = 4\gamma^2. \quad (2.47)$$

Boosted Frame

Bevor im folgenden zwei Modelle besprochen werden, welche weniger vom Prozess abstrahieren als obige Betrachtung, soll noch kurz erläutert werden, wie man von einem schiefen auf einen senkrechten Einfall vereinfachen kann, da dies die folgenden Betrachtungen verkürzt. Die Idee ist, dass man einen im Laborsystem schiefen Einfall in einem System, in dem sich das Plasma parallel zu seiner Oberfläche bewegt, als senkrecht darstellen kann [47, 45].

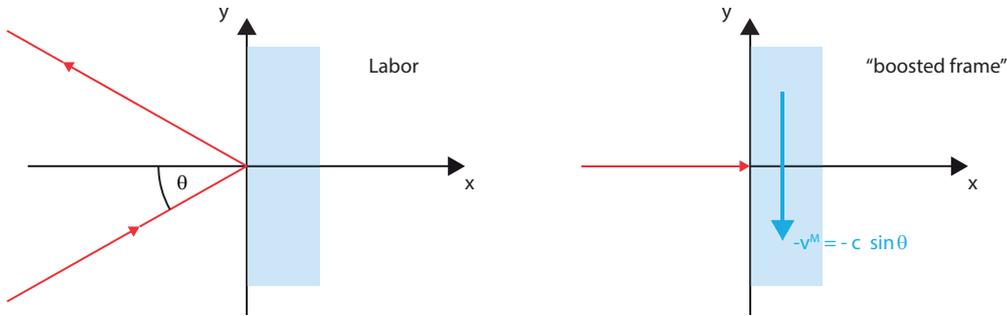


Abbildung 2.8.: Laborsystem (links) und „boosted frame“ (rechts) für einen im Winkel θ einfallenden Laser. Im boosted frame bewegt sich das Plasma mit der Geschwindigkeit $-v_M = -c \cdot \sin \theta$ in y-Richtung.

Bei einem Einfallswinkel θ^L zwischen einfallendem Laser und Targetnormalen (im Laborsystem L), wie in Abbildung 2.8 dargestellt, muss man in ein Koordinatensystem (M), welches sich mit der Geschwindigkeit $\vec{v}^M = c \cdot \sin \theta^L \cdot \vec{e}_y$ bewegt,

¹In [46] wird die Bewegungsrichtung des Spiegels anders herum gemessen, sodass in obiger Gleichung ein Vorzeichen unterschiedlich ist. Aus Gründen der Konsistenz mit anderen Veröffentlichungen zum OMM wurde dies hier geändert.

wechseln, damit der Einfall in diesem System senkrecht erfolgt. Das Plasma bewegt sich darin mit $-v^M$.

Der Wellenvektor $\vec{k}^L = k_0 \cdot (\cos \theta^L, \sin \theta^L, 0)$ transformiert sich zu $\vec{k}^M = k_0 \cdot (\cos \theta^L, 0, 0)$. Damit weiterhin $\omega^M = c \cdot k^M$ gilt, muss daher $\omega^M = \omega^L \cdot \sin \theta^L$ gelten.

Weitere Transformationen betreffen die Felder, welche bei p -Polarisation von $\vec{E}^L = E_0(-\sin \theta^L, \cos \theta^L, 0)$ und $\vec{B}^L = (0, 0, E_0/c)$ zu $\vec{E}^M = E_0(0, \cos \theta^L, 0)$ bzw. $\vec{B}^M = (0, 0, E_0 \cos \theta^L/c)$ werden.

Weiterhin muss auch die Plasmadichte angepasst werden, welche dann $n^M = n^L / \cos \theta^L$ ist.

Durch diese Transformationen können im folgenden alle Modelle für senkrechten Einfall besprochen werden, da die Ergebnisse durch Rücktransformation auf schiefen Einfall verallgemeinert werden können. Der Einfachheit halber wird der obere Index M nicht weiter verwendet.

Randbedingungen

Geht man von einem „idealen Spiegel“ aus, impliziert dies, dass es keinerlei tangentielle Komponenten des Vektorpotentials entlang der Spiegeloberfläche gibt. Wird der Laser an einem solchen Spiegel, der sich mit $\gamma \gg 1$ auf den Laser zubewegt, reflektiert, so erhöht sich der Spitzenwert der reflektierten Feldstärke auf $E_{\text{refl}} \propto \gamma^2 E_L$, gleichzeitig verkürzt sich die Pulsdauer auf $\tau_{\text{refl}} \propto \tau / \gamma^2$ [14].

Entsprechend wäre die Energie des reflektierten Pulses um einen Faktor γ^2 höher als die des Einlaufenden. Da die Bewegung des Spiegels aber vom Laser selber angetrieben wird, würde dies die Energieerhaltung verletzen. Ein idealer Spiegel müsste einen mit γ wachsenden Oberflächenstrom zulassen, was ein realistisches Plasma jedoch nicht tut [14].

Daher ist das einfache Modell eines oszillierenden Spiegels nicht als Erklärung ausreichend.

Ähnlichkeitstheorie und γ -Spikes

Um sich weiter mit diesem Problem zu beschäftigen, ist es praktisch, sich als Anriss mit der Ähnlichkeitstheorie für kollisionsfreie, ultrarelativistische Laserplasmen zu befassen, welche von Gordienko et al. in [48] vorgestellt wurde. In dieser wird für den ultrarelativistischen Fall $a_0 \gg 1$ die Beschreibung von den einzelnen Parameter a_0 und n_e abstrahiert und nur noch durch einen Ähnlichkeitsparameter S ausgeführt.

Um diesen Parameter zu erhalten, werden die Vlasov-Gleichung für die Elektronenverteilung

$$[\partial_t + \vec{v} \partial_{\vec{r}} - e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}/c) \partial_{\vec{p}}] f(t, \vec{p}, \vec{r}) = 0 \quad (2.48)$$

und die Maxwell-Gleichungen

$$\vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot \vec{E} = 4\pi e(n_e + \rho) \quad \vec{\nabla}_{\vec{r}} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.49)$$

$$c\vec{\nabla}_{\vec{r}} \times \vec{B} = 4\pi\vec{j} + 4\pi\partial_t\vec{E} \quad c\vec{\nabla}_{\vec{r}} \times \vec{E} = -\partial_t\vec{B} \quad (2.50)$$

mit n_e dem Elektronenhintergrund (als Dichte), $\rho = -\int f d\vec{p}$, $\vec{j} = -e\int \vec{v} f d\vec{p}$ und $\vec{p} = m_e\gamma\vec{v}$ betrachtet.

Die Dynamik der Laser-Plasma-Wechselwirkung kann hier im wesentlichen von vier dimensionslosen Variablen beschrieben werden: der Laseramplitude a_0 , dem Radius des Fokus (skaliert mit der Laserwellenlänge) k_0R , der Pulsdauer (skaliert mit der Laserfrequenz) $\tau\omega_0$ und der auf die kritische Dichte normierten Plasma-dichte n_e/n_c .

Für $a_0 \gg 1$ kann man dies auf drei Variablen reduzieren, indem man den Ähnlichkeitsparameter

$$S = \frac{n_e}{a_0 n_c} \quad (2.51)$$

eingführt [48]. Damit lassen sich neue, dimensionslose Variablen \hat{t} , \hat{r} , \hat{p} , \hat{A} , \hat{E} , \hat{B} und eine normalisierte Verteilungsfunktion \hat{f} einführen, welche abermals die Vlasov-Gleichung und die Maxwell-Gleichungen erfüllen. Diese hängen nun nicht mehr von n_e oder a_0 ab, lediglich die Definition $\hat{v} = \hat{p}/\sqrt{\hat{p}^2 + a_0^{-2}}$ enthält noch explizit a_0 . Für $a_0 \gg 1$ wird dies jedoch zu $\hat{v} = \hat{p}/|\hat{p}|$.

Für verschiedene a_0 und verschiedene n_e , die paarweise zum gleichen S führen, bleibt die Plasmadynamik daher für stark relativistische Intensitäten ähnlich. Das heißt insbesondere, dass sich die Elektronen für $S = \text{const}$ entlang ähnlicher Bahnen bewegen, obwohl für die Impulse $\vec{p} \propto a_0$ gilt [49]. Damit die Bahnen ähnlich bleiben, muss sowohl für die Impulse senkrecht als auch tangential zur Oberfläche

$$\vec{p}_n \propto a_0 \quad \vec{p}_\tau \propto a_0 \quad (2.52)$$

gelten, womit man diese auch als

$$\vec{p}_n(t') = a_0 \vec{P}_n(S, \omega_0 t') \quad \vec{p}_\tau(t') = a_0 \vec{P}_\tau(S, \omega_0 t') \quad (2.53)$$

schreiben kann.

Damit kann eine Aussage über die Geschwindigkeit der Elektronen in der Rand-schicht

$$v = c \sqrt{\frac{\vec{p}_n^2 + \vec{p}_\tau^2}{m_e^2 c^2 + \vec{p}_n^2 + \vec{p}_\tau^2}} = c[1 - O(a_0^{-2})] \quad (2.54)$$

getroffen werden, nämlich dass diese fast immer der Lichtgeschwindigkeit c entspricht. Allerdings trifft dies nicht auf die Geschwindigkeit der Plasmaoberfläche

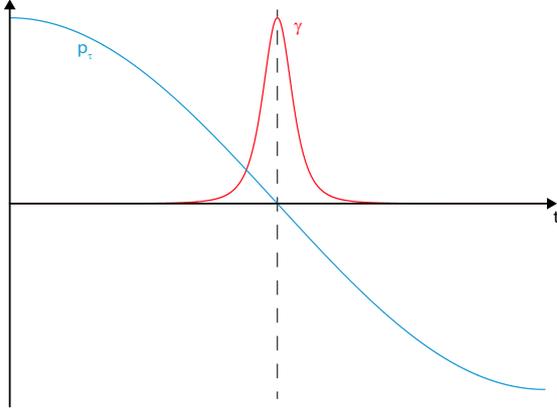


Abbildung 2.9: Der γ -Spitze tritt nur auf, wenn der tangentielle Elektronenimpuls verschwindet. Original: [49]

selber zu, welche mit

$$\beta_s(t') = \frac{P_n(t')}{\sqrt{\vec{P}_n^2(t') + \vec{P}_\tau^2(t')}} - O(a_0^{-2}) \rightarrow \gamma_s(t') = \sqrt{1 + \frac{\vec{P}_n^2}{\vec{P}_\tau^2}} + O(a_0^{-2}) \quad (2.55)$$

fast nie ultrarelativistisch wird [49]. Der einzige Zeitpunkt t'_g , zu dem das passiert, ist für $\vec{P}_\tau(S, t'_g) = 0$, denn dann gilt auch $\vec{p}_\tau(S, t'_g) = 0$ und entsprechend

$$\gamma_s = \sqrt{\frac{p_n^2 + m_e^2 c^2}{m_e^2 c^2}} \propto a_0. \quad (2.56)$$

Das heißt, es gibt für eine kurze Zeit $\Delta t' = 1/(a_0 \omega_0)$ [49] einen „Spitze“ im γ -Faktor der Plasmaoberfläche, wie in Abbildung 2.9 vereinfacht dargestellt.

Das BGP-Modell

Das BGP-Modell wurde von Baeva, Gordienko und Pukhov in [49] vorgestellt und nach den Autoren benannt. Um die korrekten Randbedingungen herzuleiten, wird zu aller erst das tangentielle Vektorpotential des einlaufenden Laserpulses betrachtet

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}_\tau(t, x)}{\partial t^2} - \frac{\partial^2 \vec{A}_\tau(t, x)}{\partial x^2} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}(t, x), \quad (2.57)$$

wobei \vec{j} die tangentielle Plasmastromdichte ist und für das Vektorpotential $\vec{A}_\tau(t, x = -\infty) = 0$ gilt. Die Lösung der Differentialgleichung

$$\vec{A}_\tau(t, x) = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{J}(t, x, t', x') dt' dx' \quad (2.58)$$

mit $\vec{J}(t, x, t', x') = \vec{j}(t', x')(\Theta_- - \Theta_+)$, $\Theta_- = \Theta(t - t' - |x - x'|/c)$, $\Theta_+ = \Theta(t - t' + (x - x')/c)$ und Θ der Heaviside-Funktion, erfüllt mit $\vec{J}(t, x = -\infty, t', x') = 0$ auch

die Randbedingung für $x = -\infty$ [49]. Mit $\vec{E}_\tau = -(1/c)\partial_t\vec{A}_\tau(t,x)$ erhält man für das tangentielle elektrische Feld

$$\vec{E}_\tau[t, X(t)] = \frac{2\pi}{c} \sum_{\alpha=-1}^{\alpha=+1} \alpha \int_0^{-\infty} \vec{j}[t + \alpha\xi/c, X(t) + \xi] d\xi, \quad (2.59)$$

wobei $\xi = x' - X(t)$ und $X(t)$ die Position der Oberfläche des Elektronenfluids ist.

Baeva et al. zeigen weiterhin, dass es zulässig ist, die Leontovich-Randbedingung

$$\vec{e}_n \times \vec{E}[t, X(t)] = 0 \quad (2.60)$$

zu verwenden [49, 50]. Da Energieerhaltung gilt und der Poynting-Vektor $\vec{S} \propto \vec{E} \times \vec{B}$ ist, bedeutet Gleichung 2.60, dass es ein Gleichgewicht zwischen dem einlaufenden und dem auslaufenden Energiefluss an der Grenze $X(t)$ geben muss. Baeva et al. definieren im Weiteren einen so genannten „scheinbaren Reflexionspunkt“ („apparent reflection point – ARP“), an dem für einen äußeren Beobachter die elektromagnetische Welle reflektiert wird. Da an diesem Punkt die tangentialen Komponenten des einlaufenden und reflektierten elektrischen Feldes (\vec{E}_τ^i bzw. \vec{E}_τ^r) destruktiv interferieren, lautet die implizite Gleichung für den ARP für jeden Zeitpunkt t

$$\vec{E}_\tau^i(x_{\text{ARP}}(t) + ct) + \vec{E}_\tau^r(x_{\text{ARP}}(t) - ct) = 0. \quad (2.61)$$

Baeva et al. betonen, dass diese Gleichung für Felder im Vakuum gilt, weshalb es sich beim ARP nur um einen *scheinbaren* Punkt handelt. Dieser ist jedoch mit der oszillierenden Plasmaoberfläche verbunden. Gleichung 2.61 bedeutet unter anderem, dass man das reflektierte Feld durch eine Phasenänderung aus dem einlaufenden Feld erhalten kann [51].

Die Feinstruktur des Spektrums hängt von der sehr komplexen Bewegung der Plasmaoberfläche $X(t)$ ab. Die Ähnlichkeitstheorie macht es jedoch möglich, allgemeinere Aussagen über Verlauf und Cut-Off des Spektrums zu treffen. Die Intensität der n -ten Harmonischen kann dann geschrieben werden als

$$I_n \propto |\exp[i\Theta_+(n)] \cdot F(n) - \exp[i\Theta_-(n)] \cdot F(-n)|^2, \quad (2.62)$$

mit

$$F(n) = \frac{4\sqrt{\pi}}{(\sqrt[4]{\alpha})^{4/3}} \cdot \text{Ai} \left(\frac{2}{n_{cr}} \frac{n - n_{cr}}{(\alpha n)^{1/3}} \right). \quad (2.63)$$

Dabei ist Ai die Airy-Funktion, $n_{cr} = 4\gamma_{max}^2$ die kritische Ordnung, $\Theta_\pm = \pm\Theta_0 - n\Theta_1$ ein Maß für die dem reflektierten Licht aufgeprägte Phase und α ein Koeffizient aus der Taylor-Entwicklung der Geschwindigkeit der Plasmaoberfläche um den Zeitpunkt t'_g , welcher für große a_0 nur von S abhängt.

Baeva et al. betrachten dann asymptotische Näherungen für die Airy-Funktion, um Aussagen über den Verlauf des Spektrums zu treffen. Für $n < \sqrt{\alpha/8}n_{cr}^{3/2}$ gilt dann

$$I_n \propto n^{-8/3}, \quad (2.64)$$

sofern n_{cr} sehr groß ist. Dies muss also als Grenzverlauf für sehr hohe Intensitäten gesehen werden. Für größere Werte von n kommt es zu einem wesentlich schnelleren, exponentiellen Abfall von I_n , sodass die BGP-Theorie mit

$$n_{co} = \sqrt{\alpha/8}n_{cr}^{3/2} \propto \gamma^3 \quad (2.65)$$

einen wesentlich späteren cut-off vorhersagt als das simple Modell des sich bewegenden Spiegels ergibt.

Einschränkungen des BGP-Modell

In [36] wird beschrieben, dass mit Gleichung 2.61 eine grundlegende Randbedingung des BGP-Modells im relativistischen Regime oft nicht erfüllt ist. Simulationen zeigen, dass die Amplitude des reflektierten Feldes E_r um fast einen Faktor zwei größer ist als die des einlaufenden Feldes E_i . Dies liegt daran, dass durch den Doppler-Effekt die elektromagnetische Energie „umverteilt“ wird.

Dann ist es jedoch so, dass man das reflektierte Feld nicht mehr durch eine reine Phasenbeziehung aus dem einlaufenden Feld erhalten kann, was jedoch eine der Kernannahmen der BGP-Theorie darstellt. An der Brügge und Pukhov weisen ebenfalls darauf hin, dass es solche Fälle gibt und dass diese insbesondere dann auftreten, wenn das Plasma während der Interaktion mit dem Laser nicht mehr als Stufenprofil beschrieben werden kann [51]. Sie schlagen als neuen Prozess die so genannten „Nanobunches“ vor, hoch-komprimierte Elektronenbunches, die sich schnell vom Plasma wegbewegen und dabei kohärente Synchrotronstrahlung emittieren, weshalb der Prozess auch als CSE (coherent synchrotron emission) bezeichnet wird. Für diesen Prozess gilt ein wesentlich schwächerer Abfall der Harmonischenintensität mit der Ordnung als die $-8/3$ -Regel der BGP-Theorie.

Kapitel 3

Simulationen

3.1. MULTI-fs

Der Code MULTI-fs ist eine Erweiterung des früheren Codes MULTI auf die Interaktion mit Lasern mit einer Pulsdauer im Bereich von Femtosekunden. MULTI wurde entwickelt, um im Rahmen der Trägheitsfusion den Einfluss von starken Feldern (von Lasern) auf die Hydrodynamik von Plasmen zu simulieren [52].

3.1.1. MULTI

MULTI löst die eindimensionalen hydrodynamischen Gleichungen gekoppelt mit denen für Strahlungstransport. Dabei werden jedoch nur die ersten Terme der Entwicklung dieser Gleichungen für $v/c \ll 1$ gelöst, womit relativistische Effekte nicht simuliert werden. Dies schränkt die Anwendbarkeit des Codes automatisch ein.

Der Strahlungstransport wird über ein „Multigroup“-Modell gelöst. Dabei wird die entsprechende Gleichung, welche Abhängigkeiten im Winkel, der Frequenz, dem Ort und der Zeit aufweist, in zwei Schritten diskretisiert. Zuerst wird die Gleichung über kleine Teilintervalle des Winkels und der Frequenz integriert (besagte Gruppen), für jede Gruppe gibt es dann eine Differentialgleichung, welche nur noch von Zeit und Ort abhängt. Dieser Satz an Differentialgleichungen wird zusammen mit den anderen Gleichungen räumlich und zeitlich diskretisiert, sodass man Finite-Differenzen-Gleichungen erhält.

Die hydrodynamischen Gleichungen umfassen die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und (innere) Energie. Dabei werden die Variablen der Massendichte, Geschwindigkeit, spezifischen inneren Energie und Druck als Funktionen von

Ort und Zeit betrachtet. Weiterhin mit simuliert werden Energieverluste durch Strahlung und Impulsverluste, außerdem Energiegewinne durch z.B. Laserstrahlung. Für die Zustandsgleichung werden externe, tabellarisierte Werte verwendet, die somit für verschiedene Materialien vorliegen müssen, wenn man diese simulieren möchte.

Von besonderer Bedeutung ist der Wärmefluss. Hier wird davon ausgegangen, dass ein Quasi-Gleichgewicht mit kleinen Temperaturgradienten vorliegt, sodass der Wärmefluss mittels der Gleichung von Spitzer $q \propto -T^{5/2} \partial_x T$ berechnet werden kann [52, 53], in die sonst nur noch Größen eingehen, welche im Rahmen der Simulation als konstant angenommen werden.

Werden die Temperaturgradienten zu groß, überschätzt die Formel von Spitzer den Wärmefluss. Daher wird der Wärmefluss auf einen Anteil f des maximal möglichen Wärmeflusses bei ungestörter Strömung („free streaming limit“) begrenzt. Der Faktor f muss durch Vergleich mit Experimenten bestimmt werden und ist für das „Original-Regime“ von MULTI typischerweise 0,03 bis 0,08.

Die Deposition der Laserstrahlung wird dargestellt, indem die Abschwächung eines einfallenden Laserstrahls I_+ , der bis zur kritischen Dichte läuft, (diskretisiert) integriert wird, anschließend die Abschwächung eines zurücklaufenden, reflektierten Strahls I_- . Dies führt zum Lambert-Beer'schen Gesetz. Der Abschwächungskoeffizient wird dabei explizit berechnet, zum Beispiel für inverse Bremsstrahlung.

3.1.2. Erweiterung auf kurze Zeiten: MULTI-fs

Der ursprüngliche MULTI-Code wurde für Laser mit Pulsdauern im Bereich von Nanosekunden entworfen und macht daher Annahmen, welche für den Einsatz im fs-Bereich nicht mehr gelten. In vielen Fällen ist dieser Unterschied auf das extreme Ungleichgewicht zwischen Elektronen und Ionen zurückzuführen, welches bei kurzen Zeitskalen vorliegt.

Die Änderungen in MULTI-fs sind [54]:

1. Bei einem kurzen Laserpuls sind die Gradienten, durch die das Licht propagieren muss, wesentlich steiler, weil das Plasma schlicht weniger Zeit hat, um zu expandieren. Dies macht es nötig, zur Berechnung der Energiedeposition die Maxwell-Gleichungen direkt zu lösen. Dazu muss der Brechungsindex des Plasmas berechnet werden, welcher die Kollisionsfrequenz der Elektronen enthält. In MULTI-fs wird diese durch die Interpolation der Frequenzen für das Regime des kalten Festkörpers und des heißen Plasmas berechnet.

Dadurch, dass nicht mehr das Lambert-Beer'sche Gesetz zum Einsatz kommt, wird in MULTI-fs keine stoßfreie Absorption mehr betrachtet, womit der Code nicht mehr für hohe Intensitäten geeignet ist. Laut [54] ist dies bei Intensitäten über 10^{17} W/cm^2 der Fall. Im Rahmen dieser Arbeit wurden nur Vorpulse simuliert, welche deutlich unterhalb dieser Schwelle blieben.

2. Ähnlich wird bei der Simulation der Stoßabsorption des Lasers, dem Energieaustausch zwischen Elektronen und Ionen und der Wärmeleitung verfahren. Während im heißen Plasma Coulombstöße mit einer Abhängigkeit $\propto T_e^{-3/2}$ vorherrschen, muss beim Festkörper das Stoßen mit Phononen betrachtet werden, was proportional zur Iontemperatur T_i ist.
3. Zu guter Letzt kann nicht mehr eine gemeinsame (tabellierte) Zustandsgleichung für Elektronen und Ionen verwendet werden, sondern für beide Spezies müssen separate Zustandsgleichungen zum Einsatz kommen.

3.2. Particle In Cell (PIC)

Die ersten Plasmasimulationen (Ende der 1950er Jahre) basierten darauf, die Kräfte durch die direkte Lösung des Coulomb'schen Gesetzes für jedes Teilchen zu bestimmen. Es wurde jedoch schnell klar, dass dies für große Anzahlen an Teilchen nicht praktikabel ist, da die Laufzeit dieses Ansatzes mit $O(N^2)$ skaliert und daher recht bald sehr langsam wird [55].

Beim Particle-In-Cell-Schema werden sowohl Position als auch Geschwindigkeit der Teilchen kontinuierlich (also nicht-diskretisiert) gespeichert, Felder dagegen werden nur an diskreten Orten auf einem Gitter gespeichert. Sowohl Teilchen als auch Felder werden zeitlich an diskreten Punkten betrachtet.

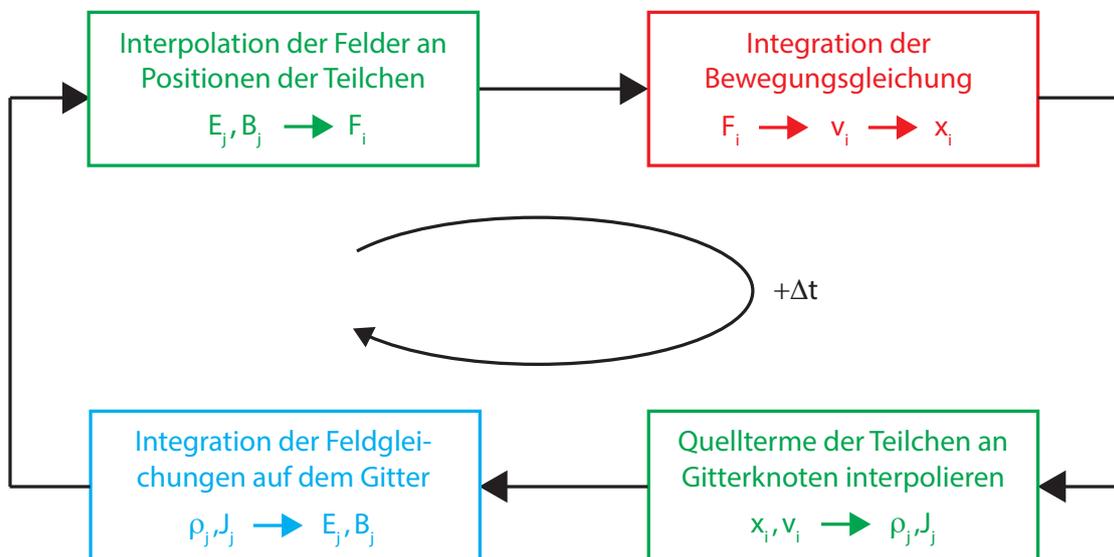


Abbildung 3.1.: Integrationschema für eine PIC-Simulation. In Rot dargestellt ist der Teilschritt, der für jedes Teilchen im kontinuierlichen Raum durchgeführt wird (indiziert mit i), in Blau der Teilschritt, der an diskreten Gitterpunkten berechnet wird (indiziert mit j), und in Grün die Anknüpfungspunkte zwischen diskretem und kontinuierlichem Raum. Vereinfacht aus [55].

Das typische Integrationsschema einer PIC-Simulation ist in Abbildung 3.1 zu sehen. In der realen Implementierung kann dies jedoch zusätzliche Schritte wie den Verlust / die Generierung von Teilchen (z.B. durch Absorption / Emission) und das Stoßen von Teilchen untereinander (oft durch einen Monte-Carlo-Algorithmus realisiert) enthalten.

Das Laufzeitverhalten einer PIC-Simulation ist mit $O(N \log(N))$ zwar deutlich besser als eine Einzelteilchen-Simulation, jedoch konvergiert eine PIC-Simulation auf Grund des statistischen Charakters des Verfahrens auch nur mit \sqrt{N} .

Der in dieser Arbeit verwendete Code ist ein 2D-PIC-Code, welcher von Dr. Dirk Hemmers entwickelt wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurden lediglich einige Erweiterungen – wie eine effizientere Erzeugung der Elektronenverteilung, die Elektronenverteilung für strukturierte Targets und ein Balancing des Multi-Threadings – daran vorgenommen, ansonsten wurde der Code unverändert benutzt.

3.2.1. Integrationssschritte im Detail

In den folgenden, detaillierteren Beschreibungen wird die Konvention verwendet, dass mit einem Superskript angegeben wird, zu welchem Zeitpunkt eine Größe gehört, also ist z.B. E^t das E-Feld zum Zeitpunkt t . Δt ist die Schrittweite.

Die folgende Beschreibung basiert, sofern nicht anders angegeben, vollständig auf [55], wird jedoch an einigen Stellen für den vorliegenden PIC-Code spezialisiert.

Räumliche und zeitliche Diskretisierung der Größen

Wie bereits weiter oben erwähnt, werden sowohl die Teilchenposition als auch die Geschwindigkeit kontinuierlich gespeichert. Alle anderen Größen werden diskretisiert. Dabei wird jedoch nicht jede Größe an den selben Punkten gespeichert, wie in Abbildung 3.2 dargestellt ist.

Befindet sich das Teilchen in der Zelle mit den Indizes (j,k) , so wird das zugehörige Magnetfeld in der Mitte dieser Zelle gespeichert. Die für dieses Teilchen relevanten elektrischen Felder werden mittig auf den Kanten der Zelle gespeichert, dabei werden Felder für verschiedene Richtungen auf den entsprechend ausgerichteten Kanten abgelegt. Identisch abgelegt werden die korrespondierenden Ströme. Im Prinzip hat man also nicht ein einziges Gitter, sondern verschiedene Größen werden auf verschiedenen Gittern gespeichert, welche die gleiche Zellgröße haben, aber gegeneinander verschoben sind.

Diese Verschiebung der Diskretisierung wiederholt sich in der Zeitdomäne. Wie bereits beschrieben, sind sowohl Teilcheneigenschaften als auch Felder zu diskreten Zeitpunkten definiert. Es hat sich allerdings bewährt, dass manche Größen um eine halbe Schrittweite gegenüber den Teilchenpositionen verschoben definiert werden, sodass also z.B. x^t aber $v^{t+\Delta t/2}$ definiert ist. Dies macht es möglich, für die Integration der Bewegungsgleichung das „Leap Frog“-Integrationsschema zu

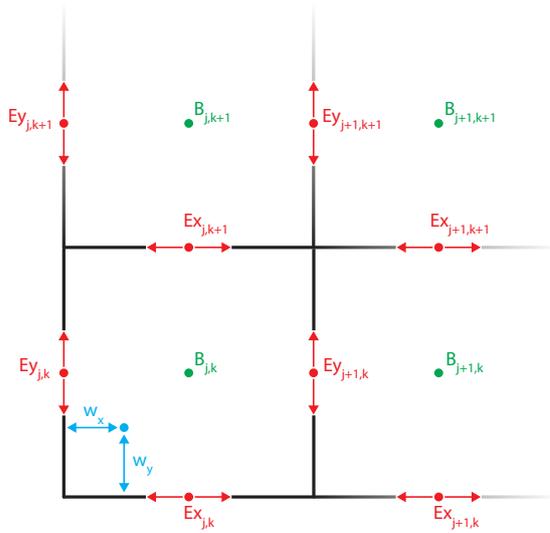


Abbildung 3.2: Definition des Gitters. Die elektrischen Felder (rot) sind auf den Kanten definiert, dabei sind die verschiedenen Dimensionen auf verschiedenen Kanten definiert. Die Ströme (in der Grafik nicht dargestellt) sind genauso definiert. Die magnetischen Felder (grün) sind in den Zellenmitten definiert und stehen senkrecht zur Zeichenebene. In Blau dargestellt sind die Abstände eines Teilchens von den Zellkanten, diese werden auf die Zellgröße normiert.

verwenden, welches ein Verfahren zweiter Ordnung und somit genauer als z.B. das Euler-Verfahren ist. Leap Frog hat außerdem den Vorteil, dass für die Integration kein zusätzlicher Speicher bereit gestellt werden muss. Es macht jedoch eine Interpolation nötig, wenn man z.B. $v^t = (v^{t+\Delta t/2} + v^{t-\Delta t/2})/2$ verwenden muss.

Konkret sind die elektrischen Felder zum selben Zeitpunkt wie die Teilchenpositionen definiert, die magnetischen Felder, die Geschwindigkeiten und die Ströme sind um eine halbe Schrittweite verschoben definiert.

Bewegungsgleichung

Die zu integrierende Bewegungsgleichung ist die Newton-Lorentz-Gleichung

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \vec{F} = q \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right), \quad (3.1)$$

mit $\frac{d}{dt} \vec{x} = \vec{v}$ und dem relativistischen Faktor

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = \sqrt{1 + \left(\frac{u}{c}\right)^2} \quad \vec{u} = \gamma \vec{v}. \quad (3.2)$$

Das elektrische Feld wird dabei von den vier Zellkanten ausgehend an der Position des Teilchens interpoliert, pro Vektorkomponente muss dabei nur zwischen den Werten von zwei Kanten interpoliert werden. Das magnetische Feld wird innerhalb der Zelle als konstant angenommen, sodass es ohne räumliche Interpolation zur Verfügung steht.

Auf Grund der unterschiedlichen Zeitpunkte, zu denen die Größen bekannt sind, kann man den zentralen Differenzenquotienten als

$$\frac{\vec{u}^{t+\Delta t/2} - \vec{u}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{q}{m} \left(\vec{E}^t + \frac{\vec{u}^t}{\gamma^t} \times \vec{B}^t \right) \quad (3.3)$$

schreiben, wobei \vec{u}^t und γ^t jeweils interpolierte Werte sind (s.o.).

Wie oben beschrieben, ist das magnetische Feld eigentlich nicht zum Zeitpunkt t bekannt. Um dieses Problem zu lösen, wird das magnetische Feld pro Iteration in zwei Halbschritten berechnet: zuerst wird der Schritt $B^{t-\Delta/2} \rightarrow B^t$ ausgeführt. Dadurch steht für die Integration der Bewegungsgleichung B^t zur Verfügung. Nachdem diese gelöst wurde wird der zweite Halbschritt für das magnetische Feld $B^t \rightarrow B^{t+\Delta/2}$ ausgeführt. Wie die magnetischen Felder berechnet werden, wird in Abschnitt 3.2.1 beschrieben.

Die Ortsableitung wird zu

$$\frac{\vec{x}^{t+\Delta t} - \vec{x}^t}{\Delta t} = \frac{\vec{u}^{t+\Delta t/2}}{\gamma^{t+\Delta t/2}}. \quad (3.4)$$

Um die Berechnung des Kreuzproduktes zu beschleunigen, kann man ein in [56] vorgestelltes und in [55] zitiertes Schema verwenden, indem zuerst die Hilfsvariable

$$\vec{t}^t = \vec{e}_B \tan\left(\frac{q\Delta t}{2\gamma^t m} B^t\right) \quad (3.5)$$

und anschließend daraus

$$\vec{u}^- = \vec{u}^{t-\Delta t/2} + \frac{q\Delta t \vec{E}^t}{2m} \quad (3.6)$$

$$\vec{u}' = \vec{u}^- + \vec{u}^- \times \vec{t}^t \quad (3.7)$$

$$\vec{u}^+ = \vec{u}^- + \vec{u}' \times \frac{2\vec{t}^t}{1 + \vec{t}^t \cdot \vec{t}^t} \quad (3.8)$$

$$\vec{u}^{t+\Delta t/2} = \vec{u}^+ + \frac{q\Delta t \vec{E}^t}{2m} \quad (3.9)$$

berechnet wird. Dieses Schema ist nicht nur effizient, sondern hat auch den Vorteil, dass die Berechnung von \vec{u}' und \vec{u}^+ eine reine Rotation darstellt, den Betrag der Geschwindigkeit also nicht verändert. Dies geschieht nur bei der Berechnung von \vec{u}^- und $\vec{u}^{t+\Delta/2}$, womit dahingehend korrekt dargestellt wird, dass das Magnetfeld das Plasma nicht heizen kann.

Im vorliegenden PIC-Code ergeben sich noch Vereinfachungen in der Berechnung, welche zur Beschleunigung des Codes führen. Zum einen hat das Magnetfeld in diesem 2D-Code nur eine einzige Komponente (aus der Simulationsebene heraus, $\vec{e}_B = \vec{e}_z$) und zum anderen kann bei allen physikalisch relevanten Parametern bei der Berechnung von \vec{t}^t die Kleinwinkelnäherung verwendet werden, sodass der Tangens nicht berechnet werden muss: Für große a_0 wird auch γ sehr groß und das Argument des Tangens klein. Aber selbst bei moderaterem a_0 bleibt das Argument klein, insbesondere weil dann auch das Magnetfeld kleinere Werte annimmt. Nimmt man z.B. für eine Simulation mit einem $a_0 \approx 0,8$ ein γ von 1 an und setzt

in das Argument das maximal erzielte Magnetfeld ein, ist die Kleinwinkelnäherung für diesen worst case mit einer relativen Abweichung von ca. $1 \cdot 10^{-5}$ noch gültig.

Im Anschluss werden noch die neuen Teilchenpositionen berechnet, dabei ist zu beachten, dass dafür ein neues $\gamma^{t+\Delta t/2}$ verwendet werden muss.

Ströme

Die sich bewegenden Teilchen entsprechen Strömen auf den Kanten des Gitters. Im einfachsten Fall bewegt sich ein Teilchen dabei nur innerhalb einer Zelle und erzeugt damit auch nur Ströme auf den vier Kanten dieser Zelle, oft bewegt es sich jedoch von einer Zelle in eine andere, sodass die Strombeiträge auf mehr Kanten berechnet werden müssen.

Der Beitrag eines Teilchens zum Strom auf einer Kante hängt zum einen davon ab, wie weit sich das Teilchen (projiziert auf diese Kante) bewegt hat und zum anderen davon, wie weit es von dieser Kante entfernt ist. Wie die Entfernungen gemessen werden, ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Diese werden dabei auf die Zellengröße normiert, sind also einheitenlos! Dabei ist jedoch zu beachten, dass, sofern das Teilchen sich nicht genau parallel zu einer Kante bewegt, man die mittlere Entfernung zu dieser verwenden muss. Daher ist der daraus berechnete Strom auch zum Zeitpunkt $t + \Delta t/2$ gültig.

Das heißt, dass z.B. bei einer Bewegung um $\Delta \vec{w} = \vec{w}^{t+\Delta t} - \vec{w}^t$ innerhalb einer Zelle (j,k) der Stromanteil

$$\Delta J_{x,j,k} = \frac{q}{\Delta t} \Delta w_x (1 - \tilde{w}_y) \quad (3.10)$$

$$\Delta J_{y,j,k} = \frac{q}{\Delta t} \Delta w_y (1 - \tilde{w}_x) \quad (3.11)$$

$$\Delta J_{x,j,k+1} = \frac{q}{\Delta t} \Delta w_x \tilde{w}_y \quad (3.12)$$

$$\Delta J_{y,j+1,k} = \frac{q}{\Delta t} \Delta w_y \tilde{w}_x \quad (3.13)$$

beigetragen wird, wobei $\tilde{w}_{x,y} = (w_{x,y}^{t+\Delta t} + w_{x,y}^t)/2$ die mittlere Entfernung von den Kanten darstellt und q die Ladung des Teilchens ist.

Verlässt das Teilchen eine Zelle (siehe dazu Abbildung 3.3), so müssen obige Gleichungen für mehr Kanten angewendet werden. Die entsprechenden w s ergeben sich aus den Strecken, die das Teilchen anteilig in den verschiedenen Zellen zurückgelegt hat. Wechselt es in eine Zelle, die genau vertikal oder horizontal zur Ursprungszelle verschoben ist, muss die Rechnung für sieben Kanten durchgeführt werden, bei Wechsel in eine diagonal verschobene Zelle sind es zehn.

Dieser Algorithmus setzt voraus, dass ein Teilchen sich pro Zeitschritt maximal eine Zelle weit bewegen kann. Ist die zeitliche Schrittweite einmal festgelegt, hat man über die Lichtgeschwindigkeit eine untere Grenze für die Zellgröße.

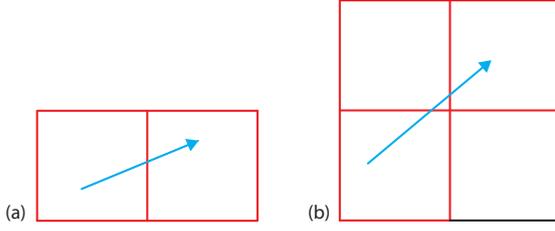


Abbildung 3.3: Bewegung eines Teilchens über Zellengrenzen hinweg. Abbildung (a) zeigt die Bewegung zwischen zwei horizontal benachbarten Zellen (sieben betroffene Kanten), Abbildung (b) die Bewegung zwischen diagonal benachbarten Zellen (zehn Kanten betroffen).

Felder

Vor und nach der Lösung der Bewegungsgleichung wird das magnetische Feld in zwei Halbschritten berechnet, jeweils aus dem Faraday'schen Gesetz

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \times \vec{E}, \quad (3.14)$$

was im vorliegenden 2D-PIC-Code für den ersten Halbschritt zu

$$\frac{B_{z,j,k}^t - B_{z,j,k}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t/2} = - \left(\frac{E_{y,j+1,k}^t - E_{y,j,k}^t}{\Delta x} - \frac{E_{x,j,k+1}^t - E_{x,j,k}^t}{\Delta y} \right) \quad (3.15)$$

wird. Der zweite Halbschritt unterscheidet sich nur im Differenzenquotienten für das Magnetfeld, die rechte Seite der Gleichung ist identisch. Am Ende kennt man das magnetische Feld zum Zeitpunkt $t + \Delta t/2$.

Nachdem der erste Halbschritt des Magnetfelds, die Bewegungsgleichung (inklusive Strömen) und der zweite Halbschritt des Magnetfelds erledigt sind, wird das elektrische Feld mittels des Ampere'schen Gesetzes

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times \vec{B} - \vec{J} \quad (3.16)$$

berechnet.

Diskretisiert wird dies (exemplarisch für eine Komponente) zu

$$\frac{E_{x,j,k}^{t+\Delta t} - E_{x,j,k}^t}{\Delta t} = \frac{B_{z,j,k}^{t+\Delta t/2} - B_{z,j,k-1}^{t+\Delta t/2}}{\Delta y} - J_{x,j,k}^{t+\Delta t/2}. \quad (3.17)$$

Leap Frog

Insbesondere im vorigen Abschnitt wird sehr anschaulich deutlich, was die Verwendung des Leap-Frog-Schemas bedeutet: die elektrischen und magnetischen Felder „überspringen“ sich gegenseitig, da das magnetische Feld mit Hilfe von E^t vom Zeitschritt $t - \Delta t/2$ zum Zeitschritt $t + \Delta t/2$ entwickelt wird, während das elektrische Feld mit Hilfe von $B^{t+\Delta/2}$ vom Zeitschritt t zum Zeitschritt $t + \Delta t$ entwickelt wird.

Dieses Schema hat zum einen den Vorteil, dass man weniger Speicher benötigt, da man jede Größe nur zu einem Zeitpunkt abspeichern muss. Zum anderen ist dieses Schema deutlich genauer als das konzeptionell einfachere Euler-Verfahren, welches auch noch zusätzlichen Speicher benötigen würde.

Auch bei der Integration der Bewegungsgleichung wurde das Leap-Frog-Verfahren verwendet, daher sei anhand einer Teilchenbewegung (hier: harmonischer Oszillator), die Stabilität und Genauigkeit des Verfahrens demonstriert, wie dies z.B. auch in [57] getan wird.

Die Differentialgleichung für den harmonischen Oszillator lautet

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\omega_0^2 x \quad (3.18)$$

und die finiten Differenzen nach Leap-Frog-Schema

$$\frac{x^t - x^{t-\Delta t}}{\Delta t} = v^{t-\Delta/2} \quad (3.19)$$

$$\frac{x^{t+\Delta t} - x^t}{\Delta t} = v^{t+\Delta/2} \quad (3.20)$$

$$\rightarrow \frac{v^{t+\Delta/2} - v^{t-\Delta/2}}{\Delta t} = \frac{x^{t+\Delta t} - 2x^t + x^{t-\Delta t}}{\Delta t^2}. \quad (3.21)$$

Um die Genauigkeit und Stabilität des Verfahrens abzuschätzen, setzt man die diskretisierte Geschwindigkeitsableitung in die Gleichung für den harmonischen Oszillator ein

$$\frac{x^{t+\Delta t} - 2x^t + x^{t-\Delta t}}{\Delta t^2} = -\omega_0^2 x^t, \quad (3.22)$$

und erhält nach einsetzen des Ansatzes $x_t = A \exp(-i\omega t)$ die Gleichung

$$\sin\left(\frac{\omega\Delta t}{2}\right) = \pm \frac{\omega_0\Delta t}{2}. \quad (3.23)$$

Nur für $\omega_0\Delta t \leq 2$ gibt es reelle Lösung, für Werte größer als diesen werden die Lösungen imaginär, was gleichbedeutend mit numerischer Instabilität ist. Es muss also darauf geachtet werden, dass die Diskretisierung fein genug ist, um dies zu vermeiden.

Den Phasenfehler kann man durch eine Taylorentwicklung um $\omega_0\Delta t \ll 1$ berechnen

$$\frac{\omega\Delta t}{2} \approx \frac{\omega_0\Delta t}{2} \left(1 + \frac{1}{6} \left(\frac{\omega_0\Delta t}{2}\right)^2 + \dots\right), \quad (3.24)$$

welche einen quadratischen Fehlerterm aufweist.

3.2.2. Problemspezifische Aspekte

Der hier verwendete PIC-Code weist einige Aspekte auf, die spezifisch für das vorliegende Problem (Interaktion eines Lasers mit einem Plasmagradien) sind. Diese sollen im folgenden beleuchtet werden, auch in Hinblick auf die Änderungen, welche im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen wurden.

Anfängliche Elektronenverteilung

Zu den Startbedingungen des PIC-Codes gehört eine anfängliche Elektronenverteilung, welche dem Plasmagradien entspricht, den man z.B. mittels MULTI-fs errechnet hat. Das heißt, die zufälligen Teilchenpositionen müssen einer definierten Verteilung folgen.

Der flexibelste Ansatz ist, für jedes Teilchen über einen Zufallsgenerator eine Position innerhalb der gesamten Simulationsbox zu bestimmen. Anhand der Entfernung des Teilchens vom Target kann dann, erneut über einen Zufallsgenerator, bestimmt werden, ob das Teilchen – an dieser Stelle – verworfen wird oder in die Anfangsverteilung aufgenommen wird. Ist die Entfernung des Teilchens vom Target l und ist die gewünschte Gradientenlänge L , so wird das Teilchen mit der Wahrscheinlichkeit

$$P(l) = 1 - e^{-\frac{l}{L}} \quad (3.25)$$

verworfen. Geschieht dies, wird die Teilchenposition neu bestimmt, ohne dass das Teilchen zuvor in die Verteilung aufgenommen wurde.

Die Flexibilität wird dadurch deutlich, dass die Wahrscheinlichkeit auch für kompliziertere Plasmabedingungen sehr einfach zu berechnen ist, was zum Beispiel für die Simulation strukturierter Targets von Bedeutung ist. Ein bedeutender Nachteil dieses Verfahrens ist die Effizienz, da für jede übernommene Teilchenposition viele weitere berechnet wurden, nur um sie wieder zu verwerfen. Das Problem kann quantitativ vermindert werden, indem man den Bereich eingrenzt, in dem man überhaupt Teilchenpositionen zulässt, qualitativ ändert das aber nichts an der Effizienz des Algorithmus, insbesondere der Abhängigkeit von der Gradientenlänge (je kürzer der Gradient, desto höher die Wahrscheinlichkeit des Verwerfens) und Größe der Simulationsbox.

Eine andere Methode, die im Rahmen dieser Arbeit implementiert wurde, ist, die inverse Verteilungsfunktion zu berechnen, welche eine Abbildung des Zahlenbereichs $0..1$ auf den Wertebereich der Elektronenverteilung d (z.B. $d(x) = \exp(-x/L)$) darstellt. Dazu berechnet man zuerst die kumulative Verteilungsfunktion

$$D(x) = \frac{\int_a^x d(x') dx'}{\int_a^b d(x') dx'}, \quad (3.26)$$

wobei a und b die Grenzen sind, in denen die Elektronenverteilung gelten soll [57]. $D(x)$ bildet dann den Wertebereich vom $d(x)$ in diesem Parameterbereich auf 0..1 ab. In diesem Fall sind $a = 0$ und $b = \infty$, womit

$$D(x) = 1 - e^{-\frac{x}{L}} \quad (3.27)$$

gilt. Durch Auflösen nach x erhält man die inverse Verteilungsfunktion

$$x = -L \cdot \ln(1 - D). \quad (3.28)$$

Die Teilchenpositionen enthält man nun einfach dadurch, dass man für jedes Teilchen ein per Zufallsgenerator bestimmtes D in die inverse Verteilungsfunktion einsetzt. Dies ergibt sofort eine für den Gradienten gültige Position, wodurch dies für jedes Teilchen genau einmal gemacht werden muss. Diese Methode spart somit nicht nur diverse Wiederholungen, sondern ihre Effizienz ist auch unabhängig von der Gradientenlänge und der Größe der Simulationsbox.

Unabhängig davon, mit welcher Methode die Teilchen initial in der Simulationsbox verteilt werden, muss beachtet werden, dass ein Teilchen in der Zelle für mehrere Elektronen (oder Ionen, falls diese simuliert werden) steht, da ansonsten niemals die Elektronendichten erreicht würden, die in realen Plasmen vorliegen. Man spricht daher statt von Teilchen auch von Makroteilchen. Ein Makroteilchen hat dann natürlich sowohl eine höhere Masse als auch Ladung als ein normales Elektron oder Ion, was bei den Integrationsschritten beachtet werden muss.

Parallelisierung

Alle aktuellen Prozessoren ziehen ihre Rechenleistung nicht nur aus dem Prozessortakt, sondern auch aus der Anzahl an Prozessorkernen, welche bereit stehen, um parallel Aufgaben abzuarbeiten. Für eine optimale Ausnutzung von Rechenleistung ist es daher notwendig, ein Programm so zu schreiben, dass die zu bearbeitenden Probleme in voneinander unabhängige Teilprobleme zerlegt werden, die parallel auf den verschiedenen Prozessorkernen berechnet werden können. Parallel laufende Teilprogramme werden „Threads“ genannt.

Bei der Parallelisierung muss sichergestellt sein, dass niemals zwei Threads gleichzeitig auf den selben Speicherbereich zugreifen, da ansonsten nicht mehr sichergestellt ist, welche Information in diesem Speicherbereich liegt. Sollen zwei Threads z.B. eine Variable jeweils um 1 erhöhen, so wird jeder Thread den Wert der Variable lesen, den Wert um 1 erhöhen und das Ergebnis in die Variable zurück schreiben. Tun die Threads dies strikt nacheinander, ist der Wert der Variable im Anschluss um Zwei erhöht. Laufen die Threads parallel, so kann es sein, dass beide Threads denselben Grundwert aus der Variable lesen und entsprechend auch den gleichen Wert in die Variable zurück schreiben. Somit ist die Variable nur um Eins erhöht.

Um dieses Problem zu vermeiden, wird im PIC-Code das Gitter der Simulationsbox in so viele Streifen eingeteilt, wie es Prozessorkerne gibt und jeder Kern arbeitet nur in „seinem“ Streifen. Dies funktioniert bei der Berechnung der Felder problemlos, lediglich bei der Stromzuweisung muss beachtet werden, dass ein Teilchen aus einem Streifen in einen anderen wechseln kann. Dann könnte es erneut zu einer Kollision zwischen den Threads kommen.

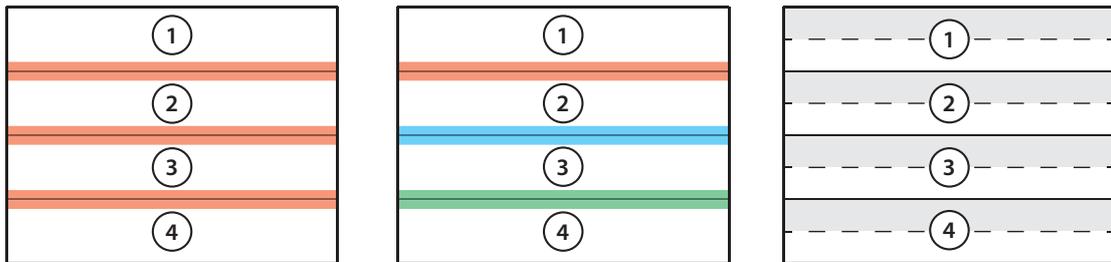


Abbildung 3.4.: Drei Simulationsboxen, die für jeweils vier Threads eingeteilt worden sind. Verschiedene Arten des Lockings: Links werden alle Threads gelockt, sobald ein Teilchen in einen der Übergangsbereiche gerät. In der Mitte wird nur der entsprechende Übergangsbereich gelockt. Rechts werden erst alle oberen Hälften abgearbeitet und anschließend die Unteren, sodass kein Locking notwendig ist.

In der ursprünglichen Version des Codes wurde daher, sobald ein Thread ein Teilchen im Randbereich eines Streifens behandelte, der Schreibzugriff für alle anderen Threads blockiert („Locking“). Dies hatte jedoch den Nachteil, dass mit steigender Prozessorkernanzahl (z.B. in einem Cluster) die Zeit, in der die Threads sich gegenseitig blockierten, immer größer wurden und somit die Geschwindigkeitsgewinne durch mehr Kerne immer geringer wurden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde in Zusammenarbeit mit Dr. Dirk Hemmers daher zuerst ein System eingeführt, das nicht global alle Threads blockiert, sondern in dem für jeden Thread einzeln gespeichert wird, in welchen Randbereich er schreiben darf und in welchen nicht. Somit kann nicht mehr ein einzelner Thread das gesamte Programm blockieren, sondern nur einen Kante von einem anderen Thread. Damit war es möglich, dass die Pausen durch Locking unabhängig wurden von der Anzahl der Kerne und die Performance des PIC-Codes deutlich besser mit der Anzahl der Kerne skalierte.

Ein weiteres Problem bei der Parallelisierung ist, dass Addition und Subtraktion im Rechner nicht kommutativ sind: Nicht-ganzzahlige Werte werden als Fließkommazahlen in Exponentialschreibweise ($m \cdot 10^e$) im Speicher abgelegt. Dabei wird die Mantisse m mit einer bestimmten Genauigkeit (also z.B. 10 Nachkommastellen) gespeichert. Will man zwei solcher Werte addieren, müssen die Exponenten der beiden Werte angeglichen werden, damit man die Mantissen addieren kann. Dabei geht bei einer der beiden Mantissen Genauigkeit verloren und zwar stark abhängig davon, wie unterschiedlich die beiden Zahlen sind, mit denen man rechnet! Auf

diese Weise kann die Reihenfolge von Rechenoperationen darüber entscheiden, wie viel Genauigkeit letzten Endes verloren geht.

Dies wird wichtig, wenn man eine Simulation des PIC-Codes exakt wiederholen möchte. Dies ist prinzipiell möglich, indem man den Zufallsgenerator mit dem gleichen Startwert rechnen lässt. Da es sich nur um Pseudozufallszahlen handelt, werden exakt dieselben Teilchenpositionen und -geschwindigkeiten errechnet, die Simulation liefere identisch ab. Durch unterschiedliche Auslastung der Prozessorkerne durch Drittprozesse (Anti-Virus, Update des Betriebssystem, o.ä.) kann aber nicht garantiert werden, dass die verschiedenen Threads bei jedem Run in der selben Reihenfolge auf die Randbereiche zugreifen. Und damit werden nicht-identische Ergebnisse erzielt.

Um dieses Problem zu beheben, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Aufteilung der Threads entwickelt: Die Streifen werden nochmals in Halbstreifen unterteilt („oben“ / „unten“). Bei der Berechnung der Ströme rechnen dann erst alle Threads ihren jeweiligen oberen, anschließend alle ihren unteren Streifen aus. Da damit die Teilchen, die jeder Thread bearbeitet, von denen des nächsten Threads räumlich durch einen Halbstreifen getrennt sind, braucht man zum einen gar kein Locking mehr und zum anderen ist klar definiert, welcher Thread zuerst auf welchen Randbereich zugreift. Somit kommt der PIC-Code nun nicht nur vollständig ohne Locking aus, sondern jeder Run ist genau reproduzierbar.

Fernfeldtransformation

Um die Ergebnisse des PIC-Codes mit Experimenten zu vergleichen, benötigt man die Ergebnisse am Ort des Beobachters, also z.B. am Spektrometer. Dieser Beobachter ist oft makroskopisch (im Bereich vieler Zentimeter) weit vom Plasma entfernt.

Im PIC-Code kann jedoch nur ein kleiner Bereich in der Nähe des Plasmas simuliert werden. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass für eine präzise und stabile Simulation die Zellen nicht zu groß sein dürfen. So sollte der Plasmagradien, der oft eine Skalenlänge von nur wenigen Nanometern hat, noch korrekt dargestellt werden können. Ein feines Gitter bedeutet jedoch automatisch einen höheren Speicher- und Rechenaufwand, sodass makroskopische Skalen nicht berechnet werden können. Auch würden, wenn man den PIC-Code so lange laufen ließe, dass die Strahlung makroskopische Strecken zurückgelegt hat, Instabilitäten immer größer und die Ergebnisse somit ungenauer werden.

Um die Felder am Ort eines entfernten Beobachters berechnen zu können, bietet es sich daher an, das Kirchhoff-Integral an dieser Stelle zu berechnen [58]. Mit diesem kann man durch Kenntnis der Felder und deren Ableitungen (Ort und Zeit) auf einer ein Volumen V umschließenden Fläche S_1 die Felder auf einer zweiten Fläche S_2 berechnen [25].

Für einen Punkt \vec{x} auf der Oberfläche S_2 zum Zeitpunkt t gilt dann

$$\psi(\vec{x}, t) = \frac{1}{4\pi} \oint_{S_1} \hat{n} \cdot \left[\frac{\nabla_{\vec{x}'} \psi(\vec{x}', t')}{R} - \frac{\vec{R}}{R^3} \psi(\vec{x}', t') - \frac{\vec{R}}{cR^2} \frac{\partial \psi(\vec{x}', t')}{\partial t'} \right] d\vec{x}', \quad (3.29)$$

wobei $\vec{R} = \vec{x} - \vec{x}'$, $R = |\vec{R}|$ und \hat{n} der Einheitsvektor in Normalenrichtung der Oberfläche ist, und \vec{x}' ausschließlich in der Oberfläche S_1 liegt [58]. $t' = t - R/c$ ist die retardierte Zeit. Herauszustellen ist, dass ψ ein skalares Feld ist, entsprechend *einer* Komponente *eines* Feldes ist! Das heißt, dass die Komponenten unabhängig voneinander berechnet werden können.

Im PIC-Code ist die Oberfläche S_1 der Rand der Box. Da die Simulation so angelegt ist, dass heraus laufende Strahlung nur eine Kante passiert, muss auch nur über diese eine Kante integriert werden, alle anderen würden sowieso einen Beitrag von Null ergeben.

In [58] wird beschrieben, wie die Fernfeldberechnung in den PIC-Code integriert werden kann, sodass die Ableitungen „live“ berechnet werden. Dies hat den Vorteil, dass für diese Berechnungen kaum zusätzlicher Speicher benötigt wird, aber den Nachteil, dass man nach Ende der Simulation das Fernfeld nicht an einer anderen Stelle oder zu einer anderen Zeit berechnen kann.

Im von Dr. Dirk Hemmers geschriebenen Code wird daher am Rand der Box (bzw. auf einer definierten Linie in der Box) in jedem Zeitschritt die Information über die Felder und deren Ableitungen aufgezeichnet und gespeichert. Mit diesen Informationen kann man im Nachhinein das Fernfeld an beliebigen Punkten in Raum und Zeit berechnen.

Kapitel 4

Experimenteller Aufbau

4.1. Lasersystem

Das verwendete Lasersystem besteht aus einem kommerziellen Laser der Firma Femtolasers, kombiniert mit weiteren Komponenten zur weiteren Verkürzung der Laserpulse. In Abbildung 4.1 ist das gesamte Lasersystem dargestellt, der kommerzielle Teil ist blau umrandet.

Im kommerziellen Teil des Systems ist zuerst im unteren Drittel ein Titan-Saphir-Oszillator zu finden, der durch einen frequenzverdoppelten Nd:YVO-Laser kontinuierlich gepumpt wird und über Modenkopplung Pulse mit einer Zentralwellenlänge von 790 nm und einer Pulsdauer von 10 fs bei einer Wiederholrate von 80 MHz erzeugt. Die Durchschnittsleistung der vom Oszillator erzeugten Pulse beträgt bis zu 480 mW und somit die Energie pro Puls 6 nJ. Die vom Oszillator erzeugten Pulse werden anschließend durch einen Faraday-Isolator geleitet, um Beschädigungen am Oszillator durch eventuelle Rückreflexe auszuschließen.

Für eine weitere Verstärkung der Pulse wird das von Strickland und Mourou im Jahre 1985 entwickelte Prinzip der „chirped pulse amplification“ verwendet [59]. Dabei wird das Problem, dass bei der Verstärkung von Laserpulsen die beteiligten optischen Bauteile durch zu hohe Intensitäten beschädigt werden können, durch einen „Trick“ umgangen. Der Puls wird zuerst zeitlich gestreckt, womit die Intensität sinkt, dann wird der Puls verstärkt und anschließend wieder zeitlich komprimiert.

Die Streckung des Pulses wird im verwendeten Lasersystem mittels Durchlaufen eines SF57-Glasblocks erreicht. Die Pulse sind danach 5 ps lang. Da man die eingebrachte Dispersion genau kennt, kann man sie nach der Verstärkung wieder rückgängig machen.

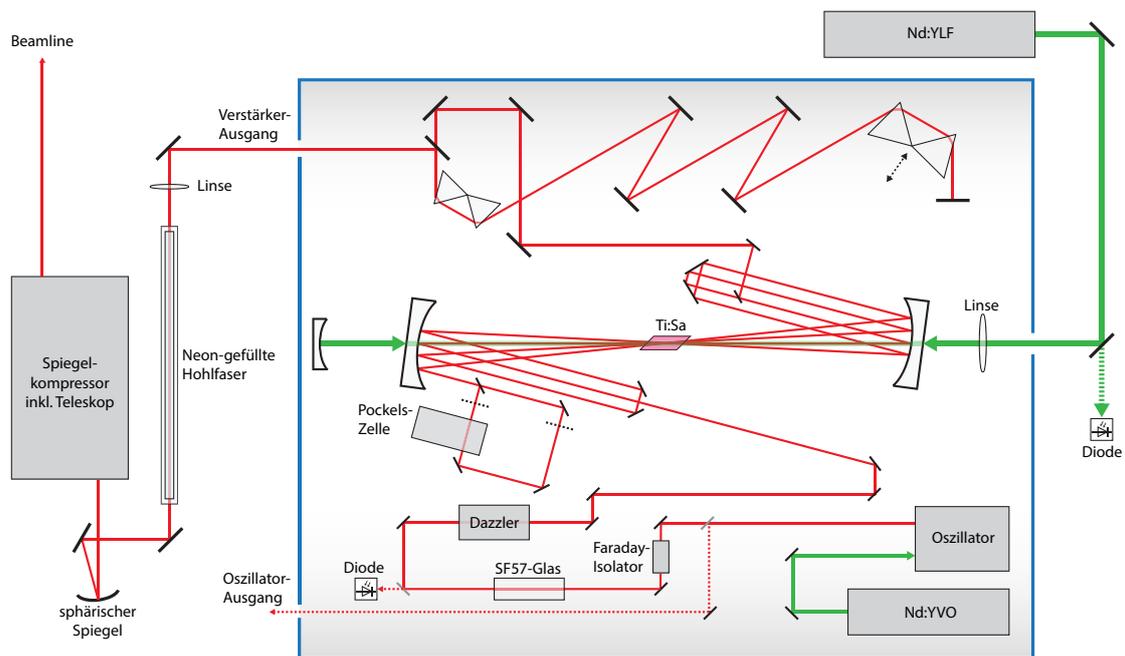


Abbildung 4.1.: Lasersystem zur Erzeugung ultrakurser Laserpulse. Der blau eingegrenzte Bereich markiert ein kommerzielles System der Firma Femtolasers. In diesem Bereich: unten der Ti:Sa-Oszillator (gepumpt von einem frequenzverdoppeltem Nd:YVO-Laser), in der Mitte der Ti:Sa-Multipass-Verstärker (gepumpt von einem Nd:YLF-Laser) und oben der Prismenkompressor. Zur weiteren Kompression werden die Pulse dann in einer mit Neon gefüllten Hohlfaser spektral aufgeweitet und anschließend in einem Spiegelkompressor zeitlich komprimiert. (Original: Thomas Krueger)

Bevor der gestreckte Puls jedoch verstärkt wird, durchläuft er einen „DAZZLER“ genannten akusto-optischen Modulator [60, 61]. Mit diesem System kann die spektrale Phase der Pulse sehr präzise manipuliert werden, was das Erreichen der minimalen Pulsdauer und das Vermeiden von Vor- oder Nachpulsen ermöglicht. Insbesondere wird die Gruppengeschwindigkeitsdispersion des Lasersystems vor-kompensiert.

Nach Durchlaufen des DAZZLERS werden die gestreckten Pulse in einem Titan-Saphir-Kristall verstärkt, der von einem frequenzverdoppeltem Nd:YLF-Laser gepumpt wird. Die Oszillatorpulse durchlaufen den Verstärkerkristall dabei neun Mal, wobei sie nach dem vierten Mal eine Pockelszelle durchlaufen, welche dafür sorgt, dass pro Pumpuls des Pumplasers nur ein Oszillatorpuls den Verstärkerkristall durchläuft. Dafür wird die Pockelszelle mittels einer Diode auf den mit 1 kHz pulsenden Pumplaser getriggert. Der Pumplaser wird mittels einer Linse auf der einen und eines sphärischen Spiegels auf der anderen Seite in den Verstärkerkristall fokussiert.

Nach Durchlaufen der Verstärkerstufe werden die Pulse in einem Prismenkompressor auf eine Pulsdauer von 25 fs komprimiert. Da im Verstärkungsprozess jedoch „gain narrowing“ auftritt, also die Effizienz der Verstärkung abhängig von der Wellenlänge ist und nur bei der Zentralwellenlänge optimal, ist die Bandbreite inzwischen auf 50 nm gefallen. Die Durchschnittsleistung wurde auf 800 mW gesteigert, bei einer Repetitionsrate von 1 kHz erhält man also Pulsenergien von 800 μ J.

Auf Grund der Pulsdauer-Bandbreiten-Beschränkung können die Pulse mit dem kommerziellen Teil des Lasersystems nicht weiter komprimiert werden. Stattdessen werden die Pulse in eine mit Neon gefüllte Hohlleiter fokussiert, was durch Selbstphasenmodulation zu einer spektralen Verbreiterung führt [27]. Der Einfluss der Hohlleiter auf das Laserspektrum ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Die Laserleistung reduziert sich durch den Faser-Durchgang auf 50% des Ausgangswertes. Im finalen Schritt werden die Pulse in einem Spiegelkompressor auf unter 10 fs komprimiert. Dabei wird der in die Faser fokussierte Strahl durch einen sphärischen Spiegel parallelisiert, ein dabei auftretenden Astigmatismus wird dadurch korrigiert, dass man ein im Kompressor befindliches Teleskop ebenfalls schief trifft. Das Teleskop weitet den Strahl auf ca. 64 mm Strahldurchmesser ($4 \cdot w$) auf (genauere Untersuchung siehe 4.2.2), was zum einen die Belastung der nachfolgenden optischen Elemente reduziert und gleichzeitig eine härtere Fokussierung erlaubt. Der Strahl wird durch ein evakuiertes Rohrsystem zu den Targetkammern geleitet, so dass keine Dispersion an Luft stattfindet.

4.1.1. Puls-Charakterisierung

Für die Arbeit mit ultrakurzen Laserpulsen ist es unerlässlich, dass man sowohl die Dauer und Form der Pulse messen als auch das Vorhandensein von Vor- und

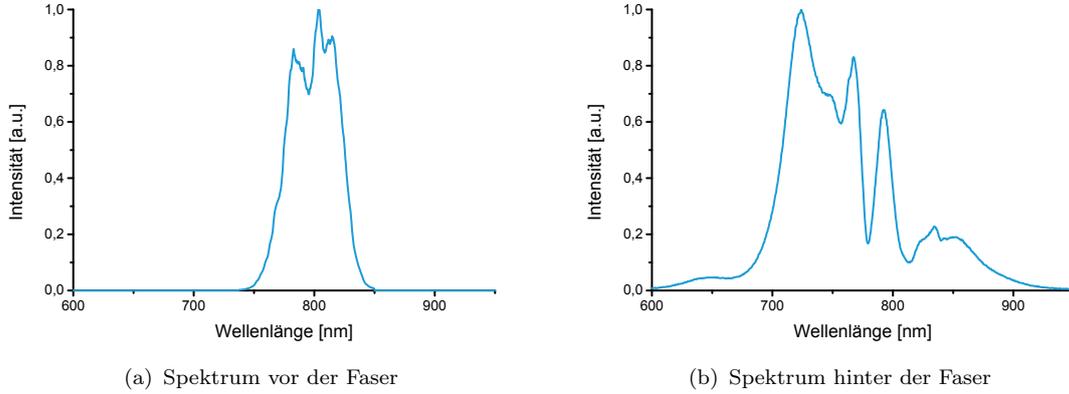


Abbildung 4.2.: Laserspektrum vor (a) und nach (b) Selbstphasenmodulation in einer mit Neon gefüllten Hohlleiter. Der Schwerpunkt des verbreiterten Spektrums liegt bei 759 nm.

Nachpuls feststellen kann, da beides einen großen Einfluss auf die Plasmabildung, zum Beispiel die Ausdehnung des Plasmagradients, hat. Zur Charakterisierung der Laserpulse kamen im Rahmen dieser Arbeit zwei Methoden zum Einsatz: Autokorrelation zweiter Ordnung (untergrundfrei und interferometrisch, [27]) und spektrale Interferometrie („SPIDER“, [62, 63]).

Autokorrelator zweiter Ordnung

Bei einem Autokorrelator wird der Eingangspuls (Feld) $E(t)$ durch einen Strahlteiler in zwei gleiche Pulse $E_1(t) = E_2(t) = E(t)/\sqrt{2}$ aufgeteilt. Beide Pulse werden dann an Umlenkspiegeln reflektiert, passieren anschließend erneut den Strahlteiler und werden dann wieder punktuell oder dauerhaft übereinander gebracht. Dies kann durch rein geometrische Überlagerung der Strahlwege passieren, wie es bei einem Autokorrelator erster Ordnung praktisch immer gemacht wird, oder aber durch das Fokussieren mit einer Linse, wie es zum Beispiel bei einem untergrundfreien Autokorrelator zweiter Ordnung gemacht wird.

Einer der beiden Umlenkspiegel („Verzögerungsspiegel“) ist in jedem Fall verfahrbar, sodass die Pulse zeitlich gegeneinander verschoben werden können. Für eine vollständige Messung wird dieser Spiegel kontinuierlich verschoben und pro Position wird ein Datenpunkt aufgenommen. Dadurch ist dieses Verfahren bereits konzeptionell ein Multi-Shot-Verfahren.

Ein Autokorrelator erster Ordnung misst durch Verfahren des Verzögerungsspiegels auftretende Interferenzerscheinungen. Für die eingebrachte Verzögerung τ ist

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{ges} dt \propto \int_{-\infty}^{\infty} |E_1(t) + E_2(t - \tau)|^2 dt. \quad (4.1)$$

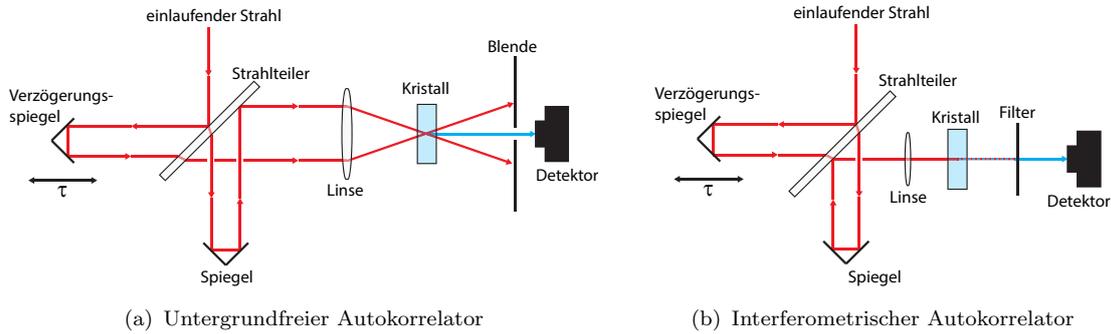


Abbildung 4.3.: Autokorrelatoren zweiter Ordnung. Der einlaufende Strahl wird durch einen Strahlteiler aufgespalten und die Teilstrahlen anschließend erst über Umlenkspiegel (einer verfahrbar) und dann wieder über den Strahlteiler geführt. Beim untergrundfreien Autokorrelator (a) werden die Teilstrahlen schließlich unter einem Winkel in einen nichtlinearen Kristall fokussiert. Beim Interferometrischen (b) werden sie geometrisch übereinander gelegt und so im Kristall überlagert. Beim untergrundfreien Autokorrelator wird das geradeaus laufende Summenfrequenzsignal detektiert, beim Interferometrischen wird ein Filter vorgeschaltet.

Die Interferenzerscheinungen sind jedoch nur ein Maß für die Kohärenzlänge, also die kürzestmögliche Pulsdauer, aber nicht für die tatsächliche Pulsdauer. Erst durch das Einbringen eines nichtlinearen Kristalls und somit der Verwendung eines Autokorrelators zweiter Ordnung kann man Aussagen über die tatsächliche Pulsdauer machen.

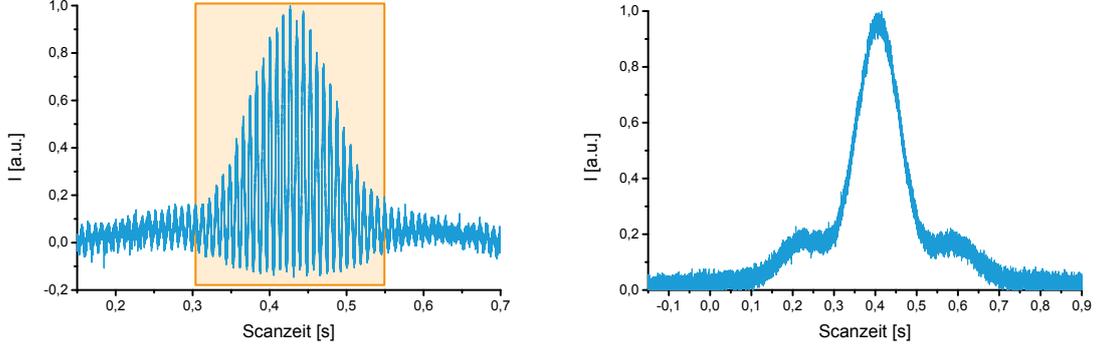
Der nichtlineare Kristall (z.B. BBO oder KDP) in einem Autokorrelator erzeugt die zweite Harmonische des Signals, das elektrische Feld $E_{2\omega}$ des resultierenden Signals ist dabei proportional zum Quadrat des Feldes des einfallenden Signals E_ω . Bei einem interferometrischen Autokorrelator werden die beiden Teilstrahlen gemeinsam, parallel in den Kristall fokussiert und durch Verwendung eines Filters nur die zweite Harmonische detektiert.

Gemessen wird bei der interferometrischen Autokorrelation eine Interferenzstruktur, wie sie in Abbildung 4.4(a) zu sehen ist, und die durch das Verfahren des Verzögerungsspiegels und damit der Verzögerung der beiden Pulse um τ zueinander zu Stande kommt.

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{2\omega}(t, \tau) dt \propto \int_{-\infty}^{\infty} E_{2\omega}(t, \tau)^2 dt \propto \int_{-\infty}^{\infty} (E_\omega(t) + E_\omega(t - \tau))^4 dt \quad (4.2)$$

Die interferometrische Autokorrelation lässt eine gute Abschätzung der Pulsqualität zu, jedoch ist insbesondere bei gechirpten Pulsen die Pulsdauer nur schwer zu bestimmen [27]. Sie eignet sich jedoch hervorragend zur Kalibrierung eines Autokorrelators.

Zur Bestimmung der Pulsdauer mittels eines Autokorrelators muss man eine Kalibrierung durchführen, um die Zeitskala des Autokorrelators in die „echte“



(a) Interferometrische Autokorrelation, orange markiert der zur Kalibrierung verwendete Bereich.

(b) Untergrundfreie Autokorrelation

Abbildung 4.4.: Messungen einer interferometrischen (a) und untergrundfreien (b) Autokorrelation. Die Zeitskalen geben die Scanzeit an und sollten nicht mit der absoluten Zeitskala verwechselt werden. Die Messung fand am Verstärkerausgang, also vor Faser und Spiegelkompressor, statt.

Zeitskala des Pulses umzurechnen. Mittels der interferometrischen Autokorrelation geht dies einfach: Jeder Abstand zwischen den Fringes entspricht auf der Zeitskala des Pulses einem Zeitraum von $\lambda_0/c \approx 2,6$ fs, wobei λ_0 die Wellenlänge des Lasers ist. Die in Abbildung 4.4(a) markierten 28 Abstände umfassen auf der Autokorrelator-Zeitskala 0,2454 s, somit ergibt sich die Kalibrierung des Autokorrelators zu $296,7 \frac{\text{fs}}{\text{s}}$.

Nach der Kalibrierung kann die Pulsdauer mittels der untergrundfreien Autokorrelation (Abb. 4.4(b)) bestimmt werden. Bei dieser werden durch Summenfrequenzerzeugung Photonen in Richtung der Winkelhalbierenden der Eingangspulse emittiert und nur diese Photonen werden detektiert. Dieses Faltungssignal ist dann proportional zum Produkt der beiden Eingangsintensitäten:

$$S(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{2\omega}(t, \tau) dt \propto \int_{-\infty}^{\infty} (E_{\omega}(t) \cdot E_{\omega}(t - \tau))^2 dt = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\omega}(t) \cdot I_{\omega}(t - \tau) dt \quad (4.3)$$

Unter Ausnutzung der Kalibrierung kann man die Pulslänge des Faltungssignals S bestimmen. Um daraus die gewünschte Pulsdauer des eigentlichen Pulses zu ermitteln, muss man eine Pulsform annehmen, da man das „wahre“ Signal nicht kennt, um es entfalten zu können. Unter Annahme einer Gaußschen Pulsform ist die tatsächliche Pulsdauer (FWHM) um einen Faktor $\sqrt{2}$ kleiner als die abgelesene (und umgerechnete) Pulsdauer des Faltungssignals. Für die vorliegende Messung ergibt sich damit eine Pulsdauer von 23,6 fs. Da die Messung am Verstärkerausgang und somit vor Faser und Spiegelkompressor durchgeführt wurde, ist dies in guter Übereinstimmung mit dem zu erwartenden Ergebnis.

Spektrale Interferometrie, SPIDER

Allgemein wird bei der spektralen Interferometrie die Phasendifferenz eines zu vermessenden Pulses zu einem bekannten Referenzpuls bestimmt. Enthält der Referenzpuls das Spektrum des zu vermessenden Pulses, kann die spektrale Phase des zu vermessenden Pulses bestimmt werden und somit dieser charakterisiert werden [64].

Das SPIDER-Verfahren – SPIDER steht für „**S**pectral **P**hase **I**nterferometry for **D**irect **E**lectric **F**ield **R**econstruction“ – eliminiert das Problem, dass man einen Referenzpuls benötigt, dadurch, dass der zu vermessende Puls mit sich selbst referenziert wird. Genauer gesagt wird das spektrale Interferogramm zweier zeitlich und spektral gegeneinander verschobener Repliken des Pulses gemessen [62].

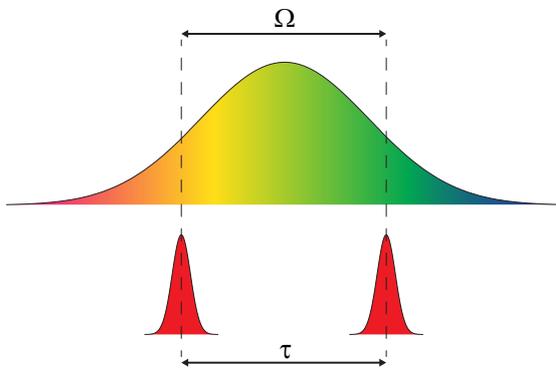


Abbildung 4.5: Frequenzverschiebung beim SPIDER-Verfahren. Durch den starken Chirp des oberen Pulses entspricht die zeitliche Verschiebung der beiden unteren Pulse bei der Summenfrequenzbildung einer spektralen Verschiebung.

Zur Herstellung dieser Repliken wird der zu vermessende Puls in drei Pulse aufgespalten. Zwei davon werden um eine Zeit τ gegeneinander verschoben, während der dritte Puls stark gechirpt wird. Das heißt, dass zu verschiedenen Zeiten verschiedene spektrale Anteile des Pulses auftreten. Der gechirpte Puls ist zeitlich lang gegenüber den beiden anderen Pulsen, außerdem ist der Chirp so stark, dass für die Dauer eines der kurzen Pulse der gechirpte Puls als monochromatisch angenommen werden kann. Bringt man die drei Pulse in einem nichtlinearen Kristall zusammen, findet Summenfrequenzbildung der kurzen Pulse mit den quasimonochromatischen Teilen des langen Pulses statt, sodass diese spektral um eine Frequenz Ω gegeneinander verschoben werden (siehe Abb. 4.5) [64].

Durch die Geometrie, Filter und eine entsprechende Wahl des Messbereichs im Spektrometer wird sichergestellt, dass man nur noch die beiden kurzen, spektral verschobenen Pulse misst und der gechirpte Puls außen vor bleibt. Das Messsignal ist dann

$$S(\omega_c) = |E(\omega)|^2 + |E(\omega + \Omega)|^2 + 2|E(\omega) \cdot E(\omega + \Omega)| \cdot \cos[\Phi_\omega(\omega + \Omega) - \Phi_\omega(\omega) + \omega\tau]. \quad (4.4)$$

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite der Gleichung sind die individuellen Spektren der beiden Pulse, der dritte Term enthält die spektrale Phase als

Phasendifferenz zwischen Phasenkomponenten, die um Ω gegeneinander verschoben sind.

Das gemessene Spektrum wird dann fouriertransformiert, was einen Hauptpeak bei $t = 0$ und zwei Nebenpeaks bei $t = \pm\tau$ ergibt. Der Peak bei $+\tau$ wird mittels eines Supergauß-Filters isoliert, anschließend findet eine inverse Fouriertransformation statt. Dieser kann die Phasendifferenz $\Phi_\omega(\omega + \Omega) - \Phi_\omega(\omega) + \omega\tau$ entnommen werden, aus der der Term $\omega\tau$ einfach herausgerechnet werden kann. Durch Aufsummieren der Phasendifferenzen $\Phi_\omega(\omega + \Omega) - \Phi_\omega(\omega)$ erhält man die spektrale Phase $\Phi(\omega)$. Zusammen mit einem unabhängig gemessenen Spektrum kann der Puls inklusive seiner Vor- und Nachpulse durch weitere Fouriertransformation rekonstruiert werden. Da das SPIDER-Verfahren keinerlei bewegliche Teile enthält, ist es nicht nur sehr robust, sondern auch ein Einzelschuss-Verfahren.

Die Pulsdauer an der Targetkammer konnte mit einem kommerziellen SPIDER-System der Firma Vteon vermessen werden. Die Messung fand in Zusammenarbeit mit Dr. Dirk Hemmers an einer anderen Experimentierkammer statt, die Pulscharakteristik ist jedoch in allen Kammern identisch. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 4.6 zu sehen.

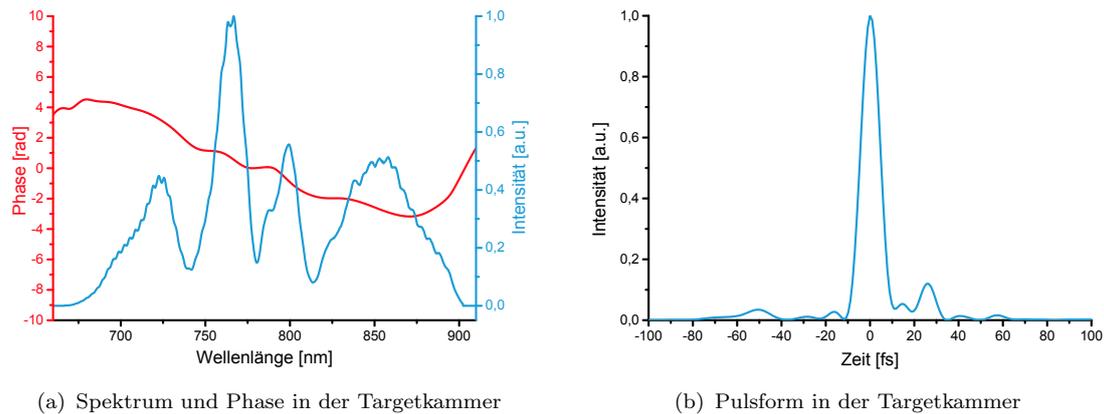


Abbildung 4.6.: Ergebnisse einer SPIDER-Messung an der Targetkammer (in Zusammenarbeit mit Dr. Dirk Hemmers). Links Spektrum und spektrale Phase, rechts der daraus rekonstruierte Puls.

Die spektrale Phase (in Rot im linken Diagramm von Abb. 4.6) ist im wesentlichen dominiert von einem linearen Anteil, welcher die Pulsform nicht verändert, sondern lediglich einer Verschiebung des Pulses im Zeitraum entspricht. Die Abweichungen der Phase von einer Gerade sind gering, weshalb der Puls (rechts in Abb. 4.6) nahe am Optimum des Fourierlimits (Gleichung 2.9) ist. Der Puls hat eine volle Halbwertsbreite von 9,8 fs, nur geringe Vorpulse und einen etwas stärkeren Nachpuls, der für das Experiment jedoch nur derart relevant ist, dass ein Teil der Laserenergie nicht im Haupt-, sondern im Nachpuls ist.

4.2. Experimentierkammer

4.2.1. Aufbau

Die Experimentierkammer wurde kurz vor und während der Erstellung dieser Arbeit aufgebaut. Der Strahl wird über ein evakuiertes Rohrsystem in die ebenfalls evakuierte Kammer eingekoppelt, welche in Abbildung 4.7 schematisch dargestellt ist. In der Kammer trifft er auf eine 90° -off-axis-Parabel mit einer effektiven Brennweite von 76,2 mm.

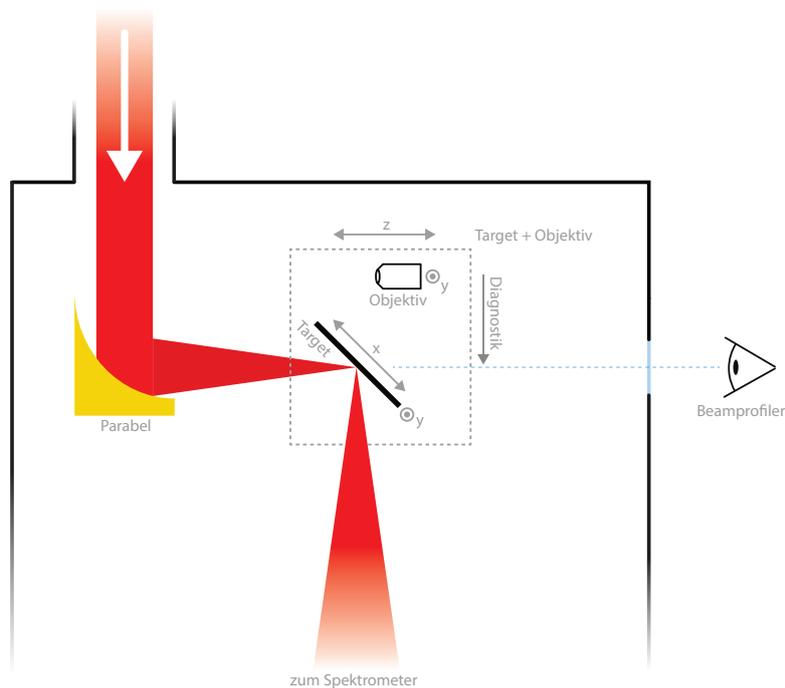


Abbildung 4.7.: Experimentierkammer mit Parabel und dem Ensemble aus Target und Objektiv (graue, gestrichelte Linie), außerhalb der Kammer (hinter einem Fenster) der Beamprofiler.

Die Parabel fokussiert den Laser auf das Target. Der Targethalter wurde so konstruiert, dass das Target entlang der Achsen parallel zur Targetoberfläche verfahren werden kann, dies sind in der Abbildung die x -Achse und die am Target eingezeichnete y -Achse. Es wird dabei penibel darauf geachtet, dass die Achsen korrekt ausgerichtet sind und in der Targetoberfläche liegen, damit beim Verfahren des Targets die Distanz des Fokus zur Targetoberfläche konstant bleibt. Das Verfahren des Targets während des Laserbeschusses stellt sicher, dass der Laser immer eine frische Stelle auf dem Target trifft.

Das Target steht in einem Winkel von 45° zum einfallenden Strahl, sodass die am Target erzeugte Strahlung im rechten Winkel zum einfallenden Strahl emittiert

wird. Die Detektion erfolgt durch das in Abschnitt 4.3 beschriebene, abbildende Spektrometer.

Der Targethalter bietet außerdem die Möglichkeit, das Target während des Experiments aus dem Strahl heraus und stattdessen ein Objektiv zur Abbildung des Fokus hinein zu fahren (Bewegungsrichtung „Diagnostik“ in Abb. 4.7). Damit kann ohne große Verzögerungen bei Bedarf eine Fokusdiagnostik durchgeführt werden, indem der Strahl mittels des Objektivs durch ein Fenster auf einen Beamprofiler abgebildet wird. Ein Öffnen oder gar ein Umbau der Kammer ist nicht erforderlich. Das Objektiv wird entlang einer eigenen y -Achse bewegt, Target und Objektiv teilen sich jedoch eine z -Achse, um das gesamte Ensemble in (oder gegen) Richtung des einfallenden Strahls zu bewegen.

4.2.2. Strahl- und Fokuseigenschaften

Theoretischer Hintergrund

Ein fokussierter Laserstrahl folgt der Gaußschen Strahlenoptik [65]. Von dem Punkt mit dem kleinsten Strahlradius – der Strahltaille w_0 – ausgehend, weitet er sich durch Beugung nach

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad z_0 = \frac{b}{2} \quad (4.5)$$

auf, wobei

$$b = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \quad (4.6)$$

der konfokalen Parameter ist und z_0 die „Rayleigh-Länge“ genannt wird. Das Feld

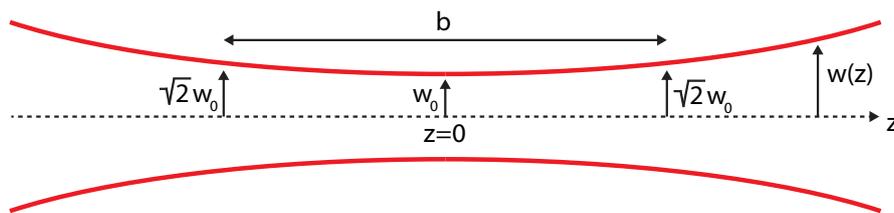


Abbildung 4.8.: Gaußscher Strahlverlauf eines fokussierten Laserstrahls. In der Mitte (bei $z = 0$) befindet sich die Strahltaille, an der der Strahl seinen geringsten Strahlradius w_0 besitzt. Von dort ausgehend weitet er sich aus. In der Entfernung $b/2$ von der Mitte hat sich die Fläche des Strahls verdoppelt.

in radialer Richtung ist dann definiert als

$$E(r,z) = E_0(z) \cdot \exp\left(-\frac{r}{w(z)}\right) \quad (4.7)$$

und die Intensität als $I(r,z) = \frac{\epsilon_0 c}{2} E(r,z)^2$.

Nach [27] hängt die Fokusgröße w_0 neben der Wellenlänge auch von der Blendenzahl der fokussierenden Optik ab. Die Blendenzahl $F_{\#}$ ist dabei der Quotient aus der Brennweite f und dem Strahldurchmesser $4w$ (vor der Fokussierung). Dabei ist w entsprechend obiger Formel so definiert, dass bei $r = w$ die Intensität auf $I(w) = 1/e^2 \cdot I_0 \approx 13\% \cdot I_0$ abgesunken ist. Dann gilt für einen beugungsbegrenzten Fokus:

$$w_0 = \frac{4}{\pi} \cdot \lambda \cdot F_{\#} \quad F_{\#} = \frac{f}{4w} \quad (4.8)$$

Fokussierung

Der Strahldurchmesser vor der Fokussierung wurde in Zusammenarbeit mit F. Gaußmann mittels einer Diode vermessen, welche mittig durch den Strahl gefahren wurde. Es wurde durch ausreichende Filterung sichergestellt, dass die Diodenspannung über den gesamten Strahldurchmesser hinweg proportional zur Intensität des Lasers war. Für die aufgenommene Kurve (Abbildung 4.9) wird mittels eines Gaußfit ein Strahlradius $w = 16$ mm ermittelt. Dabei ist jedoch zu beachten, dass das Strahlprofil visuell nicht rund erscheint. Der Effekt ist jedoch nicht groß und wird daher im Folgenden vernachlässigt.

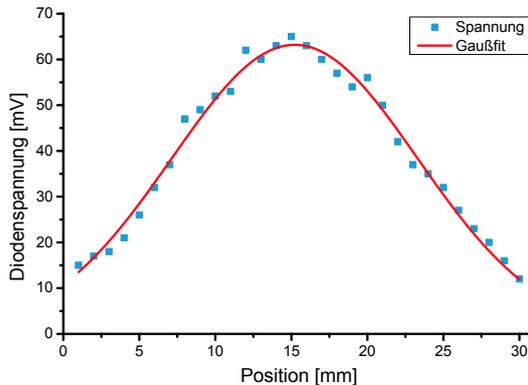


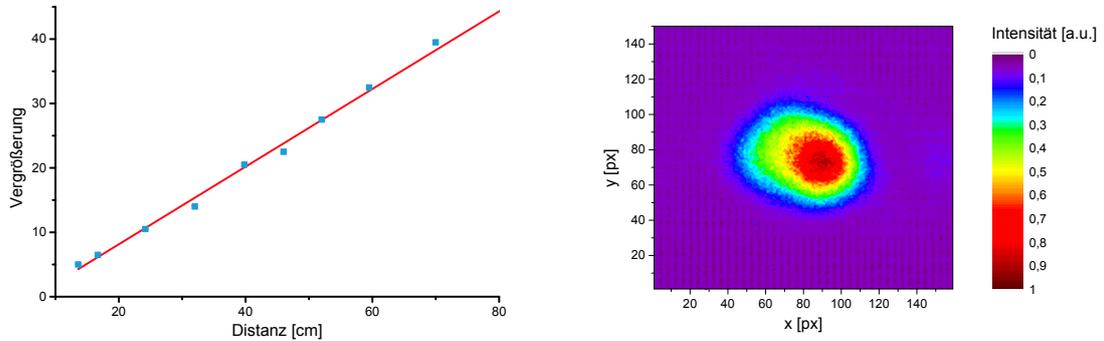
Abbildung 4.9: Vermessung des Strahldurchmessers am Kammereingang mittels einer Diode. Der Gaußfit ergibt einen $1/e^2$ -Radius der Intensität von 16 mm.

Mit diesem Strahldurchmesser ergibt sich die Blendenzahl der Parabel zu $F_{\#} = 1,19$ und damit die beugungsbegrenzte Fokusgröße zu

$$w_0 \gtrsim 1,2 \mu\text{m}. \quad (4.9)$$

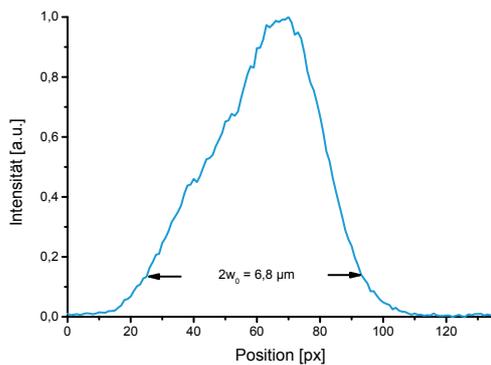
Zur Prüfung des realen Fokus wird ein Objektiv in den Strahlengang gefahren, welches den Strahl durch ein Quarz-Fenster auf eine außerhalb der Kammer stehende CCD-Kamera abbildet (Abb. 4.10 (b)). Zur korrekten Bestimmung der Fokusgröße wurde die Vergrößerung des Objektivs für verschiedene Entfernungen vermessen (Abb. 4.10 (a)). In der im Experiment vorliegenden Entfernung zwischen Objektiv

und Kamerachip wird ein um den Faktor 22 vergrößertes Bild auf den Chip abgebildet. Es wurde außerdem geprüft, dass die numerische Apertur des Objektivs für diese Anwendung ausreichend groß ist.

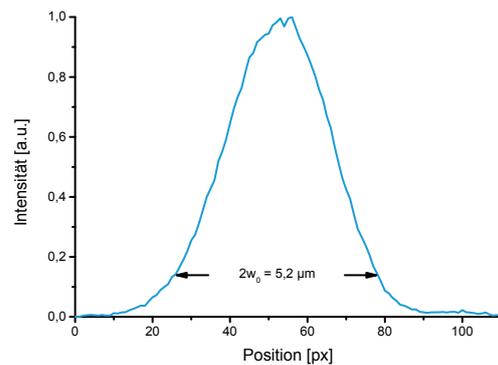


(a) Vergrößerungsfaktor des Objektivs (linearer Fit in rot)

(b) Abbildung auf den CCD-Chip für die beste Fokuseinstellung



(c) Lineout durch Fokus (große Achse)



(d) Lineout durch Fokus (kleine Achse)

Abbildung 4.10.: Aus der Vergrößerung des Objektivs in Teilbild (a) und der Abbildung auf den Chip (b) kann unter Verwendung der Lineouts (c) und (d) die Fokusgröße bestimmt werden.

Da der Fokus nicht perfekt kreisrund ist, macht man getrennt für die kleine und die große Halbachse einen Lineout durch den Fokus (Abb. 4.10 (c) und (d)) und kann dort schließlich den $1/e^2$ -Radius der Intensität ablesen:

$$w_{0,1} = 3,4 \mu\text{m} \quad w_{0,2} = 2,6 \mu\text{m} \quad (4.10)$$

Der Fokus ist damit deutlich nicht beugungsbegrenzt. Im Rahmen dieser Arbeit konnte nicht geklärt werden, weshalb dies so ist. Zu erwähnen ist jedoch, dass an einer anderen Experimentierkammer mit einer anderen Parabel ebenfalls kein beugungsbegrenzter Fokus erreicht werden konnte.

Vermutet wird, dass bereits das Aufweitungsteleskop des Lasers Abbildungsfehler erzeugt, welche mit einer Parabel nicht zu kompensieren sind. Insbesondere

Koma ist hier zu erwähnen, welches nicht nur den Schweif des Fokus erklären würde, sondern auch dazu passt, dass die Komponenten im Teleskop teilweise schräg getroffen werden.

Leistung im Fokus

Hinter der Parabel wird eine Leistung von 180 mW gemessen, was bei einer Repetitionsrate von 1 kHz einer Energie pro Puls von $E_L = 180 \mu\text{J}$ entspricht.

Bezeichnet man mit I_0 das zeitliche und räumliche Maximum der Intensität, so ergibt sich dieses laut [34] bei einer Pulsdauer (FWHM) von $\Delta t = 9,8 \text{ fs}$ zu

$$I_0 = 4 \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi^3}} \cdot \frac{E_L}{w_{0,1} \cdot w_{0,2} \cdot \Delta t} \quad (4.11)$$

$$\approx 1,24 \cdot 10^{17} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$$

Bei diesen Intensitäten spielen Effekte durch relativistische Elektronenbewegung bereits eine Rolle, sodass diese bei Simulationen und anderen Rechnung beachtet werden müssen.

4.3. Spektrometer

4.3.1. Anforderungen

Zur Detektion von Harmonischen, die mit einem nicht- oder schwach-relativistischen Laser erzeugt werden, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Spektrometer entwickelt und gebaut. Dabei waren folgende Anforderungen zu erfüllen:

1. **Abbildung:** Um sowohl eine hohe geometrische Auflösung zu erhalten, als auch um ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis herzustellen, wurde entschieden, dass ein abbildendes Spektrometer verwendet werden soll. Bei den zu erwartenden Wellenlängen musste die Abbildung dabei über Reflexion erfolgen, da die Transmission von Linsen zu schlecht gewesen wäre.
2. **Detektorauswahl:** Die Intensitätsbereiche, in denen die Experimente durchgeführt werden sollten, machten es sehr wahrscheinlich, dass vorwiegend langwelligere Harmonischen erzeugt würden, mit Wellenlängen über 100 nm. Damit war es nicht möglich, zur Filterung des Laserlichts in der nullten und ersten Ordnung einen Metallfilter aus z.B. Aluminium zu verwenden, da dieser auch die zu detektierenden Harmonischen gefiltert hätte.

Eine „geometrische“ Filterung der nullten Ordnung durch Blocken des Lichtes über Einhausungen oder ähnliches wurde nach vorhergehenden Erfahrungen verworfen, da sich dies bereits bei Detektion der dritten Harmonischen

als schwierig darstellte und es durch den kleineren Winkel zwischen nullter und erster Ordnung bei höheren Harmonischen nur aufwändiger wird.

Es kam daher nur ein Detektor in Frage, welcher durch die nullte Beugungsordnung weder beschädigt noch überstrahlt würde.

3. **Modularität:** Auf Grund der vorigen Anforderung wurde entschieden, als Detektor Imaging Plates (s.u.) zu verwenden. Für diese ist ein externes Lesegerät notwendig, sodass eine Imaging Plate nach einer Belichtung aus dem Experiment entfernt, ausgelesen und wieder eingebracht werden muss. Um eine rasche Abfolge von Messungen zu gewährleisten, musste das Spektrometer so konstruiert werden, dass bei diesem Vorgang nicht jedes Mal die gesamte Experimentierkammer belüftet und abgepumpt werden muss.

Für eine Justage des Spektrometers musste außerdem alternativ ein Detektor verwendet werden können, welcher ein Live-Bild möglich macht.

4.3.2. Aufbau

Optik

Die optischen Komponenten des Spektrometers sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Nachdem mit einer Parabel der Laser auf das Target fokussiert wurde, läuft das Signal von dort aus in Richtung Spektrometer. Dort trifft es auf einen schief stehenden sphärischen Spiegel und wird von diesem astigmatisch durch ein Transmissionsgitter auf den Detektor fokussiert.

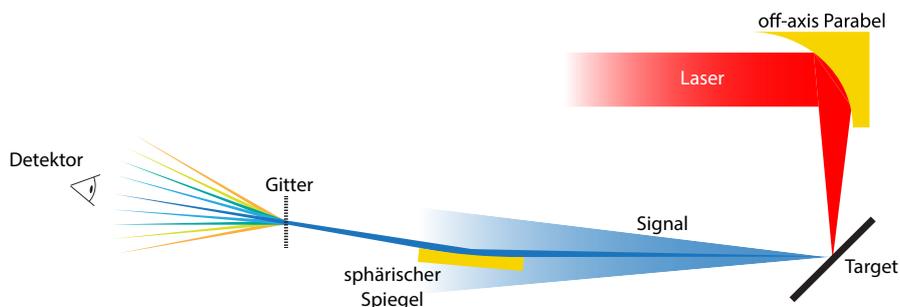


Abbildung 4.11.: Schema für die Fokussierung des Lasers auf das Target und Detektion durch das Spektrometer

Der sphärische Spiegel hat einen Durchmesser von zwei Zoll und einen Krümmungsradius von $R = 5$ m. Er besteht aus einem mit Gold beschichteten Quarzsubstrat. Der Spiegel steht unter einem Winkel von $\Theta_i = 5^\circ$ im Strahl, sodass die projizierte Fläche eine Breite von 4,4 mm und eine Höhe von 50,8 mm hat.

Durch die Schiefstellung erzeugt der Spiegel zwei Brennstriche. Der Winkel wurde so gewählt, dass ein Brennstrich eine Abbildung des Fokus auf den Detektor

ermöglicht. Der meridionale Brennstrich in der Spiegelebene und der sagittale Brennstrich senkrecht dazu haben Brennweiten von

$$f_m = \frac{R \sin \Theta_i}{2} \quad f_s = \frac{R}{2 \sin \Theta_i}, \quad (4.12)$$

wie in [66] beschrieben wird.

Verwendet wird der meridionale Brennstrich mit einer Brennweite von $f_m = 218$ mm. Um eine 1:1-Abbildung zu erreichen, wird der Spiegel in der Entfernung $2 \cdot f_m = 436$ mm vom Fokus und der Bildebene angebracht. Die Brennweite wurde so gewählt, dass der Fokus einerseits noch bequem in der während der Arbeit verwendeten, kleineren Kammer platziert werden konnte und andererseits das Spektrometer ohne große Umbauten auch an einer größeren „Achteckkammer“ verwendet werden kann, dort wäre der Fokus dann fast in der Mitte der Kammer.

Das Gitter ist ein Transmissionsgitter aus Gold mit 1000 Linien/mm. Es steht 256 mm vom sphärischen Spiegel entfernt im Strahl, sodass das an dieser Stelle bereits teil-fokussierte Strahlbündel einen Bereich von 2,6 mm auf dem Gitter ausleuchtet, entsprechend also 2600 Linien.

Mechanik

Das Spektrometer befindet sich fast vollständig außerhalb der Experimentierkammer und wird über einen 100 mm-ISO-LF-Flansch an dieser befestigt. Direkt mit der Kammer verbunden wird ein Wellbalg (in Abbildung 4.12 rot). An diesem befestigt ist ein Rohrstück, daran ein Adapterstück und daran wiederum ein Membranbalg (grün). Durch die Vorgaben aus dem optischen Aufbau des Spektrometers wäre es ohne das Adapterstück, welches einen Versatz macht, nicht möglich gewesen, ausschließlich mit LF100-Material zu arbeiten.

An dem Membranbalg befestigt ist ein Plattenventil und anschließend ein Rohrstück, an dessen Ende sich der Detektor befindet, in der Abbildung z.B. die Imaging Plate an einem Deckel. Durch das Plattenventil kann das Rückteil des Spektrometers vom Rest der Kammer getrennt werden, sodass ein Entfernen des Detektors ohne Belüften der Kammer möglich ist. Für unterschiedliche Detektoren werden dabei unterschiedliche Rohrstücke verwendet, sodass jeder Detektor in der korrekten Fokusdistanz zum sphärischen Spiegel steht. Dies gilt im Rahmen der Fertigungsgenauigkeit der Rohrstücke, welche im Experiment jedoch keine Nachjustage bei Wechsel des Detektors notwendig machte und somit ausreichend gut ist.

Im Zentrum des Membranbalgs steht das Gitter (in Abbildung 4.12 in Gold, links). Durch eine äußere Verstrebung und Stützstruktur ist sicher gestellt, dass der Membranbalg eine konstante Länge behält und ausschließlich eine Krümmung ausführt, in deren Zentrum das Gitter steht. Somit kann der gesamte Detektorteil

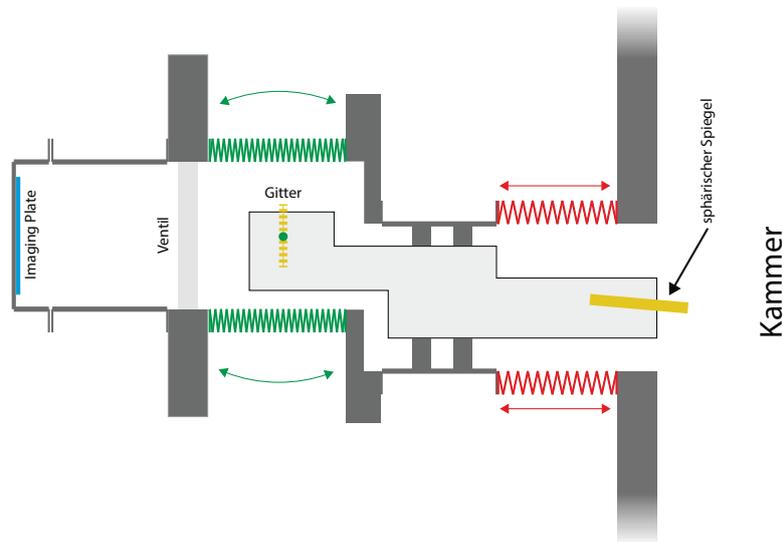


Abbildung 4.12.: Mechanischer Aufbau des Spektrometers. An die Kammer angeflanscht ist ein Wellbalg (rot), anschließend kommen ein Rohrstück und ein Adapterstück. Daran befestigt ist ein Membranbalg (grün) und ein Ventil. Daran ist ein Rohrstück befestigt, abgeschlossen durch einen Deckel, an dem sich die Imaging Plate (blau) befindet. Goldspiegel und -gitter stehen auf derselben Plattform, die starr mit dem ersten Rohr verbunden ist.

des Spektrometers um das Gitter herum gedreht werden, um verschiedene Spektralanteile aufzunehmen, ohne aus dem Fokus des sphärischen Spiegels zu geraten.

Der sphärische Spiegel ist in einem verstellbaren Spiegelhalter befestigt, der es ermöglicht, diesen zu justieren. Dies wird bei belüfteter Kammer mit Hilfe eines Justagelasers gemacht. Es ist jedoch auch notwendig, Justagen von geringem Umfang bei abgepumpter Kammer durchzuführen. Dazu ist der Wellbalg mit drei Gewindevorstellungen versehen, durch die seine Länge und Ausrichtung geändert werden kann. Gitter und Spiegel sind über eine Stahlplattform starr mit dem am Wellbalg befestigten Rohrstück verbunden, sodass eine Verstellung dieses Wellbalgs die Position und den Winkel beider Komponenten verändert. Damit ist diese Art der Justage nicht nur kompliziert, sondern macht auch jedes Mal eine erneute Kalibrierung des Spektrometers notwendig. Die Konstruktion ist jedoch so robust, dass das Spektrometer nach erstmaliger Einrichtung praktisch nie nachjustiert werden musste.

4.3.3. Charakterisierung

Auflösung

Es gibt verschiedene Aspekte, welche die Auflösung des Spektrometers beeinflussen.

1. Die optische bzw. spektrale Auflösung eines Gitters

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \leq m \cdot N \quad (4.13)$$

ist definiert durch die Zahl der ausgeleuchteten Striche N und der Beugungsordnung m [67]. Wie bereits am Ende von Abschnitt 4.3.2 geschrieben, werden durch das konvergente Strahlbündel 2600 Linien ausgeleuchtet. Da nur erste Beugungsordnungen betrachtet werden, ist dies also auch die optische Auflösung. Für die vierte Harmonische ($\lambda \approx 200$ nm) ist dann $\Delta\lambda \geq 0,08$ nm. Für kleinere Wellenlängen wird dieser theoretische Absolutwert noch besser.

2. Die „Dicke“ der Brennstriche bei der Abbildung mittels des sphärischen Spiegels kann nach unten abgeschätzt werden, indem man in die Gleichung 4.8 für die Größe eines beugungsbegrenzten Fokus die in Projektion gesehene Breite des Spiegels von 4,4 mm als Öffnung $4w$ und die in dieser Dimension wirksame Brennweite von 218 mm für f einsetzt. Dann erhält man eine Fokusgröße $w_0 \geq 12,6$ μm für die vierte Harmonische. Für diese entspricht der Wert einer spektralen Breite von (ebenfalls) $\Delta\lambda \geq 0,08$ nm. Für geringere Wellenlängen wird dieser Wert kleiner, da die Fokusgröße kleiner wird.

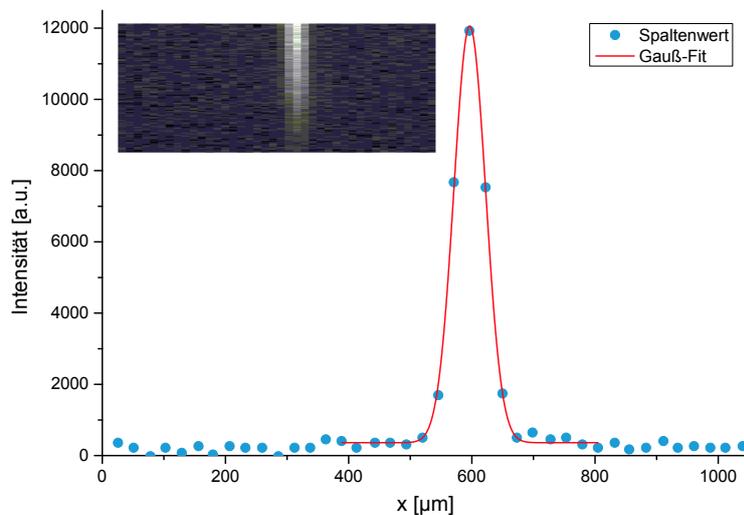


Abbildung 4.13.: Aufnahme und Lineout des durch den sphärischen Spiegel erzeugten Brennstrichs eines Helium-Neon-Lasers auf einer CCD-Kamera. Der Lineout zeigt pro Spalte aufsummierten Pixelwerte. Die nach oben hin stärker werdende Belichtung der Pixel rührt von der Weiterbelichtung des CCD-Chips während der Auslesung her. Entstanden während der Masterarbeit von Florian Laible [68].

Dieser Wert wird nur bei perfekter Justage erreicht, in der Masterarbeit von Herrn Florian Laible [68] konnte jedoch gezeigt werden, dass eine sehr gute

Justage möglich ist. In Abbildung 4.13 ist eine Aufnahme inklusive Lineout zu sehen, welche mittels einer CCD-Kamera vom Typ Andor Newton 920 entstanden ist, die als Detektor am Spektrometer im Einsatz war. Dabei wurde ein Helium-Neon-Laser auf das Target fokussiert und über den sphärischen Spiegel auf die Kamera abgebildet. Um das Diagramm zu erzeugen, wurde pro Spalte im Bild über alle Pixel summiert. Bei der Wellenlänge des Helium-Neon-Lasers von ca. 633 nm wäre ein $w_0 \approx 40 \mu\text{m}$ erreichbar, tatsächlich gemessen wird mittels eines Gaußfits $51 \mu\text{m}$.

3. Läuft - wie im vorliegenden Fall - ein konvergentes Strahlbündel durch ein Gitter, so ändert dieses die Abbildung. Ein schief durch ein Gitter laufender Strahl „sieht“ durch die Projektion eine andere Gitterkonstante als ein Strahl, der gerade hindurch läuft. Ist dieser Strahl kollimiert, ist der Effekt für alle Strahlteile gleich. Bei einem fokussierten Strahl haben aber nicht alle Teile des Strahls denselben Winkel zum Gitter und somit sehen sie auch nicht dieselbe Gitterkonstante. Also werden gleiche Wellenlängen, die an unterschiedlichen Stellen im Strahl sind, unterschiedlich abgelenkt. Dadurch ändert sich die effektive Brennweite der Fokussierung. Es ist daher nicht möglich, den Fokus für alle Wellenlängen korrekt einzustellen. Die Veränderung der Brennweite hat ein Maximum bei etwas über 200 nm und beträgt dort 3 mm. Die daraus resultierende Fleckgröße auf einem Detektor im theoretischen Fokus beträgt ca. $30 \mu\text{m}$, entsprechend einer spektralen Breite von $\Delta\lambda = 0,19 \text{ nm}$. Für größere und kleinere Wellenlängen ist die Abweichung geringer.
4. Das Auslesegerät für die Imaging Plates besitzt eine maximale Auflösung von $50 \mu\text{m}$ entsprechend einer spektralen Breite von $0,31 \text{ nm}$. Dieser Wert ist (in Kleinwinkelnäherung) für alle Wellenlängen konstant.

Für eine worst-case-Abschätzung können die Maximalwerte all dieser Effekte ungewichtet addiert werden, sodass man eine Mindestbreite von $\Delta\lambda_{\text{max}} \approx 0,66 \text{ nm}$ erhält. Es sei darauf hingewiesen, dass bis auf die Pixelgröße alle Ungenauigkeiten für große Wellenlängen abgeschätzt wurden und für Kleinere besser werden. Für kleine Wellenlänge stellt die Pixelgröße folglich den limitierenden Faktor der Auflösung dar, sodass die Mindestbreite nicht unter $0,31 \text{ nm}$ sinken kann.

Sphärischer Spiegel

Der sphärische Spiegel mit einem Durchmesser von zwei Zoll besteht aus einem Quarzsubstrat, welches mit Gold beschichtet wurde. Um die Charakterisierung zu vereinfachen, wurde auf eine Schutzschicht verzichtet, was bei Gold möglich ist, da es an Luft nicht korrodiert.

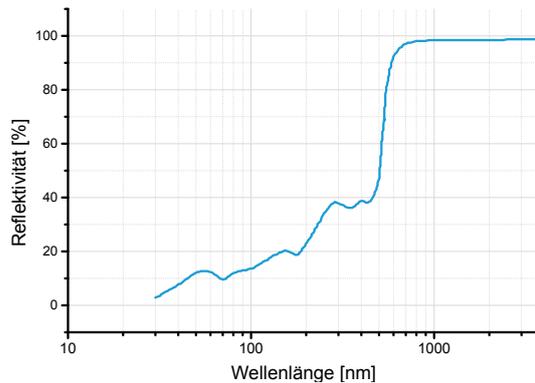
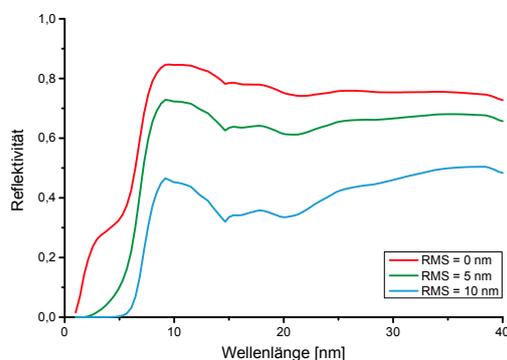
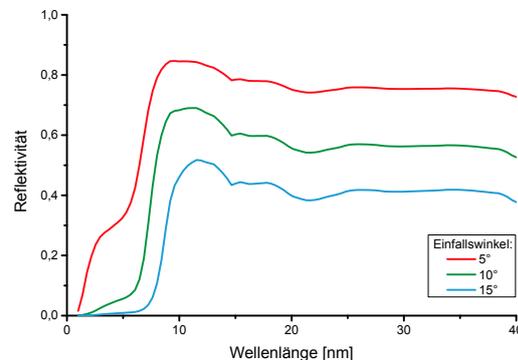


Abbildung 4.14: Reflektivität von Gold bei verschiedenen Wellenlängen und senkrechtem Einfall. Quelle der Vorlage: [69]

Die Reflektivität des Spiegels hängt nicht nur vom Material ab, sondern auch sowohl vom Einfallswinkel als auch von der Oberflächenrauigkeit. Die Reflektivität für Gold im relevanten Wellenlängenbereich ist leider nicht gut dokumentiert, in Abbildung 4.14 ist eine Kurve dargestellt, welche aus einem Diagramm abgelesen wurde [69]. Die Kurve zeigt die Reflektivität von Gold bei senkrechtem Einfall und ohne Angabe der Oberflächenrauigkeit. Weitere Kurven derselben Quelle wurden jedoch unter der Annahme einer perfekten Oberfläche aufgenommen, sodass man davon ausgehen kann, dass dies auch bei dieser Kurve so ist.



(a) Reflektivität bei verschiedenen Oberflächenrauigkeiten und einem Einfallswinkel 5°



(b) Reflektivität bei verschiedenen Winkeln und perfekter Oberfläche

Abbildung 4.15.: Reflektivität von Gold bei p-polarisiertem Einfall [70]

Für Wellenlängen ≤ 40 nm kann man anhand der „Henke-Tabellen“ [70] nachvollziehen, dass die Reflektivität von Oberflächen mit zunehmender Rauigkeit deutlich nachlässt, wie es in Abbildung 4.15(a) dargestellt ist. In [71] wurde die Oberflächenrauigkeit von Planspiegel desselben Herstellers vermessen und je nach Einbeziehung von makroskopischen Strukturen mit $3,12 - 4,26$ nm angegeben. Unter der Annahme, dass Verfahren zur Herstellung von sphärischen Spiegeln ebenfalls nur makroskopische Strukturen erzeugen, kann von einer Oberflächenrauigkeit

von ≤ 5 nm ausgegangen werden.

Außerdem nimmt die Reflektivität mit kleiner werdendem Einfallswinkel auch stark zu (entsprechend der Fresnel-Formeln, z.B. beschrieben in [72]). Anhand der Henke-Tabellen [70] kann dies erneut für Wellenlängen ≤ 40 nm nachvollzogen werden. Wie in Abbildung 4.15(b) zu sehen, können durch einen kleineren Einfallswinkel signifikante Steigerungen der Reflektivität erreicht werden. Im Spektrometer wird der Spiegel unter einem Winkel von 5° getroffen.

Zusammenfassend kann für den Wellenlängenbereich, welcher durch die Henke-Tabellen nicht abgedeckt wird, angenommen werden, dass die Reflektivität auf Grund des geringen Einfallswinkels und der abnehmenden Relevanz von Oberflächenrauigkeit bei zunehmender Wellenlänge höher ist als in Abbildung 4.14 dargestellt. Nicht möglich ist mit den vorliegenden Daten jedoch eine Bestimmung der Effizienz des Spektrometers für diese Wellenlängen und somit auch keine Bestimmung der Effizienz der Harmonischen-Erzeugung.

Image Plate

Image Plates sind Platten mit einer Größe von meistens $20\text{ cm} \times 40\text{ cm}$, welche beweglich und zerteilbar sind. In ihnen sind Barium-Fluorohalid-Kristalle ($\text{BaFBr} : \text{Eu}^{2+}$) eingebettet [73]. Wenn diese Platten ein Photon absorbieren, wird ein Elektron des Eu^{2+} in einen metastabilen Zustand befördert (in Abbildung 4.16 blau dargestellt), indem es in während der Produktion absichtlich eingebrachten Gitterfehlstellen „gefangen“ wird [73].

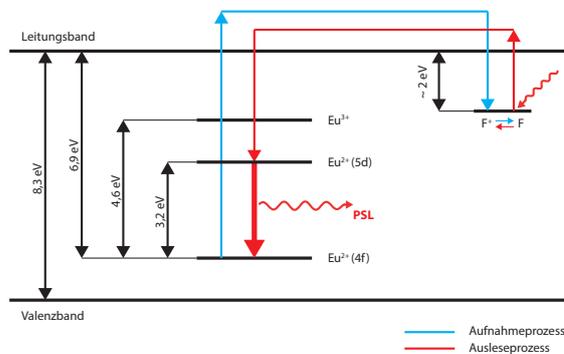


Abbildung 4.16: Energiediagramm von $\text{BaFBr} : \text{Eu}^{2+}$. Der Aufnahmeprozess ist in Blau, der Ausleseprozess inklusive der Stimulation durch ein weiteres Photon in Rot dargestellt [74].

Dieser metastabile Zustand zerfällt mit der Zeit spontan, abhängig von äußeren Bedingungen wie der Temperatur aber auch von der genauen Zusammensetzung der Image Plate. Der Zerfall kann aber auch von außen stimuliert werden, indem man die Image Plate mit einem Helium-Neon-Laser bei ca. 633 nm bestrahlt (in Abbildung 4.16 rot dargestellt). Dieser Prozess nennt sich „photo stimulated luminescence“ (PSL) und wird benutzt, um die Image Plates auszulesen, indem man das Licht detektiert, welches während des Zerfalls ausgesendet wird [74]. Dies passiert in einem separaten Scanner, welcher mit einer Auflösung von $50\ \mu\text{m}$ arbeitet.

Die Sensitivität von Imaging Plates für den relevanten Wellenlängenbereich wurde von Katto et al. in [74] beschrieben. Das entsprechende Messergebnis ist in Abbildung 4.17 zu sehen. Leider ist dieses Ergebnis nicht quantitativ auf die vor-

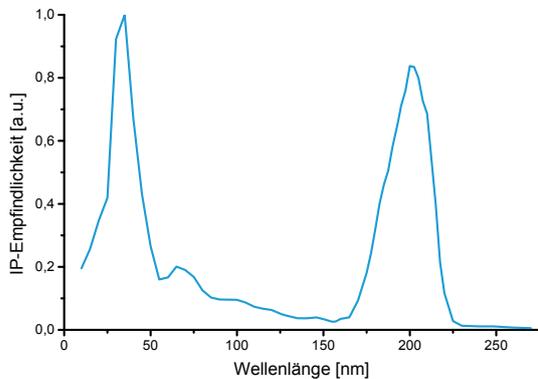


Abbildung 4.17: Sensitivität einer Image Plate aufgetragen über die Wellenlänge. Original veröffentlicht in [74], Rohdaten erhalten per privater Kommunikation.

liegenden Messungen zu übertragen. Die grundsätzlichen Eigenschaften (nämlich die zwei Maxima in der Sensitivität) sind auch in den im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Spektren zu finden, jedoch nicht an den Wellenlängen, wie sie in Abbildung 4.17 zu sehen sind. Die Verschiebung kann zum Beispiel daher rühren, dass die Messungen von Katto et al. aus dem Jahr 1992 stammen und sich die Zusammensetzung der Image Plates seit dem geändert hat. Bereits in [73] wird darüber spekuliert, dass die vom Hersteller nicht veröffentlichte Zusammensetzung die Sensitivität beeinflussen kann.

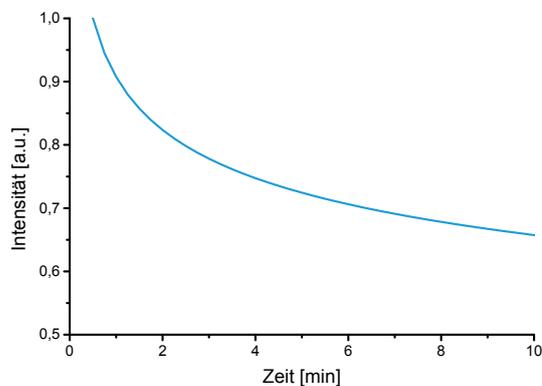


Abbildung 4.18: Signalverlust einer Image Plate bei einer Raumtemperatur von 21 °C aufgetragen gegenüber der Zeit. Berechnet nach einem Fit aus [73].

Qualitative Vergleiche zwischen zwei Messungen werden weiterhin durch den oben erwähnten spontanen Zerfall des metastabilen Zustands erschwert. Der Signalverlust über die Zeit ist anfangs sehr rapide und schwächt sich dann ab, wie in Abbildung 4.18 dargestellt ist.

Da viele äußere Einflüsse, welche den Signalverlust beeinflussen, allen voran die Temperatur, im Labor nicht exakt gemessen werden und ihr Einfluss quantitativ sowieso nicht bekannt ist, wurde darauf verzichtet, die Zeit zwischen Belichtung

und Scan sekundengenau festzuhalten. Der Arbeitsablauf führte jedoch automatisch zu sehr konstanten Zeiten, die mit mehr als drei Minuten auch bereits im eher flachen Bereich des Signalverlusts lagen. Die daraus resultierende Unsicherheit im Signal kann auf unter 10 % abgeschätzt werden.

4.3.4. Kalibrierung

Da weder die Abmessungen des Spektrometers (insbesondere die Entfernung von Gitter zum Detektor) noch die genaue Gitterkonstante bekannt sind, muss das Spektrometer über Emissionslinien kalibriert werden. Dabei vergleicht man das vom Spektrometer aufgenommene Spektrum mit den bekannten Übergangslinien der Elemente, die zum Spektrum beitragen können.

Zur Kalibrierung des Spektrometers wurden die Emissionslinien von Kohlenstoff verwendet, die beim Beschuss eines Targets aus „glasartigem Kohlenstoff“ gemessen wurden. Dieses Target eignet sich besonders zur Kalibrierung, da es aus hochreinem Kohlenstoff besteht und somit bezüglich des Targets nur die Emissionslinien eines Elements, eben des Kohlenstoffs, betrachtet werden müssen. Es kommt jedoch immer vor, dass weitere Elemente, vor allem Restbestandteile der Luft, zu den Spektren beitragen.

Da sich einzelne Linien kaum eindeutig zuordnen lassen, werden Serien von Übergängen betrachtet, also Übergänge mit demselben Grundzustand aber verschiedenen angeregten Zuständen. Man passt dann in der Umrechnung von Pixeln auf Wellenlängen die verwendete Distanz und Gitterkonstante so an, dass die Wellenlängen der Linien insgesamt möglichst geringe Abweichung von der Literatur aufweisen. Es kann dabei helfen, eine besonders deutliche Linie als Anhaltspunkt zu nehmen, was in diesem Fall mit der 38,6 nm-Linie von dreifach ionisiertem Kohlenstoff getan wurde.

Die Serien, die identifiziert werden konnten, sind in Tabelle 4.1 aufgeführt und in Abbildung 4.19 dargestellt. Die verbleibende Abweichung der Messung vom Literaturwert liegt deutlich innerhalb der in Abschnitt 4.3.3 berechneten Toleranzen des Spektrometers.

Es können theoretisch noch weitere Linien auch anderer Elemente zugeordnet werden. Es ist dabei jedoch nicht gelungen, die Serien vollständig wiederzufinden, sodass diese nicht in die Kalibrierung mit aufgenommen wurden.

Auch am neuen Lasersystem PHASER wurden im Rahmen der Masterarbeit von Florian Laible Spektren gemessen und zur Kalibrierung verwendet [68]. Auf Grund der höheren Intensitäten konnten dabei weitere Kohlenstofflinien identifiziert werden, welche obige Kalibrierung bestätigen. Auch sind manche Linien aus der obigen Kalibrierung deutlicher zu sehen. Die Messung eines solchen Spektrums inklusive der gefundenen Linien ist in Abbildung 4.20 dargestellt, die Linien inklusive der Abweichungen vom Literaturwert sind außerdem in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Ion	Übergang	Wellenlänge	Abweichung (Betrag)
C III	$1s^2 2s^2 - 1s^2 2s 2p$	97,7 nm	0,2 nm
C III	$1s^2 2s^2 - 1s^2 2s 3p$	38,6 nm	0,0 nm
C IV	$1s^2 2s - 1s^2 3p$	31,3 nm	0,05 nm
C IV	$1s^2 2s - 1s^2 4p$	24,5 nm	0,25 nm
C IV	$1s^2 2p - 1s^2 3s$	42,0 nm	0,08 nm
C IV	$1s^2 2p - 1s^2 3d$	38,4 nm	0,21 nm
C IV	$1s^2 2p - 1s^2 4d$	28,9 nm	0,12 nm

Tabelle 4.1.: Die drei Serien von Linien, die in Abbildung 4.19 eingezeichnet sind. Aufgelistet ist auch die verbleibende Abweichung der Messung vom Literaturwert (Quelle: [75]).

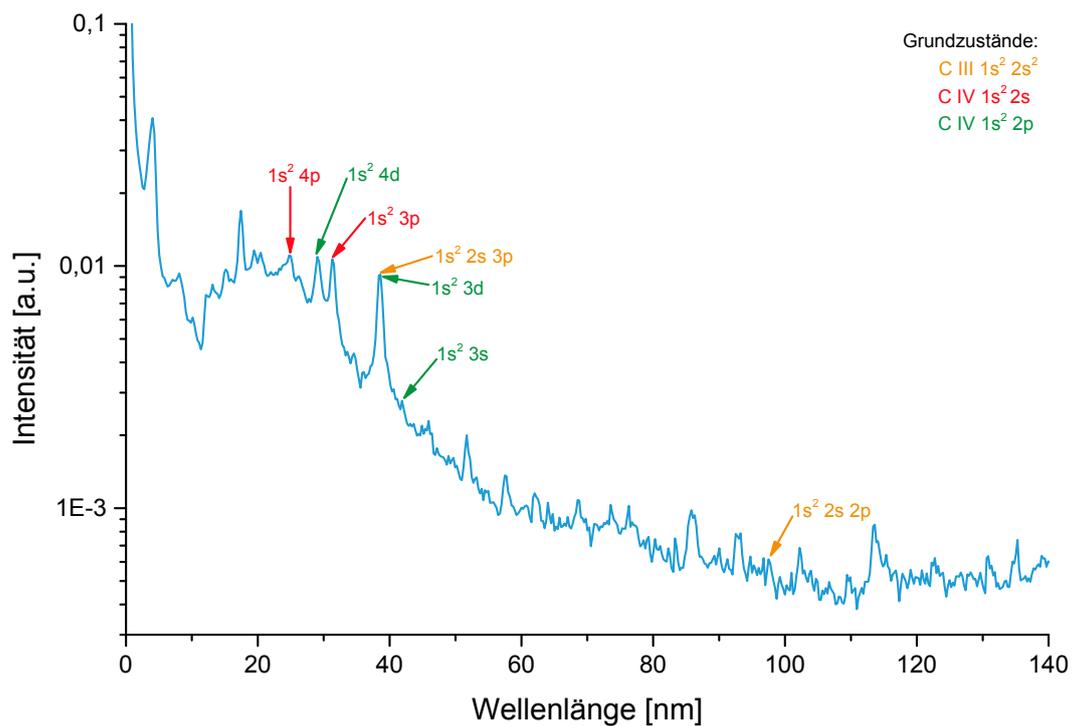


Abbildung 4.19.: Zur Kalibrierung verwendetes Spektrum mit darin markierten Linien. Der Grundzustand der entsprechenden Serie kann dabei der Legende entnommen werden.

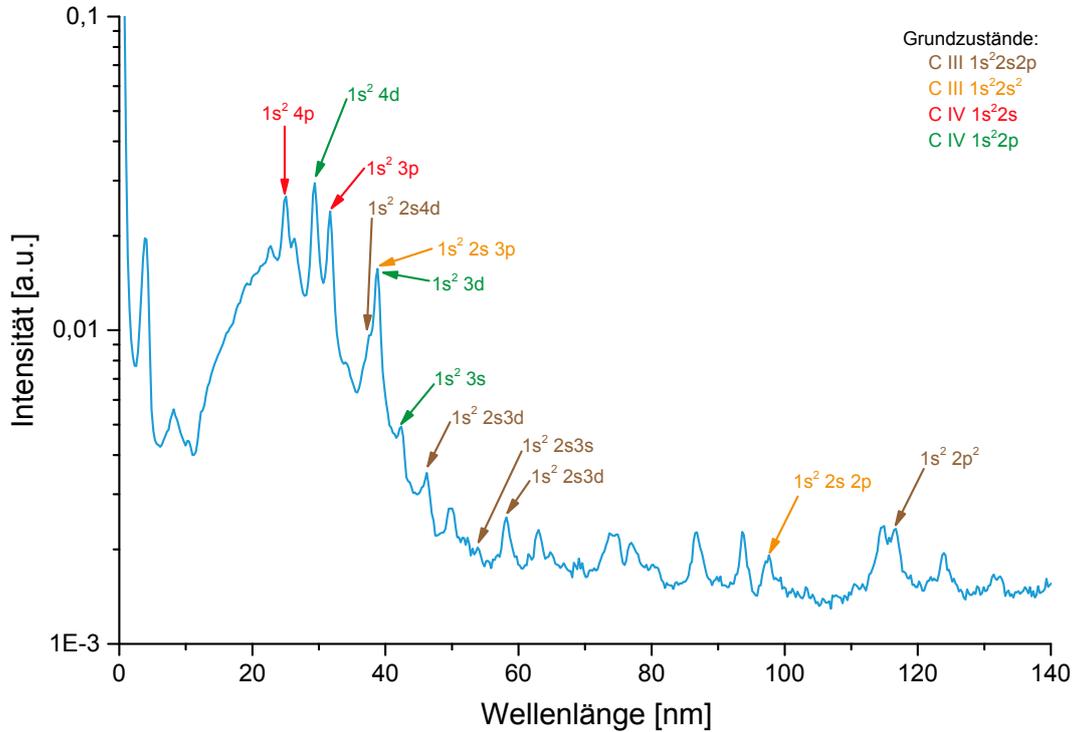


Abbildung 4.20.: Spektrale Kalibrierung am Lasersystem PHASER. Der Grundzustand der entsprechenden Serie kann dabei der Legende entnommen werden.

Ion	Übergang	Wellenlänge	Abweichung (Betrag)
C III	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2p^2$	117,6 nm	0,9 nm
C III	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3s$	53,8 nm	0,1 nm
C III	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3d$	57,4 nm	0,8 nm
C III	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 3d$	46,0 nm	0,2 nm
C III	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 2p$	45,1 nm	-
C III	$1s^2 2s 2p - 1s^2 2s 4d$	37,2 nm	0,3 nm
C III	$1s^2 2s^2 - 1s^2 2s 2p$	97,7 nm	0,1 nm
C III	$1s^2 2s^2 - 1s^2 2s 3p$	38,6 nm	0,1 nm
C IV	$1s^2 2s - 1s^2 3p$	31,3 nm	0,4 nm
C IV	$1s^2 2s - 1s^2 4p$	24,5 nm	0,5 nm
C IV	$1s^2 2p - 1s^2 3s$	42,0 nm	0,3 nm
C IV	$1s^2 2p - 1s^2 3d$	38,4 nm	0,3 nm
C IV	$1s^2 2p - 1s^2 4d$	28,9 nm	0,5 nm

Tabelle 4.2.: Die vier Serien von Linien, die in Abbildung 4.20 eingezeichnet sind. Aufgelistet ist auch die verbleibende Abweichung der Messung vom Literaturwert (Quelle: [75]). Die grau eingetragene Linie konnte im Diagramm nicht zugeordnet werden.

Kapitel 5

Messungen mit sub-relativistischen Intensitäten

Die Untersuchung der Harmonischen wurde mittels einer Reihe von Experimenten mit unterschiedlichem Betrachtungsfokus durchgeführt. Neben dem Vorpulsdelay wurde auch die Targetposition systematisch verändert. Die Ergebnisse dieser Experimente sind in diesem Kapitel dargestellt. Dabei wird zuerst untersucht, wie reproduzierbar die aufgenommenen Spektren sind und wie gut man Spektren, die mit unterschiedlicher Schussanzahl und Belichtungszeit entstanden sind, vergleichen kann. Nach diesen „Vorarbeiten“ wird die Abhängigkeit vom Vorpulsdelay untersucht, um schließlich die Abhängigkeit von der Targetposition zu betrachten.

5.1. Reproduzierbarkeit

Die Reproduzierbarkeit des Experiments wurde untersucht, indem unter identischen Bedingungen drei Spektren mit jeweils 3600 Schuss an glasartigem Kohlenstoff aufgenommen wurden. Diese werden sowohl absolut als auch normiert auf die nullte Ordnung betrachtet. Als Maß für die Reproduzierbarkeit wird die Standardabweichung an verschiedenen Stellen im Spektrum berechnet, welche in Abbildung 5.1 durch Pfeile markiert sind.

Die Unterscheidung zwischen absoluten und normierten Werten wird aus dem Grunde vorgenommen, dass Schwankungen zum Beispiel in der Belichtungszeit oder der Laserleistung zwar den Absolutwert beeinflussen, sich jedoch bei moderaten Abweichungen, welche die Physik nicht ändern, nicht auf die Relation zwischen nullter Ordnung und dem Rest des Spektrums auswirken und somit in einem normierten Spektrum nicht oder nur sehr wenig auffallen.

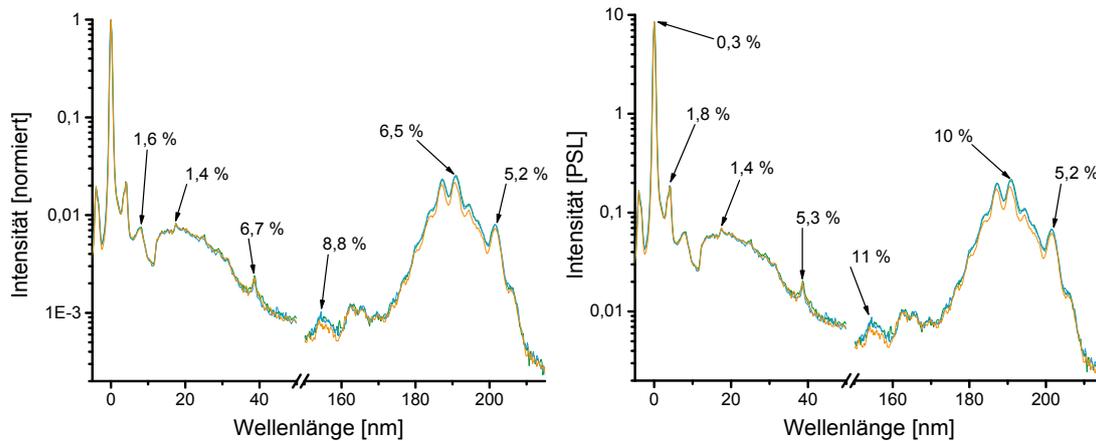


Abbildung 5.1.: Spektren für den Beschuss von glasartigem Kohlenstoff, gemittelt jeweils über 3600 Schuss. In beiden Diagrammen sind dieselben drei Spektren abgebildet. Im linken Diagramm wurde auf die nullte Ordnung normiert, während das rechte Diagramm absolute Werte in PSL zeigt. Die Prozentangaben sind die Standardabweichungen an den markierten Stellen.

Es zeigt sich, dass die Standardabweichung zu kleinen Wellenlängen hin kleiner als zu großen ist. Dies kann daran liegen, dass in diesem Bereich die Strahlung durch Emissionslinien dominiert wird, welche nicht so empfindlich auf die Änderung von Parametern wie Laserleistung und Fokusposition reagieren, was bei der Strahlung durch Harmonische (zu erwarten bei längeren Wellenlängen) eher die Erfahrung ist. Bei den folgenden Auswertungen wird daher auch eine nur aus den drei größten Standardabweichungen berechnete, gemittelte Standardabweichung von knapp 7 % (normiert) bzw. 9 % (absolut) angenommen.

5.2. Vergleichbarkeit von Messungen unterschiedlicher Belichtungszeit

Im Folgenden werden manchmal auch Messungen verglichen, die mit unterschiedlicher Belichtungszeit und damit Schussanzahl entstanden sind. Um Vergleichbarkeit herzustellen, werden diese auf die nullte Ordnung normiert. Dies funktioniert aber nur dann, wenn man sicher ist, dass die Intensität in der nullten Ordnung linear mit der Belichtungszeit skaliert.

Dies ist offensichtlich nicht mehr der Fall, wenn man die Image Plate überbelichtet. In allen Messungen wurde sichergestellt, dass dies nicht passiert.

Ein weiterer Einfluss ist jedoch das Infrarotlicht des Lasers, welches die Imaging Plate in der nullten Ordnung trifft und diese – analog zum Ausleseprozess – zu einem gewissen Anteil löscht. Im Folgenden wird als „Sättigung“ die Differenz zwischen dem Signal, welches gemessen (ausgelesen) wird und jenem, das die Imaging

Plate „in Wahrheit“ getroffen hat (und teilweise gelöscht wurde) bezeichnet.

Mit dem Signal eines einzelnen Pulses s und einer Löschrates r berechnet sich das gemessene Gesamtsignal für n Pulse als geometrischen Reihe

$$S_n = s \cdot \sum_{i=0}^{n-1} (1-r)^i = s \cdot \frac{1 - (1-r)^n}{r}. \quad (5.1)$$

Vergleicht man nun zwei Messungen unterschiedlicher Belichtungszeit, kann man die Löschrates bestimmen. Dies wurde mit einer Messung über 3600 Schuss und einer viermal so langen Messung über 14400 Schuss getan, bei denen das Signal in der nullten Ordnung mit 16,8 PSL bzw. 57,5 PSL (\approx Faktor 3,4) gemessen wurde.

Die Löschrates pro Schuss ergibt sich damit zu

$$r \approx 3 \cdot 10^{-5} \quad (5.2)$$

an diesem Lasersystem und dieser Experimentierkammer. Dies bedeutet, dass bei 3600 Schuss kaum Sättigung eintritt (ca. 5%), bei 14400 Schuss diese aber nicht mehr zu vernachlässigen ist (ca. 19%).

Zur Kontrolle wurde die erste Ordnung an der Stelle der C-III-Linie bei 38,6 nm ausgewertet. Da dort kein Laserlicht auftritt, findet dort keine Löschung statt. Die Auswertung ergab 0,016 PSL für 3600 Schuss und 0,062 PSL für 14400 Schuss, sodass ohne die Löschung des Lasers das gemessene Signal bei Vervierfachung der Belichtungszeit um einen Faktor 3,9 größer wird. Die geringe Abweichung vom theoretischen Faktor 4,0 kann durch Schwankungen der Laserleistung während der Belichtungszeit von immerhin 24 Minuten erklärt werden.

5.3. Abhängigkeit vom Vorpulsdelay

Während der Experimente zeigte sich, dass durch die geringe Laserleistung und den guten Kontrast beim Auftreffen des Hauptpulses zu wenig Vorplasma vorhanden war, als dass die Erzeugung der Harmonischen effizient funktioniert hätte. Es wurde daher absichtlich ein Vorpuls eingebracht.

5.3.1. Einsatz von Vorpulsen

In den vorliegenden Experimenten wurde der Vorpuls mittels des DAZZLERS erzeugt. Gegenüber einer mechanisch-optischen Delay-Line mit Strahlteilern hat dies den Vorteil, dass Vor- und Hauptpuls automatisch den identischen Strahlweg laufen, ohne dass aufwändige Justagen notwendig wären.

Beim DAZZLER kann über die Steuersoftware eine Vorpulsstärke und ein Vorpulsdelay eingestellt werden. Die Stärke bezieht sich dabei auf die akustische Welle, welche durch den DAZZLER läuft. Laut Tournois [60] ist das Feld des gebeugten

Signals proportional zu dieser Welle. Daher wird für eine Vorpulsstärke von 10 % eine *Intensität* in der Größenordnung von 1 % erwartet.

Um genauer zu bestimmen, wie das Verhältnis von eingestelltem und realem Vorpuls aussieht, wurde zusammen mit Dr. Toma Toncian eine Vorpulsmessung mittels eines WIZZLERS¹ durchgeführt. Dabei wurde ein Delay von 200 fs und eine Stärke von 10 % eingestellt.

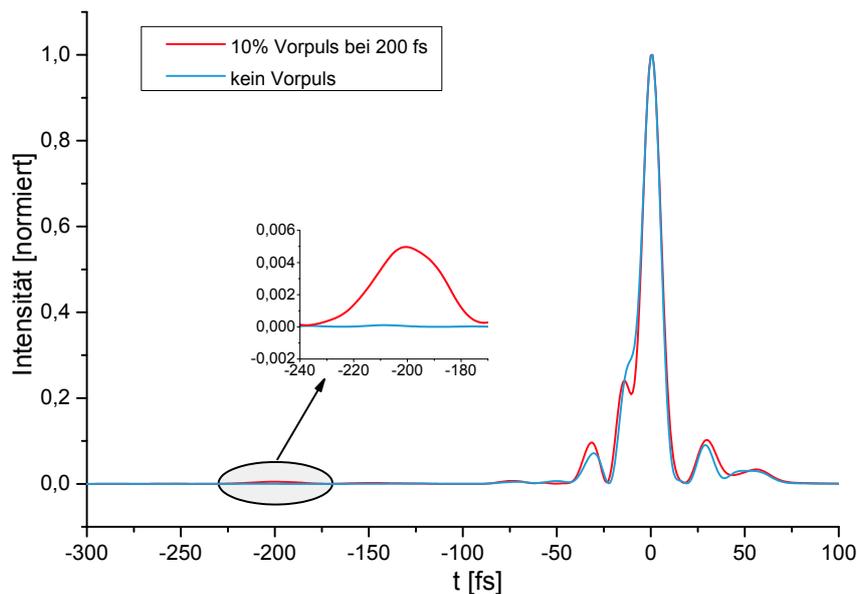


Abbildung 5.2.: Messung des Vorpulses bei Einstellung von 10% Stärke und 200 fs Delay im DAZZLER.

Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 5.2 zu sehen. Der Vorpuls hat eine Spitzenintensität von 0,5 % der Hauptpulsintensität. Zu sehen ist ebenfalls, dass der Vorpuls exakt 200 fs vor dem Hauptpuls eintrifft. Da der Vorpuls in der Faser keine Selbstphasenmodulation erfährt und somit spektral nicht breit wird, wird er auch nicht komprimiert und ist daher ca. 30 fs lang. Der Hauptpuls selber wird jedoch komprimiert, sodass das Intensitätsverhältnis nicht den erwarteten 1 % entspricht. Die enthaltene Energie beträgt 1 % der Gesamtenergie.

¹WIZZLER ist der Markenname der Firma FASTLITE für eine Technik zur Pulscharakterisierung mittels „Self-Referenced Spectral Interferometry“ (SRSI). Das Verfahren erzeugt durch einen nicht-linearen Effekt dritter Ordnung (XPW) in einem einzigen Strahlweg Replikas des zu vermessenden Pulses und überlagert diese mit dem Hauptpuls. Es ist daher nahezu justagefrei. Weitere Informationen in [76].

5.3.2. Spektrum unter optimalen Bedingungen

Es wurde eine Serie von Experimenten durchgeführt, um die optimalen Vorpulseinstellungen zur Erzeugung von Harmonischen festzustellen. Das Spektrum mit den höchsten Harmonischen konnte mittels eines Vorpulses von 10 % (DAZZLER) bei einem Delay von 600 fs erzielt werden. In dieser Konfiguration wurde eine Langzeitbelichtung über 14400 Schuss aufgenommen, deren Ergebnis in Abbildung 5.3 als Scan und in Abbildung 5.4 als Spektrum dargestellt ist, das jedoch auf den relevanten Spektralbereich eingeschränkt wurde.

In der Abbildung ist das astigmatisch fokussierte Licht zu erkennen. Dunklere Bereiche sind dabei stärker belichtet. Im linken Teil des Bildes ist die nullte Ordnung zu erkennen, der breite dunkle Bereich im rechten Teil des Bildes entspricht dem Empfindlichkeitsmaximum der Image Plate bei ca. 200 nm, was mit der vierten Harmonischen zusammenfällt. Ganz rechts erscheint sehr viel schwächer die eigentlich stärkere dritte Harmonische, die jedoch in der niedrigen Effizienz der Image Plate „untergeht“. Die teilweise sichtbaren waagerechten Streifen sind durch ein ungleichmäßiges Einziehen der Image Plate in den Scanner bedingt.

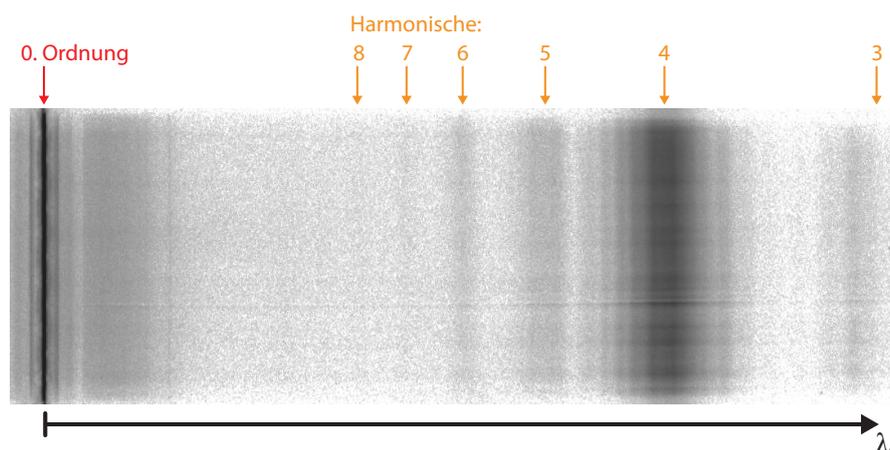


Abbildung 5.3.: Image-Plate-Scan, der für das Spektrum im Abb. 5.4 ausgewertet wurde. Das Bild ist logarithmiert und für die Darstellung in dieser Arbeit wurden Helligkeit und Kontrast angepasst.

Um die theoretische Position der Harmonischen im Spektrum zu bestimmen, ist es notwendig, die Wellenlänge der Grundwelle zu kennen. Der Laser hat jedoch ein sehr breites Spektrum (siehe Abb. 4.2), das von Tag zu Tag unterschiedlich ist, abhängig von zum Beispiel der Justage der Hohlleiter oder dem Alter des Gases in der Hohlleiter. Die Grundwellenlänge wurde daher so bestimmt, dass mittels eines Gaußfits die Zentralwellenlänge der sechsten Harmonischen bestimmt wurde ($127,5 \text{ nm} \pm 0,9 \text{ nm}$) und anschließend daraus die Grundwellenlänge. Diese ergab sich somit zu $765 \text{ nm} \pm 5,4 \text{ nm}$. Dabei ist die Unsicherheit jedoch nicht durch den Gaußfit, sondern durch den maximalen Fehler der Kalibrierung gegeben. Die

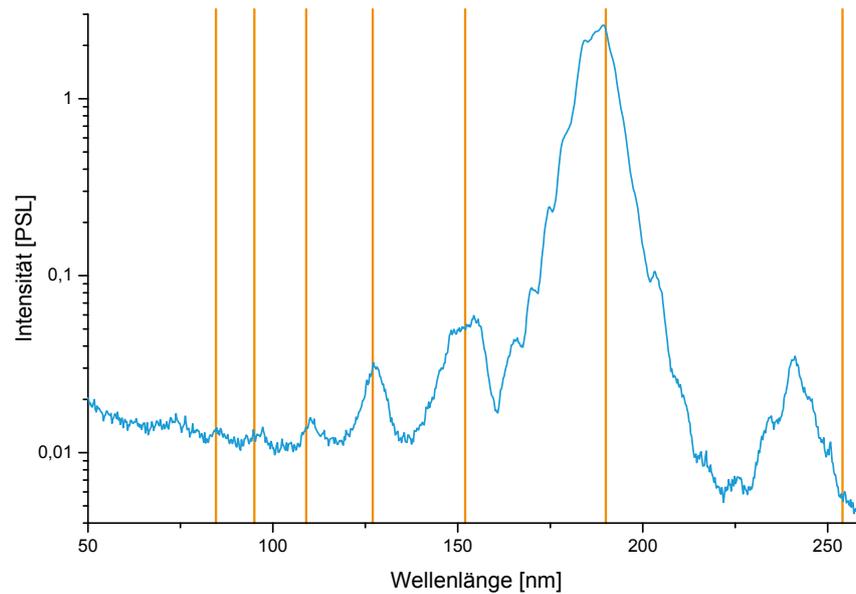


Abbildung 5.4.: Harmonischen-Spektrum: Integration über 14400 Schüsse bei einem Vorpuls von 10 % (DAZZLER) in einem Abstand von 600 fs zum Hauptpuls. Orange markiert sind die Position der dritten bis neunten Harmonischen von 765 nm. Gewonnen aus den Rohdaten zu Abb. 5.3 mittels der in Abschnitt 4.3.4 vorgestellten Kalibrierung.

ermittelte Wellenlänge liegt nahe am Schwerpunkt des Spektrums in Abbildung 4.2 von 759 nm, die Abweichung kann durch Tagesschwankungen erklärt werden. In Abbildung 5.4 sind in Orange die theoretischen Positionen der dritten bis neunten Harmonischen für eine Grundwellenlänge von 765 nm markiert.

Das Signal zwischen 225 nm und 250 nm ist sehr wahrscheinlich die Flanke der dritten Harmonischen, deren Restsignal von der Image Plate nicht mehr detektiert wird, da ihre Empfindlichkeit zu noch größeren Wellenlängen hin praktisch Null wird. Die Intensität und Breite des Signals bei der vierten Harmonischen (ca. 190 nm) ist wiederum durch eine extrem hohe Empfindlichkeit der Image Plate in diesem spektralen Bereich zu erklären, wie in Abschnitt 4.3.3 dargestellt.

Die sechste Harmonische wird effizient erzeugt und ist klar abgegrenzt von den umliegenden Harmonischen, was bei der fünften Harmonischen zum Beispiel nicht der Fall ist. Daher wird die sechste Harmonische für weitere Untersuchungen herangezogen.

5.3.3. Variation des Vorpuls-Delays

Um die Abhängigkeit der Harmonischenerzeugung von der Skalenlänge des Plasmas zu untersuchen, wird das Delay des Vorpulses variiert. Die Effizienz der Erzeugung wird anhand der sechsten Harmonischen gemessen, deren Intensität auf

die der nullten Ordnung normiert wird.

Um die Intensität korrekt gegenüber dem Untergrund zu bestimmen, wird die sechste Harmonische in jedem Spektrum durch die Funktion

$$I = I_0 + I_1 \cdot (\lambda - \lambda_0) + I_H \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{w}\right)^2\right) \quad (5.3)$$

gefittet (siehe als Beispiel Abbildung 5.5), was einer Gaußkurve mit einem konstanten und einem linear vom Abstand zur Zentralwellenlänge abhängigen Untergrund entspricht. Die Spitzenintensität der sechsten Harmonischen oberhalb dieses Untergrundes ist die Amplitude I_H . Der Fehler für jeden Datenpunkt wird abgeschätzt, indem jeweils der in Abschnitt 5.1 bestimmte Fehler quadratisch mit dem Fit-Fehler addiert wird.

Das Umrechnen der Delays der Vorpulse in Plasmaskalenlängen ist nicht einfach möglich, sondern erfordert den Vergleich mit Simulationen. Die Gründe dafür werden in Abschnitt 6.1 dargestellt, während die letzten Endes erfolgte Umrechnung in Abschnitt 6.2.4 erklärt wird.

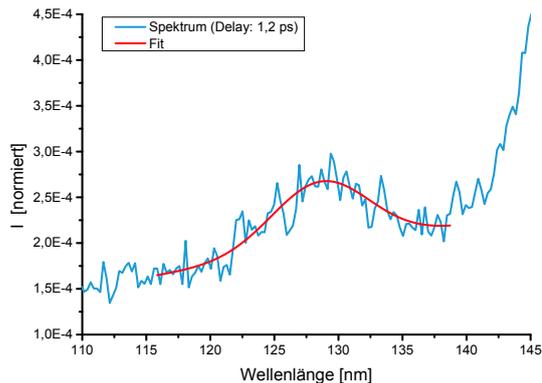


Abbildung 5.5: Ausschnitt aus dem Spektrum für einen Vorpuls von 10% in einem Abstand von 1,2 ps. Der Ausschnitt zeigt die auf die nullte Ordnung normierte, sechste Harmonische und einen Fit nach Gleichung 5.3.

In Abbildung 5.6 ist neben den Messergebnissen für Delays von 0,4 ps bis 1,8 ps (entsprechend Gradientenlängen von 9 nm bis 76 nm) in Blau auch ein Punkt bei 0,2 ps / 0,4 nm in Grau eingetragen. Für dieses Delay wurde eine Messung durchgeführt, die Intensität der sechsten Harmonischen war jedoch zu gering, als dass sie sinnvoll zu bestimmen gewesen wäre. Um diesen drastischen Abfall der Intensität anzudeuten, wurde der Datenpunkt eingefügt, dieser sollte jedoch nicht mit einem echten Messpunkt verwechselt werden.

Der Verlauf in Abbildung 5.6 zeigt deutlich, dass die Effizienz der Harmonischenerzeugung ein Maximum bei einer Gradientenlänge von 18,5 nm (ca. $\lambda/40$) aufweist. Die Effizienz nimmt zu kürzeren Gradientenlängen sehr stark ab, während der Abfall zu längeren Gradienten hin vergleichsweise sanft ist.

Dies stimmt qualitativ mit einer theoretischen Skalierung überein, welche ursprünglich in [77] vorgestellt wurde und in [36] aufgegriffen wird. Die Skalierung,

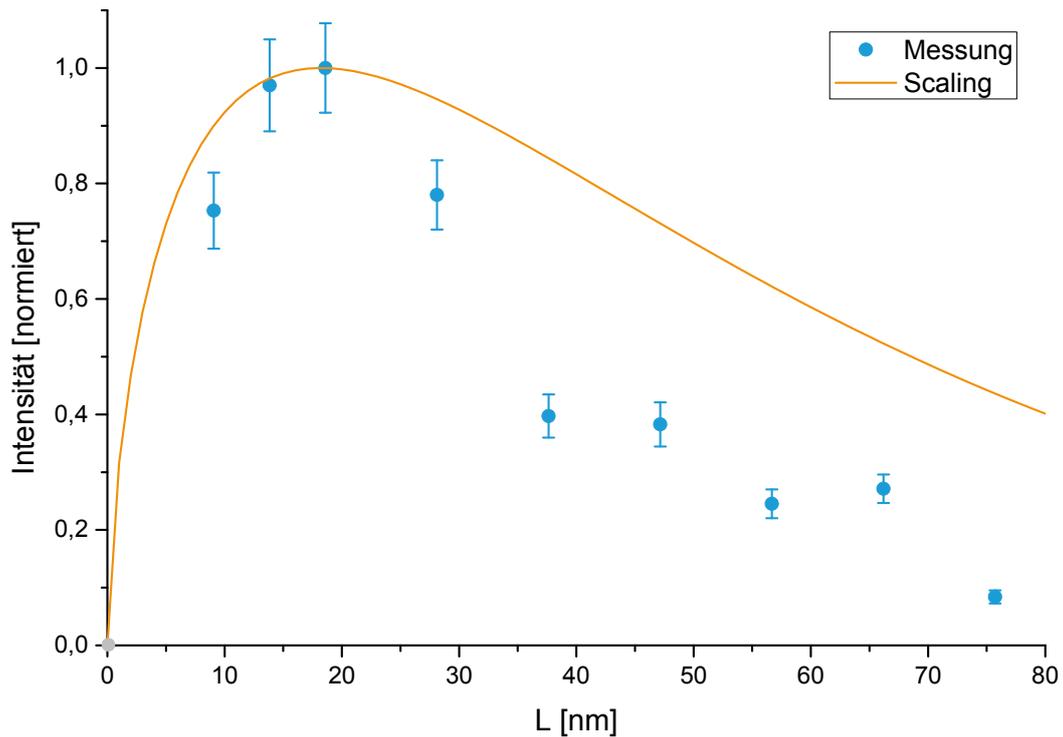


Abbildung 5.6.: In Blau dargestellt ist die gemessene Abhängigkeit der Intensität der sechsten Harmonischen von der Gradientenlänge. Normiert wurde auf das Maximum. Die Fehlerbalken geben die quadratische Addition von Fit-Fehler und Messfehler (siehe Abschnitt 5.1) an. Der graue Datenpunkt bei ca. (0,0) ist als Hinweis zu verstehen, dass die Intensität dort für eine Auswertung zu gering war. In Orange dargestellt wird ein theoretisches Scaling aus [36], siehe Text für weitere Erklärungen.

welche für die n -te Harmonische mit Frequenz ω_n der Formel

$$\eta = \frac{2\alpha m}{2 + \alpha m} \cdot \exp\left(-\frac{4}{3}m^{3/2}\right) \quad (5.4)$$

mit $\alpha = 2,644$ und $m = \frac{1}{2}(\omega_n L/c)^{2/3}$ folgt, ist in Abbildung 5.6 in Orange eingezeichnet. Bereits Thaury et al. weisen in [36] darauf hin, dass diese Skalierung durch das zu Grunde liegende Modell zwar die generelle Form des Verlaufs darstellt, jedoch quantitativ einen deutlich zu seichten Verlauf aufzeigt. Dieser Befund bestätigt sich in den gezeigten Messungen.

Auch zu beobachten ist, dass die Gradientenlänge, bei der die Effizienz ihr Maximum erreicht, für die experimentellen Daten und die theoretische Skalierung identisch ist. Dies ist jedoch dadurch bedingt, dass dieser Punkt in Abschnitt 6.2.4 als einer von zwei Fixpunkten verwendet wird, um Vorpulsdelay in Gradientenlängen umzurechnen. Es ist daher nicht möglich, damit eine weitere Aussage über die Qualität der Übereinstimmung zwischen Skalierung und Experiment zu treffen.

5.4. Abhängigkeit von der Targetposition

Während externer Messkampagnen am Lasersystem JETI des Instituts für Optik und Quantenelektronik der Universität Jena wurde die Erfahrung gemacht, dass die Erzeugung von ROM-Harmonischen nicht genau im Fokus am Besten funktioniert, sondern bei einem etwas aus dem Fokus heraus gefahrenen Target. Es wurde daher untersucht, ob ein entsprechendes Verhalten auch für die CWE-Harmonischen im vorliegenden Experiment gefunden werden kann. Dazu wurde das Target systematisch in bzw. gegen Strahlrichtung verfahren und an verschiedenen Positionen relativ zum Fokus die Harmonischen vermessen.

Die Erzeugung von Harmonischen hängt zwar sehr empfindlich von einer Vielzahl von Parametern ab und variiert deshalb von Tag zu Tag, grundlegende Eigenschaften können jedoch durch häufige Messungen herausgearbeitet werden. Im Folgenden werden die Ergebnisse von zwei Messtagen dargestellt, welche exemplarisch für die typischen Messergebnisse stehen, die beobachtet wurden. Die Ergebnisse, welche in Abbildung 5.7 dargestellt sind, wurden mit verschiedenen Vorpuls-Delays durchgeführt. Sie sind zwar quantitativ unterschiedlich, zeigen jedoch qualitativ dieselben Abhängigkeiten.

Zum einen wird als Maß dafür, wie gut sich das Target im Fokus befindet, die Intensität der C-III-Linie bei 38,6 nm betrachtet (in der Abbildung in Orange dargestellt). Diese Linie wurde ausgewählt, da sie praktisch immer sehr einfach im Spektrum zu finden und zu vermessen ist und bei einer Emissionslinie ausreichend sicher ist, dass ihre Intensität nur von der Position des Targets relativ zum Fokus abhängt. Auch wenn die Intensität im Maximum ein Plateau bildet, kann aus den

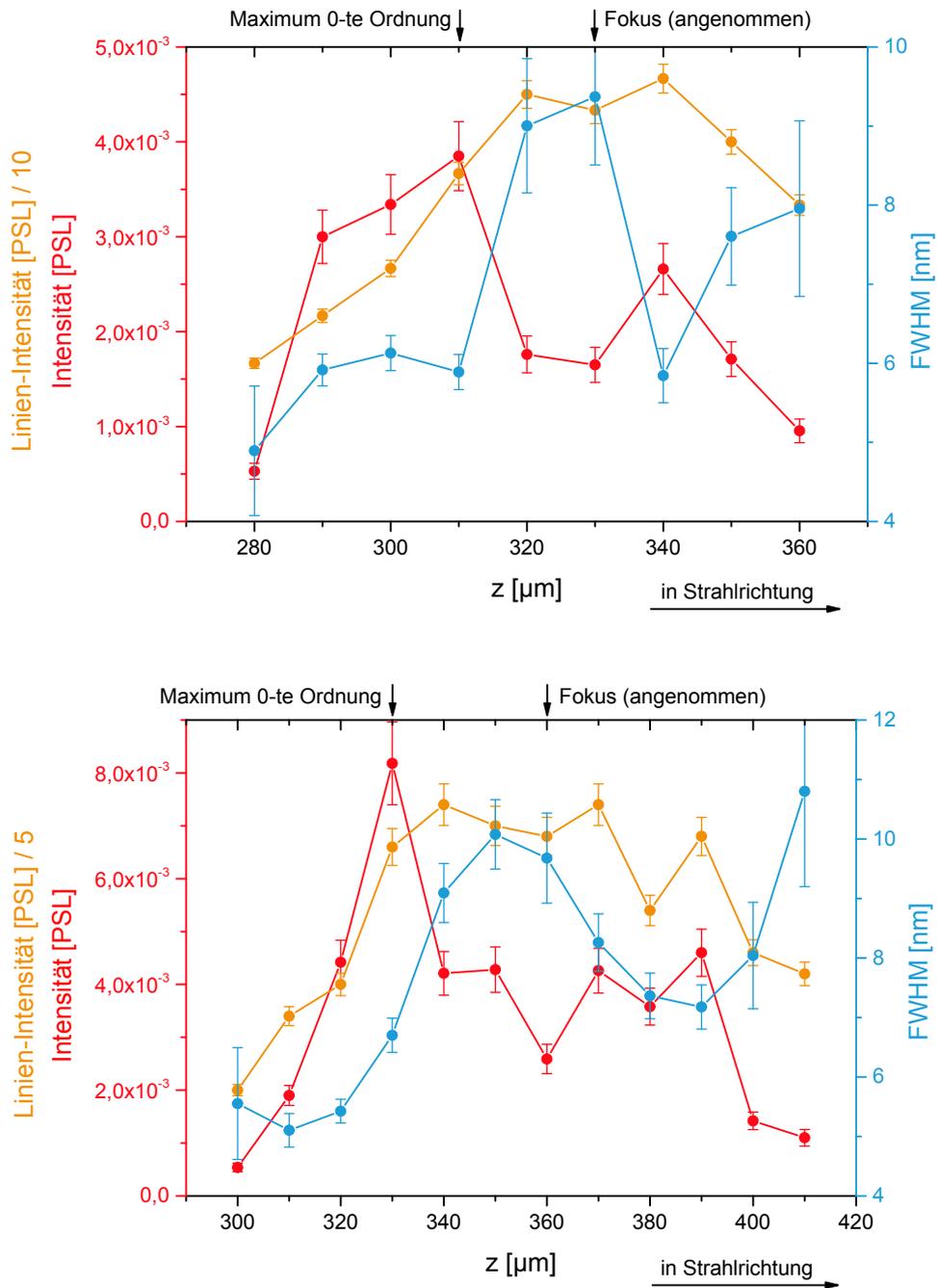


Abbildung 5.7.: Die Spitzenintensität (rot) und spektrale volle Halbwertsbreite (blau) der sechsten Harmonischen und die Intensität der Kohlenstofflinie bei 38,6 nm (orange, zur besseren Darstellung skaliert) aufgetragen gegenüber der Targetposition z in Mikrometern. Markiert ist die Position mit der höchsten Intensität in der nullten Ordnung und die angenommene Fokusposition. Es wurde ein Vorpuls mit einem Abstand von 600 fs (oben) bzw. 800 fs (unten) verwendet.

Flanken recht klar die Position des Fokus abgeleitet werden. Die angenommene Fokusposition ist in den Diagrammen in Abbildung 5.7 eingezeichnet.

Ein weiteres Merkmal, die Spitzenintensität der sechsten Harmonischen, weist in beiden Messungen ein sehr ähnliches Verhalten auf: Es gibt ein Maximum, welches nicht dort liegt, wo auf Grund der Intensität der Emissionslinie der beste Fokus zu erwarten ist, sondern an einer Targetposition, die etwas gegen die Strahlrichtung vom Fokus entfernt ist, also im konvergenten Strahl liegt. Im vermuteten Fokus gibt es ein Minimum der Intensität der sechsten Harmonischen, bei einem in Strahlrichtung verschobenen Target gibt es ein weiteres, schwächeres Maximum. Das starke Maximum fällt mit dem der nullten Ordnung des Spektrums zusammen.

Die ebenfalls gemessene spektrale volle Halbwertsbreite der sechsten Harmonischen verhält sich genau umgekehrt zur Intensität: im vermuteten Fokus ist die sechste Harmonische spektral breit, bewegt man das Target aus dem Fokus heraus, wird die sechste Harmonische schmaler und schließlich, bevor sie wieder verschwindet, breiter zu werden.

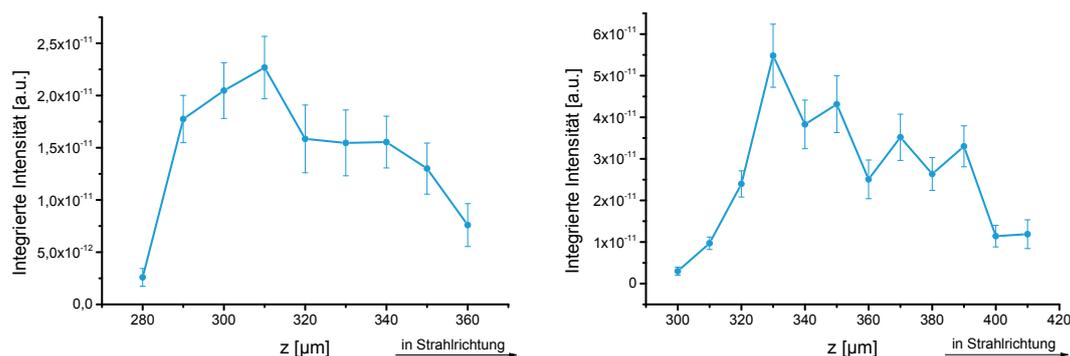


Abbildung 5.8.: Über die Wellenlänge integrierte Intensität der sechsten Harmonischen aufgetragen gegenüber der Targetposition z in Mikrometern. Es wurde ein Vorpuls mit einem Abstand von 600 fs (links) bzw. 800 fs (rechts) verwendet.

Berechnet man die über die Wellenlänge integrierte Intensität der Harmonischen, in diesem Fall durch die Multiplikation von Spitzenintensität und Halbwertsbreite, erhält man ein weiteres Maß für ihre Erzeugungseffizienz. Auch mit diesem Maß sieht man, dass die Erzeugung im konvergenten Strahl am effizientesten ist, die Effekte von kleiner werdender Halbwertsbreite und steigender Spitzenintensität sich also nicht gegenseitig aufheben. Lediglich das zweite, kleinere Maximum verschwindet. Erhalten bleibt die Tatsache, dass die Effizienz stark abnimmt, wenn man das Target entgegen der Strahlrichtung verfährt, während bei Verfahren in diese (durch den Fokus hindurch) die Effizienz ein Plateau bildet.

Ein asymmetrisches Verhalten bezogen auf den Fokus kann nur durch die Krümmung der Wellenfronten erklärt werden, da dies der einzige Parameter ist, der vor

und hinter dem Fokus anders ist. Die Erzeugung der Harmonischen mit gekrümmten Wellenfronten kann dazu führen, dass diese – je nach Krümmung – kollimierter oder divergenter abgestrahlt werden und im Spektrometer somit eine höhere bzw. niedrigere Intensität gemessen wird. Dies erklärt allerdings nicht, warum es zwei Maxima gibt. Ein Erklärungsansatz könnte hier sein, dass man durch Verfahren des Targets nicht nur die Intensität des Hauptpulses, sondern auch die aller Vorpulse ändert und man somit ein anderes Vorplasma erzeugt. Dieses könnte bessere Bedingungen für die Erzeugung der Harmonischen bieten als das Vorplasma im Fokus.

Die spektrale Breite einer Harmonischen ist vor allem durch die Attosekundenpulse in der Zeitdomäne bestimmt. Werden viele Pulse erzeugt und ist deren Abstand regelmäßig, sind die Harmonischen spektral scharf, werden weniger Pulse erzeugt oder ist deren Abstand unregelmäßig, sind die Harmonischen spektral breit (siehe Abschnitt 2.7.1). Fährt man das Target weit aus dem Fokus heraus, so werden weniger Attosekundenpulse erzeugt, weil nur im Maximum des Laserpulses die Intensität für den Prozess ausreicht. Dies erklärt, warum die spektrale Breite der sechsten Harmonischen an den Flanken zunimmt. Im Fokus, wo die Harmonische ebenfalls breit ist, kann dieses Argument nicht gelten. Daher muss es dort eine ungleichmäßigere Taktung der Attosekundenpulse geben, damit es zu einer Verbreiterung kommen kann.

Kapitel 6

Simulationsergebnisse

6.1. MULTI-fs

Im Experiment werden Vorpulse mit einer bestimmten Intensität und einem frei wählbaren Abstand zum Hauptpuls eingesetzt, um ein Vorplasma zu erzeugen, mit dem der Hauptpuls interagieren kann. Zum Verständnis der Prozesse, die während der Interaktion ablaufen, ist es wichtig, den Plasmagradien zu kennen, der im Experiment vorhanden war. Zur Umrechnung eines vorgegebenen Vorpuls-Delays in eine Skalenlänge wurde die Formierung des Vorplasmas mittels MULTI-fs (siehe Abschnitt 3.1) simuliert.

Nach dem Auftreffen eines Vorpulses, der den Festkörper teilweise ionisiert, breitet sich das entstehende Plasma gleichmäßig mit der Ionenschallgeschwindigkeit aus. Für einen Vorpuls, wie er in Abschnitt 5.3.1 eingestellt und gemessen wurde, nämlich 0,5 % der Intensität des Hauptpulses bei einer Pulsdauer von 30 fs, wird dies in Abbildung 6.1 dargestellt.

In der logarithmischen Auftragung ist gut zu erkennen, dass die Elektronendichteprofile mit länger werdendem Abstand zum Vorpuls flacher werden, aber insbesondere an der kritischen Dichte weiterhin gut als Geraden (logarithmiert) bzw. als Exponentialfunktionen (linear) darstellbar sind, die Form der Profile sich also nicht ändert.

Es ist jedoch zu beachten, dass sowohl die Messung mit SPIDER (Abb. 4.6) als auch mit WIZZLER (Abb. 5.2) ergaben, dass es auch noch recht starke Vorpulse in einem Abstand von ca. 30 fs – 50 fs gibt (im folgenden „fs-Vorpuls(e)“ genannt).

Da die genaue Beschaffenheit dieser fs-Vorpulse von Tag zu Tag schwankt, was bereits bei den beiden genannten Messungen zu sehen ist, wurde der Einfluss eines einzelnen fs-Vorpulses im Abstand von 50 fs zum Hauptpuls mit unterschiedlicher

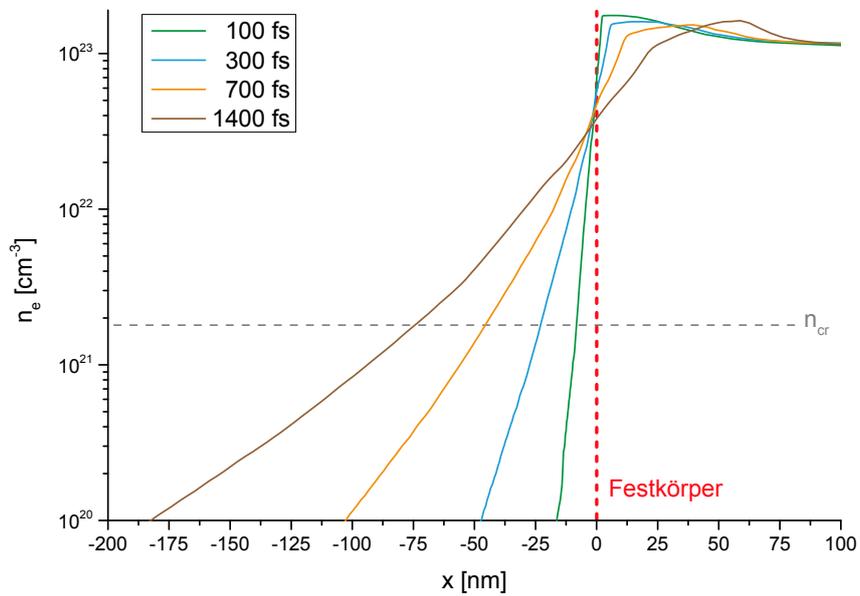


Abbildung 6.1.: Elektronendichteprofile für einen Vorpuls mit 0,5% der Intensität des Hauptpulses bei einer Pulsdauer von 30 fs für verschiedene Zeiten nach Auftreffen des Vorpulses.

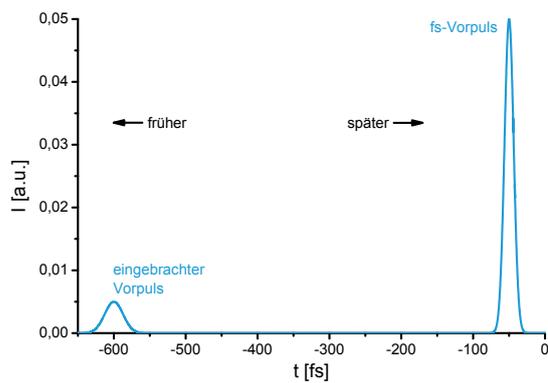


Abbildung 6.2: Schema der Simulation zweier Vorpulse. Zuerst trifft der 600 fs vom Hauptpuls entfernte Vorpuls das Target, 50 fs vor dem Hauptpuls erreicht ein weiterer Vorpuls („fs-Vorpuls“) das Target.

Intensität und einer Pulsdauer von 15 fs untersucht. Während also für den absichtlich eingebrachten Vorpuls das Delay variiert wird (in Abbildung 6.2 zum Beispiel 600 fs) und die Intensität konstant bleibt, wird beim durch das Lasersystem bedingten fs-Vorpuls das Delay konstant gehalten und die Intensität variiert.

Simuliert wurden fs-Vorpulse mit einer Intensität zwischen 1 % und 10 % des Hauptpulses. Für ein Delay von 600 fs (zum Hauptpuls) für den absichtlich eingebrachten Vorpuls sind für die beiden Extremfälle die Elektronendichteprofile in Abbildung 6.3 aufgetragen. Es ist deutlich zu sehen, dass die Gradientenlängen und auch die Elektronendichte im Bulk sich unterscheiden.

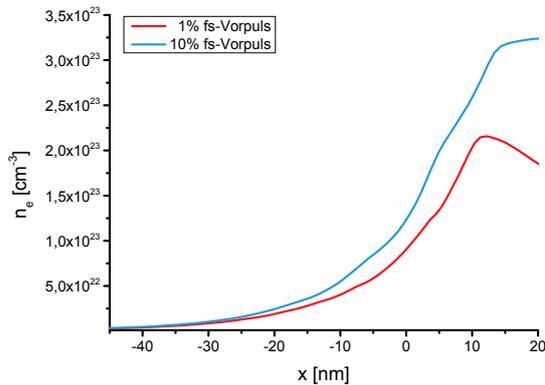


Abbildung 6.3: Elektronendichteprofile für zwei Intensitäten des fs-Vorpuls bezogen auf den Hauptpuls für ein Delay des absichtlich eingebrachten Vorpulses von 600 fs.

Aus der Existenz der fs-Vorpulse ergibt sich eine Unsicherheit, welches Delay welcher Skalenlänge entspricht. In Abbildung 6.4 (rechts) sind für eine Reihe von fs-Vorpulsen die Skalenlängen gegenüber den Delays aufgetragen.

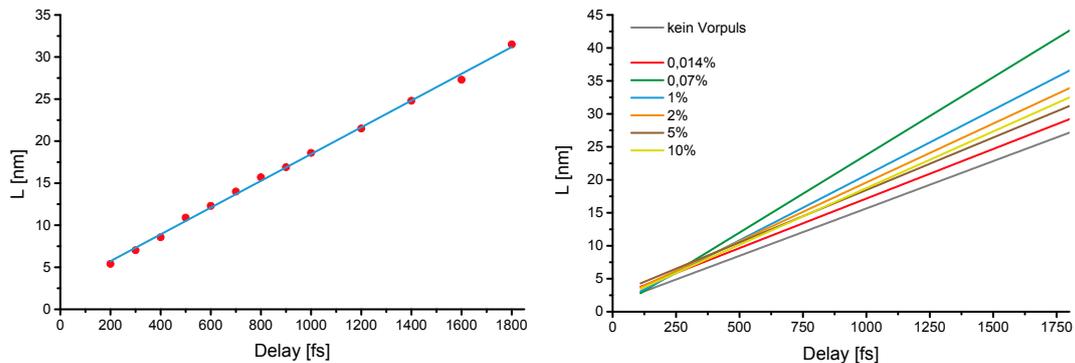


Abbildung 6.4.: Skalenlängen für verschiedene Intensitäten des fs-Vorpulses in Abhängigkeit der Delays des absichtlich eingebrachten Vorpulses. Links exemplarisch der Fit an die Datenpunkte für 5 % fs-Vorpuls, rechts die Fits für verschiedene fs-Vorpulse.

Die Entwicklung der Skalenlänge in Abhängigkeit vom Delay ist im betrachteten Intervall immer sehr gut durch eine Gerade beschreibbar, wie exemplarisch in Abbildung 6.4 (links) gezeigt wird. Weniger offensichtlich ist die Entwicklung

in Abhängigkeit von der Intensität des fs-Vorpulses. Mit stärker werdendem fs-Vorpuls werden die Gradienten erst flacher (im Diagramm als steilere Gerade zu erkennen) und anschließend steiler (flachere Geraden im Diagramm). Dies ist dadurch zu erklären, dass schwache fs-Vorpulse zwar die Elektronentemperatur im Gradienten erhöhen und zu einer Expansion führen, jedoch nicht zu weiterer Ionisation führen. Bei steigender Intensität des fs-Vorpulses tritt auch Ionisation auf. Bezogen auf Abbildung 6.3 kann man bildlich beschreiben, dass ein schwacher Vorpuls den Gradienten entlang der x -Achse streckt, während ein starker Vorpuls den Gradienten wiederum entlang der n_e -Achse streckt.

Bedenkt man, dass im Experiment sehr viele Vorpulse mit Intensitäten im Bereich von 0,1 % der Intensität des Hauptpulses auftreten können und dies auch noch veränderlich auf Tages- oder sogar Stundenbasis, wird deutlich, dass ohne genaue Kenntnisse dieser Vorpulse die Simulation mittels MULTI-fs nur eine grobe Vorstellung davon geben kann, welche Skalenlängen im Experiment letztendlich vorherrschen.

Ebenfalls wird durch die Simulationen deutlich, dass auch bei mehr als einem Vorpuls weiterhin ein Dichteprofil vorliegt, das mit einem exponentiellen Anstieg beschrieben werden kann. Außerdem ist zu erkennen, dass die Skalenlänge auch bei einem weiteren Vorpuls linear vom Delay des absichtlich eingebrachten Vorpulses abhängt.

6.2. PIC-Simulationen

Im Folgenden werden die Ergebnisse vorgestellt, die mittels PIC-Simulationen erzielt wurden. Dabei wird zuerst gezeigt, dass die Prozesse, welche bei der Erzeugung von Harmonischen mittels des CWE-Mechanismus ablaufen, mit dem vorhandenen PIC-Code dargestellt werden können. Dies geschieht sowohl durch eine orts aufgelöste Betrachtung am Target als auch durch eine zeitaufgelöste Betrachtung der Felder, welche das Plasma verlassen.

Anschließend werden Simulationsergebnisse vorgestellt, welche die experimentellen Ergebnisse reproduzieren bzw. erklären sollen. Dabei wird der Betrachtungsfokus zunächst auf die in Abschnitt 5.4 vorgestellte Abhängigkeit der Harmonischen von der Targetposition gelegt. Anschließend wird gezeigt, dass die Ergebnisse bezüglich der Variation des Plasmagradients reproduziert werden können. Hier wird auch eine neue Methode vorgestellt, mit der aus einem gegebenen Vorpulsdelay der im Experiment vorherrschende Gradient bestimmt werden kann, ohne dass man die genaue Kenntnis von weiteren Vorpulsen benötigt.

Den Abschluss bilden Simulationsergebnisse, die als Vorbereitung für weitere Experimente am neuen Lasersystem PHASER durchgeführt wurden und die Basis für Vorschläge zu weiteren Experimenten bilden.

6.2.1. Ortsaufgelöste Betrachtung am Target

Ein wichtiges Merkmal des PIC-Codes ist es, dass die Prozesse zur Erzeugung von Harmonischen nachvollziehbar sind. Bei dem vorliegenden Code kann dies am Besten anhand von ortsaufgelösten Daten erreicht werden, die in bestimmten Zeitschritten gespeichert werden und die die Elektronendichte, die Ströme und die Felder am Target beschreiben. Im Vergleich mit der in Abschnitt 2.7.1 beschriebenen Theorie wird dadurch die Harmonischenerzeugung nachvollziehbar.

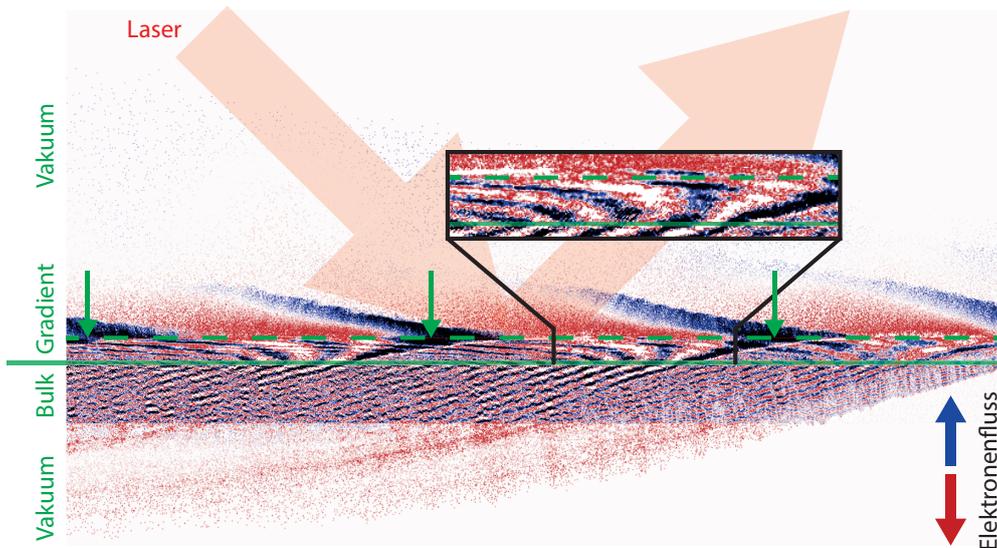


Abbildung 6.5.: Darstellung des Elektronenflusses während der Interaktion des Lasers mit dem Target. In Blau dargestellt ist die Flussrichtung ins Vakuu, in Rot der Fluss in Richtung Target. Die Aufnahme entstand zum Zeitpunkt des Eintreffens des Maximums des Pulses, simuliert wurde eine Gradientenlänge von $\lambda/30$ für ein $a_0 = 0,2$ und eine Pulsdauer von $\tau = 9,5$ fs. Die durchgezogene grüne Linie ist die Grenze zwischen Gradient und dem homogenen Teil des Plasmas („Bulk“), die gestrichelte markiert die kritische Dichte. Als Orientierung markieren grüne Pfeile einen feste Phase in jedem Laserzyklus.

In Abbildung 6.5 ist der Elektronenfluss dargestellt, der während der Interaktion des Lasers mit dem Target zu einem festen Zeitpunkt (nämlich beim Eintreffen des Maximums des Pulses auf dem Target) auftritt. Da der Laser ausgedehnt ist, treffen Randbereiche bereits recht früh im linken Bereich auf das Target, bevor das Maximum in der Mitte auftritt und schließlich weitere Randbereiche rechts auftreffen. Das heißt, dass dieses räumlich aufgelöste Bild bis zu einem gewissen Grad auch den zeitlichen Verlauf illustriert, weil die Interaktion von links nach rechts „über das Target läuft“. Im Bild ist ganz am rechten Rand ein Bereich zu sehen, bei dem das Auftreffen des Lasers gerade erst passiert ist und noch kaum ein Elektronenfluss entstanden sind.

Durch Betrachtung der im Bild dargestellten Daten kann der CWE-Prozess

veranschaulicht werden. Im unterkritischen Bereich des Plasmas (im Bild oberhalb der gestrichelten Linie) sieht man die Elektronen, die vom Laserfeld aus dem Plasma heraus (blau) oder hinein gedrückt werden (rot). Im Vakuum unterhalb des Bulks sieht man Fahnen von Elektronen, die vom Laser so stark ins Target hinein beschleunigt wurden, dass sie dieses vollständig durchquert und an der Rückseite verlassen haben. Die Form dieser Fahnen entspricht der Herleitung der Dichtewelle in Abbildung 2.7.

Zwischen der kritischen Dichte (gestrichelte Linie) und dem Bulk (durchgezogene Linie) sieht man die Dichtewellen, die von den Elektronenbunches erzeugt werden. Hierzu betrachtet man am Besten den vergrößerten Bereich im Bild. Man erkennt auch, dass diese ihre Richtung ändern, was damit zusammenhängt, dass ihre Phase von der lokalen Plasmafrequenz abhängt, die sich mit zunehmender Tiefe erhöht (siehe Gleichung 2.36). Erst im Bulk, wo die Elektronendichte und damit die Plasmafrequenz konstant ist, bleibt auch die Richtung der Wellen konstant.

Der Prozess wiederholt sich in jedem Laserzyklus, gut zu erkennen an den Fahnen von Elektronen, die im Abstand eines Laserzyklus das Target an der Rückseite verlassen. Um die Periodizität des Prozesses zu verdeutlichen, markieren in Abbildung 6.5 grüne Pfeile eine feste Phase in jedem Laserzyklus.

6.2.2. Zeitaufgelöste Betrachtung

Zur Beschreibung der Harmonischenerzeugung gehört auch, dass man die Strahlung, die durch die im vorigen Abschnitt beschriebene Interaktion von Laser und Plasma entsteht, analysiert. Diese wird durch den PIC-Code in jedem Zeitschritt in einer Dimension ortsaufgelöst beim Verlassen der Simulationsbox aufgezeichnet. Das Magnetfeld, das die Simulationsbox verlässt, ist in Abbildung 6.6 zeitaufgelöst dargestellt. Die Zeitachse verläuft von oben nach unten, das heißt Felder die die Box früher verlassen, sind weiter oben im Bild.

In der ungefilterten Darstellung (links) ist vor allem die reflektierte Grundwelle des Lasers zu sehen. Zu sehen ist außerdem (am linken Rand in beiden Bildern), dass am Rand der Box reflektierte Felder zurück in die Box laufen. Dies ist für die spätere Auswertung jedoch nicht relevant, da diese Anteile im Fernfeld auf Grund ihrer deutlich anderen Ausbreitungsrichtung nicht mehr vorhanden sind.

Im rechten Bild wurde die Grundwelle durch eine Fouriertransformation herausgefiltert, um die Felder sichtbar zu machen, die durch die Interaktion mit dem Plasma entstehen. Deutlich sichtbar sind die Attosekundenpulse, welche einmal pro Laserzyklus abgestrahlt werden und im Spektrum schließlich als Harmonische der Grundwelle zu sehen sind. Die Wellenfronten dieser Pulse sind deutlich stärker gekrümmt als die der Grundwelle, weil die Attosekundenpulse nur in den intensiven Bereichen des Fokus entstehen und somit eine kleinere Quellgröße haben.

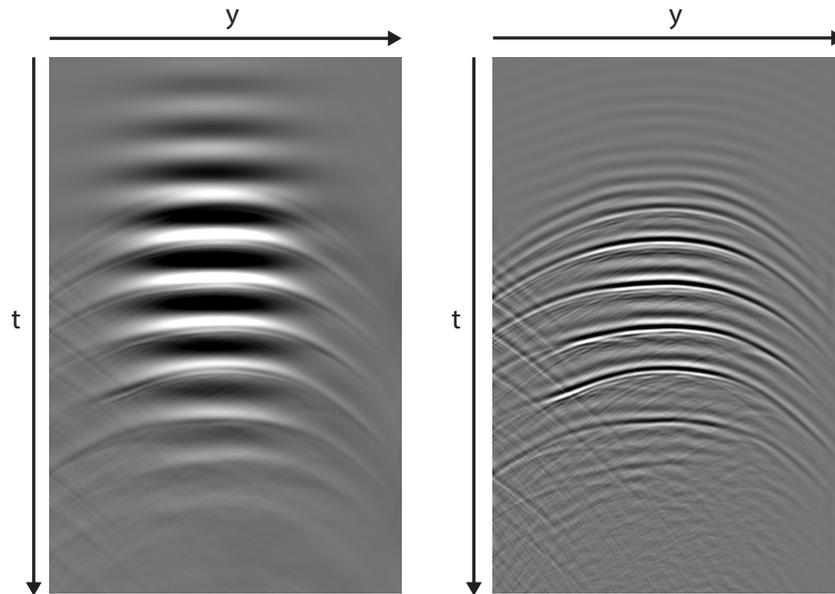


Abbildung 6.6.: Magnetfeld, das die Box in Reflexionsrichtung des Lasers verlässt. Horizontal wird über den Ort (entsprechend der Kante der Box) aufgelöst, vertikal über die Zeit. Links ist das gesamte Feld zu sehen, rechts wurde die reflektierte Grundwelle herausgefiltert, sodass die Attosekundenpulse sichtbar werden. Die Simulationsparameter sind identisch zu Abb. 6.5.

6.2.3. Variation der Targetposition

Nachdem in den vorigen Abschnitten gezeigt wurde, dass der PIC-Code den CWE-Prozess korrekt wiedergibt, werden in diesem und im nächsten Abschnitt Simulationsdaten präsentiert, die mit den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Messdaten im Zusammenhang stehen.

Im Experiment wurde festgestellt, dass die Harmonischen nicht im Fokus am effizientesten erzeugt werden, sondern wenn das Target sich im konvergenten Strahl befindet. Ebenso zeigen die Messergebnisse, dass sich die spektrale Breite der Harmonischen beim Verschieben des Targets aus dem Fokus heraus verringert. Um diese experimentellen Ergebnisse besser zu verstehen, wurden PIC-Simulationen für verschiedene Fokuspositionen durchgeführt. Die resultierende Felder wurden anschließend entsprechend Abschnitt 3.2.2 ins Fernfeld am Ort des Spektrometers transformiert.

Die Simulationen wurden für eine Wellenlänge der Grundwelle von 780 nm durchgeführt, auf diese Welle beziehen sich im Folgenden die Periodendauer T_0 und die Ordnungen der Harmonischen. Auch Gradientenlängen sind auf diese Wellenlänge bezogen.

Zunächst soll eine Betrachtung der Attosekundenpulse Aufschluss über die Änderung der spektralen Breite geben. Diese Betrachtung im Fernfeld für verschie-

dene Fokuspositionen in Abbildung 6.7 zeigt, dass die Pulse nicht perfekt mit der Laserfrequenz erzeugt werden, sondern der „Takt“ etwas davon abweicht.

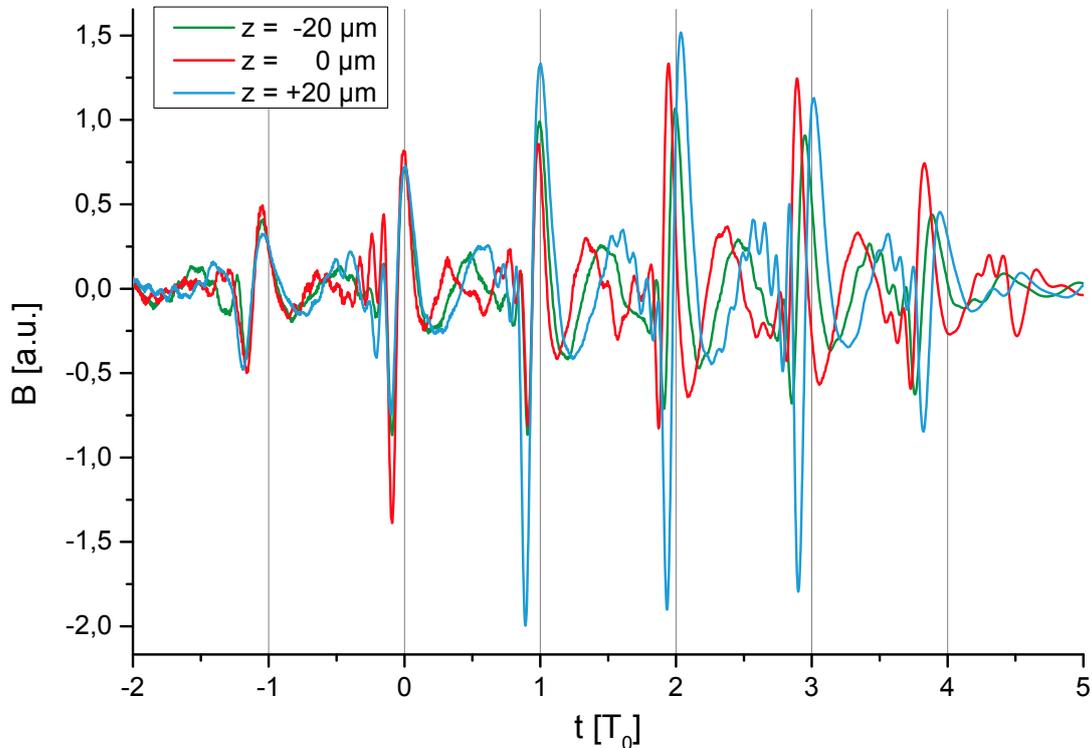


Abbildung 6.7.: Attosekundenpulse im Fernfeld für verschiedene Positionen des Targets relativ zum Fokus. Positive z -Werte entsprechen einer Verschiebung entgegen der Strahlrichtung. Die Felder wurden zeitlich so verschoben, dass sie bei $t = 0$ übereinander liegen. Simuliert wurde eine Intensität $a_0 = 0,2$, eine Pulsdauer $\tau = 9,5$ fs und eine Gradientenlänge von $\lambda/60$.

Deutlich wird auch, dass diese Abweichung für die Fokuspositionen unterschiedlich ist. Der Mittelwert und die Standardabweichung der Abstände zwischen den Attosekundenpulsen ist in Tabelle 6.1 aufgelistet. Dabei ist zwar zu erkennen, dass der Mittelwert der Taktung sich mit der Targetposition ändert, die Standardabweichung jedoch nicht.

Das heißt insbesondere, dass aus der Simulation heraus keine Erklärung für die Verbreiterung der Harmonischen im Fokus gefunden werden konnte. Dies muss daher ein Effekt sein, der durch experimentelle Parameter entsteht, die nicht in die Simulation einfließen.

Um den zweiten Befund der Experimente – die erhöhte Effizienz der Harmonischen-Erzeugung für eine Targetposition im konvergenten Strahl – mittels der PIC-Simulationen zu untersuchen, wird eine Fourier-Transformation des zeitlichen Ver-

	$-20 \mu\text{m}$	$0 \mu\text{m}$	$+20 \mu\text{m}$
Mittelwert $[T_0]$	0,986	0,976	0,998
Standardabweichung $[T_0]$	0,046	0,042	0,041

Tabelle 6.1.: Mittelwert und Standardabweichung der zeitlichen Abstände zwischen Attosekundenpulsen für verschiedene Targetpositionen in Einheiten der Periodendauer der Grundwelle T_0 . Positive z-Werte entsprechen einer Verschiebung entgegen der Strahlrichtung.

laufs des magnetischen Feldes im Fernfeld durchgeführt. Man erhält dadurch die Spektren, die auch das Spektrometer im Experiment „sieht“. In Abbildung 6.8 zeigt sich, dass das Verhalten der Harmonischen-Intensität in Bezug auf die Targetposition gut reproduziert werden kann: wird der Fokus hinter das Target verlegt, entsprechend einer Verschiebung des Targets gegen die Strahlrichtung, so misst man am Ort des Spektrometers eine um einen Faktor zwei bis drei größere Intensität als im Fokus, was sehr gut mit den experimentellen Befunden in Abbildung 5.7 übereinstimmt.

Lediglich der kleinere Anstieg bei Verschiebung des Targets in Strahlrichtung, sodass der Fokus vor dem Target liegt, konnte nicht reproduziert werden, teilweise wird dort sogar eine geringere Intensität als im Fokus gemessen. Dies könnte auf experimentelle Parameter zurückzuführen sein, die in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Bereits bei der Beschreibung der experimentellen Daten (Abschnitt 5.4) wurde zum Beispiel als Idee geäußert, dass durch die veränderte Intensität der Vorpulse bei einer aus dem Fokus heraus verschobenen Targetposition ein anderes Vorplasma existiert als im Fokus und durch dieses die Harmonischen effizienter erzeugt wird. In der Simulation wurde dagegen immer mit demselben Vorplasma gearbeitet. Die Steigerung des Signals am Ort des Spektrometers wäre dann Resultat zweier Effekte, von denen nur einer (die Krümmung der Wellenfronten) in der Simulation berücksichtigt wird.

Dass eine höhere Intensität gemessen wird, lässt sich darauf zurückführen, dass die Harmonischen bei einer Targetposition von $+20 \mu\text{m}$ kollimierter sind. Dies ist in Abbildung 6.9 zu erkennen. Hier wurde das Fernfeld nicht wie sonst üblich in kartesischen, sondern in Polarkoordinaten berechnet. Am Ort des Spektrometers wurden dann Spektren für verschiedene Richtungen ermittelt: für jede Targetposition jeweils auf der Reflexionsachse (grün) und in einem Winkel von 7° links und rechts davon (siehe dazu auch Abb. 6.9, unten rechts). Dies entspricht einem Winkel der halb so groß ist wie der Öffnungswinkel des reflektierten Lasers.

Zu erkennen ist, dass die Spektren für die Targetposition $z = 0 \mu\text{m}$ und $z = -20 \mu\text{m}$ sehr ähnlich sind und auch der Abfall der Spektren in den Randbereichen des Strahls vergleichbar ist. Anders verhält es sich bei der Targetposition $z = +20 \mu\text{m}$, hier ist die Intensität in der Mitte gegenüber den anderen beiden Targetpositionen erhöht, dafür fallen die Spektren zu den Randbereichen stärker

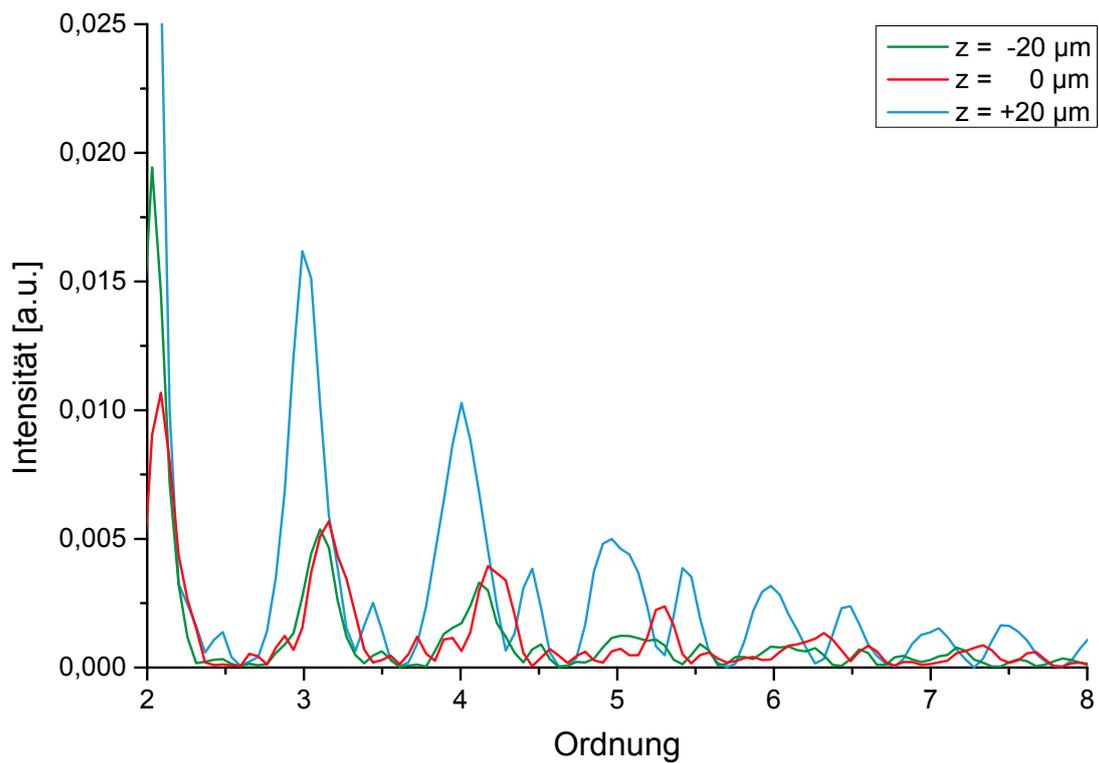


Abbildung 6.8.: Spektren aus der Fourier-Transformation des zeitlichen Magnetfeldverlaufs im Fernfeld für verschiedene Targetpositionen. Aufgetragen ist die auf die nullte Ordnung normierte Intensität über die Harmonischenordnung (bezogen auf die simulierte Grundwelle). Positive z -Werte entsprechen einer Verschiebung entgegen der Strahlrichtung. Simuliert wurde eine Intensität $a_0 = 0,2$, eine Pulsdauer $\tau = 9,5$ fs und eine Gradientenlänge von $\lambda/60$.

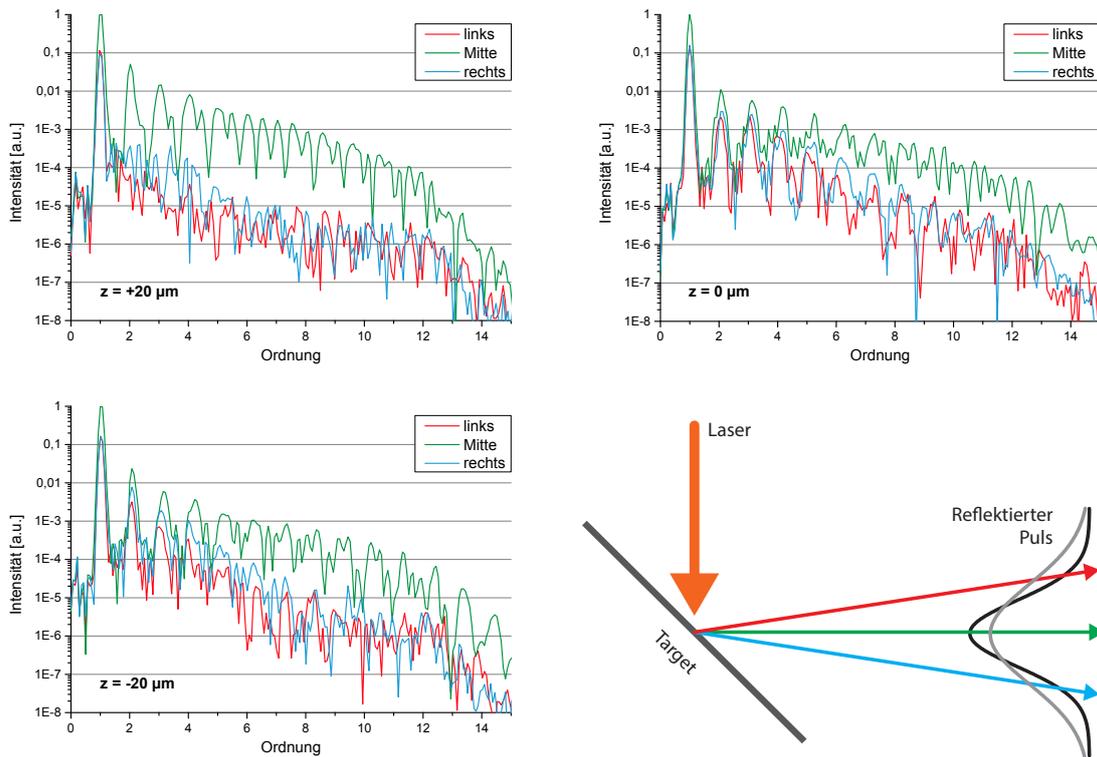


Abbildung 6.9.: Harmonischenspektren für verschiedene z -Positionen des Targets relativ zum besten Fokus und (unten rechts) das Schema, wie diese ermittelt wurden: Für jede Targetposition wurden die Spektren entlang verschiedener Richtungen aufgenommen, entsprechend der radialen Pulsmittelpunkte (grün) und jeweils um 7° nach links (rot) und rechts (blau) heraus gekippt. Simuliert wurde eine Intensität $a_0 = 0,2$, eine Pulsdauer $\tau = 9,5 \text{ fs}$ und eine Gradientenlänge von $\lambda/60$.

ab: der Strahl ist kollimierter.

6.2.4. Variation des Gradienten

In diesem Abschnitt werden Simulationsdaten gezeigt, die die Abhängigkeit der Harmonischenerzeugung von der Skalenlänge des Vorplasmas reproduzieren. Weiterhin wird ein Verfahren vorgestellt, mit dem eine Umrechnung des eingestellten Vorpulsdelay in die daraus resultierende Plasmaskalenlänge möglich wird und zwar selbst dann, wenn nicht alle im Experiment vorhandenen Vorpulse bekannt sind. Dazu werden Schlussfolgerung aus der Simulation mittels MULTI-fs (Abschnitt 6.1) mit hier vorgestellten Daten aus PIC-Simulationen kombiniert.

Die experimentellen Daten haben eine sehr starke und charakteristische Abhängigkeit der Erzeugungseffizienz der Harmonischen vom Vorpulsdelay und damit der Skalenlänge des Vorplasmas ergeben. Um dies mittels des PIC-Codes nachzuvollziehen, wurden Simulationen mit einer Laserleistung von $a_0 = 0,2$, einer Pulsdauer von 9,5 fs und verschiedenen Gradientenlängen durchgeführt. Jedes Simulationsergebnis wurde ins Fernfeld transformiert und an der Stelle der sechsten Harmonischen wurde die Intensität bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 6.10 zusammengefasst.

Die Simulation und das theoretische Skalierungsgesetz aus [36] (siehe dazu Abschnitt 5.3.3) stimmen in Bezug auf das Maximum der Intensität sehr gut überein, beide haben dieses bei einer Skalenlänge von $\lambda/42$. Einen Unterschied erkennt man im Abfall der Intensität zu beiden Seiten des Maximums, dieser ist in den Simulationsdaten deutlich steiler als beim Skalierungsgesetz. Wie bereits in Abschnitt 5.3.3 bei der Vorstellung der Messdaten beschrieben, ist dies eine Einschränkung des Skalierungsgesetzes, das zwar die Position des Maximums und den qualitativen Kurvenverlauf korrekt wiedergibt, letzteren jedoch zu seicht darstellt.

Ein Vergleich mit Simulationsdaten, die Thaury et al. in [36] vorgestellt haben und die – zur besseren Darstellung neu gezeichnet – in Abbildung 6.11 wiedergegeben werden, ergibt dort einen noch steileren Verlauf. Dies ist jedoch dadurch zu erklären, dass die Daten von Thaury et al. für die achte Harmonische berechnet wurden, hier jedoch die Sechste betrachtet wird. Ansonsten stimmen Kurvenverlauf und Position des Maximums mit den hier gezeigten Daten überein.

In Abschnitt 6.1 wurde dargestellt, dass Simulationen mittels MULTI-fs auf Grund der ungenauen Kenntnisse aller im Experiment existenten Vorpulse nicht ausreichen, um aus dem Delay des eingebrachten Vorpulses die Plasmaskalenlänge korrekt zu bestimmen. Im Folgenden wird daher eine neue Methode vorgeschlagen, eine entsprechende Bestimmung vorzunehmen. Diese stützt sich sowohl auf Erkenntnisse, die aus MULTI-fs-Simulationen gewonnen wurden, als auch auf Daten aus PIC-Simulationen und kombiniert beides.

Die MULTI-fs-Simulationen zeigen, dass auch bei Anwesenheit weiterer Vorpulse

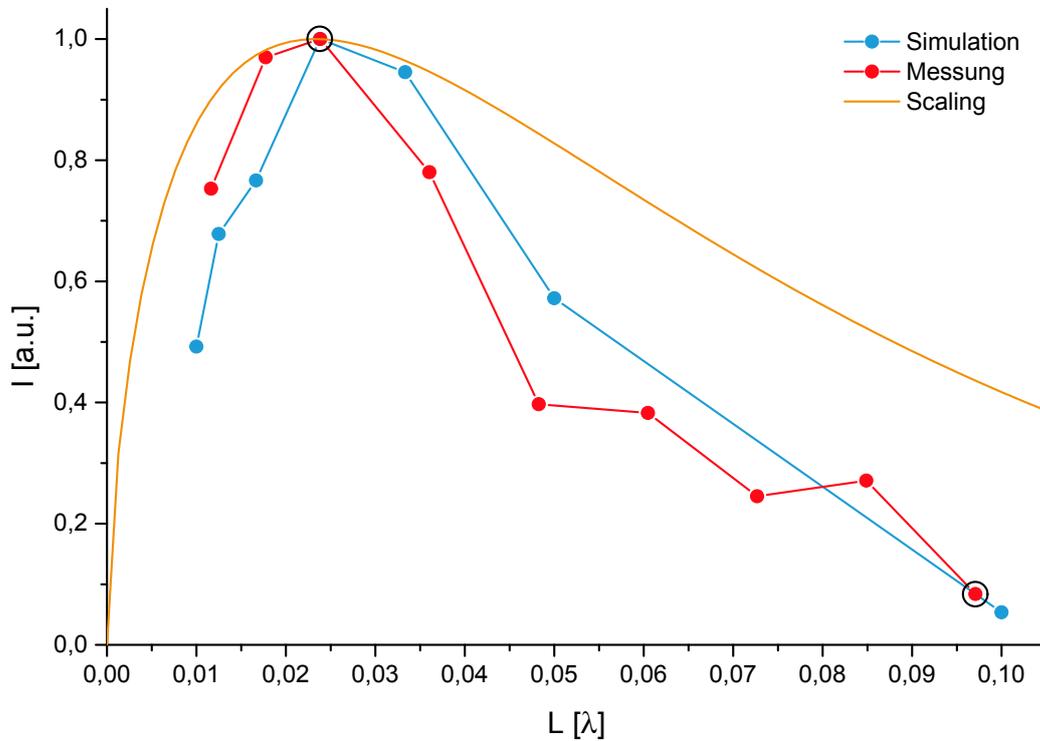


Abbildung 6.10.: Intensität der sechsten Harmonischen für verschiedene Gradientenlängen. Jede Kurve für sich enthält normierte Werte, außerdem wurden die Kurven selber auf Eins normiert. In Blau dargestellt sind die hier berechneten Simulationsergebnisse, in Rot die Messdaten aus Abschnitt 5.3.3 / Abbildung 5.6 und in Orange das Scaling aus [36], wie in Abschnitt 5.3.3 beschrieben. Simuliert wurde eine Intensität $a_0 = 0,2$ und eine Pulsdauer $\tau = 9,5$ fs. Mit schwarzen Kreisen markiert sind die Fixpunkte, welche für die Bestimmung der Gradientenlängen benutzt wurden (siehe Text für weitere Erklärung).

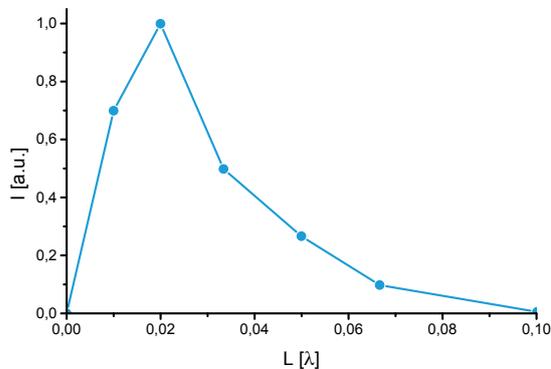


Abbildung 6.11: Daten, die von Thaury et al. [36] veröffentlicht wurden: Intensität der achten Harmonischen in Abhängigkeit der Skalenlänge. Simuliert wurde mit einem $a_0 = 0,2$ und $n_e = 110n_c$. Die Daten wurden zur besseren Darstellung neu gezeichnet.

der Zusammenhang zwischen dem Delay des eingeführten Vorpulses und der Gradientenlänge linear ist (siehe dazu Abbildung 6.4 in Abschnitt 6.1). Es gilt, diesen Zusammenhang zu bestimmen. Dies wird im Folgenden durch einen Vergleich von Messergebnissen und Ergebnissen der PIC-Simulation erreicht.

Man benötigt zwei Wertepaare aus jeweils Vorpulsdelay und zugehöriger Gradientenlänge. Als erstes Wertepaar ist es sinnvoll, das Maximum der Erzeugungseffizienz der Harmonischen zu verwenden. Dabei handelt es sich um eine Skalenlänge, die beim Skalierungsgesetz (Abschnitt 5.3.3, Gleichung 5.4), bei den Simulationen von Thaury et al. (Abbildung 6.11) und den eigenen PIC-Simulationen identisch ist und daher hohe Relevanz hat. Das Maximum findet man im Experiment für ein Vorpulsdelay von 600 fs. Dieses Delay bildet somit ein Wertepaar mit der per Simulation bestimmten Gradientenlänge von $\lambda/42$.

Als zweiter Punkt wird ein Datenpunkt gewählt, der möglichst weit vom ersten entfernt ist, um die Genauigkeit bei der Bestimmung der Proportionalität zu verbessern. Es wird daher der Messpunkt bei 1,8 ps gewählt. Für diesen wird die Skalenlänge gewählt, an der die Intensität in den Simulationsdaten auf den Wert abgefallen ist, den auch der Messpunkt hat. Dies ist bei einer Skalenlänge von $0,097 \lambda$ der Fall. Damit ist das zweite Wertepaar gefunden. Beide verwendeten Datenpunkte sind in Abbildung 6.10 mit schwarzen Kreisen markiert.

Für die Bewertung der Ergebnisse sei darauf hingewiesen, dass gewisse Übereinstimmungen zwischen den Kurven aus Messdaten und Simulationsdaten durch obiges Verfahren erzwungen wurden. Zuallererst ist dies die Übereinstimmung der Gradientenlänge mit der maximalen Effizienz. Aber auch die quantitative Übereinstimmung des Kurvenverlaufs links und rechts vom Maximum ist auf die Art, wie Vorpulsdelay in Skalenlängen umgerechnet wurden, zurückzuführen. Das wichtige Merkmal des qualitativen Kurvenverlaufs jedoch ist unabhängig von der Umrechnung: so lange ein linearer Zusammenhang zwischen Vorpulsdelay und Skalenlänge besteht, bleibt der Abfall links vom Maximum sehr viel steiler als rechts davon.

6.2.5. Variation der Intensität

Im vorigen Abschnitt wurden die im Rahmen der Arbeit gemessenen Ergebnisse durch Simulationen zu großen Teilen erklärt und reproduziert. Außerdem konnte anhand der PIC-Simulationen die in den Experimenten vorherrschende Skalenlänge durch eine neue Methode bestimmt werden. Der folgende Abschnitt widmet sich Simulationen, die als Vorbereitung weiterer Experimente mit dem neuen Lasersystem PHASER dienen können, das während dieser Arbeit leider noch nicht zur Verfügung stand.

Das neue Lasersystem bietet die Möglichkeit, bei identischem experimentellen Aufbau Intensitäten bis zu $a_0 = 1,2$ zu erreichen, bei einer Pulsdauer von $\tau \approx 7$ fs und einer Fokusgröße von ca. $1,5 \mu\text{m}$. Durch ein neues System zur Verringerung der Pulsenergie bei gleichzeitiger Beibehaltung aller anderer Laserparameter, ins-

besondere der Pulsdauer, ist es im Unterschied zum bisher verwendeten System beim PHASER auch möglich, die Intensität zu variieren.

Dies bietet die Möglichkeit, den Wechsel des Regimes der Harmonischenerzeugung von sub-relativistisch, welches Thema dieser Arbeit war, zu relativistisch zu betrachten. Die Grenze zwischen diesen Regimen wird durch eine Intensität von $a_0 \approx 1,0$ markiert, weshalb im Folgenden exemplarisch gezeigt wird, welche Ergebnisse laut Simulation bei Intensitäten von $a_0 = 1,0$ und $a_0 = 1,2$ zu erwarten sind.

Spannend erscheint insbesondere das Zusammenspiel von CWE- und ROM-Harmonischen. Wie von Rödel et al. in [22] dargestellt, werden ROM-Harmonische bei Gradientenlängen über $\lambda/10$ optimal erzeugt, während bei kleineren Gradienten die Effizienz deutlich nachlässt. Gleichzeitig wurde im Rahmen dieser Arbeit (und von Thaury et al. auch schon vorher [36]) festgestellt, dass die CWE-Harmonischen deutlich kürzere Gradientenlängen benötigen, um effizient erzeugt zu werden. Will man beides gleichzeitig messen, muss also ein Mittelweg gefunden werden.

Es wurden Simulationen durchgeführt für die Intensitäten $a_0 = 1,0$ und $a_0 = 1,2$, jeweils bei einer Pulsdauer von 7 fs, einer Dichte im Bulk von $160 \cdot n_{cr}$ und mit Skalenlängen von $\lambda/20$, $\lambda/30$ und $\lambda/40$. Die Ergebnisse sind gruppiert nach Skalenlänge in Abbildung 6.12 dargestellt. Eingezeichnet ist dort auch die theoretische Position des CWE-Cut-Offs, der sich nach Gleichung 2.39 zu $\sqrt{160} \approx 12,6$ ergibt.

Dort ist zu sehen, dass für $\lambda/20$ und $a_0 = 1,2$ zwar die ROM-Harmonischen effizient erzeugt werden, jedoch bei einer Leistung von $a_0 = 1,0$ kein CWE-Cut-Off zu erkennen ist, sondern die Effizienz gleichmäßig abnimmt. Dass dieser nicht zu sehen ist, spricht dafür, dass ausschließlich ROM-Harmonische erzeugt werden.

Bei $\lambda/30$ hingegen bildet sich bei einer Leistung von $a_0 = 1,0$ der CWE-Cut-Off gut sichtbar heraus, während er bei einer Leistung von $a_0 = 1,2$ nicht zu erkennen ist. Hier wird deutlich, dass je nach Leistung ein anderer Prozess dominant die Harmonischen treibt. Es ist auch zu sehen, dass jenseits des Cut-Offs noch Harmonische vorhanden sind. Bei diesen kann man sich sicher sein, dass sie vom ROM-Prozess erzeugt werden.

Bei $\lambda/40$ wiederum ist die Effizienz des ROM-Prozesses bereits so weit gesunken, dass hier bei beiden Intensitäten der CWE-Cut-Off sichtbar ist. Bei $a_0 = 1,2$ werden zwar auch jenseits davon Harmonische erzeugt, diese sind jedoch bei weitem nicht so ausgeprägt wie bei einer Skalenlänge von $\lambda/30$ und sie verschwinden bei $a_0 = 1,0$ fast völlig.

Zur Untersuchung des Übergangs von CWE zu ROM erscheint es sinnvoll, nicht nur die Intensität zu variieren, sondern dies auch bei einer Skalenlänge zu tun, bei der beide Prozesse noch ausreichend gut getrieben werden, sodass man das Zusammenspiel dieser gut untersuchen kann. Die Simulationen legen nahe, dass dies bei einer Skalenlänge von $\lambda/30$ gut funktionieren sollte.

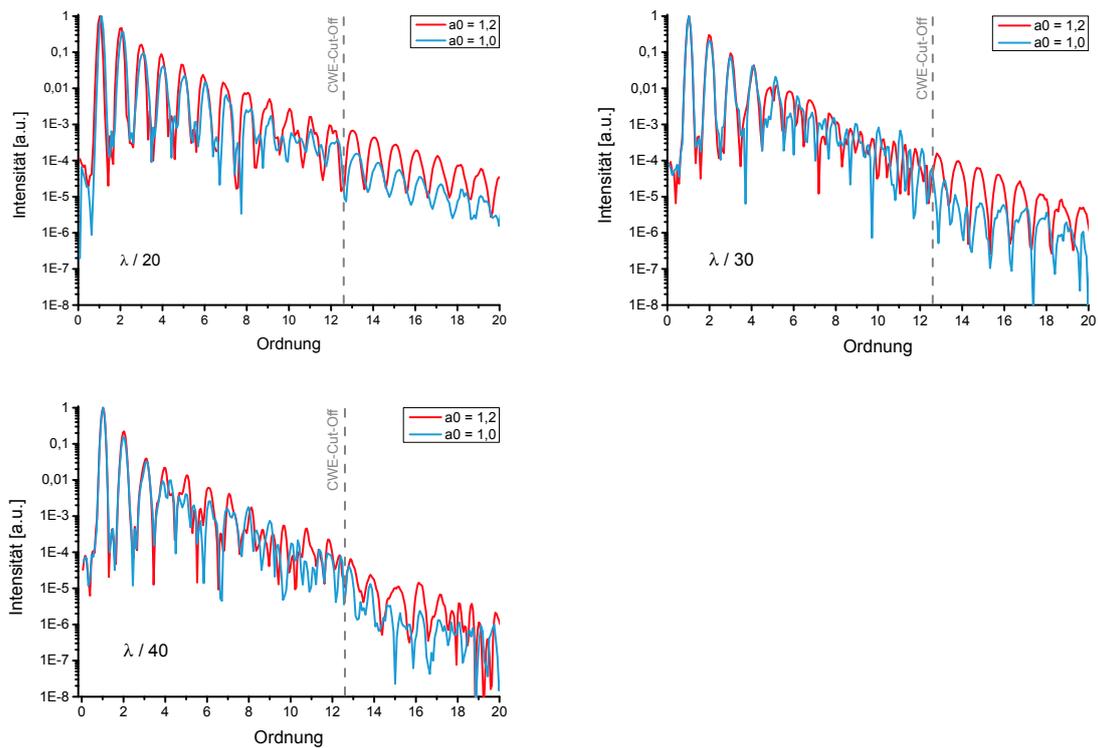


Abbildung 6.12.: Harmonischen-Spektren jeweils für die Intensitäten $a_0 = 1,0$ und $a_0 = 1,2$ für Skalenlängen von $\lambda/20$, $\lambda/30$ und $\lambda/40$. Simuliert wurde ein Puls von 7 fs und eine Dichte im Bulk von $n_0 = 160 \cdot n_{cr}$. Eingezeichnet ist auch der CWE-Cut-Off nach Gleichung 2.39 an der Position 12,6.

Die oben beschriebenen Simulationsergebnisse machen es möglich, Vorschläge für zukünftige Messungen am PHASER zu machen. Als Grundlage sollte zuerst bestimmt werden, welche Vorpulsdelay zu welchen Gradientenlängen führen. Dazu kann das in Abschnitt 6.2.4 vorgestellte Verfahren zum Einsatz kommen.

Durch die daraus gewonnenen Informationen kann die oben als vermutlich optimal erkannte Skalenlänge von $\lambda/30$ im Experiment eingestellt werden. Anschließend kann durch systematische Variation der Laserintensität der Übergang vom sub-relativistischen ins relativistische Regime betrachtet werden. Dies geht mit dem Übergang vom CWE- zum ROM-Prozess einher. Da der CWE-Cut-Off sichtbar werden sollte, können nicht nur einige Harmonische sicher dem ROM-Prozess zugeordnet und entsprechend untersucht werden, es ist weiterhin auch möglich, die Bulkdicke im Experiment zu bestimmen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigte sich mit der Untersuchung von Harmonischen, die mittels eines ultrakurzen Laserpulses an einem Festkörperplasma erzeugt werden. Um ein besseres Verständnis dieser Erzeugung zu erreichen, wurden Experimente mit few-cycle-Laserpuls durchgeführt und die daraus gewonnen Ergebnisse mit hydrodynamischen und Particle-in-Cell-Simulationen reproduziert und erklärt. Es konnte außerdem eine neue Methode vorgeschlagen werden, um ohne exakte Kenntnis aller Vorpulse eines Lasers den im Experiment vorherrschenden Plasmagradien zu bestimmen.

Für die experimentellen Untersuchungen wurde mit einem weniger als 10 fs kurzen Laserpuls mit einer Energie pro Puls von ca. 200 μJ auf ein Target aus glasartigem Kohlenstoff geschossen. Dabei wurden Intensitäten von $1,24 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$ erreicht.

Zur Aufnahme der dabei entstandenen Spektren wurde ein Spektrometer entwickelt, welches es durch seine mechanische Konstruktion ermöglicht, verschiedene Detektortypen zu verwenden, die ohne Brechen des Vakuums in der Experimentierkammer gewechselt werden können. Zum Einsatz kamen zur Justage eine CCD-Kamera und zur Detektion der Spektren Imaging Plates. Letztere wurden ausgewählt, weil das Licht des Lasers kein Signal erzeugt, sondern dieses sogar teilweise löscht. Die Löschrage durch das Laserlicht wurde bestimmt, um die Vergleichbarkeit von Messungen mit unterschiedlicher Schussanzahl zu ermitteln.

Um zu untersuchen, bei welchen Plasmagradien die Erzeugungseffizienz der Harmonischen ihr Maximum annimmt, wurde ein Vorpuls eingesetzt. Dieser wurde mittels eines akusto-optischen Modulators (DAZZLER) eingebracht, was eine praktisch justagefreie Möglichkeit ist. Die Existenz der Vorpulses und der korrekte zeitliche Abstand zum Hauptpuls wurde mittels eines WIZZLERS verifiziert. Der Hauptpuls wurde unter Zuhilfenahme eines SPIDERS charakterisiert.

Durch systematische Variation des Vorpulsdelayes konnte die optimale Gradientenlänge für die Erzeugung der Harmonischen gefunden werden. Diese konnte zu $\lambda/42$ bestimmt werden, mit einem steilen Abfall der Effizienz für kürzere und einen seichteren Abfall für längere Gradienten. Diese Befunde deckten sich mit einem theoretischen Skalierungsgesetz [36].

In einer weiteren Versuchsreihe wurde die Position des Targets relativ zum Fokus verändert. Dabei wurde festgestellt, dass mit einem Target, welches aus dem Fokus heraus in den konvergenten Strahl verschoben ist, ein deutlich stärkeres Harmonischensignal gemessen werden kann. Ein ähnlicher aber nicht so starker Anstieg der Ausbeute konnte durch Verschieben in den divergenten Strahl gemessen werden. Gleichzeitig änderte sich durch die Positionierung des Targets außerhalb des Fokus die spektrale Breite der Harmonischen, sie wurden zu beiden Seiten spektral schmaler.

Zur Umrechnung des Vorpulsdelayes in Gradientenlängen wurden Simulationen mittels eines hydrodynamischen Codes namens MULTI-fs durchgeführt. Dabei wurde festgestellt, dass ohne genaue Kenntnis des Pulsverlaufs inklusive aller Vorpulse eine Bestimmung des Gradienten mit diesem Code nicht möglich ist. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass auch bei der Existenz weiterer Vorpulse, zusätzlich zum absichtlich eingebrachten Vorpuls, die Gradienten weiterhin mit dem Parameter der Skalenlänge beschreibbar sind und ein linearer Zusammenhang zwischen Vorpulsdelay und dieser Länge besteht.

Um die experimentellen Ergebnisse zu reproduzieren und ein besseres Verständnis dieser zu erlangen, wurden Simulationen mittels eines Particle-in-Cell-Codes durchgeführt. Durch die Simulation mit verschiedenen Gradientenlängen konnten wesentliche Merkmale der experimentellen Daten reproduziert und eine Übereinstimmung mit der theoretischen Skalierung festgestellt werden.

Die PIC-Simulationen ermöglichten es auch, ein neues Verfahren vorzuschlagen, mit dem die im Experiment vorhandenen Gradientenlängen bestimmt werden können. Dabei muss nicht der exakte Pulszug, der das Target trifft, bekannt sein, sondern man macht sich den charakteristischen Kurvenverlauf der Harmonischen-Erzeugungseffizienz in Abhängigkeit von der Skalenlänge zu nutze. Durch Vergleich des gemessenen Verlaufs mit dem simulierten kann eine lineare Abbildung von Vorpulsdelay auf Skalenlänge gefunden werden. Die Existenz einer solchen Abbildung wurde vorher durch MULTI-fs gezeigt (s.o.).

Auch die experimentellen Befunde bei Positionierung des Targets außerhalb der Fokusposition wurden in PIC-Simulationen untersucht. Die Erhöhung des Signals am Spektrometer für eine Targetposition im konvergenten Strahl konnte auch in den Simulationen festgestellt werden. Durch eine Auswertung des Fernfeldes in der Entfernung, in der sich im Experiment das Spektrometer befindet, konnte eine Erklärung dieses Verhaltens gefunden werden: durch die geänderte Position des Targets werden die Harmonischen besser kollimiert und mehr Licht wird vom Spektrometer aufgesammelt.

In weiterer Folge wurden Simulationsergebnisse vorgestellt und interpretiert, durch die Messungen am neuen Lasersystem PHASER vorgeschlagen werden konnten.

Zusammenfassend konnten im Rahmen dieser Arbeit Messungen und Simulationen präsentiert werden, die deutliche Optimierungsmöglichkeiten für die Erzeugung und Verwendung von Harmonischen mit few-cycle-Laserpulsen aufzeigen. Durch den Einsatz einer Kombination von Experiment, hydrodynamischer und PIC-Simulation konnte außerdem ein Verfahren vorgeschlagen werden, das einen neuen Weg bietet, die Skalenlänge des Vorplasmas zu bestimmen, eine Größe die bei den vorliegenden Gradientenlängen im Bereich von 20 nm experimentell nicht zugänglich ist. Genau die Kenntnis dieser Größe erlaubt es aber gerade, eine Verbindung zwischen Experiment und Simulation herzustellen. Daher können die Ergebnisse dieser Arbeit einen Schlüssel zu weiteren Erfolgen bei der Optimierung der Harmonischenerzeugung am neuen System PHASER und in anderen Arbeitsgruppen darstellen.

Literaturverzeichnis

- [1] M. Dantus, M. J. Rosker, and A. H. Zewail, *Real-time femtosecond probing of transition states in chemical reactions*, The Journal of Chemical Physics **87** (1987), no. 4, 2395–2397.
- [2] A. H. Zewail, *Femtochemistry: Atomic-Scale Dynamics of the Chemical Bond*, The Journal of Physical Chemistry A **104** (2000), no. 24, 5660–5694.
- [3] P. Agostini and L. F. DiMauro, *The physics of attosecond light pulses*, Reports on Progress in Physics (2004), 813–855.
- [4] M. J. J. Vrakking, *Attosecond imaging*, Phys. Chem. Chem. Phys. **16** (2014), 2775–2789.
- [5] T. Remetter, P. Johnsson, J. Mauritsson, K. Varju, Y. Ni, F. Lepine, E. Gustafsson, M. Kling, J. Khan, R. Lopez-Martens, K. J. Schafer, M. J. J. Vrakking, and A. L’Huillier, *Attosecond electron wave packet interferometry*, Nature Physics **2** (2006), no. 5, 323–326.
- [6] E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Mével, Ch. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin, and P. Agostini, *Optimizing High Harmonic Generation in Absorbing Gases: Model and Experiment*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 1668–1671.
- [7] N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson, and G. D. Enright, *Harmonic generation in CO₂ laser target interaction*, Applied Physics Letters **31** (1977), no. 3, 172–174.
- [8] R. L. Carman, D. W. Forslund, and J. M. Kindel, *Visible Harmonic Emission as a Way of Measuring Profile Steepening*, Phys. Rev. Lett. **46** (1981), 29–32.
- [9] S. Kohlweyer, G.D. Tsakiris, C.-G. Wahlström, C. Tillman, and I. Mercer, *Harmonic generation from solid-vacuum interface irradiated at high laser intensities*, Optics Communications **117** (1995), no. 5–6, 431–438.
- [10] S. V. Bulanov, N. M. Naumova, and F. Pegoraro, *Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma*, Physics of Plasmas **1** (1994), 745–757.

- [11] M. Zepf, G. D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D. M. Chambers, P. A. Norreys, U. Andiel, A. E. Dangor, K. Eidmann, C. Gahn, A. Machacek, J. S. Wark, and K. Witte, *Role of the plasma scale length in the harmonic generation from solid targets*, Phys. Rev. E **58** (1998), no. 5, R5253–R5256.
- [12] F. Quere, C. Thaury, P. Monot, S. Dobosz, Ph. Martin, J.-P. Geindre, and P. Audebert, *Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **96** (2006).
- [13] C. Thaury, F. Quere, H. George, J. P. Geindre, P. Monot, and Ph. Martin, *High-order harmonic generation from plasma mirrors*, The European Physical Journal Special Topics **175** (2009), 43–48.
- [14] S. Gordienko, A. Pukhov, O. Shorokhov, and T. Baeva, *Relativistic Doppler Effect: Universal Spectra and Zeptosecond Pulses*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004), 115002.
- [15] U. Teubner and P. Gibbon, *High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces*, Reviews of Modern Physics **81** (2009), 445–479.
- [16] G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer ter Vehn, and F. Krausz, *Route to intense single attosecond pulses*, New Journal of Physics **8** (2006), no. 1, 19.
- [17] B. Dromey, M. Zepf, A. Gopal, K. Lancaster, M. S. Wei, K. Krushelnick, M. Tatarakis, N. Vakakis, S. Moustazis, R. Kodama, M. Tambo, C. Stoeckl, R. Clarke, H. Habara, D. Neely, S. Karsch, and P. Norreys, *High harmonic generation in the relativistic limit*, Nat Phys **2** (2006), no. 7, 456–459.
- [18] F. Dollar, P. Cummings, V. Chvykov, L. Willingale, M. Vargas, V. Yanovsky, C. Zuilick, A. Maksimchuk, A. G. R. Thomas, and K. Krushelnick, *Scaling High-Order Harmonic Generation from Laser-Solid Interactions to Ultrahigh Intensity*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013), 175002.
- [19] Henry C. Kapteyn, Abraham Szoke, Roger W. Falcone, and Margaret M. Murnane, *Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering*, Opt. Lett. **16** (1991), no. 7, 490–492.
- [20] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, Ph. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J.-P. Geindre, and T. Wittmann, *Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses*, Phys. Rev. E **69** (2004), 026402.
- [21] M. Behmke, D. an der Brügge, C. Rödel, M. Cerchez, D. Hemmers, M. Heyer, O. Jäckel, M. Kübel, G. G. Paulus, G. Pretzler, A. Pukhov, M. Toncian, T. Toncian, and O. Willi, *Controlling the Spacing of Attosecond Pulse*

- Trains from Relativistic Surface Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011), no. 18, 185002.
- [22] C. Rödel, D. an der Brügge, J. Bierbach, M. Yeung, T. Hahn, B. Dromey, S. Herzer, S. Fuchs, A. Galestian Pour, E. Eckner, M. Behmke, M. Cerchez, O. Jäckel, D. Hemmers, T. Toncian, M. C. Kaluza, A. Belyanin, G. Pretzler, O. Willi, A. Pukhov, M. Zepf, and G. G. Paulus, *Harmonic Generation from Relativistic Plasma Surfaces in Ultrasteep Plasma Density Gradients*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012), 125002.
- [23] M. Behmke, *Einfluss der relativistischen Plasmadynamik auf die zeitlich-spektrale Struktur von Oberflächenharmonischen*, Ph.D. thesis, HHU Düsseldorf, Juni 2011.
- [24] James Clerk Maxwell, *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*, Royal Society Transactions **155** (1865), 459–512.
- [25] J. Jackson, *Classical Electromagnetics*, John Wiley & Sons, Inc., 1998.
- [26] L. Lorenz, *XXXVIII. On the identity of the vibrations of light with electrical currents*, Philosophical Magazine Series **4** (1867), 287–301.
- [27] G. Pretzler, *Höchstleistungs-Kurzpuls laser*, LMU München, 2000, Skriptum zur Vorlesung.
- [28] P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter*, Imperial College Press, 2005.
- [29] M. Cerchez, *Ultrashort laser pulse interaction with overdense plasmas*, Ph.D. thesis, HHU Düsseldorf, 2008.
- [30] G. Pretzler, *Laser-Plasma-Diagnostik (Diagnostik heißer, kurzlebiger Plasmen)*, HHU Düsseldorf, 2010, Skriptum zur Vorlesung.
- [31] L. V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys. JETP **20** (1965), no. 5, 1307–1314.
- [32] A. Kaiser, B. Rethfeld, M. Vicanek, and G. Simon, *Microscopic processes in dielectrics under irradiation by subpicosecond laser pulses*, Phys. Rev. B **61** (2000), no. 17, 11437–11450.
- [33] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, *Plasmaphysik - Eine Einführung*, Vieweg+Teubner, 1998.
- [34] F. Gaußmann, *Optimierung lasererzeugter harter Röntgenstrahlung durch Anpassung des Plasmagradienten*, Ph.D. thesis, HHU Düsseldorf, 2012.

- [35] W. L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interactions*, Westview Press, 2003.
- [36] C. Thaury and F. Quere, *High-order harmonic and attosecond pulse generation on plasma mirrors: basic mechanisms*, Journal of Physics B **43** (2010).
- [37] P. Mulser and D. Bauer, *High Power Laser–Matter Interaction*, Springer Berlin / Heidelberg, 2010.
- [38] D. W. Forslund, J. M. Kindel, Kenneth Lee, E. L. Lindman, and R. L. Morse, *Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasma*, Phys. Rev. A **11** (1975), 679–683.
- [39] F. Brunel, *Not-So-Resonant, Resonant Absorption*, Phys. Rev. Lett. **59** (1987), 52–55.
- [40] A. Malvache, A. Borot, F. Quere, and R. Lopez-Martens, *Coherent wake emission spectroscopy as a probe of steep plasma density profiles - Supplementary material*, Phys. Rev. E **87** (2013).
- [41] Zheng-Ming Sheng, Kunioki Mima, Jie Zhang, and Heiji Sanuki, *Emission of Electromagnetic Pulses from Laser Wakefields through Linear Mode Conversion*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005).
- [42] Y. Nomura, R. Hörlein, P. Tzallas, B. Dromey, S. Rykovanov, Zs. Major, J. Osterhoff, S. Karsch, L. Veisz, M. Zepf, D. Charalambidis, F. Krausz, and G. D. Tsakiris, *Attosecond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas*, Nature Physics **5** (2009), 124 – 128.
- [43] A. Malvache, A. Borot, F. Quere, and R. Lopez-Martens, *Coherent wake emission spectroscopy as a probe of steep plasma density profiles*, Phys. Rev. E **87** (2013).
- [44] D. Hemmers, *Private Communication*.
- [45] R. Lichters, J. Meyer ter Vehn, and A. Pukhov, *Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity*, Physics of Plasmas **3** (1996), 3425–3437.
- [46] A. Gjurchinovski, *The Doppler effect from a uniformly moving mirror*, European Journal of Physics **26** (2005), no. 4, 643.
- [47] A. Bourdier, *Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma. Relativistic effects*, Physics of Fluids (1958–1988) **26** (1983), no. 7, 1804–1807.

- [48] S. Gordienko and A. Pukhov, *Scalings for ultrarelativistic laser plasmas and quasimonoenergetic electrons*, Physics of Plasmas **12** (2005), no. 4.
- [49] T. Baeva, S. Gordienko, and A. Pukhov, *Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma*, Phys. Rev. E **74** (2006), 046404.
- [50] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii, *Electrodynamics of Continuous Media*, Pergamon Press, 1984.
- [51] D. an der Brügge and A. Pukhov, *Enhanced relativistic harmonics by electron nanobunching*, Physics of Plasmas (1994-present) **17** (2010), no. 3.
- [52] R. Ramis, R. Schmalz, and J. Meyer-Ter-Vehn, *MULTI – A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics*, Computer Physics Communications **49** (1988), no. 3, 475 – 505.
- [53] Shalom Eliezer, *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*, IOP Publishing Ltd, 2002.
- [54] K. Eidmann, J. Meyer ter Vehn, T. Schlegel, and S. Hüller, *Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter*, Phys. Rev. E **62** (2000), 1202–1214.
- [55] J. P. Verboncoeur, *Particle simulation of plasmas: review and advances*, Plasma Phys. Control. Fusion **47** (2005), A231 – A260.
- [56] J. P. Boris, *Relativistic plasma simulation – optimization of a hybrid code*, Proc. 4th Conf. on Numerical Simulation of Plasmas (Washington, DC), National Technical Information Service, 1971, pp. 3 – 67.
- [57] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Plasma Physics via Computer Simulation*, Adam Hilger, 1991.
- [58] O. M. Ramahi, *Near- and Far-Field Calculations in FDTD Simulations Using Kirchhoff Surface Integral Representation*, IEEE Transactions on Antennas and Propagation **45** (1997), no. 5, 753–759.
- [59] D. Strickland and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Optics Communications **55** (1985), 447–449.
- [60] P. Tournois, *Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems*, Optics Communications **140** (1997), 245–249.

- [61] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann, and P. Tournois, *Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping*, Optics Letters **25** (2000), 575–577.
- [62] C. Iaconis and I. A. Walmsley, *Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses*, Optics Letters **23** (1998), 792–794.
- [63] C. Iaconis and I. A. Walmsley, *Self-Referencing Spectral Interferometry for Measuring Ultrashort Optical Pulses*, IEEE Journal of Quantum Electronics **35** (1999), 501–509.
- [64] C. A. Pipahl, *Simultane Untersuchung von ultrakurzen Laserpulsen und laserbeschleunigten Elektronen*, Ph.D. thesis, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2010.
- [65] W. Chang, *Principles of Lasers and Optics*, Cambridge University Press, 2005.
- [66] A. G. Michette, *Optical Systems for soft X Rays*, Plenum Press, 1986.
- [67] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, 21 ed., Springer-Verlag Berlin / Heidelberg, 2002.
- [68] F. Laible, *Harmonische eines phasenstabilisierten Ultra-Kurzpulslasers an festen Oberflächen*, Master’s thesis, HHU Düsseldorf, 2014.
- [69] McPherson, *Reflectance vs. wavelength curves of various reflectors*, <http://www.mcphersoninc.com/reflectivity.htm>, Letztes Abrufdatum 01.07.2015.
- [70] B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis, *X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{--}30,000$ eV, $Z = 1\text{--}92$* , Atomic Data and Nuclear Data Tables **54** (1993), no. 2, 181 – 342.
- [71] T. Hahn, *Entwicklung eines Polarimeters zur Untersuchung von VUV-Harmonischen*, Diplomarbeit am Institut für Laser- und Plasmaphysik an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, Dez 2010.
- [72] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed., Pergamon Press, 1975.
- [73] I. J. Paterson, R. J. Clarke, N. C. Woolsey, and G Gregori, *Image plate response for conditions relevant to laser-plasma interaction experiments*, Measurement Science and Technology **19** (2008).

- [74] M. Katto, R. Matsumoto, K. Kurosawa, W. Sasaki, Y. Takigawa, and M. Okuda, *Laser beam profiler in the vacuum ultraviolet spectral range using photo-stimulable phosphor*, Rev. Sci. Instrum. **64** (1992), 319–324.
- [75] *NIST Atomic Spectra Database*, <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD>, Letztes Abrufdatum 01.07.2015.
- [76] T. Oksenhendler, S. Coudreau, N. Forget, V. Crozatier, S. Grabielle, R. Herzog, O. Gobert, and D. Kaplan, *Self-referenced spectral interferometry*, Applied Physics B **99** (2010), no. 1-2, 7–12.
- [77] E. Ahedo and J. R. Sanmartin, *Resonant absorption in a plasma step profile*, Plasma Phys. Control. Fusion **29** (1987), no. 3, 419.

Anhang A

Anhang

A.1. Veröffentlichungen

Es gab Beteiligungen an folgenden Veröffentlichungen:

- M. Yeung, B. Dromey, C. Rödel, J. Bierbach, M. Wünsche, G. Paulus, T. Hahn, D. Hemmers, C. Stelzmann, G. Pretzler, and M. Zepf, *Near-monochromatic high-harmonic radiation from relativistic laser-plasma interactions with blazed grating surfaces*, New Journal of Physics 15 (2013)
- C. W. Gayer, D. Hemmers, C. Stelzmann, and G. Pretzler, *Direct measurement of the x-ray refractive index by Fresnel diffraction at a transparent edge*, Optics Letters 38 (2013), 1563 – 1565
- D. Hemmers, M. Behmke, S. Karsch, J. Keyling, Z. Major, C. Stelzmann, and G. Pretzler, *Temporal coherence of high-order harmonics generated at solid surfaces*, Applied Physics B (2013)

A.2. Mechanische Konstruktionen

Im Rahmen dieser Arbeit wurden – neben dem oben beschriebenen Spektrometer – verschiedene, mechanische Konstruktionen erstellt, die auch weiterhin im Institut für Laser- und Plasmaphysik eingesetzt werden und teilweise als Vorlage verwendet wurden und werden.

- **Spiegelverfahren:** Da der Hauptlaser in verschiedene Experimentierkammern eingekoppelt werden kann, muss es für jede Kammer einen Einkoppelspiegel (mit einer Größe von bis zu vier Zoll) geben, der reproduzierbar aus

dem Strahlweg heraus bzw. hinein gefahren werden kann. Dies muss ohne Schmierstoffe auf viele Jahre funktionieren. Eine solche Vorrichtung wurde selbst entwickelt und von der Zentralwerkstatt der Physik umgesetzt, beides mit Unterstützung von Stefan Manderla. Die Spiegelhalter zur Verkippung des herein gefahrenen Spiegels wurden nach einem Konzept von Jürgen Böcker durch Fabian Budde entwickelt.

- **Halterung für Target und Fokusdiagnostik:** Um mit einem relativ schwachen Laser Harmonische zu Erzeugen und zu Detektieren muss das Messsignal über viele Schüsse aufsummiert werden. Dazu ist es notwendig, das Target nach jedem Schuss zu verfahren, damit eine frische Stelle getroffen werden kann. Dabei muss die Translation genau innerhalb der von der Targetoberfläche aufgepannten Ebene stattfinden, damit das Target nicht aus dem Fokus wandert. Ebenso ist es wünschenswert, dass das Target gedreht werden kann und zwar um eine Achse in der Targetmitte innerhalb der Targetebene, sodass ohne aufwändige Nachjustage unter verschiedenen Winkeln auf das Target geschossen werden kann. Eine solche Targethalterung wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt.

Die Targethalterung beinhaltet außerdem eine Fokusdiagnostik, welche ohne Brechen des Vakuums in den Strahl gefahren werden kann. Diese hat eine gemeinsame Verfahrachse entlang der Laserrichtung (z) mit dem Target, ist aber ansonsten davon entkoppelt, sodass auch bei gedrehtem Target die Fokusdiagnostik nicht neu eingerichtet werden muss.

A.3. Software

Folgende Software wurde erstellt und wird auch weiterhin im Institut verwendet:

- **Motorsteuerung:** Am ILPP werden Steuerboxen für Thorlabs-Motoren verwendet, welche von Thomas Königstein entwickelt und programmiert wurden, ebenso gibt es einen Windows-Client der von Thomas Königstein programmiert wurde. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Alternative zu Letzterem entwickelt, welche es möglich machte, das Target automatisiert in Mäandern zu fahren, sodass lange Messungen ohne Eingreifen des Experimentators durchgeführt werden konnten.

Durch ihren modularen Aufbau ließ die Software es außerdem zu, dass sie von René Oswald im Rahmen seiner Bachelor-Arbeit so erweitert wurde, dass sie auch Motoren der Firma OWIS (über eine separate Steuerbox) ansteuern kann.

- **Beamprofiler:** Am ILPP werden so genannte „Guppy“-CMOS-Kameras der Firma AVT mit einer Dynamik von 12 Bit als Beamprofiler eingesetzt. Die-

se werden jedoch nur mit einer normalen Kamerasoftware geliefert, deren Funktionsumfang sich auf das Anzeigen von Graustufen-Bildern beschränkt. Daher wurde eine Software entwickelt, welche zum einen eine Lookup-Table mit mehr Farben verwendet, sodass ein größerer Dynamikumfang sichtbar ist, und zum anderen eine Live-Auswertung des Fokusbildes ermöglicht. Die Auswertung umfasst das Automatische finden eines Fokus im Bild, der Bestimmung und Anzeige der Fokusgröße. Bei der Lookup-Table sind verschiedene Modi wählbar, unter anderem ein Modus zur Nutzung mit Laserschutzbrillen, der keine Rottöne enthält.

- **Verwendung gemessener Pulse in MULTI-fs:** MULTI-fs ist ein Fortran geschrieben, eine Sprache die zwar sehr nah an der Hardware ist und somit schnelle Programme erzeugt, jedoch auch nicht sehr zugänglich und in vielen Belangen nicht mehr zeitgemäß ist. Um beliebige, gemessene Pulse in MULTI-fs zu simulieren, wurde ein Hilfsprogramm geschrieben, welches die Messdaten als Tabulator-getrennte Liste erhält und einen Fortran-Quelltext erzeugt, welcher einfach in MULTI-fs eingefügt werden kann.

Danksagung

Viele Menschen hatten über die Jahre Anteil daran, dass diese Arbeit zu einem guten Abschluss gekommen ist. Diesen Leuten möchte ich danken.

An erster Stelle kommt natürlich Prof. Georg Pretzler, der mir die Anfertigung dieser Arbeit ermöglichte, mich währenddessen betreute und mir stets mit gutem Rat zur Seite stand.

Danken möchte ich auch Prof. Axel Görlitz für die Übernahme des Koreferats.

Dr. Dirk Hemmers gilt mein Dank für das Vermitteln von praktischer Laborerfahrung, physikalischem Wissen und dem Wissen um die korrekte Größe von Blumentöpfen. Die Möglichkeit, auf seine Erfahrungen zurückgreifen zu können, war eine große Hilfe.

Die Experimentalphysik lebt von den Aufbauten, die jedes Experiment erst möglich machen. Folglich gäbe es ohne Stefan Manderla kaum ein Experiment an diesem Institut, daher ist auch ihm meine Dankbarkeit gewiss. Auch den Mitarbeitern der Zentralwerkstatt der Physik bin ich Dank schuldig.

Claudia Dingle und Katherina Lanzer waren in allen Verwaltungsfragen stets kompetente und freundliche Ansprechpartnerinnen. Vielen Dank dafür!

Der Firma FEMTOLASERS möchte ich dafür danken, dass ich viele Erfahrungen bezüglich des Aufbaus eines funktionierenden Lasersystems machen durfte.

Erklärung

Ich versichere an Eides Statt, dass die Dissertation von mir selbstständig und ohne unzulässige fremde Hilfe unter Beachtung der „Grundsätze zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis an der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf“ erstellt worden ist. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf, den