

---

# Kohärenz und Polarisation Hoher Harmonischer von Plasma- oberflächen

---

Inaugural-Dissertation

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

vorgelegt von

**Thomas Hahn**

aus Langenfeld

Düsseldorf, Oktober 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  
Korreferent: Prof. Dr. Alexander Pukhov

Tag der mündlichen Prüfung: 11.12.2015

*I understand now that boundaries between noise and sound are conventions. All boundaries are conventions, waiting to be transcended. One may transcend any convention if only one can first conceive of doing so.*

~ David Mitchell, Cloud Atlas



# Zusammenfassung

Durch ihre geringe zeitliche Pulsdauer haben Hohe Harmonische den Weg in die Attosekundenphysik geebnet. Ziel dieser Dissertation ist die Charakterisierung grundlegender Eigenschaften Hoher Harmonischer sowie die Maximierung der Harmonisenausbeute. Dazu wurden im Rahmen des DFG Forschungsprojekts TR 18 bei Kooperationspartnern aus der Universität Jena Experimente am Titan:Saphir Laser "JETI" durchgeführt.

So wurde gezeigt, dass die spektrale Breite der Harmonischen vom Chirp des treibenden Lasers abhängt. Somit besteht die Möglichkeit, die spektrale Bandbreite der Harmonischen einzustellen. Durch die Minimierung der Bandbreite wird die Kohärenzlänge der Harmonischen maximiert - dies ist ein wichtiger Punkt für Anwendungen. Mit einem selbst entwickelten Polarimeter wurde die Polarisation der Oberflächenharmonischen 11. bis 29. Ordnung bei p-polarisiertem Treiber simultan vermessen. Die Ergebnisse stimmen mit den theoretischen Vorhersagen gut überein, was die bestehenden Modellvorstellungen bestätigt.

Des Weiteren wurden Polarisation und Elliptizität des Treiberpulses variiert und die Effizienz der Erzeugung von Hohen Harmonischen vermessen. Dabei wurden neue Effekte gefunden, vor allem Unterschiede zwischen Hohen Harmonischen des Coherent Wake Emission- (CWE-) und Relativistic Oscillating Mirror- (ROM-) Regimes, deren theoretische Erklärung noch aussteht.

In einer Reihe von Experimenten wurden verschiedene Targetarten und -materialien untersucht bzw. deren Untersuchung zugänglich gemacht. So konnten mit einem neuartigen Targethalter die Mantelflächen von Aerogeltargets erfolgreich für die Harmonischenerzeugung verwendet werden. Dies stellt eine Erweiterung des Dichtebereichs der Targets dar. Neben verschiedenen Materialien wie Gläsern oder Kunststoffen kamen auch strukturierte Targets zum Einsatz.

Eins der relevanten Ergebnisse ist die Demonstration, dass es möglich ist, ROM-Harmonische stabil über lange Zeit mit 10 Hz-Wiederholrate zu erzeugen. Bisher war dies nur im Einzelschussbetrieb möglich, wodurch diese Weiterentwicklung einen Schritt in Richtung einer Anwendung darstellt. Des Weiteren wurde ein Regime

aufgefunden, in dem einzelne Harmonische viel stärker getrieben werden als die benachbarten Harmonischen. Dies stellt eine Möglichkeit für Anwendungen dar, die monochromatische kohärente Strahlung ohne aufwändige Filterung erfordern. Es konnten neue Phänomene entdeckt werden, z.B. halbzahlige Harmonische, deren Aufklärung noch aussteht, die aber zeigen, dass aufgrund der raschen Entwicklung des Feldes noch nicht alle Prozesse verstanden sind.

Zusammenfassend führen die präsentierten Ergebnisse zu einem verbesserten Verständnis der Teilprozesse und bringen gleichzeitig das Forschungsfeld einen Schritt weiter in Richtung von Anwendungen.

# Abstract

Due to their short pulse duration, high harmonics have opened the way to attosecond physics. The aim of this thesis is the characterization of basic properties of high harmonics as well as maximizing their yield. For this purpose, experiments have been performed within the framework of the DFG project TR18 at the Ti:sapphire laser “JETI“ in Jena together with our cooperation partners.

It was shown that the spectral width of the harmonics depends on the chirp of the driving laser. Thus, the spectral width of the harmonics can be adjusted and was minimized. As a result, the coherence length was maximized which represents an important feature for applications. The polarization of the surface harmonics from the 11th to the 29th order was measured simultaneously for the case of a p-polarized driving pulse using a self-developed polarimeter. The results agree with the theoretical predictions and confirm the existing model.

Furthermore, the polarization and the ellipticity of the driving pulse have been varied and the effect on the efficiency of the generation was measured. New effects were found, especially differences between the high harmonics of the Coherent Wake Emission- (CWE-) and the Relativistic Oscillating Mirror- (ROM-) regimes. The theoretical explanation is still pending. In a series of experiments, different types of targets and target materials were investigated or made available for investigation. With a new type of target mount the lateral surface of aerogel targets was used for the generation of high harmonics. This results in an extension of the density range of the available targets. In addition, various materials like glasses, plastics or structured targets were used.

One relevant result was the generation of high harmonics in the ROM-regime with a repetition rate of 10 Hz over a long period of time. Previously, this was only possible in single shot mode. Therefore, this development represents a step towards application. Furthermore, a special regime was found where single harmonics are driven much stronger than the neighboring harmonics. This provides a possibility for applications which require monochromatic and coherent radiation without filtering. New phenomena were discovered, for example half-order harmonics. The explanation

for these is still pending which shows that not all processes are understood yet since the field is developing so fast.

In summary, the presented results lead to a better understanding of the processes and furthermore establish an approach towards applications.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Mathematische Grundlagen . . . . .	6
2.2	Laser-Plasma-Wechselwirkung . . . . .	9
2.2.1	Historischer Hintergrund, Gegenwart und Ausblick . . . . .	9
2.2.2	Wechselwirkung mit einem einzelnen Atom . . . . .	11
2.2.3	Wechselwirkung mit einem einzelnen Elektron . . . . .	15
2.3	Polarisation . . . . .	20
2.3.1	Die Fresnel-Gleichungen . . . . .	23
2.3.2	Reflexion im XUV . . . . .	27
2.4	Kohärenz . . . . .	30
2.5	Erzeugung Hoher Harmonischer . . . . .	35
2.5.1	CWE-Prozess . . . . .	35
2.5.2	ROM-Prozess . . . . .	38
2.5.3	Auswahlregeln der Polarisation . . . . .	42
2.5.4	PIC-Code VLPL1D . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>51</b>
3.1	Lasersystem "JETI" . . . . .	51
3.2	Versuchsaufbau . . . . .	55
3.3	XUV-Polarimeter . . . . .	60
3.4	Spektrometer . . . . .	64
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>67</b>
4.1	D2-Abhängigkeit der Kohärenzlänge . . . . .	68
4.2	Polarisation der Oberflächenharmonischen . . . . .	74
4.3	Abhängigkeit von der Einfallspolarisation . . . . .	81
4.4	Abhängigkeit von der Plasmaskalenlänge . . . . .	85
4.5	Aerogeltargets . . . . .	87

4.6	Strukturierte Targets . . . . .	92
4.7	Erzeugung mit hoher Repetitionsrate . . . . .	96
4.8	eROMS - Verstärkung einzelner Harmonischer . . . . .	100
4.9	Halbzahlige Harmonische . . . . .	104
4.10	Pointing der Harmonischen . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Fazit und Ausblick</b>	<b>113</b>
<b>A</b>	<b>Publikationen</b>	<b>117</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>119</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Der Begriff “Hohe Harmonische“ für ein Phänomen der relativistischen Laserplasmadynamik ist an den Begriff der Harmonischen aus der Musiktheorie angelehnt, in der Harmonische ganzzahlige Vielfache eines Grundtons und somit einer Frequenz sind. In der Musik wird meist von Obertönen gesprochen und mit dem ersten Oberton derjenige Ton mit zweifacher Frequenz des Grundtons gemeint. Eine Zusammensetzung aus Grundton und Obertönen klingt harmonisch und ist somit namensgebend für das Phänomen. In der Laserphysik ist statt “Oberton“ der Begriff der Harmonischen gebräuchlicher. Hierbei werden mit Harmonischen ganzzahlige Vielfache der Frequenz des treibenden Laserpulses  $(\lambda_0, \omega_0)$  gemäß  $\omega_n = n \cdot \omega_0$  bezeichnet. Daraus folgt, dass Harmonische kürzere Wellenlängen  $\lambda_n$  haben, welche sich gemäß  $\lambda_0/n = \lambda_n$  mit  $n \in \mathbb{N}$  berechnen lassen, wobei  $n$  die Nummer der Harmonischen bezeichnet. Im Folgenden wird erläutert, warum den Hohen Harmonischen besonderes Interesse zukommt:

Der zu messende Prozess definiert die notwendige zeitliche Auflösung der Messung. An der Universität Queensland läuft bis heute das sogenannte Pechtropfenexperiment, welches 1927 begonnen wurde. Da Pech “superzäh“ ist, kann nur in einem Langzeitversuch festgestellt werden, wie schnell es von einem oberen in einen unteren Behälter tropft. Drei Jahre lang blieb der Verbindungstrichter nach Befüllung des oberen Behälters geschlossen, so dass sich das Pech setzen konnte. Als dieser 1930 geöffnet wurde, dauerte es noch bis 1938, bis ein erster Tropfen fiel. Es folgten weitere in den Jahren 1947, 1954, 1962, 1970, 1979, 1988, 2000 und 2014 [1, 2]. Ein solches Experiment benötigt keine hochpräzise zeitliche Auflösung, es genügt ein Kalender.

Je schneller ein Prozess abläuft und je höher die Ansprüche an die Auflösung der zeitlichen Dynamik sind, umso schneller muss die Messung stattfinden. Die chemisch relevante Zeitskala liegt in der Größenordnung von Femtosekunden, da chemische

Prozesse, beispielsweise Veränderungen an Molekülen, in dieser Zeitskala ablaufen [3, 4]. Diese Tatsache motiviert die Femtospektroskopie [5, 6].

Bewegungen von Elektronen finden noch schneller statt und liegen in der sogenannten elektronischen Zeitskala. Klassisch betrachtet benötigt das Wasserstoffelektron für die Umrundung seines Kerns etwa 150 Attosekunden. Eine Attosekunde (1 as) entspricht  $10^{-18}$  Sekunden. Wird der Anspruch gestellt, Prozesse in dieser zeitlichen Größenordnung messen zu wollen, so wird ein hinreichend kurzes Messsignal benötigt [7, 8].

Wird die Relevanz der Elektronik in unserer Gesellschaft bedacht, so wird schnell klar, dass ein berechtigtes Interesse an der Untersuchung von Elektronendynamik besteht. Hier sei beispielsweise auf Transistoren und den Fortschritt der Halbleiter- und somit der Computerindustrie hingewiesen. Ferenc Krausz schreibt in seiner oft visionären, jedoch stets bodenständigen Publikation "Attosecond Physics", dass im Mikrokosmos die Grenzen zwischen Biologie, Chemie und Physik zu verschwinden scheinen, da allen gemein die Bewegung der Elektronen ist. Sei es in Atomen, der Elektronendynamik auf molekularer Basis zum Austausch von Bioinformation oder bei der chemischen Zusammensetzung und Funktionen von biologischen Systemen [9]. Einige der Fiktionen, die er in Fragen formuliert und von denen er sich Einfluss durch die Attosekundenphysik erhofft, sind: kompakte Röntgenlaser, neuartige chemische Verbindungen, Manipulation von Biomolekülen, Optimierung des Wirkungsgrades von Solarzellen sowie Größe und Geschwindigkeit elektronischer Informationsprozesse bzw. magnetischer Datenspeicherung oder auch Kernfusion. All diesen Forschungsschwerpunkten ist die Notwendigkeit sowohl der Beobachtung elektronischer Prozesse als auch deren Manipulation gemein.

Aufgrund ihrer physikalischen Eigenschaften besteht somit begründetes Interesse an Harmonischen: Es handelt sich um kohärente Strahlung, deren Pulsdauer in der Größenordnung von ca. 100 Attosekunden liegt [10]. Kurze Pulse erlauben das Vermessen von sehr schnellen Veränderungen; jenseits der chemischen hinunter in die elektronische Zeitskala. Das Fachmagazin "Nature" präsentiert in seiner Reihe "Milestones: Photons" die Erzeugung ultrakurzer Pulse durch Hohe Harmonische daher als einen "Nature Milestone" [11]. Es ist kaum möglich, einen verständlichen Bezug zu diesen unglaublich kurzen Zeitskalen herzustellen. Wird das Alter des Universums grob mit  $4,4 \cdot 10^{17}$  Sekunden (etwa 14 Milliarden Jahre) angenähert, so sind seit dem Urknall weniger Sekunden vergangen, als Attosekunden in jeder einzelnen Sekunde verstreichen - nämlich  $10^{18}$  Attosekunden jede Sekunde. Der Wahrheitsgehalt dieser Aussage wird die nächsten 17 Milliarden Jahre Bestand haben.

Es finden sich bereits Anwendungen für die mit Hohen Harmonischen erzeugten ultrakurzen Pulse [7, 12, 13, 14]. Erst kürzlich gelang die Erzeugung einzelner, räumlich-zeitlich separierter Attosekundenpulse [15]. Jedoch besteht auch Bedarf in grundlegenden Forschungsbereichen. Hierzu zählt unter anderem die Verbesserung der Harmonischenausbeute. Besonderes Interesse kommt hierbei den Harmonischen von Plasmaoberflächen zu, welche erstmalig 1977 beobachtet wurden [16]. Diese rückten aufgrund ihrer Eigenschaften immer stärker in den Vordergrund und wurden tiefgehend untersucht [17, 18, 70]. Ein weiteres Beispiel für jüngste Entwicklungen ist die Beobachtung der Depolarisation von Harmonischen aufgrund hoher Magnetfelder [19]. Darüber hinaus sind einige Eigenschaften theoretisch vorhergesagt, experimentell jedoch noch nicht nachgewiesen [49]. Daraus ergeben sich die Ziele dieser Arbeit:

Ziel der Dissertation ist es, im Rahmen des Projekts A7 als Teilgebiet des Sonderforschungsbereichs TR18 (Generation and characterization of attosecond-duration X-ray pulses in the relativistic regime), Hohe Harmonische (“attosecond x-ray pulses“) zu erzeugen und deren Eigenschaften zu charakterisieren. Im Rahmen der Erzeugung Hoher Harmonischer ist ein Ziel die Erhöhung der Harmonischenausbeute, so dass eine möglichst starke Signalquelle zur Verfügung steht. Das zweite Ziel ist die Charakterisierung der Harmonischen, insbesondere liegt hier das Augenmerk auf der Messung der Polarisation von Oberflächenharmonischen als Anschluss an die bereits erfolgte Messung der Polarisation Hoher Harmonischer aus Gasen.

Vor dem eigentlichen Theorieteil im Kapitel “Mathematische Grundlagen“ wird die Entstehung der Attosekundenpulse über die Summe von Harmonischen einer Grundfrequenz hergeleitet. Hierbei wird anschaulich klar, warum die Summe einer Grundfrequenz und ihrer Vielfachen eine zeitliche Pulsstruktur ergibt. Im späteren physikalischen Theorieteil wird dann aufgezeigt, dass dieser Prozess auch anders herum funktioniert und wie die zeitliche Deformation von Laser- zu Attosekundenpulsen und diese zu Harmonischen führen. In den folgenden Kapiteln werden die physikalischen Grundlagen aufgeführt und der verwendete Aufbau vorgestellt. Das Kapitel über Messergebnisse enthält zehn Unterkapitel, in denen die relevantesten Ergebnisse vorgestellt werden.

Letzten Endes ist es immer schwer vorherzusagen, wohin eine neue Technologie führen wird. Der Physik-Professor Philipp von Jolly soll 1874 dem damals 16-jährigen Max Planck von einem Physikstudium abgeraten haben. Es galt allgemein, dass die Physik ihrer Vollendung nahe ist und es nur noch Detailarbeit mit wenig wissen-

schaftlichem Anspruch gibt [20]. Niemand sah zu diesem Zeitpunkt, was noch alles auf die Physik zukam: so begründete Max Planck, der sich nicht vom Physikstudium abbringen lies, die Quantenmechanik. Auch die Relativitätstheorie und somit die gesamte moderne Physik wurde von anderen großen Geistern erschlossen. In den Naturwissenschaften und Technik zeigt sich die Tendenz, dass Möglichkeiten und Entwicklungen meist eher unterschätzt als überschätzt werden. Und das, was einst Science Fiction war - so fantastisch es auch wirken mochte - später Realität wurde; wie beispielsweise Jules Vernes "Reise um den Mond" [21] oder auch Dystopien wie George Orwells "1984" [22] [23]. Das Zeitalter der Hochleistungslaser und Attosekundenphysik hat gerade erst begonnen - und es wird spannend mitzuerleben, was dieses hervorbringen wird.

# Kapitel 2

## Grundlagen

In diesem Kapitel werden in einem ersten Teil die mathematischen Grundlagen vorgestellt. Aus einer Veranschaulichung der Fouriertransformation werden aus einem einfachen “ $\cos^2$ “-Verlauf eines Signals durch Aufaddieren von Harmonischen der Grundfrequenz Pulszüge geformt. Im Experiment wird später - beispielsweise durch den ROM-Prozess - ein solcher Pulszug aus dem einfallenden Laserlicht erzeugt und im Umkehrschluss somit Harmonischengehalt im reflektierten Laserlicht generiert.

Das Kapitel Laser-Plasma-Wechselwirkung stellt den spannenden historischen Hintergrund rund um die Entwicklung des ersten Lasers bis hin zur relativistischen Laser-Plasma-Dynamik vor. Es werden dann Schritt für Schritt die Grundlagen der Wechselwirkung mit einem einzelnen Atom und der Wechselwirkung mit einem einzelnen Elektron erklärt. Hierbei ergibt sich auch bereits die “figure-of-8“-Bewegung, welche gemeinsam mit dem Kapitel über Polarisation die Auswahlregeln erklärt.

Wichtige Grundpfeiler des Theorieteils sind die Erklärung zweier untersuchter Eigenschaften der Harmonischen, die das Kernthema dieser Dissertation darstellen: Polarisation und Kohärenz. Da das Polarimeter auf einer Polarisationsmessung durch polarisationsabhängige Signalabschwächung bei Reflexion von Oberflächen basiert, werden die Fresnel-Gleichungen für s- und p-polarisierte Reflexion hergeleitet.

Zuletzt wird der für die Erzeugung der Hohen Harmonischen relevante ROM-Prozess erst anschaulich und dann physikalisch tiefgehender erklärt. Der Vollständigkeit halber - da einige der gemessenen Harmonischen auch durch diesen Prozess anteilig getrieben werden können - wird auch der CWE-Prozess in einem Unterkapitel behandelt. Die Vorstellung des VLPL1D-PIC-Codes rundet das Theoriekapitel ab, indem es mehrere der vorhergegangenen Theoriekapitel verknüpft und die Erklärung abschließt.

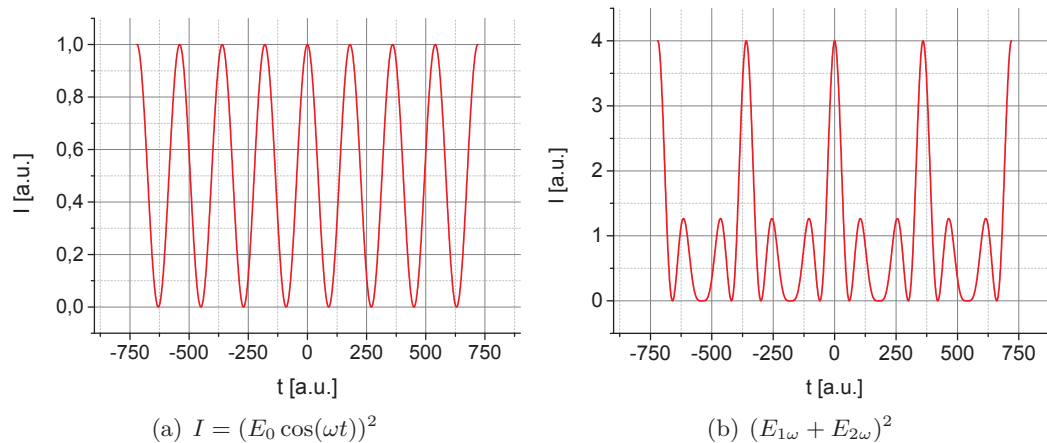
## 2.1 Mathematische Grundlagen

Die Fouriertransformation ist das mathematische Werkzeug, mit deren Hilfe in beide Richtungen zwischen Frequenz- und Zeitdomäne transformiert werden kann. Sie ist gegeben durch:

$$\mathcal{F}(f(t)) = \frac{1}{(2\pi)^{\frac{n}{2}}} \int f(\omega) e^{-it \cdot \omega} d\omega . \quad (2.1)$$

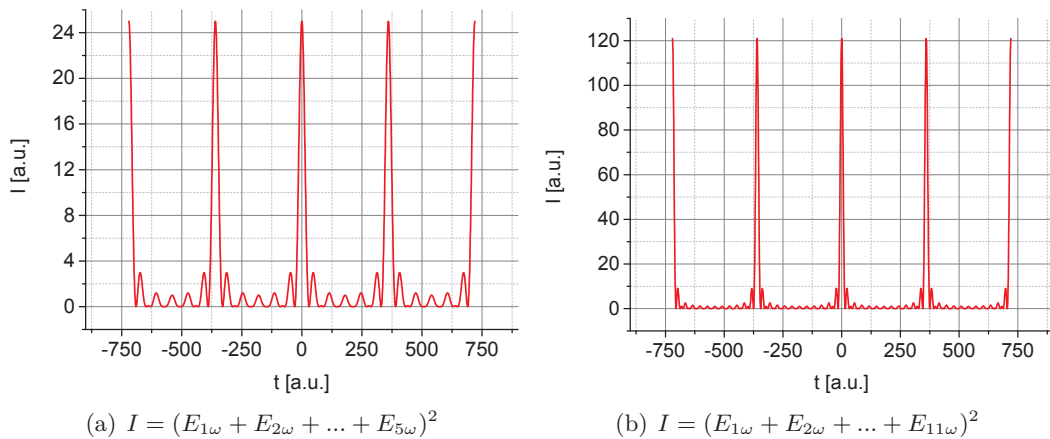
Einem bestimmten zeitlichen Signalverlauf liegt somit ein eindeutiger Frequenzgehalt zu Grunde - und umgekehrt: Die Anwendung auf das Spektrum liefert das zeitliche Signal und die Anwendung auf den zeitlichen Signalverlauf ermöglicht die Berechnung des Spektrums. Die Erzeugung Hoher Harmonischer basiert auf der Erzeugung von Pulszügen, da die Fourier-Transformation eines räumlich-zeitlich gepulsten Signals - beispielsweise erzeugt durch Reflexion eines Laserpulses an einer relativistisch oszillierenden Oberfläche - ein Harmonischenspektrum liefert.

Anschaulich lässt sich dieser mathematische Zusammenhang in umgekehrter Richtung erläutern, indem der zeitliche Signalverlauf der Summe Frequenzvielfacher (Harmonischer) einer Grundfrequenz berechnet wird. Hierzu wird ein oszillierendes E-Feld mit  $E_{1\omega} = E_0 \cos(\omega t)$  betrachtet, dessen Intensität  $I = (E_{1\omega})^2$  gemessen und in Abbildung 2.1 a) dargestellt wird. Hierbei ist die Intensität über die Zeit in beliebigen Einheiten aufgetragen.



**Abb. 2.1:** Zeitlicher Verlauf der Intensität von  $I = (E_0 \cos(\omega t))^2$  (a) und  $I = (E_{1\omega} + E_{2\omega})^2$  (b). In Anwesenheit der zweiten Harmonischen verformt sich das E-Feld und somit die Intensität. Zwischen je zwei Maxima prägen sich zwei abgeschwächte Maxima aus, an deren Stelle sich zuvor noch ein einzelnes Maximum größerer Intensität befand. Es deuten sich bereits zeitliche Pulse an.



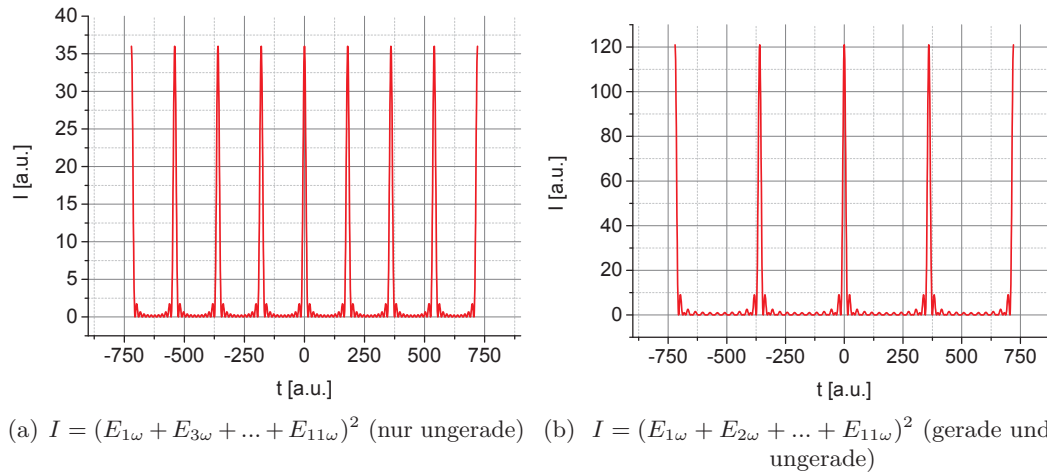


**Abb. 2.2:** Zeitlicher Verlauf der Intensität bei Aufsummierung der Harmonischen bis zum fünffachen der Grundfrequenz, wodurch sich Pulszüge ausprägen (a). Werden höhere Grundfrequenzvielfache addiert, beispielsweise wie hier bis zur elften Harmonischen, so werden die einzelnen Pulse durch steigende Intensität bei gleichzeitig fallendem Untergrund und abnehmender Halbwertsbreite immer deutlicher (b).

Dieser zeitliche Verlauf verändert sich, sobald ganzzahlige Frequenzvielfache der Grundfrequenz addiert werden. Hierzu wird der zeitliche Verlauf eines Signals mit  $(E_{1\omega} + E_{2\omega})^2$  mit  $E_{2\omega} = E_0 \cos(2\omega t)$  betrachtet, siehe Abbildung 2.1 b). Es ist die Ausprägung einzelner Maxima zu erkennen bei gleichzeitig auf circa ein Viertel reduzierter Intensität zwischen diesen Maxima.

Es können nun mehr und mehr Vielfache der Grundfrequenz addiert werden, was im Folgenden für eine Summierung der ersten fünf und ersten elf Harmonischen gezeigt wird. Abbildung 2.2 a) zeigt, dass bereits bei fünf Harmonischen die Struktur der resultierenden Intensität pulsartig verläuft. Bei elf Harmonischen hat sich ein Pulszug ausgeprägt, dessen Signalintensität zwischen den Pulsen nur noch wenige Prozent der Pulsmaxima beträgt bei gleichzeitiger geringer Halbwertsbreite der Hauptpulse, siehe Abbildung 2.2 b).

Je mehr Harmonische addiert werden, um so deutlicher prägen sich einzelne regelmäßige Pulse aus. Aus diesem simplen mathematischen Beispiel lässt sich Umgekehrtes folgern: Liegen (Attosekunden)-Pulszüge vor, so bedeutet dies, dass neben einer Grundfrequenz phasenrichtig deren ganzzahlige Frequenzvielfache enthalten sind. Im Kapitel über die Erzeugung Hoher Harmonischer (Kapitel 2.5) wird erklärt, welche physikalischen Möglichkeiten es gibt, aus einem einfachen Puls einen solchen zeitlich deformierten Pulszug - und somit die Harmonischen - zu erzeugen. Die Transformation von Zeit- in Frequenzdomäne findet hierbei prinzipiell durch das Spektrometer statt: Es bildet den Frequenzgehalt des Signals wellenlängenabhängig auf die CCD ab.



**Abb. 2.3:** Anzahl der Pulszüge und Harmonischengehalt verhalten sich reziprok. Sind bis zur elften Harmonischen nur ungerade Grundfrequenzvielfache enthalten, so prägen sich doppelt so viele Pulse aus (a) als im Falle aller vorhandenen Frequenzvielfachen (b).

Für das Verständnis einiger Erzeugungsprozesse ist es sinnvoll, eine Eigenschaft der Fouriertransformation zu erläutern: Werden nur ungerade Vielfache einer Grundfrequenz addiert, so ergibt sich ein anderes zeitliches Profil in den Pulszügen. Entgegen der Intuition prägen sich doppelt so viele Pulszüge pro Zeitintervall aus, obwohl nur halb so viel Frequenzgehalt vorhanden ist. In Abbildung 2.3 ist die zeitliche Pulsstruktur dargestellt für a) nur ungerade Harmonische, also  $E_1 + E_3 + \dots + E_{11}$  und für b) vollen Harmonischengehalt von  $E_1$  bis  $E_{11}$ .

Daraus folgt, dass ein Erzeugungsprozess, welcher zwei mal pro Laserzyklus einen Puls erzeugt, nur ungerade Frequenzvielfache der Grundfrequenz hervorbringen wird, wie es bei den in Gasen erzeugten Harmonischen der Fall ist. Daraus folgt ebenfalls, dass beim Vorliegen halb so vieler Pulse - beispielsweise weil ein Prozess nur mit jedem zweiten Zyklus angeregt wird - doppelter Frequenzgehalt vorliegen wird. Dies führt zu halbzahligen Harmonischen, die zwischen den regulären Harmonischen erscheinen und entspricht dem zu erwartenden Harmonischenspektrum eines treibenden Lasers mit doppelter Wellenlänge.

## 2.2 Laser-Plasma-Wechselwirkung

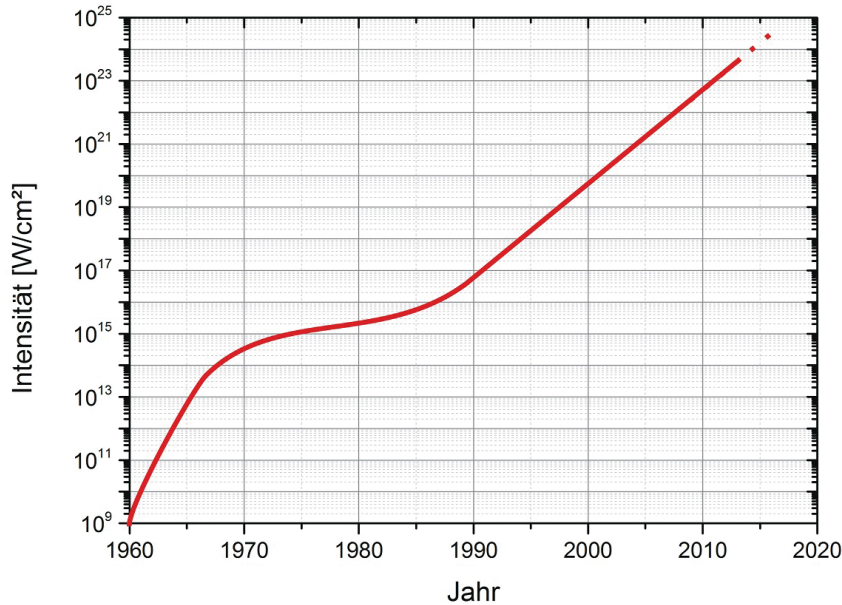
Licht oder allgemeiner elektromagnetische Wellen treten auf vielen verschiedenen Wegen mit Materie in Wechselwirkung. Bekannte Phänomene sind beispielsweise die Entstehung der Linienstrahlung verschiedener Elemente und deren Übergänge, der Photoeffekt oder die Schädigung organischen Gewebes durch Radioaktivität. Besonderes Interesse kommt hierbei der Wechselwirkung von intensiver Laserstrahlung mit ionisierter Materie zu: Durch die sehr hohen Feldstärken und die vorhandenen freien Ladungsträger können verschiedenste Wechselwirkungen zu Tage treten. Hierbei wirkt der Laser sowohl mit dem elektrischen als auch mit magnetischen Feld vor allem auf die Elektronen. Die Ionen hingegen werden aufgrund ihrer größeren Masse, der kurzen relevanten Zeiträume und der somit geringen Beschleunigung oftmals als ortsfest angenommen. Von großer Relevanz hierbei ist die Reflexion eines Lasers an einem von ihm selbst gezündeten Plasma, worauf sowohl der zu Verbesserung des Kontrasts verwendete Plasmaspiegel als auch der ROM-Prozess basiert.

In dem folgenden Unterkapitel soll die Entwicklung vom ersten Laser bis hin zur heutigen relativistischen Laser-Plasma-Dynamik unter historischen Aspekten angesprochen werden. In den folgenden Unterkapiteln werden die für diese Arbeit relevanten theoretischen Grundlagen, die sich an [25] orientieren, erläutert.

### 2.2.1 Historischer Hintergrund, Gegenwart und Ausblick

Die ersten Hinweise auf die Realisierbarkeit eines Lasers gehen auf Albert Einstein zurück. In einer Publikation von 1916 stellte er das Konzept einer stimulierten Emission von Strahlung auf und legte dadurch das theoretische Fundament für das verstärkende Medium im Resonator eines Lasers. Der Laser ist letztendlich die praktische Anwendung dieses Konzepts: Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung, zu englisch “**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation“.

Erst 1958 veröffentlichten Charles Townes und Arthur L. Schawlow ein Paper zur Theorie des Lasers. Unter Physikern begann ein Wettrennen zur Realisierung des ersten Lasers und neben staatlichen Förderungen mischte auch das Pentagon mit seinen militärischen Interessen mit. Abseits der Forschungsgruppen arbeitete ein Physiker gegen den Willen seiner Chefs und unter dem Spott anderer Physiker, die seinen Ansatz für unsinnig und Rubin für ein untaugliches laseraktives Medium hielten, alleine an einem Aufbau. Mit Erfolg: Theodore Maiman hatte mit seinem Rubinlaser den ersten Laser der Welt realisiert und 1960 in einer wöchentlich erscheinenden britischen Ausgabe der Nature publiziert. Die weitere Entwicklung verlief



**Abb. 2.4:** Skizze über die Entwicklung der erreichbaren Spitzenintensitäten seit Erfindung des Lasers bis zur Gegenwart. Zu beachten ist die logarithmische y-Achse, auf der die Intensität aufgetragen ist. Erst durch die Entwicklung der CPA konnten Intensitäten weit jenseits der  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup> erreicht werden. Aktuelle Publikationen lassen das Erreichen der  $10^{24}$  W/cm<sup>2</sup>-Schwelle in naher Zukunft erwarten [29]. Nach [25], [26].

rasant: Bereits 1961 existierte der erste kommerzielle Laser und schnell folgten dem Rubinlaser die Farbstoff-, Helium-Neon-, Halbleiter, CO<sub>2</sub>-, Ionen-, Metalldampf-, Excimer- und freie Elektronen-Laser [31].

Der gesamte sichtbare Spektralbereich konnte im folgenden Jahrzehnt mit Lasern abgedeckt werden. Die Kohärenz der Strahlung lieferte der Forschung neue Möglichkeiten, die zu Fortschritten in Kommunikation und Verfahren wie der Holographie führten [32]. Durch optische Laufwerke finden sich Laser in vielen Haushalten. Zweifelhafte Nutzung fand durch das Militär statt. Beispiele hierfür sind lasergelenkte Waffen oder der Versuch, Projektile oder Raketen mit Lasern abzuschießen [33] [35].

Seit 1985 setzte durch die Entwicklung der Chirped Pulse Amplification (CPA) [28] eine rasante Entwicklung der erreichbaren Intensitäten ein. Heutige Pulsdauern liegen bei wenigen Femtosekunden und die Spitzenintensitäten überschreiten  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>. Eine Übersicht der Entwicklung nach [25] und [26] liefert Abbildung 2.4. Die elektrische Feldstärke im Fokus des Lasers wird dabei so groß, dass die bei der Zündung des Plasmas freigesetzten Elektronen auf relativistische Geschwindigkeiten beschleunigt werden. Ein Maß dafür, wie stark relativistisch diese Geschwindigkeiten sind, liefert das normierte Vektorpotential  $a_0$ , welches in Kapitel 2.2.3 vorgestellt wird.

Die Messungen für diese Dissertation wurden am JETI 40, dem Titan:Saphir Laser der Universität Jena, durchgeführt. Mit einer Pulsenergie von  $\sim 1,2$  J vor der Kompression und einer Pulsdauer von  $\sim 30$  fs ergibt sich eine Leistung von  $\sim 40$  TW. Eine Beschreibung des Lasers findet sich in Kapitel 3.1. Ein stärkerer JETI 200 mit 200 TW befindet sich bereits im Aufbau.

Auch der Ausblick ist spannend: In einer Publikation von 2014 schlägt einer der beiden Entwickler der CPA, Gerard Mourou, ein Konzept für einen “thin film compressor (TFC)” vor. Durch diese neue Art von Kompressor hält Mourou es für möglich, eine Leistung im Exawatt- ( $10^{18}$  W) und eine Pulsdauer im Zeptosekunden- ( $10^{-21}$  s) Bereich zu erreichen [29]. Erreicht werden soll dies durch einen Einzelzyklus-Puls mit einigen hundert Joule Energie, dessen Leistung im Fokus  $10^{24}$  W betragen und ein  $a_0$  von 1000 erreichen soll. Durch Wechselwirkung mit einem relativistischen Spiegel soll der Puls in den Atto- bis Zeptosekundenbereich komprimiert und Wellenlängen mit einer Energie von 1 bis 10 keV erreicht werden.

Durch die erreichbaren Intensitäten wird experimentelles Neuland betreten: In einer theoretischen Publikation von 1951 stellt der spätere Nobelpreisträger J. Schwinger die Vakuum-Polarisation vor [30]. Ein Vakuum ist nicht komplett leer, stets bilden sich Teilchen und Antiteilchen, die sich gleich wieder vernichten. Es handelt sich dabei um Elektron-Positron-Paare, die mit dem elektrischen Feld eines einfallenden Lasers wechselwirken können. Verhindert der Laserpuls die gegenseitige Vernichtung des Elektron-Positron-Paars durch räumliche Trennung, entsteht ein Plasma, an dem der Laser gestreut wird. Durch den rasanten Fortschritt in der Laserphysik handelt es sich dabei um keine allzu weit entfernte Fiktion: Viele der heute lebenden Physiker dürften das Erreichen des “vacuum breakdown“ noch erleben.

### 2.2.2 Wechselwirkung mit einem einzelnen Atom

Die für eine Ionisation nötige Intensität lässt sich anhand des Bohrschen Atommodells berechnen. Der Bohrsche Atomradius ergibt sich aus (im Folgenden nach [25])

$$r_{\text{Atom}} = \frac{\hbar}{me^2} \quad (2.2)$$

mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $\hbar$ , der Elektronenmasse  $m$  und der Elementarladung  $e$  zu  $r_{\text{Atom}} = 5,3 \cdot 10^{-11}$  m. Die elektrische Feldstärke berechnet sich somit gemäß

$$E_{\text{Atom}} = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 r_{\text{Atom}}^2} \quad (2.3)$$

mit der elektrischen Feldkonstante  $\epsilon_0$  zu  $E_{\text{Atom}} = 5,1 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ . Daraus lässt sich mit der Bindungsenergie für das Wasserstoffelektron die Laserintensität berechnen, die nötig ist, um die Ionisation von Wasserstoff zu erreichen. Es folgt aus

$$I_{\text{Atom}} = \frac{\epsilon_0 c E_{\text{Atom}}^2}{2} \quad (2.4)$$

mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$  ein Wert von

$$I_{\text{Atom}} = 3,51 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2 . \quad (2.5)$$

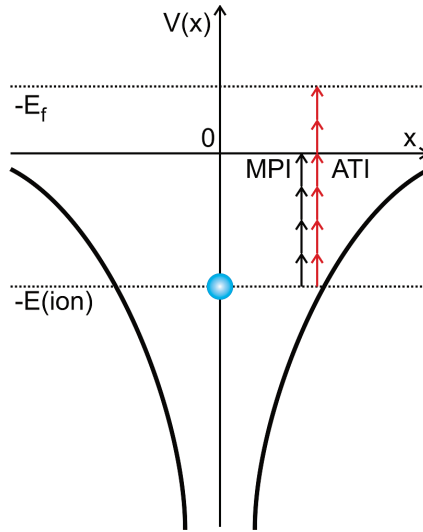
Laserintensitäten über dieser Schwelle stellen eine Ionisation des Targetmaterials sicher. Durch die Abschirmung des Atomkerns mit den Elektronen der inneren Schalen bei Elementen größerer Ordnungszahl fällt die nötige Energie geringer aus. Ausnahmen gibt es lediglich für einige Gase wie z.B. Helium, nicht jedoch für Festkörpertargets.

Prinzipiell ist es bereits bei geringeren Intensitäten möglich, Ionisation zu erreichen. Durch Multiphoton-Ionisation kann ein gebundenes Elektron stufenweise immer mehr angeregt werden, bis die Energie ausreichend groß ist, um die Bindungsenergie zu überwinden. Die Wahrscheinlichkeit einer  $n$ -Photon-Ionisation ist durch die Ionisationsrate  $\Gamma_n$  gegeben:

$$\Gamma_n = \sigma_n I_{\text{Laser}}^n . \quad (2.6)$$

Hierbei ist  $\sigma_n$  der Wirkungsquerschnitt und  $I_{\text{Laser}}^n$  die Laserintensität. Zwar nimmt der Wirkungsquerschnitt mit der Ordnung  $n$  ab, jedoch ist  $I_{\text{Laser}}^n$  für hohe Intensitäten sehr groß und ermöglicht so Multiphotonenionisation. Einer der ersten experimentellen Nachweise gelang G. S. Voronov und N. B. Delone im Jahre 1965 [36, 37]. Mit einem Rubinlaser (694,3 nm) und somit einer Photonenenergie von  $E_{\text{Photon}} = h\nu = 1,78 \text{ eV}$  konnte die Ionisierung von Xenon beobachtet werden, wobei  $\nu$  die Frequenz des Photons ist. Die Ionisierungsenergie von Xenon beträgt  $E_{\text{ion}}(\text{Xe}) = 12,13 \text{ eV}$  und somit bedarf es sieben Photonen eines Rubinlasers ( $7 \times 1,78 \text{ eV} = 12,46 \text{ eV}$ ), um die Ionisation zu erreichen. Multiphotonenprozesse höherer Ordnung für Helium, Neon, Argon, Krypton und Xenon finden sich beispielsweise in [38].

Abbildung 2.5 zeigt ein Elektron (blau) im Potentialtopf seines Atomkerns. Überwindung der Potentialbarriere und somit Ionisation findet durch den Einfall mehrerer Photonen statt, die in dieser Skizze durch die vier schwarzen Pfeile angedeutet sind. Werden durch das Elektron weitere Photonen absorbiert, so verfügt



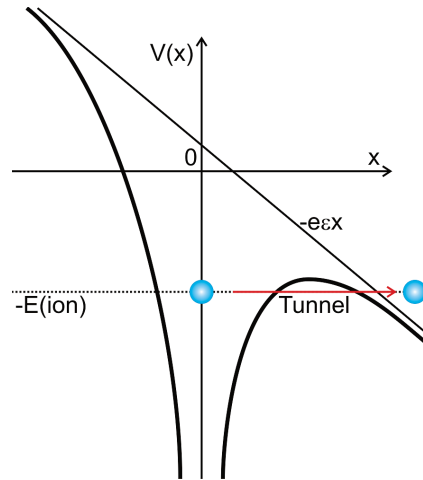
**Abb. 2.5:** Multiphotonenionisation: Ein Elektron (blau) befindet sich im Potentialtopf seines Atomkerns. Durch den Einfall mehrerer Photonen wird dem Elektron die zur Ionisation notwendige Energie zugeführt. In diesem Fall wird die schrittweise Energiezufuhr durch die vier schwarzen Pfeile angedeutet, was bedeutet, dass jedes Photon ein Viertel der nötigen Ionisationsenergie übertragen hat. Da mehrere Photonen zur Ionisation notwendig sind, wird dieser Prozess als Multiphotonenionisation bezeichnet. Wird dem Elektron mehr Energie zugeführt, als zur Ionisation nötig ist, so steht ihm die übrige Energie als kinetische Energie zur Verfügung und es verlässt dementsprechend das Atom mit einer bestimmten Geschwindigkeit. In der Skizze wird dies durch die sechs roten Pfeile dargestellt. Die Energie der zwei letzten Photonen wird nicht zur Ionisation, sondern zur Beschleunigung des Elektrons aufgewendet, so dass dieses eine kinetische Energie von  $E_f$  besitzt (nach Vorlage von [25]).

es nach der Ionisation über einen Energieüberschuss  $E_f$ , der in kinetische Energie umgewandelt wird. In der Skizze ist dies durch die sechs roten Pfeile dargestellt, wobei die zwei überschüssigen Photonen (die zwei obersten Pfeile) die Energie zur Beschleunigung liefern. Die kinetische Energie des Elektrons  $E_f$  nach der Ionisation lässt sich darstellen als

$$E_f = (n + s)\hbar\omega_L - E_{\text{ion}}. \quad (2.7)$$

Hierbei ist  $n$  die Anzahl an Photonen, die nötig ist, um Multiphotonenionisation hervorzurufen,  $s$  die Anzahl an Photonen, die dem Elektron Energie darüber hinaus zuführen und  $E_{\text{ion}}$  die Ionisierungsenergie.

Darüber hinaus ändert sich die Wahrscheinlichkeit der Tunnelionisation: Hierbei deformiert das elektrische Feld des einfallenden Lasers das Coulomb-Feld des Atoms. Durch die Herabsenkung der Barriere kann das Elektron aus seinem Potentialtopf heraustunneln. Welcher Prozess vorherrscht, kann über den Faktor  $\gamma$  definiert werden



**Abb. 2.6:** Tunnelionisation: ein Elektron (blau) befindet sich im Potentialtopf seines Atomkerns. Die Barrierenhöhe wird nun durch ein starkes, externes Feld reduziert, so dass eine endliche Wahrscheinlichkeit für das Elektron besteht, durch die verminderte Barriere zu tunneln (roter Pfeil). Nach Vorlage von [25].

[34]:

$$\gamma = \omega_L \sqrt{\frac{2E_{\text{ion}}}{I_L}} \sim \sqrt{\frac{E_{\text{ion}}}{\Phi_p}} \quad (2.8)$$

mit der Frequenz des einfallenden Lichtes  $\omega_L$ , der Bindungsenergie  $E_{\text{ion}}$ , der einfallenden Intensität  $I_L$  und dem ponderomotiven Potential  $\Phi_p$ , definiert durch

$$\Phi_p = \frac{e^2 E_L^2}{4m\omega_L^2} . \quad (2.9)$$

Hierbei ist  $e$  die Elementarladung,  $E_L$  die elektrische Feldstärke und  $m$  die Elektronenmasse. Für  $\gamma < 1$ , also hohe Feldstärken und große Wellenlängen, dominiert die Tunnelionisation; für  $\gamma > 1$  die Multiphotonenionisation. Das Coulombpotential lässt sich durch den Einfluss eines äußeren elektrischen Feldes  $\epsilon$  modifiziert darstellen als

$$V(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{x} - e\epsilon x . \quad (2.10)$$

Der Einfluss durch das äußere Feld ist in der Skizze 2.6 als von oben links nach unten rechts fallende Gerade eingezeichnet. Es kann eine Feldstärke berechnet werden, ab der die Coulombbarriere so niedrig wird, dass das Elektron spontan frei ist. Dies wird als “over-the-barrier-ionization“ bezeichnet und findet statt bei

$$\epsilon_c = \frac{\pi\epsilon_0 E_{\text{ion}}^2}{Ze^3} . \quad (2.11)$$



Ab einer bestimmten Schwellenintensität kann es im Peak des Laserfeldes für Ionen mit der Ladungszahl  $Z$  bei

$$I_S = \frac{cE_{\text{ion}}^4}{128\pi Z^2 e^6} \quad (2.12)$$

zum Erreichen dieser kritischen Feldstärke kommen. Für den einfachsten Fall - also dem Wasserstoffatom - lässt sich damit berechnen, dass eine Ionisierung bereits bei

$$I_S = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \quad (2.13)$$

stattfinden kann.

### 2.2.3 Wechselwirkung mit einem einzelnen Elektron

Letztendlich ist die Wechselwirkung des Lasers mit einer Vielzahl von Elektronen ursächlich für die Erzeugung der Hohen Harmonischen. Somit kommt diesem Unterkapitel für das Verständnis des Harmonischenprozesses besondere Bedeutung zu.

Auf ein Elektron wirkt sowohl die elektrische als auch die magnetische Komponente des einfallenden Lichts. Die Impulsänderung mit der Zeit lässt sich über die Lorentz-Gleichung darstellen:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad (2.14)$$

Hierbei ist  $\vec{p} = \gamma m_e \vec{v}$  der relativistische Impuls. Es findet also sowohl Beschleunigung des Elektrons in der Ebene des elektrischen Feldes  $\vec{E}$ , als auch - bedingt durch den  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Term - Beschleunigung senkrecht zum magnetischen Feld  $\vec{B}$  und der Bewegungsrichtung des Elektrons statt. Mit dem relativistischen Faktor  $\gamma = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}}$  gilt für die Energie des Elektrons

$$\frac{d}{dt} (\gamma m c^2) = -e (\vec{v} \cdot \vec{E}). \quad (2.15)$$

Die allgemeinste Polarisation einer propagierenden, elektromagnetischen Welle ist elliptisch (siehe Kapitel 2.3). Diese ist darstellbar als

$$\vec{A} = \left( 0, \delta a_0 \cos(\phi), \sqrt{(1 - \delta^2)} a_0 \sin(\phi) \right), \quad (2.16)$$

wobei  $\delta$  für lineare Polarisation den Wert 0 oder  $\pm 1$  und für zirkuläre Polarisation  $\pm \frac{1}{\sqrt{2}}$  annimmt.  $\phi$  beschreibt die Phase  $(\omega t - kx)$  der Welle. Aus der Betrachtung der Geschwindigkeit eines Elektrons in einem linear polarisierten elektrischen Feld

mit  $\vec{E} = \vec{E}_0 \sin(\omega t)$  sowie  $\vec{F} = m \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E}$  und somit  $\vec{a} = \vec{E} \frac{e}{m}$  folgt

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{E}_0 \frac{e}{m} \sin(\omega t) . \quad (2.17)$$

Integration liefert dann

$$\vec{v} = \vec{E}_0 \frac{e}{m} \frac{1}{\omega} \cos(\omega t) = \vec{v}_{\text{Oszillation}} \cos(\omega t) . \quad (2.18)$$

Der Quotient aus Oszillationsgeschwindigkeit  $v_{\text{Oszillation}}$  der Elektronen und der Lichtgeschwindigkeit  $c$  wird als normiertes Vektorpotential  $a_0$  bezeichnet und gibt somit an, ob und wie stark relativistisch die Elektronen schwingen. Im nichtrelativistischen Fall ist das normierte Vektorpotential durch

$$a_0 = \frac{v_{\text{Oszillation}}}{c} \quad (2.19)$$

gegeben. Allgemeiner - auch auf den relativistischen Fall ausgeweitet - gilt:

$$a_0 = \sqrt{\frac{I\lambda^2}{1,37 \cdot 10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2} \mu\text{m}^2}} . \quad (2.20)$$

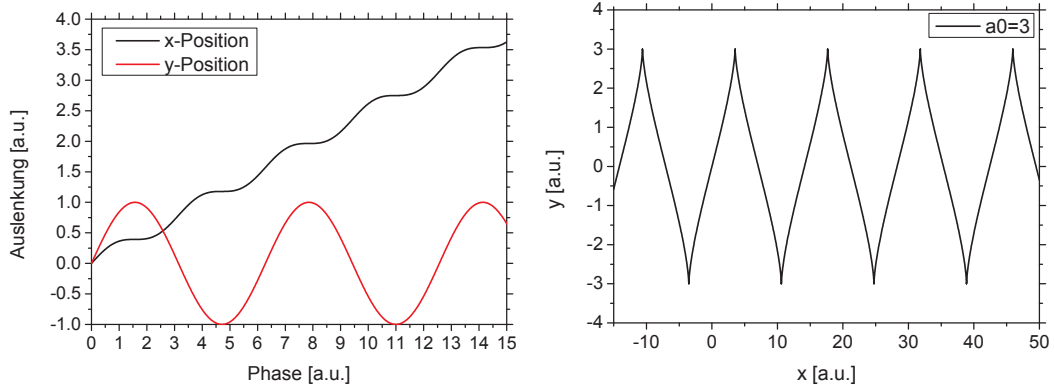
Bei Werten von  $a_0$ , die kleiner als 1 sind, werden die Laserpulse als nicht-relativistisch bezeichnet. Bei Werten um 1 handelt es sich bereits um schwach relativistische, bei Werten sehr viel größer als 1 um stark relativistische Pulse.

Aus Gleichung 2.14 folgt somit, dass bei geringen Geschwindigkeiten mit  $v \ll c$  und somit kleinem  $a_0$  aufgrund der  $v/c$ -Abhängigkeit der magnetische Term vernachlässigbar ist. Sobald das Elektron jedoch relativistische Geschwindigkeiten erreicht, findet eine Beschleunigung des Elektrons - durch das Kreuzprodukt bedingt - senkrecht zur Bewegungs- und  $\vec{B}$ -Feldrichtung statt. Die Bewegung, welche die Elektronen im mitbewegten Bezugssystem dadurch vollziehen, erinnert an eine "8" und wird daher als "figure-of-8"-Bewegung bezeichnet. Diese kann analytisch berechnet werden. Hierbei sind x- und y-Position des Elektrons während der Wechselwirkung mit einem Laserfeld nach [65, 25] gegeben durch

$$x \sim a_0^2 \cdot \frac{1}{4} \left( \phi + \frac{1}{2} \sin(2\phi) \right) \quad (2.21)$$

$$y \sim a_0 \cdot \sin(\phi) . \quad (2.22)$$

Diese phasenabhängige Position ist in Abbildung 2.7 a) grafisch dargestellt. Hierbei sind einige Beobachtungen relevant: Die Position in x-Richtung driftet mit der Phase durch die  $\phi$ -Abhängigkeit (erster Term in der Klammer) und oszilliert mit doppelter Frequenz (Faktor 2 im Sinusterm). Die y-Position hingegen oszilliert ohne Drift bei



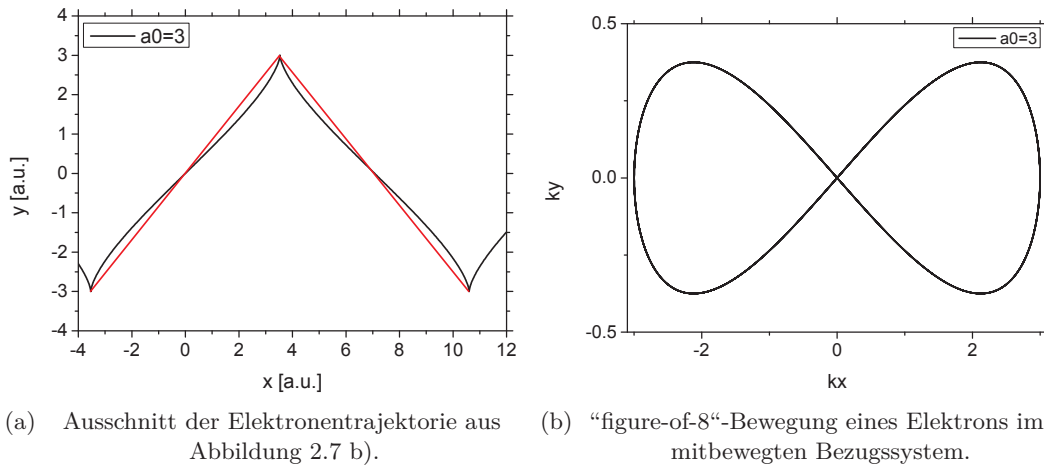
(a) Auslenkung eines Elektrons in x- und y-Richtung durch Wechselwirkung mit einem einfallenden Feld in Abhängigkeit von der Phase. (b) y-Position des Elektrons aufgetragen über seine x-Position.

**Abb. 2.7:** a) Positionsänderung eines Elektrons durch Wechselwirkung mit einem relativistischen Laserfeld in Abhängigkeit der Phase. Es ist zu erkennen, dass eine Oszillation in y-Richtung mit einfacher Frequenz stattfindet. In x-Richtung findet ein Drift bei gleichzeitiger Oszillation mit doppelter Frequenz statt, was der Grund für die spätere “figure-of-8“-Bewegung ist. b) zeigt die Auslenkung in y-Richtung aufgetragen über die Auslenkung in x-Richtung und entspricht somit der Trajektorie des Elektrons. Die Trajektorie erinnert an eine Sägezahnfunktion, genauere Betrachtung in Abbildung 2.8 zeigt, dass dies jedoch nicht der Fall ist. Für beide Abbildungen beträgt  $a_0 = 3$ .

einfacher Frequenz. Wie sich im Folgenden zeigt, sind es genau diese Eigenschaften der Wechselwirkung zwischen Elektron und Laserfeld, die zur “figure-of-8“-Bewegung führen. Wird wie in Abbildung 2.7 b) gezeigt die y- über die x-Position des Elektrons aufgetragen - also die Trajektorie dargestellt - zeigt sich als erster Eindruck ein Sägezahnverlauf mit linear steigenden und fallenden Flanken. Für diese und die folgenden Graphen wurde ein  $a_0 = 3$  zugrunde gelegt.

Die genauere Betrachtung in Abbildung 2.8 a) zeigt einen vergrößerten Ausschnitt: Hier ist zu erkennen, dass der schwarze Graph von einer gedachten roten Geraden abweicht. In der ersten Hälfte der steigenden Flanke folgt das Elektron einer rechtsgekrümmten, in der zweiten Hälfte einer linksgekrümmten Bahn. In der fallenden Flanke verhält es sich entgegengesetzt: Anfangs folgt es einer links, später einer rechtsgekrümmten Trajektorie. Das Elektron oszilliert somit innerhalb einer Periode zweimal um diese gedachte Gerade. Hier zeigt sich bereits, wie später die “figure-of-8“-Bewegung zustande kommt: Werden die unteren Enden der roten Geraden aufeinander zubewegt, bis sie sich überdecken, so bildet der schwarze Graph eine langgezogene “8“.

Die bisherige Betrachtung der Bewegung fand dabei aus einem ruhenden Be-



**Abb. 2.8:** a) Die Abbildung zeigt, dass die Elektronen keiner Sägezahnbewegung folgen, sondern vielmehr um eine gedachte Gerade (rot) oszillieren. Werden die beiden roten Geraden an ihren unteren Enden zusammengefügt, so dass sie sich überdecken, bildet der schwarze Graph eine langgezogene “8“. b) Wird der lineare Bewegungsterm aus der x-Komponente der Bewegung eliminiert (also in ein mitbewegtes System transformiert), so zeigt sich die “figure-of-8“-Trajektorie des Elektrons.

zugssystem statt. Wird in ein mitbewegtes Bezugssystem gewechselt, so verändert sich die Trajektorie signifikant, zu sehen in Abbildung 2.8 b). Hier ist nun erstmalig die “figure-of-8“-Bewegung zu erkennen. Ursächlich verantwortlich ist somit die Oszillation des Elektrons mit einfacher Frequenz in die eine und senkrecht dazu mit doppelter Frequenz, jeweils getrieben von  $\vec{E}$ - bzw.  $\vec{B}$ -Komponente des Laserfeldes. Dieser Sachverhalt ist von besonderem Interesse für die Auswahlregeln der Polarisation (siehe Kapitel 2.5.3): Wechselwirkt das Elektron einer solchen Trajektorie folgend mit einem Plasmagradients, so definiert die Lage dieser “8“ mit welcher Frequenz und in welche Richtung die Harmonischen emittiert werden. Hierbei definiert die  $\omega$ -Komponente die Polarisation Harmonischer mit ungerader Parität und die  $2\omega$ -Komponente die Polarisation der Harmonischen mit gerader Parität.

Die doppelte Frequenz in die zweite Raumrichtung kommt wie folgt zustande: Das  $\vec{E}$ -Feld wirkt auf das Elektron und beschleunigt dieses, so dass eine zeitabhängige Geschwindigkeit vorhanden ist. Der  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Term ist in seiner Richtung abhängig von dem Vorzeichen sowohl des Geschwindigkeits- als auch des  $\vec{B}$ -Terms. Zwar folgt die Beschleunigung des Elektrons der elektrischen Feldstärke, die Geschwindigkeit ist jedoch um  $\pi/2$  phasenverzögert und somit ändert die Geschwindigkeit das Vorzeichen, sobald das  $\vec{E}$ -Feld sein Maximum überschreitet. Das bedeutet, dass der  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Term hier seinen ersten Vorzeichenwechsel erfährt. Das Elektron wird nun bis zum entgegengesetzten Maximum des  $\vec{E}$ -Feld seine Richtung nicht mehr ändern, jedoch ändert

genau zum Zeitpunkt der größten Geschwindigkeit des Elektrons das  $\vec{B}$ -Feld seine Richtung, was zum zweiten Vorzeichenwechsel führt. Dieser Prozess wiederholt sich in der zweiten Zyklushälfte des  $\vec{E}$ -Feldes, so dass dieses zwei, der  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Term jedoch vier Vorzeichenbereiche durchläuft. Die Bewegung in  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Richtung erfolgt also mit doppelter Frequenz als jene in  $\vec{E}$ -Feld Richtung.

In Kapitel 2.5.3 wird erklärt, wie die Lage dieser Bewegung mit ihren unterschiedlichen Frequenzen zu unterschiedlichen Polarisierungen der emittierten Harmonischen führt.

## 2.3 Polarisation

Der Begriff der Polarisation ist historisch begründet. Die ursprüngliche Annahme über die Natur des Lichts ging von einer Longitudinalwelle aus, die sich in einem Medium ausbreitet. Es stellte sich jedoch heraus, dass gewisse Richtungsabhängigkeiten vorliegen (z.B. bei Reflexionen) und somit keine räumliche Symmetrie vorliegt, wie es beispielsweise bei Schall zu erwarten ist. Dieser Symmetriebruch durch die Feldvektoren des Lichts erschafft (im sprachlichen Sinne) eine Trennung - es polarisiert.

Licht ist also eine elektromagnetische Transversalwelle und besitzt somit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung  $\hat{z}$  oszillierende elektrische und magnetische Felder. Die Polarisation beschreibt konventionsgemäß das Schwingungsverhalten des elektrischen Feldvektors. Allgemein ist dieser gegeben durch

$$\vec{E} = E_x \hat{x} \cos(\omega t - kz + \phi_x) + E_y \hat{y} \cos(\omega t - kz + \phi_y) . \quad (2.23)$$

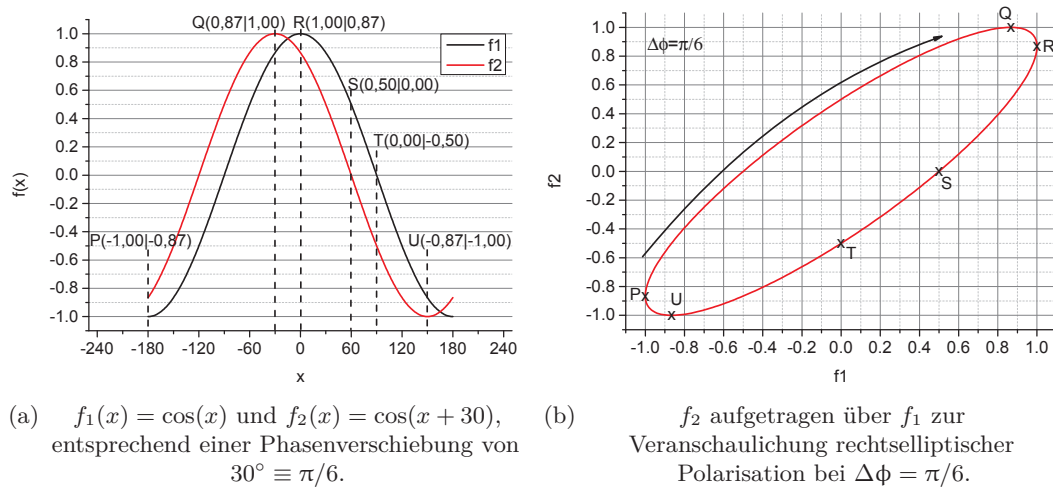
Aus dieser Beschreibung lassen sich alle möglichen Polarisationen herleiten. Diese hängen von der Phasendifferenz der Cosinusterme  $\Delta\phi = \phi_y - \phi_x$  ab und lassen sich bei Betrachtung in einer Ebene senkrecht zur Ausbreitungsrichtung wie folgt unterscheiden [27]:

- Beträgt die Phasendifferenz  $\Delta\phi = 0$  oder  $\Delta\phi = \pi$ , so liegt lineare Polarisation vor, welche einen Spezialfall der elliptischen Polarisation darstellt. Der oszillierende E-Feldvektor spannt bei der Propagation des Lichts eine Ebene auf, die sogenannte Polarisationsebene.
- Bei allen anderen Phasendifferenzen liegt rechtselliptische ( $0 < \Delta\phi < \pi$ ) bzw. linkselliptische ( $\pi < \Delta\phi < 2\pi$ ) Polarisation vor, d.h. die Spitze des Vektors beschreibt bei Propagation eine rechts- bzw. linksherum rotierende Ellipse in der Ebene.
- Gilt sowohl  $\Delta\phi = \pi/2$  oder  $\Delta\phi = 3/2\pi$  als auch  $E_y = E_x$ , so ergibt sich entsprechend der rechts- oder linkselliptischen Polarisation der Spezialfall der rechts- oder linkszirkularen Polarisation.

Sowohl lineare Polarisation als auch zirkulare Polarisation stellen somit einen Spezialfall der elliptischen Polarisation dar. Die verschiedenen Polarisationen lassen sich an den Lissajous-Figuren veranschaulichen. Hierbei werden angelehnt an Gleichung 2.23 zwei Cosinusfunktionen unterschiedlicher Phase betrachtet:

$$f_1(x) = \cos(x) , \quad (2.24)$$

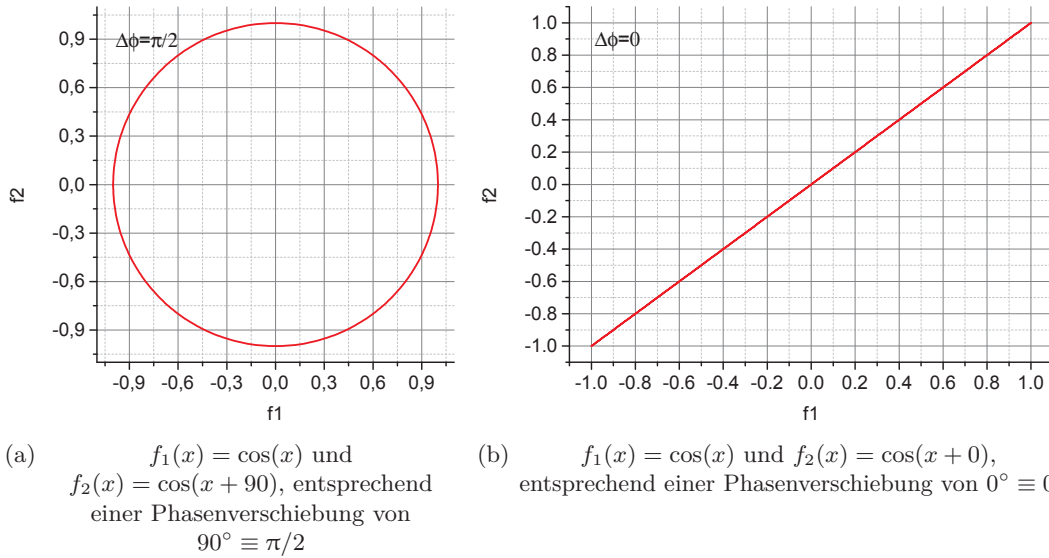
$$f_2(x) = \cos(x + \Delta\phi) \quad (2.25)$$



**Abb. 2.9:** (a) Verlauf von  $f_1(x) = \cos(x)$  und der dazu um  $30^\circ = \pi/6$  verschobenen Funktion  $f_2(x) = \cos(x + 30^\circ)$ . Werden senkrechte Linien eingezeichnet, entsteht mit jedem der beiden Graphen jeweils ein Schnittpunkt. Werden nun die Schnitte von  $f_1$  als x-Wert und die von  $f_2$  als y-Wert betrachtet, lassen sich Punkte ablesen (hier auf jeweils zwei Stellen gerundet). Diese Punkte entsprechen Punkten auf einer Ellipse, die gebildet wird, indem  $f_2$  über  $f_1$  geplottet wird, siehe (b). Die Punkte P bis U liegen dann im Uhrzeigersinn auf der Ellipse und veranschaulichen somit die rechtselliptische Polarisation ( $0 < \Delta\phi < \pi$ ) durch eine Phasenverschiebung von  $\Delta\phi = \pi/6$  für Gleichung 2.23.

mit der Phasendifferenz  $\Delta\phi$ . Wird nun  $f_2(x)$  über  $f_1(x)$  aufgetragen - in Gleichung 2.23 durch die Vektorschreibweise realisiert - so ergeben sich in Abhängigkeit von  $\Delta\phi$  verschiedene Fälle. Abbildung 2.9 veranschaulicht dies für eine Phasenverschiebung von  $\Delta\phi = \pi/6$ , also rechtelliptische Polarisation. In Abbildung 2.10 wird jeweils ein Beispiel für zirkulare und lineare Polarisation für die jeweils entsprechenden Phasenverschiebungen erläutert.

Aus dem Begriff der linearen Polarisation werden die Begriffe der s- und p-Polarisation hergeleitet. Wird Licht an einem Spiegel reflektiert, so spannt es eine Reflexionsebene auf. Steht der  $\vec{E}$ -Feldvektor einer linear polarisierten Welle senkrecht zur dieser Ebene, so wird von senkrecht oder s-polarisiertem Licht gesprochen. Oszilliert der  $\vec{E}$ -Feldvektor in dieser aufgespannten Ebene (ist also parallel zu dieser), wird entsprechend von parallelem oder p-polarisiertem Licht gesprochen. Aus dieser Tatsache folgt, dass eine elektromagnetische Welle, die an keinem Spiegel reflektiert wird, lediglich als linear polarisiert, nicht jedoch als s- oder p-polarisiert bezeichnet werden kann. Im Laboralltag wird ein Laser häufig als p-polarisiert bezeichnet, um auszudrücken, dass der E-Feldvektor parallel zur Lasertischebene schwingt. Dies führt beim eingesetzten Drei-Spiegel-Polarimeter (siehe Kapitel 3.3) schnell zu Missverständnissen: Wird das Polarimeter mit seinen Spiegeln aus p- in s-Konfiguration um die Strahlachse rotiert, so wird aus p-polarisiertem Licht s-polarisiertes, ohne



**Abb. 2.10:** (a)  $f_2$  aufgetragen über  $f_1$  bei einer Phasenverschiebung von  $90^\circ \equiv \pi/2$  zur Veranschaulichung der zirkularen Polarisation. (b) Eine Phasenverschiebung von  $0^\circ$  führt dazu, dass x- und y-Wert der Cosinusterme an jeder Stelle identisch sind. Es ergibt sich somit bei Auftragung von  $f_2$  über  $f_1$  eine Gerade, welche der linearen Polarisation entspricht.

dass sich die Richtung des  $\vec{E}$ -Feldvektors im Raum verändert hat. Im verwendeten Aufbau zur Polarisationsmessung ist das Licht bei s-Konfiguration sogar s-polarisiert bezüglich des Polarimeters und gleichzeitig p-polarisiert bezüglich des Targets, was später noch im Detail erläutert wird (siehe Kapitel 3.3).

Natürliches Licht ist in aller Regel unpolarisiert. Es setzt sich zwar aus einer Überlagerung vieler polarisierter Wellen zusammen, diese haben jedoch untereinander unabhängige Polarisationsrichtungen. “Unpolarisiert“ beschreibt also sprachlich etwas missverständlich statt des Nichtvorhandenseins von polarisierten Anteilen vielmehr die gleichzeitige Anwesenheit aller oder zumindest mehrerer Polarisationszustände. Demnach kann aus unpolarisiertem Licht auf mehreren Wegen polarisiertes Licht gewonnen werden, indem die nicht gewollten Polarisationsrichtungen gefiltert werden. Für die vorliegende Arbeit von großer Bedeutung sind die Fresnel-Gleichungen im folgenden Unterkapitel, auf denen das verwendete Polarimeter basiert.



### 2.3.1 Die Fresnel-Gleichungen

Der Anteil des Lichts, der von einer Oberfläche reflektiert wird, hängt unter anderem von dessen Polarisationszustand ab: s-polarisiertes Licht, bei dem der E-Feldvektor nicht in das reflektierende Medium eintaucht, wird grundsätzlich zu einem höheren Anteil reflektiert als p-polarisiertes Licht, bei dem es zu einem Eintauchen des E-Feldvektors kommt. Hierbei kann jede räumlich beliebig zu einem Spiegel ausgerichtete linear polarisierte Lichtwelle bei Reflexion in einen s- und einen p-polarisierten Anteil zerlegt werden und so der reflektierte Anteil berechnet werden. Beschrieben werden die Reflexionskoeffizienten durch die Fresnel-Gleichungen (auf folgenden Seiten nach [32]):

$$r_s = \frac{E_{0r\perp}}{E_{0i\perp}} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}, \quad (2.26)$$

$$r_p = \frac{E_{0r\parallel}}{E_{0i\parallel}} = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i}. \quad (2.27)$$

Hierbei beschreiben  $r_s$  und  $r_p$  die Amplitudenreflexionskoeffizienten, also den Anteil des reflektierten Feldes  $E_{0r}$  vom insgesamt einfallenden Feld  $E_{0i}$ . "Luftseitig" beträgt der Eintrittswinkel bezüglich des Lots  $\theta_i$  bei einem Brechungsindex von  $n_i$  (hellblauer Bereich) und  $\theta_t$  und  $n_t$  (dunkelblauer Bereich) innerhalb des brechenden Mediums, siehe Abbildung 2.11.

Zur Herleitung wird eine ebene, monochromatische Welle betrachtet, die auf eine Grenzfläche zwischen zwei isotropen Medien auftrifft. Ausgehend von der Wellengleichung der einfallenden Welle

$$\vec{E}_i = \vec{E}_{0i} \cos(\vec{k}_i \cdot \vec{r} - \omega_i t) \quad (2.28)$$

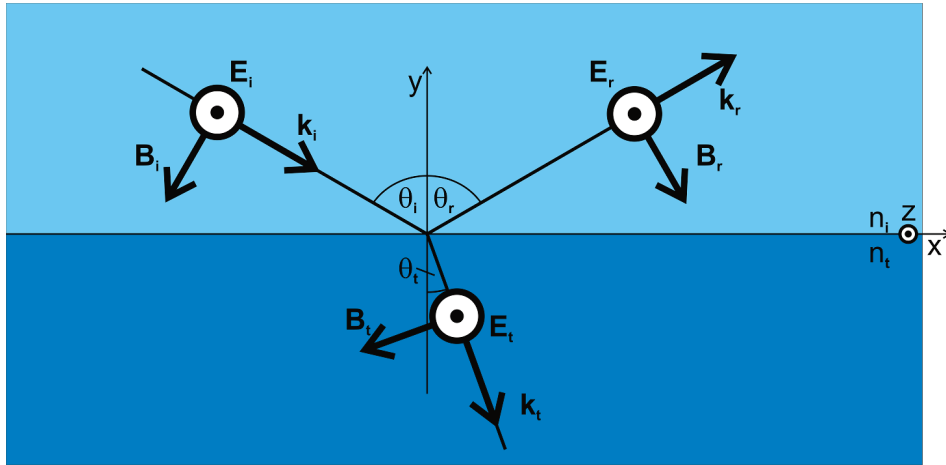
mit der Kreisfrequenz  $\omega$  und Wellenvektor  $\vec{k}$  lassen sich die Wellengleichungen der reflektierten und transmittierten Wellen wie folgt formulieren:

$$\vec{E}_r = \vec{E}_{0r} \cos(\vec{k}_r \cdot \vec{r} - \omega_r t + \phi_r), \quad (2.29)$$

$$\vec{E}_t = \vec{E}_{0t} \cos(\vec{k}_t \cdot \vec{r} - \omega_t t + \phi_t). \quad (2.30)$$

Bei  $\phi_r$  und  $\phi_t$  handelt es sich um Phasenkonstanten, die aufgrund der Unbestimmtheit des Anfangsortes eingeführt werden. Im Falle eines senkrecht zur Reflexionsebene stehenden E-Feldvektors, also einer **s-polarisierten Welle**, liegt der B-Feldvektor in dieser Ebene. Es gilt:

$$E = vB \quad (2.31)$$



**Abb. 2.11:** Auf ein Medium einfallende, reflektierte und transmittierte elektromagnetische, **s-polarisierte** Welle mit E- und B-Feld sowie dazugehöriger Wellenvektor  $\vec{k}$  und jeweiliger Winkel  $\theta$ . Die Indizes i, r und t stehen für einfallende (incident), reflektierte und transmittierte Anteile. Der Brechungsindex außerhalb beträgt  $n_i$  (hellblauer Bereich) für die einfallenden und reflektierten und  $n_t$  (dunkelblauer Bereich) für den transmittierten Anteil. Nach Vorlage von [32].

und aufgrund des Rechtssystems von E-Feld-, B-Feld- und Wellenvektor

$$\vec{k} \times \vec{E} = v\vec{B} \quad (2.32)$$

sowie

$$\vec{k} \cdot \vec{E} = 0. \quad (2.33)$$

An der Grenzschicht gilt aufgrund der Stetigkeit des E-Felds zu jeder Zeit und an jedem Ort

$$\vec{E}_{0i} + \vec{E}_{0r} = \vec{E}_{0t} \quad (2.34)$$

und

$$-\frac{B_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{B_r}{\mu_r} \cos \theta_r = -\frac{B_t}{\mu_t} \cos \theta_t \quad (2.35)$$

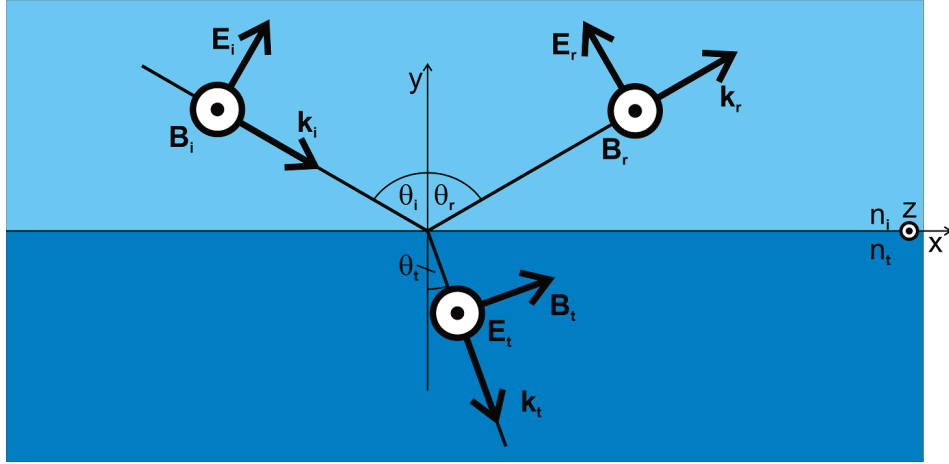
für die magnetische Feldkomponente. Es gilt:

$$B_i = \frac{E_i}{v_i}, \quad (2.36)$$

$$B_r = \frac{E_r}{v_r}, \quad (2.37)$$

$$B_t = \frac{E_t}{v_t}. \quad (2.38)$$

Wegen des gleichen Mediums außerhalb des Substrates und des Reflexionsgesetzes



**Abb. 2.12:** Auf ein Medium einfallende, reflektierte und transmittierte elektromagnetische, **p-polarisierte** Welle mit E- und B-Feld sowie dazugehöriger Wellenvektor  $\vec{k}$  und jeweiliger Winkel  $\theta$ . Die Indizes i, r und t stehen für einfallende (incident), reflektierte und transmittierte Anteile. Der Brechungsindex außerhalb beträgt  $n_i$  (hellblauer Bereich) für die einfallenden und reflektierten und  $n_t$  (dunkelblauer Bereich) für den transmittierten Anteil. Nach Vorlage von [32].

gilt  $v_i = v_r$  und  $\theta_i = \theta_r$ . Einsetzen in Gleichung 2.35 führt schließlich zu

$$\frac{1}{\mu_i v_i} (E_i - E_r) \cos \theta_i = \frac{1}{\mu_t v_t} E_t \cos \theta_t . \quad (2.39)$$

Dies lässt sich mit den Gleichungen 2.28, 2.29 und 2.30 umschreiben zu

$$\frac{n_i}{\mu_i} (E_{0i} - E_{0r}) \cos \theta_i = \frac{n_t}{\mu_t} E_{0t} \cos \theta_t . \quad (2.40)$$

Daraus und aus Gleichung 2.34 lassen sich zwei Gleichungen herleiten:

$$\left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_s = \frac{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i - \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t} \quad (2.41)$$

und eine zweite Gleichung, die den transmittierten Anteil beschreibt, welcher hier jedoch nicht von Interesse ist. Liegt ein Dielektrikum vor, so gilt  $\mu_i = \mu_t = \mu_0$  und erlaubt eine Umformung zu

$$\left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_s = r_s = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t} . \quad (2.42)$$

Dabei handelt es sich um die herzuleitende Gleichung 2.26. Für den zweiten Fall wird eine einfallende Welle wie oben betrachtet, jedoch diesmal mit einem in der Reflexionsebene liegenden E-Feldvektor; also einer **p-polarisierten Welle**. Aufgrund

der Stetigkeit von  $\vec{E}$  gilt nun:

$$E_{0i} \cos \theta_i - E_{0r} \cos \theta_r = E_{0t} \cos \theta_t . \quad (2.43)$$

Analog zur vorherigen Herleitung gilt für die Stetigkeit des B-Feldes

$$\frac{1}{\mu_i v_i} E_{0i} + \frac{1}{\mu_r v_r} E_{0r} = \frac{1}{\mu_t v_t} E_{0t} . \quad (2.44)$$

Erneut lassen sich mit  $\mu_i = \mu_r$  und  $\theta_i = \theta_r$  zwei Gleichungen für den reflektierten und den transmittierten Anteil erstellen, wobei unser Interesse erneut nur dem reflektierten Anteil gilt:

$$\left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_p = \frac{\frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_i - \frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_t}{\frac{n_i}{\mu_i} \cos \theta_i + \frac{n_t}{\mu_t} \cos \theta_t} . \quad (2.45)$$

Bei unmagnetischen Dielektrika gilt ähnliche Vereinfachung wie oben:

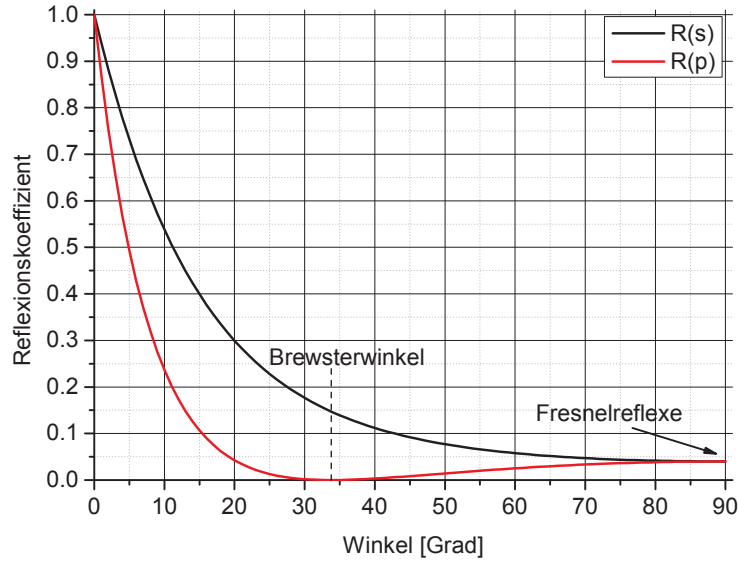
$$\left( \frac{E_{0r}}{E_{0i}} \right)_p = r_p = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i} . \quad (2.46)$$

Dies entspricht Gleichung 2.27 und vervollständigt die Herleitung.

Als typisches Beispiel kann die Reflexion von sichtbarem Licht in Abhängigkeit der Polarisierung und Winkel an Glas betrachtet werden. Abbildung 2.13 zeigt die Reflexionskoeffizienten aufgetragen über den Winkel gemäß Winkelkonvention der Röntgenphysik, so dass  $90^\circ$  einem Einfall und einer Reflexion entlang des Lots entsprechen. Zu erkennen sind mehrere Phänomene:

- Bei  $0^\circ$  (keine Reflexion) und  $90^\circ$  sind die Reflexionskoeffizienten für beide Polarisierungsrichtungen identisch. Da keine Reflexionsebene aufgespannt wird, existiert keine s- oder p-Polarisation.
- Beim Brewsterwinkel von  $\sim 34^\circ$  sinkt der Reflexionskoeffizient für p-polarisiertes Licht auf  $r_p = 0$ , während s-polarisiertes Licht noch zu  $\sim 14\%$  reflektiert wird
- Bei lotrechtem Einfall finden die sogenannten Fresnelreflexe mit  $\sim 4\%$  Intensität statt

Der Brewsterwinkel kann effizient genutzt werden, um ungewünschte Polarisationskomponenten mit Brewsterfenstern aus einem Laserstrahl zu filtern. Die Fresnelreflexe finden an jeder gläsernen Oberfläche statt und können bei Optiken mit vielen Linsen in Reihe kumulativ zu großen Verlusten führen. Darüber hinaus bildet die Polarisationsabhängigkeit der Reflexionskoeffizienten die physikalische Grundlage für die Realisierung einer nicht auf Transmission basierenden Polarisationsmessung.



**Abb. 2.13:** Reflexion von Licht an Glas. Die Intensität ist unter anderem abhängig von Einfallswinkel (hier: Winkelkonvention der Röntgenphysik) und Polarisation. Grundsätzlich ist der Reflexionskoeffizient für s-polarisiertes Licht größer als für p-polarisiertes Licht. Des Weiteren sind Brewsterwinkel (bei  $\sim 34^\circ$ ) und Fresnelreflexe (bei  $90^\circ$ ) zu erkennen. Die unterschiedlichen Reflexionskoeffizienten für verschiedene Polarisationen lassen sich für eine nicht auf Transmission basierte Polarisationsmessung ausnutzen.

### 2.3.2 Reflexion im XUV

Die bisherige Beschreibung der Fresnel-Gleichung trifft auf sichtbares Licht zu. Eine Überlegung zeigt, dass die Beschreibung für härtere Strahlung wie beispielsweise Röntgenstrahlung nicht komplett sein kann: Trifft diese auf ein Metall, so wird die Reflexion an der Oberfläche vernachlässigbar. Ein großer Teil der Strahlung aller Polarisationszustände wird in das Medium eintauchen und dort - je nach Material und Dicke - abgeschwächt. Darüber hinaus wird aufgrund des Brechungsindex, der kleiner als 1 werden kann, Totalreflexion auch beim Übergang von optisch dünn zu optisch dick möglich - jedoch nur bei schiefem Einfall. Für eine vollständige Beschreibung ist also nach der Veranschaulichung durch die obigen, realen Fresnel-Gleichungen eine Beschreibung der komplexen Fresnel-Gleichungen nötig, um Aussagen über die Physik der Reflexion von Hohen Harmonischen, also Strahlung im VUV- und XUV-Bereich, treffen zu können.

Die Amplituden-Reflexionskoeffizienten (bezogen auf die Felder) lassen sich wie folgt darstellen (im Folgenden nach [39, 44]):

$$r_{\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{e\parallel}} = \frac{\tilde{n}^2 \sin(\Theta) - \sqrt{\tilde{n}^2 - \cos^2(\Theta)}}{\tilde{n}^2 \sin(\Theta) + \sqrt{\tilde{n}^2 - \cos^2(\Theta)}}, \quad (2.47)$$

$$r_{\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{e\perp}} = \frac{\sin(\Theta) - \sqrt{\tilde{n}^2 - \cos^2(\Theta)}}{\sin(\Theta) + \sqrt{\tilde{n}^2 - \cos^2(\Theta)}} . \quad (2.48)$$

Die Multiplikation mit den komplex konjugierten Ausdrücken liefert die Reflexionskoeffizienten (bezogen auf die Intensität):

$$R_{\parallel} = r_{\parallel} \cdot r_{\parallel}^* , \quad (2.49)$$

$$R_{\perp} = r_{\perp} \cdot r_{\perp}^* . \quad (2.50)$$

Der hierbei verwendete komplexe Brechungsindex  $\tilde{n}$  besteht aus einem Brechzahldekrement  $\delta$  und einem Extinktionskoeffizienten  $\beta$ :

$$\tilde{n} = 1 - \delta - i\beta . \quad (2.51)$$

Beim Durchgang durch ein Medium wirkt sich dieser auf die komplexe Feldstärke mit Wellenlänge  $\lambda$  wie folgt aus:

$$\tilde{E}(x) = \tilde{E}(0) \cdot \exp\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \tilde{n} \cdot x\right) . \quad (2.52)$$

Ausschreiben des komplexen Brechungsindex und Umformung liefert

$$\tilde{E}(x) = \tilde{E}(0) \cdot \underbrace{\exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} \beta \cdot x\right)}_{\text{Absorption}} \cdot \underbrace{\exp\left(-i\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x (1 - \delta)\right)}_{\text{Phase}} . \quad (2.53)$$

Der erste Term beschreibt die Absorption beim Durchgang des Feldes durch das Medium. Quadrieren liefert die Intensität:

$$I(x) = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{4\pi}{\lambda} \beta \cdot x\right) . \quad (2.54)$$

Mit dem makroskopischen Absorptionskoeffizienten

$$\mu = \left(\frac{4\pi}{\lambda}\right) \cdot \beta \quad (2.55)$$

lässt sich die Gleichung umformen zu

$$I(x) = I_0 \cdot \exp(-\mu x) . \quad (2.56)$$

Der zweite Term der Gleichung 2.53 beschreibt die Veränderung der Phase.

Für fast alle Frequenzen und alle Materialien ist das Brechzahldekrement größer als Null, die Brechzahl  $n = 1 - \delta < 1$  und somit die Phasengeschwindigkeit größer

als die Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Aus Datensammlungen wie [41, 42] lassen sich die Brechungsindizes für verschiedene Materialien entnehmen. Für Gold und einfallendem Licht mit einer Energie von 30 eV, entsprechend der H19, ergibt sich so ein komplexer Brechungsindex von  $\tilde{n} \approx 1 - 1,54 \cdot 10^{-1} - i \cdot 5,50 \cdot 10^{-1}$  [41, 42, 44].

Es lässt sich somit berechnen, welche Reflexionskoeffizienten für s- und p- polarisiertes Licht bei den Goldspiegeln zu erwarten sind. Hierbei hängen die Koeffizienten neben der Qualität der Spiegeloberfläche vor allem von der Wellenlänge der jeweiligen Harmonischen und den Reflexionswinkeln ab. Da die Reflexionswinkel im verwendeten Polarimeter zweimal  $15^\circ$  und einmal  $30^\circ$  betragen, ergibt sich die erwartete transmittierte Intensität in Abhängigkeit von der einfallenden Gesamtintensität für s- (p-)polarisierte Reflexion mit den Reflexionskoeffizienten  $r_s$  und  $r_p$  zu  $I_{s(p)} = I_0 \cdot r_{s(p)15}^2 \cdot r_{s(p)30}$ . Die Extinktion ergibt sich dann aus der Division der transmittierten Intensität in s-Konfiguration durch die transmittierte Intensität in p-Konfiguration.

Für die zu messenden Harmonischen ist eine Extinktion im Bereich von 5 bis 25 zu erwarten. Die transmittierte Intensität der Harmonischen liegt in der Größenordnung von 1 % in s-Konfiguration und 0,1 % in p-Konfiguration. Das Polarimeter wurde ganz bewusst mit dieser niedrigen Extinktion geplant. Bei der Verwendung größerer Winkel ist die erreichbare Extinktion sehr viel höher. Im Falle der p-Konfiguration ist dann jedoch auch die transmittierte Intensität sehr gering oder nicht mehr messbar. In diesem Fall ist nicht klar, ob kein Signal erzeugt wird oder ein nicht messbares Signal vorliegt. Vor allem ist dann ein Vergleich mit den Literaturwerten nicht mehr möglich. Die geringe Extinktion ist also für diese Art von Polarisationsmessung ein entscheidendes und notwendiges Kriterium. Eine genauere Beschreibung des Polarimeters findet sich in Kapitel 3.3 und [44].

## 2.4 Kohärenz

Die Felder elektromagnetischer Wellen oszillieren bei ihrer Propagation, wodurch es - je nach Phasenlage - zu konstruktiver oder destruktiver Interferenz kommt. Wird dieses Phänomen zum Beispiel an einem Doppelspalt mit dahinter liegendem Schirm betrachtet, so ist Interferenz nur möglich, weil bestimmte Laufwege von den Spalten zum Schirm fest verknüpft mit bestimmten Phasen sind: Nach jeweils einer Wellenlänge ist die Ausgangsphase wieder erreicht und auf dem Schirm überlagern sich ortsfest bestimmte Phasenlagen beider Teilstrahlen zu einem definierten Interferenzmuster. Voraussetzung hierfür ist die Kohärenz des Lichts, die gewissermaßen die Vorhersagbarkeit der Phase in einer bestimmten Entfernung angibt, wenn an einem Punkt im Raum die Phase bekannt ist. Je größer die Distanz ist, über die mit Sicherheit die Phase des Lichts vorhergesagt werden kann, umso kohärenter ist die Lichtquelle.

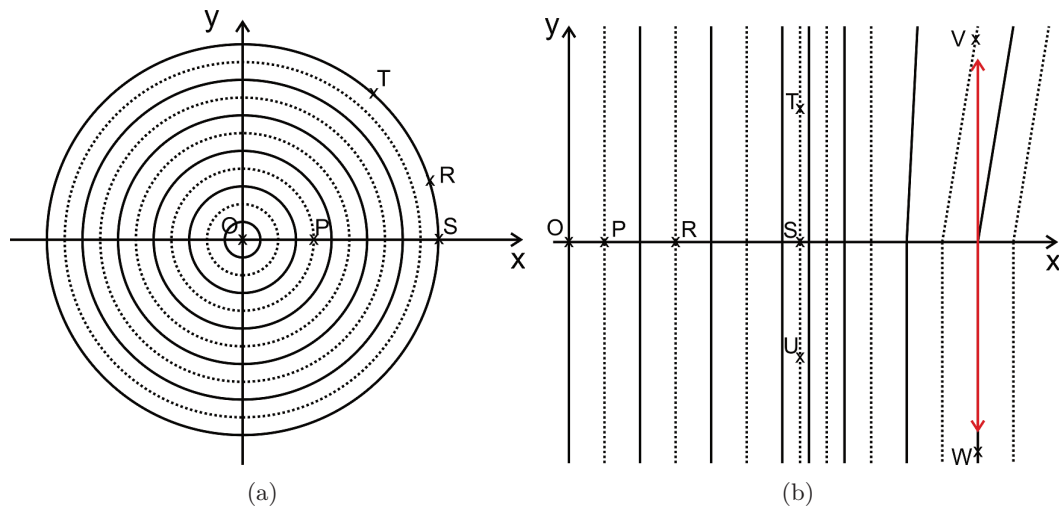
Darüber hinaus sind Kohärenz und Bandbreite eng miteinander verknüpft: Je geringer die Bandbreite, umso größer die Kohärenz. Soll beispielsweise eine Strahlungsquelle für interferometrische Zwecke genutzt werden, so ist eine Bandbreitenminimierung sinnvoll, da dadurch auch die Kohärenzlänge vergrößert und Interferenz unter Umständen erst möglich gemacht wird. In Kapitel 4.1 wird gezeigt, wie mit Hilfe eines D2-Scans unter Messung der spektralen Breite einzelner Harmonischer eines Spektrums die Kohärenzlänge optimiert werden konnte.

Generell wird zwischen zwei Arten von Kohärenz unterschieden [32]:

- **Räumliche Kohärenz** beschreibt die Korrelation an verschiedenen räumlichen Punkten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung einer Welle. Ein Beispiel hierfür ist eine Kugelwelle, auf deren Oberfläche die gleiche Phase in verschiedene Raumrichtungen vorliegt.
- **Zeitliche Kohärenz** hingegen liegt vor, wenn die Phase einer Welle bei ihrer Propagation zu bestimmten Zeiten oder für beliebige Orte in Propagationsrichtung berechnet werden kann. Über die Lichtgeschwindigkeit lässt sich aus der in der Kohärenzzeit zurückgelegten Strecke die **Kohärenzlänge** berechnen, die nicht mit der räumlichen Kohärenz zu verwechseln ist.

Anhand einiger Skizzen sollen die Begriffe verdeutlicht werden. Abbildung 2.14 a) zeigt eine sich mit der Zeit ausdehnende Kugelwelle. Wird die Propagation in x-Richtung betrachtet, so ist anhand der Punkte O, P und S **zeitliche Kohärenz** bzw. ein Intervall innerhalb der **Kohärenzlänge** zu erkennen. Ist an einem der Punkte die Phase bekannt, so kann die Phase an einem der anderen Punkte berechnet





**Abb. 2.14:** Zeitliche und räumliche Kohärenz: (a) zeigt eine sich in  $x$ - und  $y$ -Richtung ausdehnende Kugelwelle. Zwischen den Punkten  $O$ ,  $P$  und  $S$  besteht **zeitliche Kohärenz**: ist die Phase in  $P$  bekannt (z.B. gestrichelter Kreis für  $\vec{E}$ -Feld Minimum), so kann für eine bestimmte Zeit später - hier nach 3,5-facher Wellenlänge - ein Maximum bei  $S$  (durchgehend gezeichneter Kreis) vorhergesagt werden. Darüber hinaus liegt **räumliche Kohärenz** vor: Die Punkte  $R$ ,  $S$  und  $T$  liegen auf dem selben Kreis (entsprechend einer bestimmten Zeit nach Entstehung der Kugelwelle). Das Wissen über die Phase an einem Ort des Kreises führt zum Wissen der Phase aller Punkte auf dem Kreis. (b) In  $x$ -Richtung propagierende, in  $y$ -Richtung ausgedehnte ebene Welle. Zwischen den Punkten  $O$ ,  $P$  und  $R$  liegt **zeitliche Kohärenz** vor. Dies ändert sich jedoch zu Punkt  $S$  hin: Der Versuch, von  $R$  ausgehend die Phase am Ort  $S$  vorherzusagen lieferte eine falsche Prognose, da keine Kohärenz - z.B. durch Überschreitung der Kohärenzzeit - mehr vorliegt. Dies schließt jedoch nicht aus, dass noch **räumliche Kohärenz** vorliegt, wie hier für die Punkte  $S$ ,  $T$  und  $U$ . Bei weiterer Propagation liegt jedoch auch keine **räumliche Kohärenz** mehr vor: Nach gleicher Zeit liegt unterschiedliche Phase für die Punkte  $V$  und  $W$  vor, obwohl diese bei gleicher  $x$ -Stelle (gedachte Wellenfront, roter Doppelpfeil) liegen. Nach [32].

werden. Werden die gestrichelten Kreise als Minima des  $E$ -Felds interpretiert, so liegt nach 3,5 Wellenlängen bei  $S$  wieder ein Maximum vor, was durch die durchgehend gezeichneten Kreise dargestellt ist. **Räumliche Kohärenz** ist anhand der Punkte  $R$ ,  $S$  und  $T$  zu erkennen: Sie liegen auf dem selben Kreis, was einer bestimmten Entfernung zur Quelle und Gleichzeitigkeit bedeutet. Ist an einem dieser Punkte die Phase bekannt (hier:  $\vec{E}$ -Feld Maximum), so entspricht dies der Phase aller Punkte auf dieser Wellenfront in ihrer gesamten räumlichen Ausdehnung.

In Abbildung 2.14 b) ist eine weit von ihrer Quelle entfernte Kugelwelle zu sehen, so dass diese in guter Näherung als propagierende ebene Welle betrachtet werden kann. Die Punkte  $O$ ,  $P$  und  $R$  veranschaulichen erneut **zeitliche Kohärenz**, stellen also Punkte innerhalb der **Kohärenzlänge** dar. Zwischen diesen Punkten und  $S$  liegt jedoch keine Phasenbeziehung mehr vor - eine Vorhersage der Phase ausgehend von  $O$ ,  $P$  oder  $R$  würde eine falsche Phase liefern, da keine Kohärenz mehr

vorliegt. In räumlicher Ausdehnung entlang der x-Achse sind jedoch die Punkte T und U noch in Phase mit S - es liegt **räumliche Kohärenz** vor. Propagiert die Welle jedoch weiter, so besteht bei den Punkten V und W kein Phasenzusammenhang mehr, obwohl diese auf der durch den roten Doppelpfeil angedeuteten, gedachten Wellenfront liegen. Somit besteht auch keine **räumliche Kohärenz** mehr.

Ein geeignetes Experiment zur Veranschaulichung der Kohärenzzeit liefert der Youngsche Doppelspaltversuch. Werden zwei kleine, kreisförmige Löcher mit einem He-Ne-Laser beleuchtet, so ist im Beugungsmuster auch ein Interferenzmuster zu erkennen. Hieran ändert sich nichts, wenn vor eines der beiden kreisförmigen Löcher ein 0,5 mm dickes Stück Glas gestellt wird, was einer optischen Wegverlängerung entspricht und somit eine gewisse Kohärenzzeit voraussetzt. Zu beobachten ist lediglich eine Verschiebung des Interferenzmusters, da sich die Phasenlage der beiden Teilstrahlen in den meisten Fällen verschieben wird. Wird der Laser gegen eine Quecksilber-Bogenlampe getauscht, so ist ohne das Glasstück ebenfalls ein Interferenzmuster zu beobachten. Dieses verschwindet jedoch nach Einfügen des Glases, da die Kohärenzzeit durch Einführen der optischen Wegverlängerung überschritten wird. Die Sichtbarkeit  $K$  (auch als Kontrast bezeichnet) wird definiert durch

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (2.57)$$

wobei  $I_{\max}$  und  $I_{\min}$  die Intensitäten eines Maximums und dessen benachbarten Minimums beschreiben. Die Kohärenzlänge gilt als überschritten, sobald der Kontrast unter 0,5 fällt. Der Zusammenhang zwischen spektraler Breite und Kohärenz ist gegeben durch

$$\Delta t_c = \frac{1}{\Delta \nu} \quad (2.58)$$

mit der Kohärenzzeit  $\Delta t_c$  und der spektralen Breite  $\Delta \nu$ .

Die zeitliche Kohärenz wird bei den Harmonischen durch die Anzahl und Regelmäßigkeit der Attosekundenpulszüge definiert. Je regelmäßiger und je mehr Pulse vorliegen, umso mehr wird das fouriertransformierte Spektrum reich an Harmonischen sein. Unregelmäßigkeit der Pulse führt zu einer spektralen Verbreiterung, ein einzelner, isolierter Attosekundenpuls führt sogar zu einem Kontinuum statt zu einem Spektrum mit Harmonischengehalt, was beides mit reduzierter Kohärenz einhergeht.

Beim Auftreffen des fokussierten Lasers auf ein Festkörpertarget kommt es neben der idealisierten Anregung einer oszillierenden Oberfläche zu einem relevanten weiteren Effekt: Der Puls drückt mit seinem ponderomotiven Potential während seiner steigenden Flanke das Plasma ein. Mit der fallenden Flanke überwiegt die

Rückstellkraft und die Elektronen drücken sich dem Laser wieder entgegen und beschleunigen auf ihn zu. Diese Eindrückung des Plasmas wird als Denting bezeichnet und führt im ersten Teil zu einem roten Dopplershift und im zweiten Teil zu einem blauen Dopplershift. Durch die zeitabhängige Position der Oberfläche kommt es zudem zu längeren oder kürzeren Laufwegen für die reflektierten Pulse [67]. Wie bereits erwähnt, hat dies negativen Einfluss auf eine je nach Anwendung gewünschte hohe Kohärenzzeit.

Durch einen Dazzler (acousto-optic programmable dispersive filter) kann der treibende Puls mit einem Chirp (auch als GDD für "Group Delay Dispersion" oder "D2" für den zweiten Term der Taylorentwicklung der spektralen Phase bezeichnet) versehen werden. Da der Puls durch das Denting zuerst rot- und dann blauverschoben wird, kann der treibende Puls mit einem entgegengesetzten Chirp so eingestellt werden, dass das spektrale blaue Ende zum roten und das rote Ende zum blauen hin verschoben und der Chirp der Harmonischen so kompensiert werden kann. Vor diesem Hintergrund sind folgende Zusammenhänge noch von Bedeutung [66]: Während des zentralen Teils des Pulses erfährt dieser eine konstante Frequenzänderung, die sich linear zu

$$\dot{\omega}(t) = -c\omega'(x) \quad (2.59)$$

annähren lässt und einem positiven Chirp entspricht. Die Entsendung der Attosekundenpulse ist verknüpft mit der Phase des treibenden Lasers, was zu einer Änderung der Periode zwischen zwei aufeinander folgenden Pulsen und somit zu einer Änderung von

$$T'(x)/T_0 \approx -\omega'(x)/\omega_0 \quad (2.60)$$

führt. Sobald eine zeitliche Frequenzveränderung stattfindet, also ein Chirp (D2) eingeführt wird, ändert sich auch die Pulsdauer. Anschaulich wird dies durch die Vorstellung klar, dass ohne Chirp alle Frequenzen gleichzeitig in einem Puls vorhanden sind, während bei einem gechirpten Puls die spektralen Komponenten räumlich-zeitlich nacheinander propagieren und so den Puls verlängern. Für den Zusammenhang zwischen Pulsdauer  $\tau$  und durch Dopplershift erfahrene zeitliche Frequenzänderung  $D_2$  gilt:

$$\tau = \tau_0 \sqrt{1 + (4 \cdot \ln 2 \cdot D_2 / \tau_0^2)^2} . \quad (2.61)$$

Die gesamte zeitliche Frequenzänderung  $\dot{\omega}_{\text{total}}$  setzt sich zusammen aus einer Komponente, welche durch das Denting verursacht wird und einer weiteren, durch den

Chirp erzeugten Komponente:

$$\dot{\omega}_{\text{total}} = \frac{\tau}{\tau_0} \dot{\omega}_{\text{dent}} + \frac{D_2}{\tau_0^4 / (4 \cdot \ln 2)^2 + D_2^2} \cdot \quad (2.62)$$

Daraus folgt, dass durch Einfügen eines D2 der durch das Denting hervorgerufene Term aufgehoben werden und so die gesamte zeitliche Frequenzänderung  $\dot{\omega}_{\text{total}}$  minimiert werden kann.

## 2.5 Erzeugung Hoher Harmonischer

Im Kapitel über die mathematischen Grundlagen wurde der Zusammenhang zwischen Pulszügen und Harmonisengehalt eines Signals erklärt. Somit stellt sich eine zentrale Frage: Wie kann es gelingen, einen Laserstrahl so zu manipulieren, dass aus seinen regelmäßigen Zyklen unregelmäßige Pulse geformt werden?

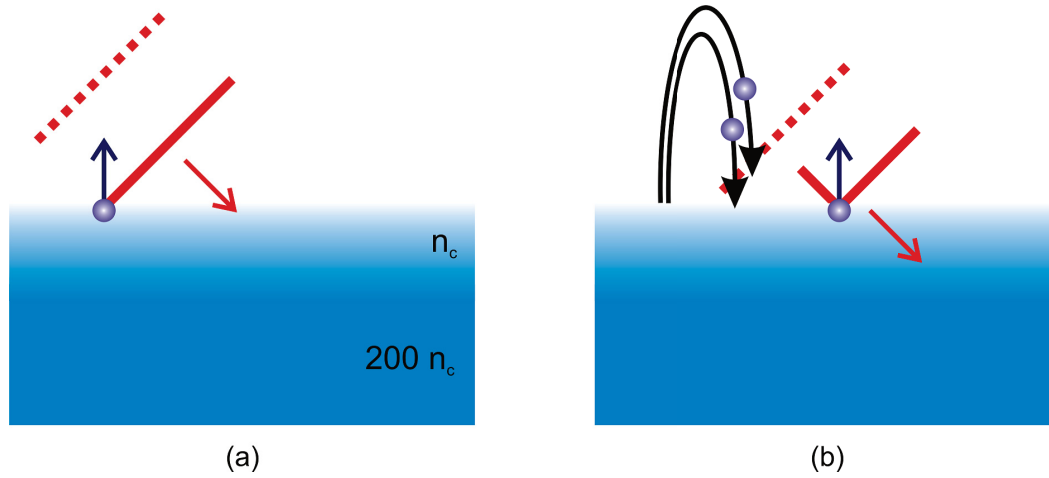
Die Antwort hierauf findet sich in der relativistischen Laser-Plasma-Dynamik. Tatsächlich gibt es mehrere Prozesse, die von verwendetem Target (Gase, Festkörper) und der Intensität des Lasers - üblicherweise angegeben als normiertes Vektorpotential  $a_0$  - abhängen. Während bei Gasen das 3-Schritte-Modell [48] eine Erklärung liefert, so sind bei Festkörpertargets vor allem der Coherent Wake Emission (CWE)- und Relativistic Oscillating Mirror (ROM)-Prozess ausschlaggebend. Da der CWE-Prozess durch die Plasmafrequenz begrenzt wird, ist vor allem der ROM-Prozess, welcher prinzipiell nur durch die Intensität des Lasers begrenzt ist, von großem Interesse. Dieser kann entgegen dem CWE-Prozess auch mit s-polarisiertem Puls getrieben werden, weshalb die ROM-Harmonischen vor dem Hintergrund der Auswahlregeln (siehe Kapitel 2.5.3) von besonderem Interesse sind und somit ausführlicher behandelt werden.

### 2.5.1 CWE-Prozess

Der CWE-Prozess spielt besonders bei schwach relativistischen Lasern ( $a_0 < 1$ ) eine Rolle, kann jedoch auch bei höheren Intensitäten Harmonische bis zu einer bestimmten Ordnung treiben, im Folgenden nach [44, 72, 74, 75]. Abbildung 2.15 verdeutlicht diesen Prozess, bei dem das elektrische Feld des einfallenden Pulses Elektronen aus dem Plasma zieht, um sie bei Änderung der E-Feld-Richtung später wieder in das Plasma hinein zu beschleunigen (a). Dies geschieht mit vielen Elektronen auf unterschiedlichen Trajektorien in jedem Zyklus (b) und führt zu einem Kollektiv von Elektronen, das als Elektronenscheibe im Plasma propagiert, siehe Abbildung 2.16 (c).

Im Bug (englisch: “wake“) dieser propagierenden Scheibe werden Plasmaoszillationen angeregt, die gemäß PIC-Simulationen ultrakurze Pulse in spekulare Richtung emittieren (grüne Linien in (d)), sobald der Wellenvektor parallel zur Oberfläche steht. Es kommt so zur Emission eines Pulszuges mit Harmonisengehalt.

Eine Einschränkung in der Ausnutzung dieses Effekts für Anwendungen besteht in der begrenzten erreichbaren Harmonischenordnung. Der cut-off ist durch die



**Abb. 2.15:** Die ersten beiden Schritte des CWE-Prozesses: Teil (a) zeigt eine auf einen Plasmagradienten einfallende Welle, wobei Maximum und Minimum des E-Feldes als durchgezogene bzw. gestrichelte Linie dargestellt sind. Elektronen werden nun aus dem Plasma herausbeschleunigt. Teil (b) der Abbildung zeigt, wie das E-Feld nach seinem Vorzeichenwechsel Elektronen auf verschiedenen Trajektorien zurück in das Plasma beschleunigt, während in anderen Teilen des Wechselwirkungsbereichs immer noch Elektronen aus dem Plasma herausbeschleunigt werden. Das aus dem Plasma heraus und wieder hinein beschleunigen erfolgt kontinuierlich und phasenabhängig entlang der Front des mit dem Plasma wechselwirkenden Pulses. Nach [72].

Plasmafrequenz [68] gemäß

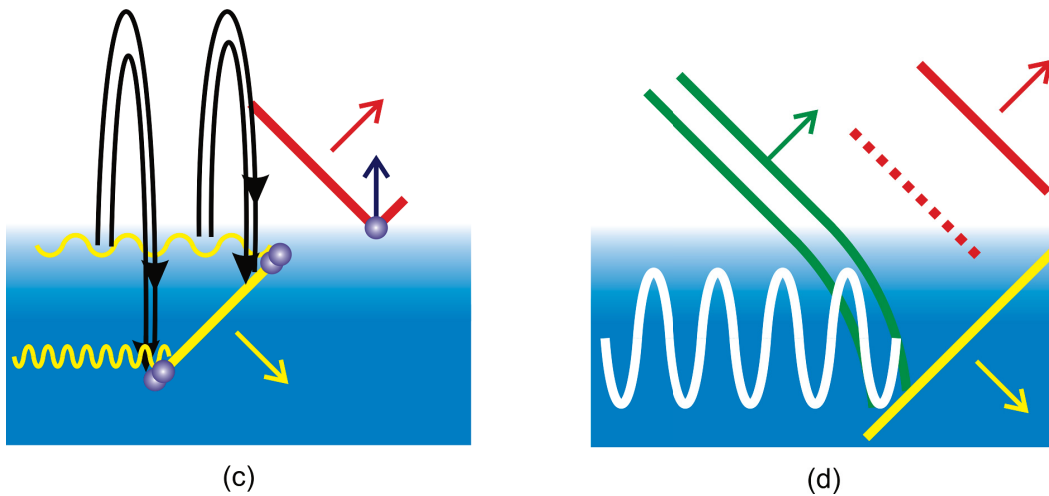
$$\omega_{p, \max} = \sqrt{\frac{n_{\max} e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.63)$$

vorgegeben. Hierbei ist  $e$  die Elementarladung,  $m_e$  die Elektronenmasse und  $\epsilon_0$  die Vakuumpermittivität. Bei den im Experiment verwendeten Targets und erreichten kritischen Dichten liegt dieser cut-off somit bereits in etwa bei der H20. Aus der maximalen Elektronendichte  $n_{\max}$  und der kritischen Dichte  $n_c$  kann die höchste erreichbare Harmonische  $n_{co}$  gemäß

$$n_{co} \approx \sqrt{n_{\max}/n_c} \quad (2.64)$$

errechnet werden.

Die Brunel-Elektronen [47] befinden sich für unterschiedlich lange Dauer im Vakuum in Abhängigkeit von der jeweiligen Phase des treibenden Pulses, durch den sie beschleunigt werden. Dies führt zu einem Chirp der Harmonischen, der durch einen Chirp des treibenden Lasers kompensiert werden kann [75]. Durch die unterschiedlichen Eindringtiefen der Brunel-Elektronen in den Plasmagradienten,



**Abb. 2.16:** Fortsetzung zum CWE-Prozess: (c) Die wieder in das Plasma treffenden Elektronen bilden eine propagierende Elektronenscheibe aus. Diese regt in ihrem Bug Plasmaoszillationen (gelb angedeutet) an. Diese Oszillationen besitzen eine dichtegradientenabhängige Wellenlänge. (d) Unter bestimmten geometrischen Voraussetzungen (Wellenvektor parallel zur Oberfläche) können sich diese Oszillationen im Plasma ausbreiten (hier weiß dargestellt) und Lichtpulse aus dem Plasma emittieren (grün). Dieser Prozess findet mit jedem vollen Zyklus der einfallenden Welle statt und führt so zu einem Attosekundenpulszug und somit zu Harmonischen. Nach [72].

haben unterschiedliche Harmonische zudem unterschiedliche Laufzeiten durch das Plasma: Je tiefer im Plasma eine Harmonische erzeugt wurde, um so höher ist ihre Ordnung und umso länger propagiert sie durch das Plasma ins Vakuum, wodurch es zu einem Atto-Chirp kommt.

Ein wichtiges Merkmal ist die Polarisationsabhängigkeit des Prozesses: Der CWE-Prozess basiert auf der Beschleunigung von Elektronen entlang ihres Plasmagradienten, was nur durch p-polarisierte einfallende Pulse möglich ist. Wird die Polarisationssebene von p- auf s-polarisiert gedreht, so oszillieren die Elektronen lediglich entlang ihres Gradienten und der CWE-Prozess kommt nicht zustande.

Durch die begrenzte erreichbare Harmonischenordnung kommt dem im folgenden Kapitel vorgestellten ROM-Prozess besondere Bedeutung zu. Abgesehen davon, dass wie bereits erwähnt der ROM-Prozess in der erreichbaren Harmonischenordnung lediglich durch die verfügbare Intensität im Fokus begrenzt ist, zeigen die so erzeugten Harmonischen darüber hinaus ein spannendes Verhalten bezüglich der Polarisationsseigenschaften in Abhängigkeit der Einfallspolarisation.

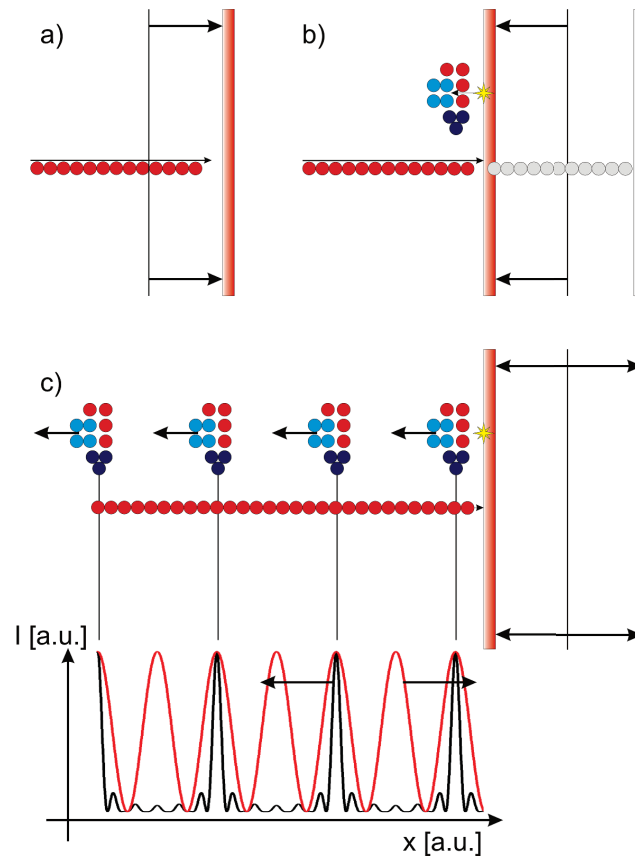
### 2.5.2 ROM-Prozess

Der Entstehungsprozess der ROM-Harmonischen [49, 70] lässt sich anhand eines oszillierenden Spiegels veranschaulichen: Ein einfallender, auf eine Targetoberfläche fokussierter, relativistischer Laserpuls zündet ein Plasma. Dieses Plasma reflektiert den Puls wie ein Spiegel (Plasmaspiegel), jedoch nicht ohne den reflektierten Puls in seiner zeitlichen Struktur zu deformieren. Hintergrund ist die Anregung der reflektierenden Oberfläche zur Oszillation durch das elektrische Feld des einfallenden Pulses. Die Oszillation wird dabei so schnell, dass die Geschwindigkeit der Oberfläche gegen die Lichtgeschwindigkeit geht - daher die Bezeichnung "relativistisch oszillierender Spiegel" oder zu englisch "**R**elativistically **O**szillating **M**irror". In diesem Zusammenhang ist es sinnvoll, zwischen Wellen- und Teilchenmodell zu wechseln, um sich den Prozess veranschaulichen zu können (im Folgenden nach einem eigenen Modell).

Betrachten wir die Plasmaoberfläche im Zustand des durch die einfallende Welle bereits zur Oszillation angeregten Spiegels und wechseln in das Photonenbild. Ein gleichmäßiger Zug aus Photonen läuft dem Spiegel entgegen. Befindet sich der Spiegel gerade in der Rückwärtsbewegung, so laufen die Photonen dem Spiegel hinterher, ohne reflektiert zu werden (Abbildung 2.17 (a)). Ein Beobachter würde kein Licht in Reflexionsrichtung sehen. Ab einem bestimmten Zeitpunkt wird die Spiegeloberfläche langsamer und ihre Richtung umkehren, während sich im eigentlichen Schwingungsbereich vor dem Spiegel bereits ein eingedrungener Photonenzug befindet. Der Spiegel beschleunigt nun auf diesen Photonenzug zu und reißt die Photonen in ihre Reflexionsrichtung mit sich, wodurch aus dem gleichmäßigen Photonenzug ein zusammengestauchtes Paket aus Photonen entsteht (Abbildung 2.17 (b)).

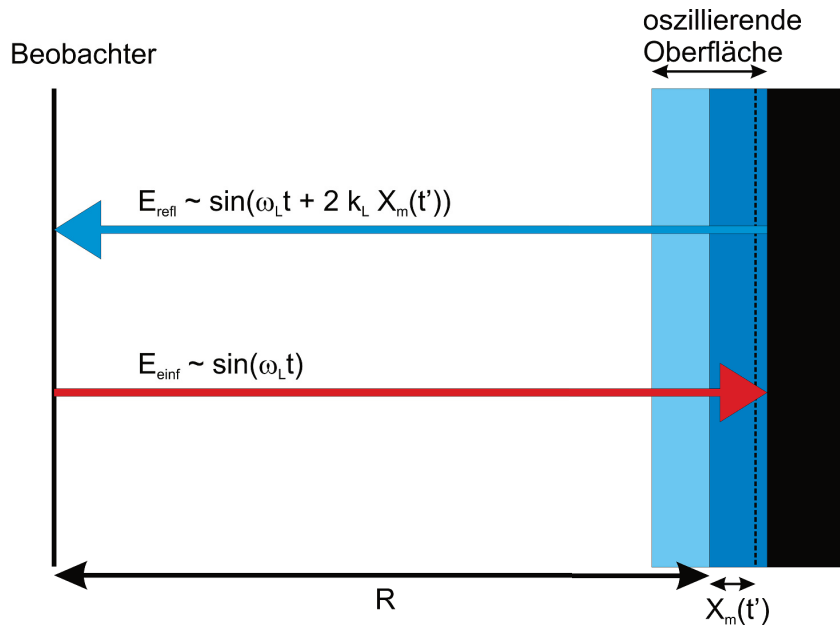
Nachdem dieser Lichtblitz von der Oberfläche reflektiert wurde, kehrt der Spiegel seine Richtung erneut um und läuft dem nachfolgenden Photonenzug wieder davon, so dass bis zum nächsten Reflexionszyklus keine Photonen reflektiert werden. Wiederholt sich dieser Prozess immer wieder, so wird der Beobachter in Reflexionsrichtung trotz eines kontinuierlich einfallenden Lichtzuges auf die Oberfläche in der Reflexionsrichtung Lichtpulse wahrnehmen (Abbildung 2.17 (c)). Diese Lichtpulse sind sehr kurz und der eigentliche Entstehungsprozess der Harmonischen. Wird noch etwas im Bilde der einfallenden Photonen verweilt, so lässt sich der Harmonisengehalt dieser Lichtpulse wie folgt erklären: Bei der Reflexion kommt es zum Zusammenschluss von Photonen, wobei ein Zusammenschluss von zwei Photonen wahrscheinlicher ist als ein solcher von drei Photonen u.s.w. Dadurch entstehen Harmonische und höhere Ordnungen werden weniger enthalten sein als die niedrigeren Ordnungen. Zwei Photonen einer Wellenlänge von 800 nm ergeben ein Photon der Wellenlänge 400 nm, drei Photonen addieren sich zu 267 nm und entsprechen so der H2 und H3.





**Abb. 2.17:** Vereinfachte Darstellung des ROM-Prozesses: a) Auf einen relativistisch oszillierenden Spiegel einfallende Photonen (rote Kreise). Die Oberfläche läuft den Photonen zu diesem Zeitpunkt davon, so dass keine Reflexion stattfindet. b) Der oszillierende Spiegel kehrt um und reflektiert nun in kurzer Zeit alle in seinem Schwingungsraum angesammelten Photonen in einem kurzen Puls. Dieser Puls ist zur besseren Übersichtlichkeit nach oben versetzt dargestellt. Hierbei addieren sich zwei rote Photonen zu einem blauen (H2) und drei rote Photonen zu einem violetten Photon (H3). Frühere Photonen- und Spiegelposition sind hellgrau eingezeichnet. c) Nach mehrfacher Wiederholung dieses Prozesses kann ein Beobachter die Dunkelheit unterbrechende, vom Spiegel reflektierte Lichtblitze mit Harmonisengehalt sehen. Das Diagramm im unteren Bereich zeigt im Wellenbild die einfallende Intensität (rot) und die reflektierten Pulse (schwarz) und stellt den Übergang vom anschaulichen Teilchenmodell zum mathematisch präziseren Wellenmodell dar.

Wird das reflektierte Licht wieder als Welle betrachtet, so knüpft dieses Kapitel direkt an die mathematischen Grundlagen an: Addieren von Frequenzvielfachen zu einer Grundfrequenz liefert ein gepulstes E-Feld und ein gepulstes E-Feld - wie es hier im Reflex vorzufinden ist - kann nur entstehen, wenn eine Grundfrequenz mit ihren Vielfachen vorhanden ist (unterer Teil von Abbildung 2.17 (c)). Dies bedeutet, dass die Deformation des einfallenden Pulses durch die Reflexion der Entstehungsgrund für die Harmonischen ist.



**Abb. 2.18:** Der ROM-Prozess: Eine elektromagnetische Welle fällt auf einen relativistisch oszillierenden Spiegel ein. Das Feld dieser Welle ist proportional zu  $\sin(\omega_L t)$ . Die sich bewegende Oberfläche des Spiegels im zeitabhängigen Abstand von  $R + X_m(t')$  zum Beobachter verformt das reflektierte Feld zeitlich, so dass dieses nunmehr proportional zu  $\sin(\omega_L t + 2k_L X_m(t'))$  ist. Nach [71, 60].

Eine präzise mathematische Beschreibung im Wellenbild nach [60, 61, 64] folgt:

Bei hinreichend hohen einfallenden Intensitäten oszilliert der Spiegel mit einer gegen die Lichtgeschwindigkeit konvergierenden Geschwindigkeit. Ein elektrisches Feld, welches zum Zeitpunkt  $t$  den Beobachter passiert, trifft zum Zeitpunkt

$$t' = t + \frac{R + X_m(t')}{c} \quad (2.65)$$

die reflektierende Oberfläche, wobei  $R$  der Abstand des Beobachters vom Spiegel und  $X_m(t')$  die zeitabhängige Position des Spiegels ist. Bei Vernachlässigung der als immobil angenommenen Ionen und Vereinfachung durch die Annahme eines senkrecht einfallenden Lasers auf den Spiegel, wirkt auf die Elektronen eine zu  $\sin(2\omega_L t)$  proportionale Kraft. Abbildung 2.18 zeigt erneut den oszillierenden Spiegel. Ein einfallendes Feld  $E_{\text{einf}}$ , welches proportional zu einer Sinusfunktion in Abhängigkeit von Frequenz und Zeit oszilliert, trifft auf diesen Spiegel. Die Position der spiegelnden Oberfläche  $X_m$  hängt ab von der Zeit  $t'$ .

Die Position der Spiegeloberfläche folgt

$$X_m(t') = A_m(t) \sin(2\omega_L t' + \phi_m) \quad (2.66)$$

mit der zeitabhängigen Amplitude  $A_m(t)$  und eines aufgrund der Verzögerung zwischen wirkender Kraft und Reaktion der Elektronenoberfläche hinzukommenden Phasenterms  $\phi_m$ .

Das reflektierte Feld ist deformiert und es gilt

$$E_{\text{refl}} \sim \sin(\omega_L t + 2k_L X_m(t')). \quad (2.67)$$

Bei der Bewegung der Oberfläche kommt es zu sogenannten  $\gamma$ -Spikes, von denen abhängt, an welcher Stelle im Spektrum es zum "cutoff" kommt. Ein Harmonischenpektrum weist einen Bereich auf, in dem seine Intensität in Abhängigkeit von der Harmonischenordnung mit

$$I_n \sim n^{-8/3} \quad (2.68)$$

skaliert [64]. Dieser Verlauf wird als "roll-off" bezeichnet. Ab dem "cutoff" bei

$$n_{\text{cutoff}} \approx \sqrt{8}\gamma^3 \quad (2.69)$$

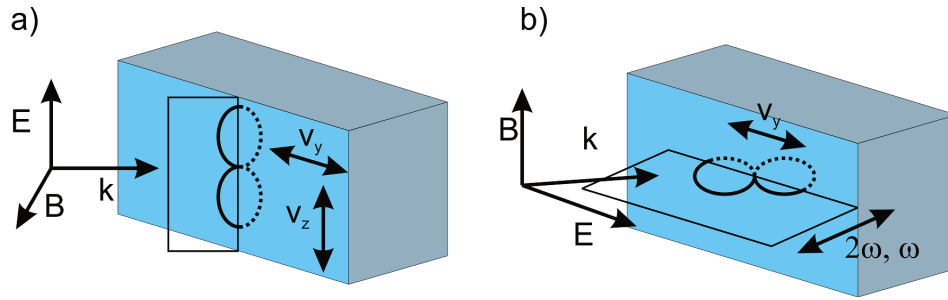
fällt die Intensität des Spektrums stärker als zuvor. Je höher das normierte Vektorpotential des Lasers ist, umso größer werden die  $\gamma$ -Spikes bedingt durch die schneller oszillierende Oberfläche. Dadurch wird der "cutoff" weiter zu höheren Harmonischen verschoben, wobei der "cutoff" als universell anzunehmen ist. Daraus folgt - im Gegensatz zu Gasharmonischen -, dass mit immer stärkeren Lasern immer höhere Harmonische erreichbar werden. Zur Verdeutlichung wird im Kapitel 2.5.4 ein simuliertes Spektrum dargestellt.

### 2.5.3 Auswahlregeln der Polarisation

Die Reflexion an einer Oberfläche geht in der Regel mit der Erhaltung der Polarisation einher. Veränderungen der Polarisation sind beispielsweise durch Reflexion an Metalloberflächen möglich, da diese bei nicht reiner s- oder p-Reflexion zu einer Phasenverschiebung und somit zu elliptischer Polarisation führen. Weitere bekannte Effekte sind Depolarisation [45] an rauen Oberflächen oder - im Laborbetrieb bewusst eingesetzt - Drehung der Polarisation durch Verwendung einer Halbwellenplatte. Die Polarisationserhaltung gilt auch bei der Harmonischenerzeugung in Gasen: Der treibende Laser ionisiert Atome des Gases, welche dem E-Feldvektor folgend oszillieren. Diese Oszillation des Elektrons entspricht einem schwingenden Dipol, der wiederum Licht abstrahlt, dessen E-Feldvektor in seiner Schwingungsebene liegt. Somit entsprechen sich die Ebenen dieser Vektoren von treibendem Laser und Harmonischensignal und die Polarisation ist erhalten.

Nachgemessen wurde diese Polarisationserhaltung mit einer Halbwellenplatte und dem Polarimeter, welches später auch bei den Oberflächenharmonischen verwendet wurde [44]. Somit ist die Erhaltung der Polarisation bei Gasharmonischen auch anschaulich klar: Das Gasvolumen, in welches der Laser fokussiert wird, ist räumlich in guter Näherung gleichverteilt und somit um den Fokus isotrop. Symmetriebruch findet durch das E-Feld des fokussierten Lasers statt und dieses ist somit je nach Ausrichtung auch ausschlaggebend für die Polarisation der Gasharmonischen. Anders verhält es sich für Oberflächenharmonische: Der Laser wird auf eine Oberfläche fokussiert, an der er ein Plasma zündet. Als Konsequenz der Plasmaexpansion bildet sich ein Dichtegradient aus, mit dem der Laserpuls wechselwirkt. Gemäß der Lorentzkraft wirken sowohl E-Feld als auch B-Feld des Lasers auf die Elektronen und werden so bei einem hinreichend großen Vektorpotential zu einem Symmetriebruch führen.

Vereinfacht zeigt Abbildung 2.19 diesen Fall sowohl für einen s- als auch einen p-polarisierten einfallenden Laserstrahl. Hierbei wird durch die einfallende Laserpolarisation die Lage der von den Elektronen beschriebenen "figure-of-8"-Bewegung, welche im Kapitel 2.2.3 vorgestellt wurde, im Plasma festgelegt. Abbildung 2.19 a) zeigt einen s-polarisierten einfallenden Laserpuls, der - in Projektion - Ströme mit einfacher Laserfrequenz in Richtung des E-Feldvektors und Ströme mit doppelter Frequenz senkrecht dazu in der Plasmaoberfläche erzeugt. Die Ströme durch die oszillierenden Elektronen strahlen wiederum Wellen entsprechender Polarisation ab. Für die Ströme in Richtung des einfallenden E-Feldvektors bedeutet dies Polarisationserhaltung für die emittierten Harmonischen, was zu s-polarisierten ungeradzahligen Harmonischen führt. Die Ströme senkrecht dazu hingegen strahlen



**Abb. 2.19:** Durch E- und B-Feld erzeugte “figure-of-8“-Bewegung eines Elektrons auf einer Plasmaoberfläche. Im ersten Fall a) zeigt der E-Feldvektor aus der Reflexionsebene. Es handelt sich somit um s-polarisierten Einfall. Die Elektronentrajektorie lässt sich auf eine Plasmaoberfläche projizieren und erzeugt dort Ströme in zwei senkrecht aufeinander stehende Richtungen, wobei der Strom in Richtung von  $v_z$  mit  $1\omega$  und der Strom in Richtung von  $v_y$  mit  $2\omega$  getrieben wird. Der  $1\omega$ -Anteil treibt die ungeraden Harmonischen mit gleicher Polarisation (s) wie der einfallende E-Feldvektor, der  $2\omega$ -Anteil hingegen erzeugt bei senkrecht dazu stehender Oszillationsrichtung die Harmonischen gerader Parität mit p-Polarisation.

Teil b) der Skizze zeigt p-polarisierten Einfall des E-Feldes. Dadurch werden durch den  $1\omega$ -Anteil, welcher der Schwingungsrichtung des E-Feldes entspricht, ungerade p-polarisierte Harmonische erzeugt. Der in die Ebene projizierte  $2\omega$ -Anteil schwingt ebenfalls parallel zum E-Feldvektor und treibt aufgrund der doppelten Frequenz die Harmonischen gerader Parität - ebenfalls in p-Polarisation. Da genau dieser projizierte Anteil bei lotrechtem Einfall verschwindet, entstehen in diesem Fall keine geradzahigen Harmonischen mehr und es verbleibt nur der  $1\omega$ -Anteil, der aufgrund der mit dem E-Feldvektor identischen Oszillationsrichtung die lineare (s und p sind bei lotrechtem Einfall nicht definiert) Polarisation erhält. Nach [46].

Harmonische mit p-Polarisation ab, da sie senkrecht zum s-polarisierten einfallenden E-Feldvektor stehen. Aufgrund der doppelten Frequenz handelt es sich hierbei um die geradzahigen Harmonischen. Das bedeutet, dass ein Elektron, welches von der  $\vec{v} \times \vec{B}$ -Komponente eines treibenden Lasers getrieben wird, die gleiche Frequenz erfährt wie ein Elektron, welches mit dem E-Feld eines Lasers halber Wellenlänge wechselwirkt. Die Harmonischen entsprechen somit dem Harmonischenspektrum eines Lasers halber Wellenlänge, welches genau den geradzahigen Harmonischen des Lasers der ursprünglichen Wellenlänge entspricht.

Für den im Experiment regulären Fall eines p-polarisiert einfallenden Lasers erzeugt die “figure-of-8“-Bewegung nur einen Strom entlang der Oberfläche. Die zweite, höherfrequente  $2\omega$ -Komponente zeigt in Projektion ebenfalls in diese Richtung. Die abgestrahlten Wellen haben dann sowohl für gerade als auch ungerade Harmonische die Polarisation ihres treibenden Lasers und sind somit p-polarisiert. Wird jedoch der Winkel zu lotrechtem Einfall hin vergrößert, so hat die  $2\omega$ -Komponente keine Projektion mehr in Richtung des Stroms, welcher durch das E-Feld erzeugt wird. Dadurch fallen genau die geraden Harmonischen weg und es bleiben die ungeraden,

einfallender Puls	ungeradzahlige Harmonische ( $\omega_{2n+1}$ )	geradzahlige Harmonische ( $\omega_{2n}$ )
p-polarisiert	p-polarisiert	p-polarisiert
s-polarisiert	s-polarisiert	p-polarisiert
linear (lotrecht)	linear polarisiert	-
zirkular (lotrecht)	-	-

**Tab. 2.1:** Die Auswahlregeln für die Polarisierung der Harmonischen in Abhängigkeit der Polarisierung ihres treibenden Pulses. Für einen p-polarisierten einfallenden Laserpuls gilt Polarisierungserhaltung, das heißt sowohl Harmonische gerader als auch ungerader Parität sind ebenfalls p-polarisiert. Dies ändert sich bei einem s-polarisierten Treiber: Ungeradzahlige Harmonische erhalten die Polarisierung ihres Treibers, geradzahlige Harmonische sind jedoch p-polarisiert. Bei lotrechtem Einfall entstehen nur ungeradzahlige, linear polarisierte Harmonische, die die Polarisierung ihres treibenden Pulses erhalten. Zirkulare Polarisierung erzeugt keine Harmonischen [46].

vom E-Feld getriebenen Harmonischen zurück. Diese erhalten dementsprechend auch die Polarisierung der einfallenden Welle. Da im senkrechten Einfall aus geometrischen Gründen nicht mehr zwischen s- und p-Polarisation unterschieden werden kann, wird hier lediglich von linearer Polarisierung gesprochen. Der Wegfall der geraden Harmonischenordnungen für lotrechten Einfall ist auch in Kapitel 2.5.4 zu sehen. Bei zirkularer Polarisierung werden keine Elektronen zur Oszillation angeregt und somit keine Harmonischen getrieben [25] [46] [49] [62].

Die Auswahlregeln konnten für einen p-polarisierten einfallenden Puls bereits experimentell bestätigt werden [51], siehe Kapitel 4.2 im Ergebnisteil.

#### 2.5.4 PIC-Code VLPL1D

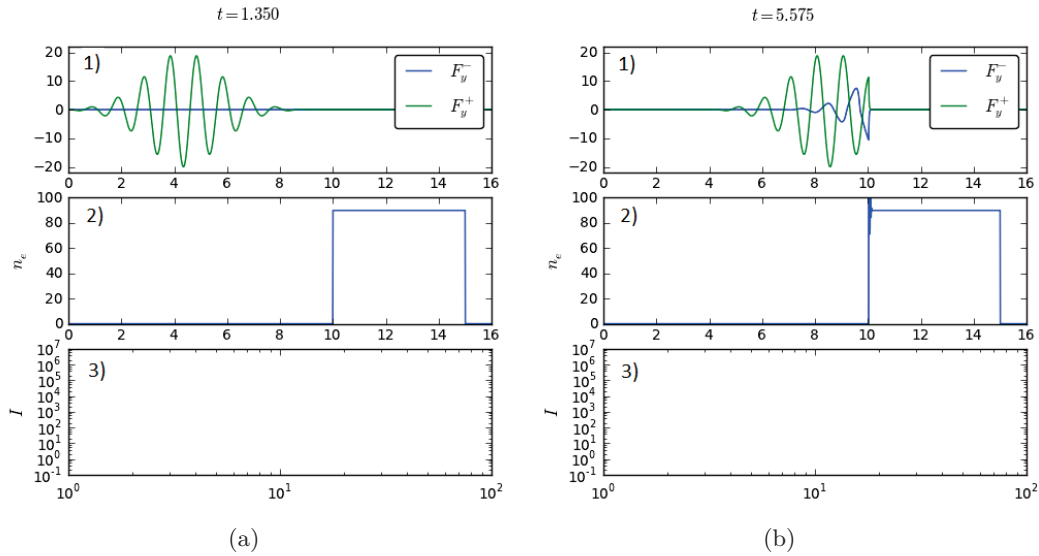
Eine Möglichkeit, die Wechselwirkung von einem Laser mit einem Plasma zu simulieren, stellen Particle-in-cell- (PIC-) Simulationen dar [63]. Aus zwei Gründen soll hier ein PIC-Code vorgestellt werden: Einerseits kann die Simulation genutzt werden, um an das vorherige Kapitel anknüpfend zu einem besseren Verständnis des ROM-Prozesses zu führen und andererseits können die Auswahlregeln aus diesen Simulationen gewonnen werden. Die Simulationssoftware ermöglicht dabei eine Live-Darstellung der Ergebnisse und stellt darüber hinaus die Möglichkeit zur Verfügung, Abbildungen zu den aktuellen Simulationszeitpunkten anzufertigen.

Es wurde bereits angesprochen, dass die Reflexion eines einfallenden Laserpulses an dem von ihm selbst zur relativistischen Oszillation angeregten Spiegels zu einer Deformation des Feldes in Reflexionsrichtung führt. Der PIC Code "VLPL1D" (Virtual Laser Plasma Laboratory 1-dimensional) kann einen solchen Sachverhalt simulieren. Eine Simulation mit einer Auflösung von  $1/400\lambda$  bei einem stark relativistischen, gaußförmigen Zweizyklusimpuls mit  $a_0 = 20$  senkrecht einfallend auf ein 90-fach überkritische Plasmastufe wurde durchgeführt und wird im Folgenden in sechs Abbildungen vorgestellt. Diese Abbildungen entsprechen verschiedenen Zeitpunkten der PIC-Simulation und dienen der Erklärung des ROM-Modells:

Die Diagramme zeigen im oberen Teil - jeweils als 1) bezeichnet - das einfallende Feld  $F_y^+$  (grün) und zu späteren Zeiten auch das reflektierte Feld  $F_y^-$  (blau). Die x-Achse zeigt hierbei den Ort in beliebigen Einheiten und die y-Achse die Feldstärke, ebenfalls in beliebigen Einheiten an. Das darunter befindliche Diagramm - mit der Nummer 2) beschriftet - zeigt auf der x-Achse in gleicher Skalierung und absoluter Position die Plasmastufe an der Stelle 10 bis 15 in beliebigen Einheiten. Die y-Achse gibt die Plasmadichte in Vielfachen der kritischen Dichte an. Da die Welle in positive x-Richtung propagiert, lassen diese beiden Abbildungen folgern, dass in Abbildung 2.20 a) ein Auftreffen des Feldes auf die Plasmastufe kurz bevorsteht.

Das untere Diagramm - jeweils als 3) bezeichnet - zeigt die Fouriertransformation des reflektierten Feldes. Die x-Achse zeigt hierbei die Harmonischenordnung und die y-Achse die Intensität in logarithmischer Einteilung. Zu beachten ist, dass nur diejenigen Anteile des Feldes transformiert werden, die nach links über die Position  $x = 0$  hinaus propagiert sind. So lange keine Feldkomponente diese Position überschritten hat, ist durch die Fouriertransformation auch kein Frequenzgehalt feststellbar.

Diagramm 1) und 2) sind zwar getrennt dargestellt, es handelt sich jedoch um die gleiche räumliche Position bei gleicher Skalierung. Abbildung 2.20 a) entspricht

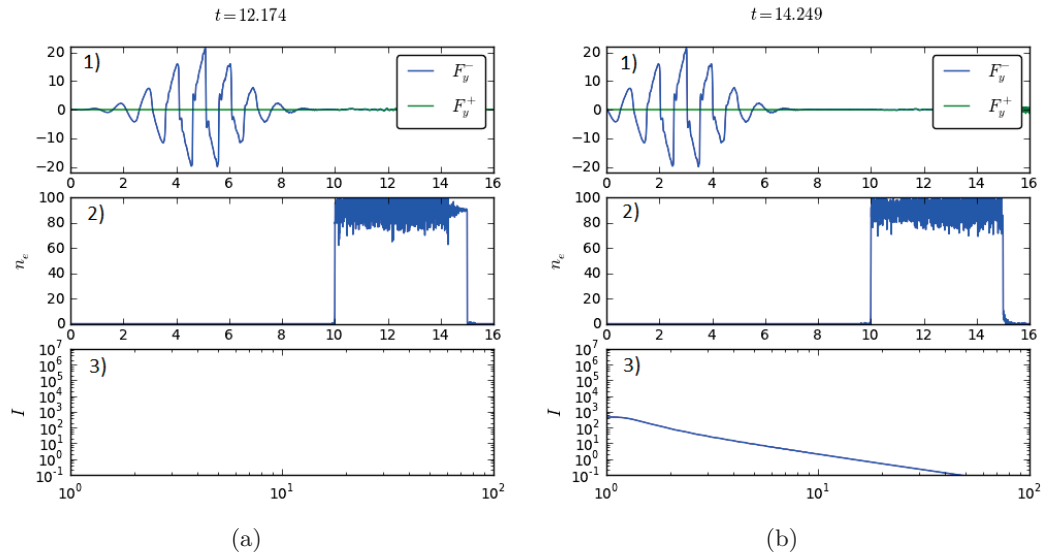


**Abb. 2.20:** Simulationsergebnisse des VLPL1D PIC-Codes: a1) zeigt einen einfallenden gaußförmigen Zweizyklus puls bei  $t = 1,350$  in beliebigen Einheiten nach Simulationsbeginn, der nach rechts propagiert. Hierbei bezeichnet  $F_y^+$  das einfallende Feld (grün) und  $F_y^-$  das reflektierte Feld (blau). Die y-Achse ist die Feldstärke in beliebigen Einheiten. In a2) ist eine 90-fach überkritische Plasmastufe bei  $x = 10$  bis  $15$  in beliebigen Einheiten dargestellt. In diesem Diagrammtyp beschreibt die y-Achse die Plasmadichte in Vielfachen der kritischen Dichte. a3) zeigt die Fouriertransformation des reflektierten Feldes in logarithmischer Skalierung, wobei die x-Achse die Harmonischenordnung und die y-Achse die Intensität der jeweiligen Harmonischen darstellt. Da es noch kein reflektiertes Feld gibt, existiert auch kein Frequenzgehalt. Abbildung b) zeigt die Simulation zu fortgeschrittener Zeit ( $t = 5,575$  in beliebigen Einheiten). In 1) ist bereits eine reflektierte Komponente zu erkennen und die Plasmastufe wird durch den einfallenden Puls verformt. Die Fouriertransformation findet nur für die Teile des reflektierten Feldes statt, die den dargestellten Bereich in negative x-Richtung überschritten haben, weshalb hier noch kein Frequenzgehalt identifiziert wird.

somit einem relativistischen Puls, der sich auf eine Oberfläche zubewegt und kurz vor der Wechselwirkung mit der Plasmastufe steht. Abbildung 2.20 b) zeigt den Sachverhalt ein wenig später: Es hat eine Wechselwirkung des Pulses mit dem überkritischen Plasma stattgefunden. Fortan existiert ein reflektiertes Feld, welches in negativer x-Richtung propagiert. Wie in Abbildung 2.20 b1) zu sehen, weißt dieses noch keine starke Deformation auf, da durch die noch geringe auftreffende Intensität des Pulses der oszillierende Spiegel noch nicht sehr relativistisch schwingt. In Abbildung 2.20 b2) ist zu erkennen, dass der einfallende Puls zu Modulationen in der Dichte des Plasmas führt. Aus den vorhin aufgeführten Gründen findet noch keine Fouriertransformation statt.

Abbildung 2.21 a) zeigt einen späteren Zeitpunkt der Simulation. Das nach links propagierende reflektierte Feld mit den markant verformten Flanken lässt auf den

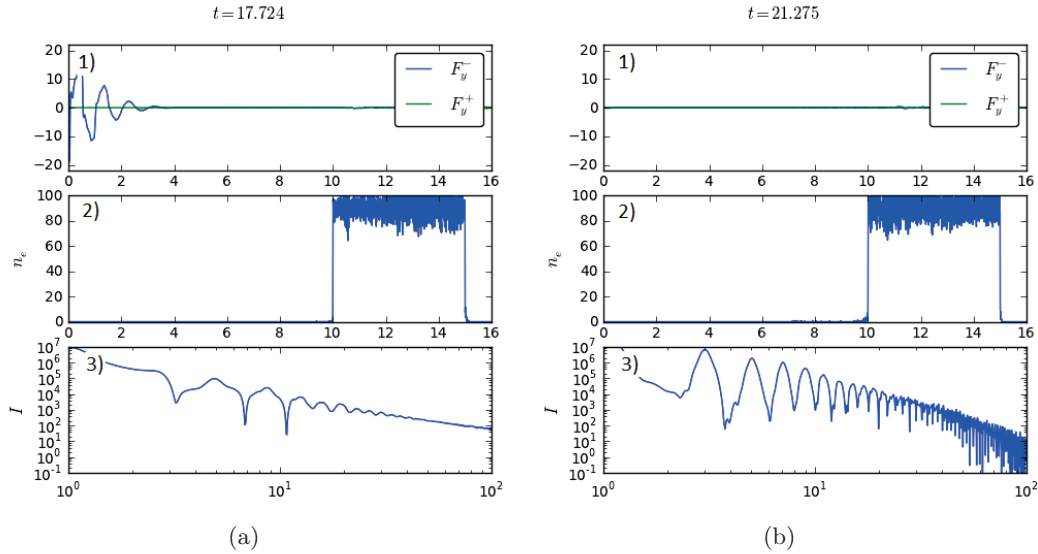




**Abb. 2.21:** Simulationsergebnisse des VLPL1D PIC-Codes, Fortsetzung: a1) zeigt das nahezu vollständig reflektierte Feld. Es ist nun die in den vorherigen Kapiteln angesprochene deutliche Deformation des elektrischen Feldes zu erkennen. a2) zeigt, dass die Plasmastufe nach der Reflexion des Feldes Dichtemodulationen aufweist. Da auch hier noch keine Feldanteile den dargestellten Bereich verlassen haben, zeigt a3) noch keinen Frequenzgehalt an. Darüber hinaus ist in Diagramm b1) zu erkennen, dass erste Teile des reflektierten Feldes die Simulationsbox nach links verlassen. b2): Die Plasmadichtemodulation erreicht bald das hintere Ende der Plasmastufe, was aber auf die bereits reflektierte Welle keinen Einfluss mehr hat. b3) zeigt ein Kontinuum als Spektrum. Hintergrund ist das Vorhandensein eines einzelnen fouriertransformierten Pulses, der genau diesem entspricht.

Harmonischengehalt schließen. Die Modulationen in der Plasmadichte propagieren tiefer in die Plasmastufe, auch in der folgenden Abbildung, haben jedoch für den weiteren Prozess keine relevante Rolle mehr. Abbildung 2.21 b) zeigt in 1) die Propagation des Feldes über die Nullposition hinaus und somit ist in 3) eine Fouriertransformation zu sehen. Die Fouriertransformation eines einzelnen Pulses ergibt - wie hier zu sehen ist - ein Kontinuum. Erst nachdem mehrfache Pulse in definiertem Zeitabstand erfolgt sind, können sich im Spektrum Harmonische ausbilden.

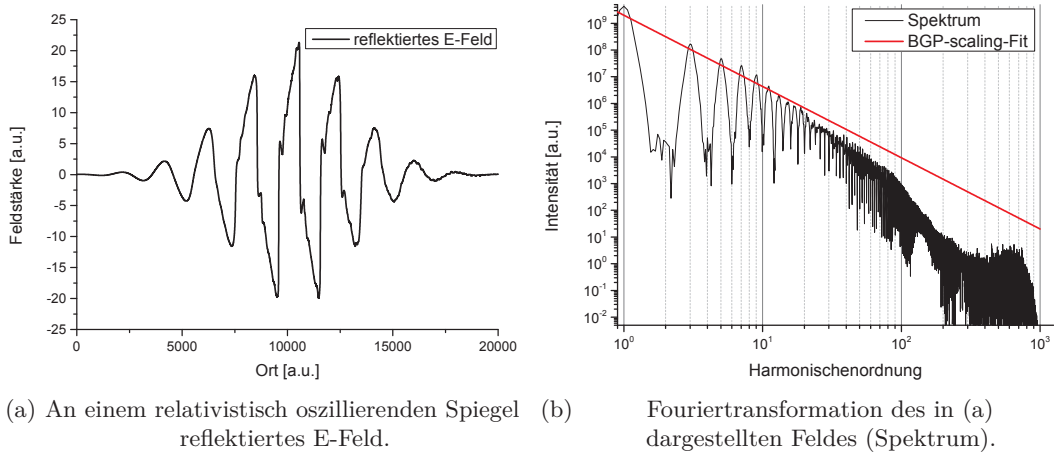
Dies geschieht in Abbildung 2.22. Hier ist in a1) zu sehen, dass ein Großteil des Feldes und vor allem die intensiven Anteile des Feldes das Fenster verlassen haben und transformiert werden. Da hohe Feldstärken auch einer hohen Oszillationsgeschwindigkeit des Spiegels entsprechen, können hier die besonders hohen Anteile des Harmonischenspektrums erwartet werden. Dadurch bilden sich in dem Kontinuum bis in die hohen Harmonischenordnungen schwache Oszillationen aus, wie in Abbildung 2.22 a3) zu erkennen ist.



**Abb. 2.22:** Simulationsergebnisse des VLPL1D PIC-Codes, Fortsetzung: a1): Zu einem etwas späteren Zeitpunkt hat ein Großteil des reflektierten Feldes die Simulationsbox verlassen. a2) zeigt sich leicht ändernde Modulationen in der Plasmastufe. a3): Die Fouriertransformierte dieses Anteils zeigt nun ein Kontinuum, in dem sich mehr und mehr Modulationen ausprägen. Diese Modulationen in der Fouriertransformierten entsprechen dem Harmonisengehalt des reflektierten Feldes. Abbildung b1) zeigt, dass zu diesem Zeitpunkt das gesamte Feld die Simulationsbox verlassen hat und fouriertransformiert wird. b2): Die Modulationen in der Plasmastufe ändern sich leicht, sind aber nicht mehr von Bedeutung. Die Fouriertransformierte in Abbildung b3) zeigt nun ein typisches Harmonisenspektrum. Die ungeradzahlichen Frequenzvielfachen des ursprünglich treibenden Pulses sind zu erkennen. Auflösungsbedingt liefert diese Simulation verlässliche Daten bis etwa zur H49.

Nachdem das gesamte Feld über die Nullposition propagiert ist - siehe b1) - und die Fouriertransformation des gesamten Feldes stattgefunden hat, ist in b3) der typische Verlauf eines Harmonisenspektrums zu sehen. Es zeigt (aufgrund des lotrechten Einfalls) ungerade Harmonischenordnungen mit fallender Intensität. Aufgrund der Auflösung der Simulation sind die Daten bis etwa zur H49 verlässlich, sofern acht Stützstellen pro Welle gefordert werden.

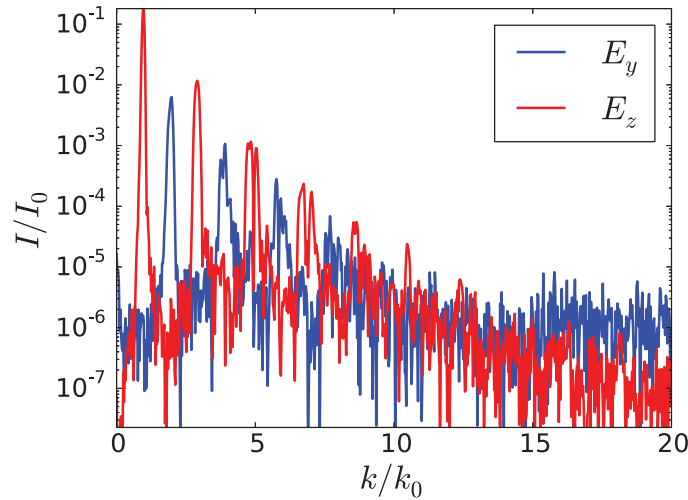
Eine Simulation mit oben genannten Parametern ist in etwa einer Stunde auf einem einfachen Rechner durchführbar. Wird die zeitlich-räumliche Auflösung erhöht, so steigt die erforderliche Rechenzeit stark an. Mehr Teilchen pro Zelle versprechen eine bessere Annäherung an die Realität und eine feinere Auflösung liefert hinreichend viele Stützstellen auch bei kürzeren Wellenlängen, so dass höhere Harmonischenordnungen betrachtet werden können. Es wurde daher eine mehrtägige Simulation durchgeführt. Die Auflösung wurde auf  $1/2000\lambda$  verbessert und die Anzahl der



**Abb. 2.23:** Das reflektierte E-Feld in Abbildung a) zeigt die Deformation einer regelmäßigen Welle nach ihrer Reflexion am relativistisch oszillierenden Spiegel. Abbildung b) zeigt dessen Fouriertransformierte und somit den Frequenzgehalt (Spektrum). Zu erkennen ist der ungerade Harmonisengehalt. Es handelt sich um die Ergebnisse selbst durchgeführter Simulationen mit dem VLPL1D PIC-Code. Angenommen wurde lotrechter Einfall eines zwei Zyklen langen, zeitlich gaußförmigen Laserpulses mit einem  $a_0$  von 20 auf ein 90-fach überkritisches, stufenförmiges Plasma bei einer Auflösung von  $1/2000\lambda$ . Zu erkennen ist, dass sich etwa bis zur H89 das roll-off gut durch das Baeva-Gordienko-Pukhov-scaling [64] beschreiben lässt. Hinter dem cutoff fällt die Intensität schneller. Auflösungsbedingt sind ab der H249 nur noch acht Stützstellen pro Wellenlänge verfügbar, wodurch dem Verlauf des Spektrums spätestens jenseits dieser Harmonischen keine Beachtung zu schenken ist.

Teilchen pro Zelle von 100 auf 1000 erhöht. Bei acht geforderten Stützstellen ist dieses in Abbildung 2.23 b) zu sehende Spektrum etwa bis zur H249 verlässlich. Darüber hinaus zeigt die Abbildung 2.23 a) die Feldstärke des reflektierten Pulses in beliebigen Einheiten aufgetragen über den Ort in beliebigen Einheiten. Zu erkennen ist zudem, dass sich das roll-off des Spektrums durch das Baeva-Gordienko-Pukhov-scaling beschreiben lässt. Ab der H89 setzt ein steilerer Abfall ein und ab der H249 wird die Anzahl der Stützstellen zu gering, um eine Welle dieser Wellenlänge noch hinreichend gut anzunähern.

Die Auswahlregeln für unterschiedliche Einfallspolarisationen können im lotrechten Einfall in einer Dimension nicht simuliert werden, da hier keine s- oder p-Polarisation realisierbar ist. Daher gilt besonderes Interesse den zweidimensionalen PIC-Simulationen. In zwei Dimensionen ist es möglich, dass die Polarisationsrichtung aus der Einfallsebene rauszeigt, so dass beispielsweise s-polarisierter Einfall simuliert werden kann. Diese Ergebnisse sind von Interesse, da sie die Polarisationsrichtung der Harmonischen offenbaren und somit ein spannendes Ziel für eine Messung mit dem Polarimeter setzen. Gleichzeitig ermöglichen diese die Abschätzung der



**Abb. 2.24:** Lineout eines Spektrums mit s-polarisiertem Treiber. Für die Simulation wurden Parameter verwendet, die den Parametern des JETI entsprechen. Gezeigt wird die Abhängigkeit der Intensität als logarithmische Skala von der Harmonischenordnung sowie die paritätsabhängige Polarisation der Harmonischen: Die Intensität nimmt mit steigender Harmonischenordnung stark ab, so dass ab der H11 kaum noch Harmonische zu erkennen sind. Gemäß der Theorie sind die ungeradzahigen Harmonischen s-polarisiert, die geradzahigen p-polarisiert. Eine Detektion mit dem im Kapitel 3.3 vorgestellten Polarimeter und einem entsprechenden Spektrometer ist somit möglich.

Harmonischenausbeute.

Abbildung 2.24 zeigt die Ergebnisse einer Simulation mit den Parametern des JETI und s-polarisiertem Einfall. In diesem Diagramm ist die Intensität logarithmisch über die Harmonischenordnung aufgetragen. Hierbei bezeichnet “y“ (blau) p-Polarisation und “z“ (rot) s-Polarisation. Der treibende Laser ist s-polarisiert und den Auswahlregeln entsprechend jede ungeradezahlige Harmonische ebenfalls s-polarisiert und alle geradzahigen Harmonische sind p-polarisiert. Es ist zu erkennen, dass mit steigender Harmonischenordnung die Intensität drastisch abnimmt und spätestens ab der H11 die Harmonischenordnungen im Plasmarauschen untergehen.

Für die Messung der Auswahlregeln bei s-polarisiertem Treiber sollte also ein Spektrometer verwendet werden, das möglichst niedrige Harmonischenordnungen detektieren kann. Aufgrund der paritätsabhängigen Polarisation ist dann ein experimenteller Nachweis dieser Auswahlregeln mit dem vorgestellten Polarimeter möglich.

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

Die Messungen im Rahmen dieser Dissertation fanden auf mehrere Messkampagnen verteilt in der Physikalisch-Astronomischen Fakultät der Friedrich-Schiller-Universität Jena statt. In enger Zusammenarbeit mit Arbeitsgruppen aus Jena und Belfast konnten am Jenaer Titan-Saphir Laser (JETI) des Instituts für Optik und Quantenelektronik erfolgreiche Messungen durchgeführt werden. Im Folgenden wird der JETI, die diversen Versuchsaufbauten und auch das verwendete Spektrometer beschrieben.

Das verwendete Polarimeter wird in seiner Funktionsweise mit Bezug zu Kapitel 2.3 und 2.3.1 kurz vorgestellt und rundet so den Theorieteil ab.

### 3.1 Lasersystem “JETI“

Bei dem Jenaer Titan-Saphir Laser “JETI-40“ handelt es sich um einen mit 10 Hz gepulsten 40 TW Laser, mit dem Phänomene der Laser-Materie-Wechselwirkung im relativistischen Bereich untersucht werden können. Die Pulsdauer liegt im Bereich von  $\tau_0 = 27$  fs bei einer Energie von  $E_{\text{unkomp.}} \approx 1,1$  J vor und  $E_{\text{Puls}} \approx 600$  mJ nach dem Kompressor. Die Strahltaile im Fokus beträgt bei einer Fokussierung mit einer F/2 off-axis-Parabel  $w_0 = 2,5$   $\mu\text{m}$  und führt so zu Spitzenintensitäten in der Größenordnung von  $I_{\text{max}} = 10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> und einem normierten Vektorpotential von  $a_0 \approx 7$ . Die Pulse des JETI liegen damit im relativistischen Bereich, siehe Kapitel 2.2.3. Das Frontend besteht aus folgenden Komponenten [52]

- Einem Oszillator “Ti:Sa - Oszillator FEMTOSOURCE Scientific 12 fs“ von Femtolasers, gepumpt von einem 5 W Laser (VERDI von Coherent). Die Leistung liegt bei 360 mW, die Repititionsrate beträgt 75 MHz bei einer Bandbreite von 80 nm.

- Einem Verstärker - wie auch die folgenden zwei Komponenten - von "Amplitude Technologies". Die Repititionsrate beträgt 10 Hz.
- Einem Gitterstrecker, welcher die Pulse auf etwa 800 ps verlängert und einen Dazzler enthält [53].
- Einem Vorverstärker (Pulsar), der mit einem regenerativen Verstärker, einem Mazerer und einem 5 Pass-Verstärker ausgestattet ist. Hier beträgt die Energie 22 mJ bei einer spektralen Breite von 65 nm.

In zwei weiteren Schritten werden die Pulse des JETI verstärkt [54]:

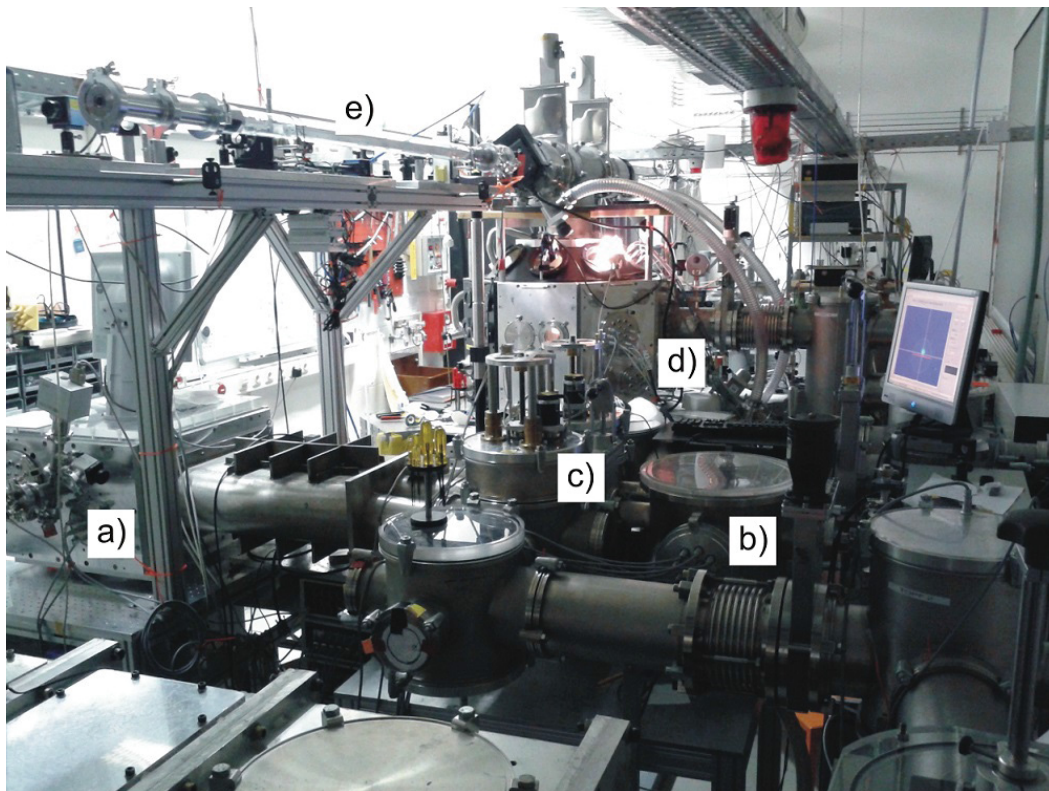
- In der 2. Verstärkerstufe durch einen 3-fach Multipass Ti:Sa-Verstärker, der durch zwei Powerlite der Firma "Continuum" mit einer Energie von 600 mJ bei 10 Hz gepumpt wird.
- In der 3. Verstärkerstufe pumpt ein Nd-YAG Laser (Macholite), ebenfalls von der Firma "Continuum" einen Ti:Sa-Kristall mit insgesamt 4 J.

Die Pulse werden anschließend mit einem Gitterkompressor wieder komprimiert und führen so zu den oben angegebenen Kenndaten des JETI.

Abgesehen von dem Kompressor befinden sich alle eben aufgeführten Komponenten des Frontends hinter einem Kunststoffvorhang, um Verschmutzung der Komponenten zu verhindern. Das Foto in Abbildung 3.1 wurde von diesem Vorhang abgewandt in Richtung des Labors aufgenommen, in dem sich die beiden Versuchskammern befinden. Der Laserstrahl wird von unten rechts kommend am ersten runden Topf durch ein manuelles Schieberventil, einen Wellbalg und drei runde Umlenktöpfe in den Plasmaspiegel eingekoppelt. Dieser befindet sich in der Rechteckkammer am linken Bildrand (a), welche die beiden Parabeln des Plasmaspiegels enthält, und erstreckt sich durch das rechts daneben liegende Rohrsystem mit der markanten Verstärkungsstruktur, die an drei "+"-Zeichen erinnert, bis zu dem runden Topf (b) links neben der Kurbel des ersten Schieberventils.

In diesem Topf befindet sich das Target des Plasmaspiegels. In der Mitte des Bildes befinden sich zwei runde Umlenktöpfe (c), an deren Oberseite Motorisierungen zu erkennen sind: Mit diesen können Umlenkspiegel ein- und ausgefahren werden, wodurch der Plasmaspiegel genutzt oder überbrückt werden kann. Der Laserstrahl wird schließlich - in diesem Bild verdeckt - zurück an den rechten Rand des Labors geleitet und läuft vom Monitor verdeckt in das letzte Stück der Beamline. Von rechts kommend läuft der Strahl dann durch einen Membranbalg und ein



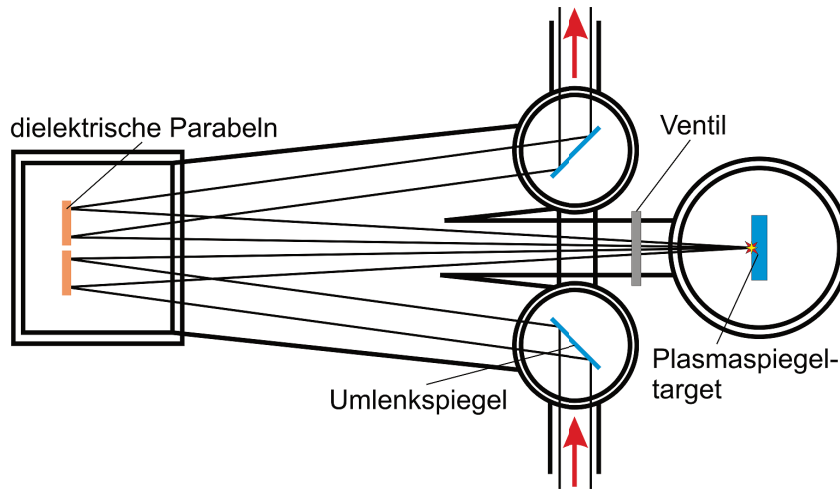


**Abb. 3.1:** Das Foto zeigt das Laserlabor des JETI von Frontend abgewandt Richtung Achteckkammer. Von unten rechts kommend durchläuft der Laser einige Rundtöpfe bis zu den Parabeln des Plasmaspiegels (a) und dem Plasmaspiegeltarget (b). Die beiden Töpfe mit Motorisierung an ihrer Oberseite (c) enthalten die Umlenkspiegel, mit denen in hochgefahrenem Zustand der Plasmaspiegel überbrückt werden kann. Der Strahl läuft - in diesem Bild verdeckt - weiter zum rechten Rand des Labors und schließlich von rechts kommend in die Achteckkammer (d). Am oberen Bildrand erstreckt sich ein Glaskolben mit Hohlleiter (e) für ultrakurze Probe-Pulse.

letztes, manuelles Glasschieberventil. Direkt dahinter befindet sich die Achteckkammer (d) mit eingeschalteter Kammerbeleuchtung. Gut zu erkennen sind einige der Durchführungsanschlüsse für die Motorisierung sowie die beiden mit Schiebeventilen ausgestatteten Turbopumpen an der Oberseite, von denen zwei Kunststoffschläuche zu den Vorpumpen laufen.

Oben links auf dem Foto ist zudem ein Glaskolben zu erkennen (e), der sich fast bis zu den Turbopumpen der Achteckkammer erstreckt. Es handelt sich hierbei um das Gehäuse einer Hohlleiter, mit der ultrakurze few-cycle Probe-Pulse für die Kammer zur Verfügung gestellt werden können.

Durch das Glasschieberventil, welches die Achteckkammer von der Beamline trennt, ist es möglich, im belüfteten Zustand mit dem Ti:Sa zu justieren. Darüber hinaus besteht die Möglichkeit, einen Beamline-Justage Laser (Helium-Neon Laser),



**Abb. 3.2:** Skizze des Plasmaspiegels: Der Laser wird von unten kommend über den unteren Umlenkspiegel auf die erste Parabel gelenkt. Diese fokussiert den Laser auf das Plasmaspiegeltarget. Der kontrastverbesserte Laserpuls wird dann von einer zweiten Parabel kollimiert und über einen zweiten Umlenkspiegel wieder ausgekoppelt. Durch ein Ventil kann das Plasmatareget ohne die Notwendigkeit einer Belüftung der Beamline ausgetauscht werden. Die Umlenkspiegel können aus dem Strahlengang herausgefahren und der Plasmaspiegel so überbrückt werden. Nach [57].

der im Strahlverlauf mit dem Ti:Sa überlagert werden kann, in die Kammer einzukoppeln. Dieser ist besser zu sehen und erfordert geringere Sicherheitsvorkehrungen bei den Justagearbeiten.

Ein weiterer wichtiger Bestandteil des Aufbaus ist der Plasmaspiegel zur Kontrastverbesserung der Pulse [72, 73, 55, 56]. Die Brennweite der fokussierenden Parabel beträgt 1,5 m und fokussiert den Laser auf das Plasmaspiegeltarget mit einer Intensität von  $I_{PM} \approx 10^{16} \text{ W/cm}^2$ . Die im Laser enthaltenen Vorpulse sind zu schwach, um ein Plasma zu zünden und transmittieren durch das Target. Der einfallende Hauptpuls erreicht mit seiner steigenden Flanke jedoch zu einem bestimmten Zeitpunkt die kritische Intensität und zündet ein Plasma. Die Reflektivität dieses Plasmas beträgt ungefähr 80 % bei einer gleichzeitigen Kontrastverbesserung von ungefähr drei Größenordnungen. Werden statt hochreflektiv beschichteter Plasmaspiegeltargets unbeschichtete Targets verwendet, ist die Kontrastverbesserung geringer. Da das Target nach jedem Schuss verfahren werden muss, begrenzt der Plasmaspiegel die Repetitionsrate, es kann jedoch für fünf Sekunden ein 10 Hz-Betrieb aufrecht erhalten werden [58].

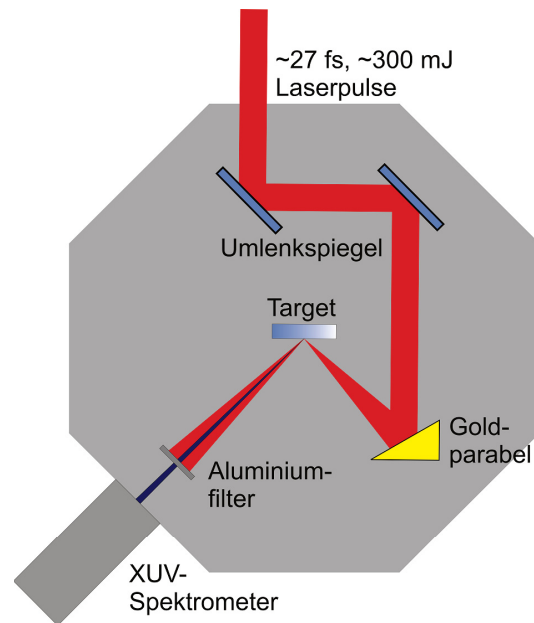


## 3.2 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau variiert je nach Experiment. Es basiert jedoch stets auf einem grundlegenden Aufbau, siehe Abbildung 3.3: Für den Aufbau wird eine Achteckkammer verwendet, die auf einen Druck im Bereich von einigen  $10^{-5}$  mbar evakuiert wird, so dass das Harmonischensignal nicht absorbiert und der Laserpuls durch Dispersion nicht gestreckt oder ein Luftplasma gezündet wird. Der Laser wird in der hinteren Achteckkammerplatte auf einer Höhe von 24,5 cm über der Gewindeplatte (Breadbord) und lateral nach links versetzt in die Kammer eingekoppelt. Über zwei für 800 nm hochreflektiv beschichtete, motorisierte Spiegel wird der Laser zur hochqualitativen Fokussierung auf einen  $45^\circ$  off-axis Rotationsparaboloid (Goldparabel) mit einer Brennweite von 11,9 cm abgebildet. Die Umlenkspiegel und die in x-, y- und z-Richtung verfahrbare und in zwei Raumdimensionen verkippbare Parabel werden dabei so positioniert, dass der Fokus in der Kammermitte liegt. Durch diese Geometrie befindet sich ein am Target gedachter Reflex auf der Mitte der vorderen linken Kammerplatte. Da gemäß theoretischer Vorhersagen die Harmonischen in Reflexionsrichtung des Lasers emittiert werden, ist damit die Position des Spektrometers definiert.

Der Targethalter ist eine in allen drei Raumdimensionen verfahrbare Halterung (Stage) bestehend aus drei Linearmotoren, an der ein motorisierter Drehtisch montiert ist. Dieser dient zur Rotation des Targets. Der Linearmotor in z-Richtung (definiert als Richtung des fokussierten Lasers) ermöglicht Fokusscans, die auch als z-Scan bezeichnet werden. Die Höhe des Targets kann durch den y-Linearmotor verfahren werden. Nach jedem Schuss auf das Target wird dieses rotiert, so dass eine unbeschädigte Stelle zur Verfügung steht. Ist ein Kreis abgeschossen, wird das Target einmalig in y-Richtung um einige Millimeter verfahren und es steht ein neuer Kreis zur Verfügung. Der Linearmotor in x-Richtung wird lediglich anfangs benötigt und ermöglicht das Verfahren des Targets an eine Position, so dass dies an der obersten Stelle (auf "12 Uhr"-Position) abgeschossen werden kann. Das Target wird in einem runden Aufsatz fixiert, welcher am Drehtisch montiert ist. Mit drei Verstellerschrauben muss bei jedem Targetwechsel die Targetoberfläche senkrecht zur Rotationsachse des Drehtischs ausgerichtet werden, so dass dieses beim Rotieren nicht präzediert. Dies geschieht mit einem Messtaster bei Rotation des Targets und gelingt bis auf eine Abweichung von wenigen Mikrometern, die einen Bruchteil der Rayleighlänge betragen.

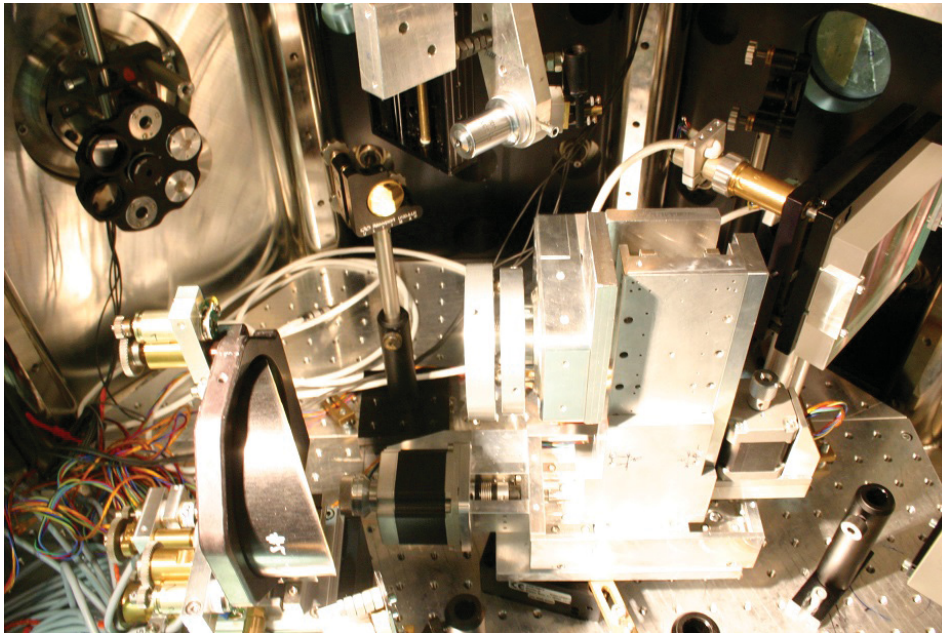
Nach der ersten Kampagne wurde der Targethalter um zwei Freiheitsgrade er-



**Abb. 3.3:** Die Skizze zeigt den grundlegenden Aufbau der Achteckkammer. Der Laser wird durch die hintere Kammerplatte in die Kammer eingekoppelt und über zwei Umlenkspiegel auf eine Goldparabel geleitet. Diese fokussiert den Laserpuls auf das drehbare Target. Der Fokus befindet sich dabei genau in der Kammermitte. Hier entsteht durch die Laser-Materie-Wechselwirkung das Harmonischensignal, welches in Reflexrichtung des Lasers abgestrahlt wird. Ein Aluminiumfilter blockt das Laserlicht, so dass nur das Harmonischensignal in das Spektrometer an der unteren linken Kammerplatte propagieren kann.

weitert: Die y-Stage wurde auf einen manuellen Drehtisch fixiert. Dadurch konnte bei leichter Fehlstellung der x- und z-Stage die Targetoberfläche so rotiert werden, dass der Reflex lateral an den Eingang des Spektrometers angepasst werden konnte. Um bei Verfahrnung auf einen neuen Kreis des Targets nicht aus der Fokusebene zu fahren, beispielsweise durch kleinste Schrägstellung des Rotationsmotors, sorgt ein zweiter manueller Drehtisch dafür, dass die Targetoberfläche an der y-Stage ausgerichtet werden kann. Bei Verfahrnung in y-Richtung konnte dadurch das Target mit dem Messtaster auf ebenfalls wenige Mikrometer Abweichung eingestellt werden. Durch diese Erweiterungen ist der Einfluss der Targetverfahrnung auf die Intensität und Stabilität des Messsignals minimiert.

Um das Spektrometer vor dem Laserlicht zu schützen werden Aluminiumfilter verwendet. Ein Filtrerrad vor dem Spektrometereingang ermöglicht es zwischen den Schüssen die Filter zu wechseln (in der Regel Aluminium oder Zirkonium) oder ohne Filterung zu arbeiten. Dies ist zum Beispiel nötig, um das Spektrometer mit dem Helium-Neon oder der Titan:Saphir Laser zu justieren. Das Spektrometer [59] selbst besteht aus einem Nickel-Toroid-Spiegel, welcher durch ein Gold-Transmissionsgitter

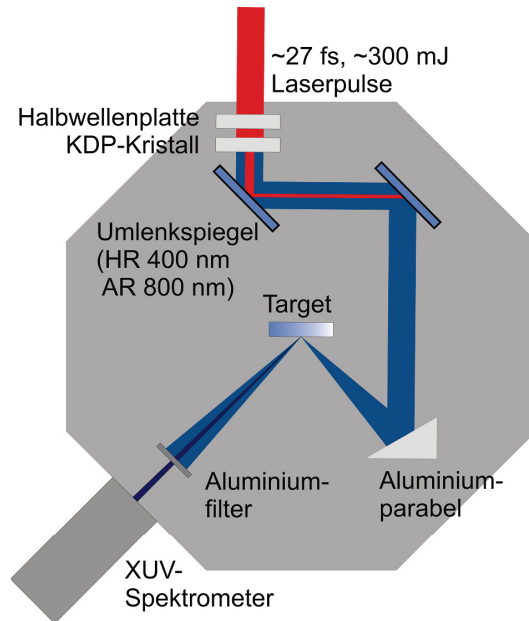


**Abb. 3.4:** Der Versuchsaufbau in der Achteckkammer: Auf dem Foto ist am rechten Rand der erste der beiden Umlenkspiegel zu erkennen, von dem aus die Laserpulse auf den zweiten, im Bild unten rechts nur teilweise zu sehenden Umlenkspiegel gelenkt werden. Die Pulse werden von dort auf die Parabel links unten im Bild reflektiert und von dort auf das Target in der Bildmitte fokussiert. Direkt über dem Target befindet sich die Fokusdiagnostik, die zu diesem Zeitpunkt herausgefahren ist. In der oberen linken Ecke des Bildes ist das Filterrad zu erkennen, welches den Spektrometereingang verdeckt.

das Harmonischensignal unter schiefem Einfall auf einen CCD-Sensor abbildet. Es wird im Detail in Kapitel 3.4 vorgestellt. Abbildung 3.4 zeigt ein Foto des Aufbaus.

Zur Fokusdiagnostik kann das Target nach unten und ein Mikroskopobjektiv von oben herunter an die Fokusposition gefahren werden. Das Mikroskopobjektiv bildet den Fokus durch ein Fenster in der hinteren linken Kammerplatte auf eine Kamera ab. Durch horizontale und vertikale Verkipfung der Parabel kann durch z-scans des Mikroskopobjektivs eine astigmatismusfreie Abbildung durch die Parabel und somit minimale Fokusgröße und maximale Intensität erreicht werden. Es erwies sich als sinnvoll, nach jeder Belüftung der Kammer oder nach mehrstündigem Messbetrieb die Fokussierung zu überprüfen und gegebenenfalls zu korrigieren.

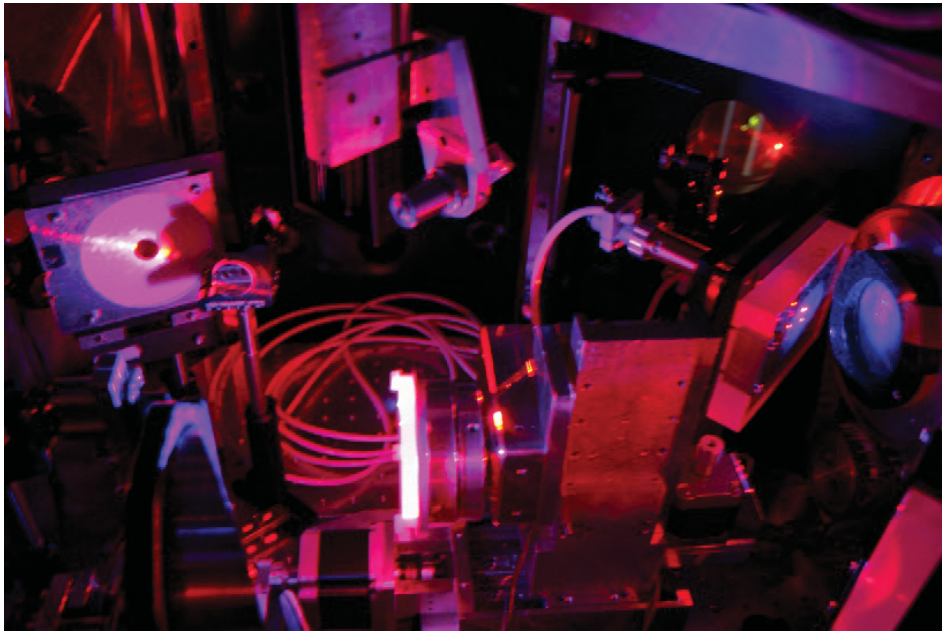
Für einige der in dieser Arbeit vorgestellten Messungen wurden folgende Veränderungen vorgenommen: Für die Polarisationsmessung wird das Polarimeter zwischen Target und Aluminiumfilter aufgebaut, siehe Abbildung 4.5 auf Seite 75. Eine Blende mit einem Loch auf Strahlhöhe schützt den vorderen Spiegel hierbei vor Verschmutzung, die durch abplatzende Glaspartikel beim Targetbeschuss entstehen.



**Abb. 3.5:** Der frequenzverdoppelte Aufbau. Durch Frequenzverdopplung mit einem KDP-Kristall wird die Zentralwellenlänge von 800 nm auf 400 nm halbiert. Da bei der Frequenzverdopplung auch die Polarisation verändert wird, muss durch Drehung des KDP-Kristalls und der Polarisation mit einer Halbwellenplatte wieder p-Polarisation am Target einjustiert werden. Die beiden Umlenkspiegel werden gegen 400 nm-hochreflektiv (HR) und 800 nm-antireflektiv (AR) beschichtete Multilayerspiegel ausgetauscht. Aufgrund des schlechten Reflexionskoeffizienten von Gold für blaues Licht wird der off-axis Rotationsparaboloid mit Goldbeschichtung gegen einen mit Aluminiumbeschichtung gleicher Spezifikationen ausgetauscht. Target, Aluminiumfilter und Detektor bleiben unverändert.

Für den Einfallspolarisationscan wurde zwischen den zweiten Umlenkspiegel und der Parabel eine  $\lambda/2$ - oder eine  $\lambda/4$ -Platte gestellt. Diese waren in einen kompakten, motorisierten Transmissionsdrehtisch eingefasst und konnten somit durch Rotation den Polarisationszustand des transmittierten Lichtes verändern.

Zur Messung der verstärkten Harmonischen sowie der Erzeugung der Harmonischen mit 10 Hz wurde ein frequenzverdoppelter Aufbau mit größeren Veränderungen (siehe Abbildung 3.5) aufgebaut. Die Frequenzverdopplung mit einem Kaliumdihydrogenphosphat- (KDP-) Kristall findet noch vor dem ersten Umlenkspiegel gleich nach Eintritt des Laser in die Achteckkammer statt. Da bei der Frequenzverdopplung auch die Polarisationsrichtung gedreht wird, müssen  $\lambda/2$ -Platte und KDP-Kristall durch Rotation genau an den Aufbau angepasst werden. Auch die Umlenkspiegel werden ausgetauscht: Verwendung finden jetzt zwei Multilayerspiegel, die für 400 nm hochreflektiv und für 800 nm antireflektiv beschichtet sind. Dadurch werden verbleibende 800 nm-Anteile mit einem Faktor von  $10^5$  unter-



**Abb. 3.6:** Foto des frequenzverdoppelten Aufbaus während des Strahlbetriebs. Am rechten Rand ist blau leuchtend der KDP-Kristall in seiner schwarzen Fassung zu erkennen. Verdeckt dahinter befindet sich die Halbwellenplatte. Der erste Umlenkspiegel befindet sich links neben dem KDP-Kristall, der zweite am unteren rechten Bildrand und die Aluminiumparabel am unteren Rand links von der Mitte. Das Target in der unteren Bildmitte leuchtet gleißend weiß-violett. Das Filterrad ist hier durch einen weißen Schirm mit einem Loch in der Mitte verdeckt. Die Fokusdiagnostik befindet sich herausgefahren über dem Target. Das insgesamt violette Leuchten in der Kammer kommt sowohl durch das rote als auch das frequenzverdoppelte blaue Licht zustande.

drückt. Da die Goldparabel für diesen Wellenlängenbereich ungeeignet ist, wird diese außerdem durch eine Aluminiumparabel ausgetauscht. Durch die Nichtlinearität der Harmonischenerzeugung im KDP-Kristall wird der Kontrast des Pulses deutlich verbessert, Details dazu in Kapitel 4.7. Abbildung 3.6 zeigt ein Foto dieses Aufbaus. Das scheinbar violette Licht ergibt sich aus der Mischung des roten Laserlichts mit dem frequenzverdoppelten blauen Anteil.

### 3.3 XUV-Polarimeter

Eine ausführliche Beschreibung zu dem verwendeten XUV-Polarimeters findet sich in [44]. Der Vollständigkeit halber wird hier auf das grundlegende Prinzip eingegangen. An dieser Stelle sei auch auf grundlegende Arbeiten in [85, 86] hingewiesen.

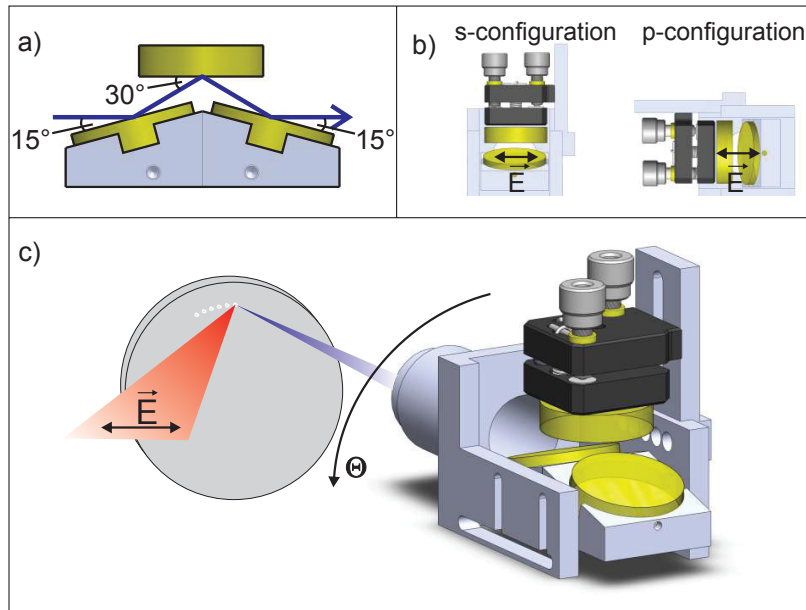
Da Licht im XUV (oder wahlweise auch VUV) ungünstige optische Eigenschaften besitzt, ist eine klassische Messung der Polarisation mit einem Polarisator nicht möglich. Problematisch gestaltet sich die Polarisationsmessung durch die Absorption von XUV-Strahlung außerhalb eines Vakuums. Da somit die klassischen Transmissionspolarisatoren wie Folien oder Strahlteilerwürfel wegfallen, bleibt zur Polarisationsmessung nur die Reflexion an Oberflächen unter Ausnutzung der Fresnel-Reflexion übrig.

Doch sogar Reflexion ist nur im schiefen Einfall möglich, was sehr hohe Ansprüche an die Planung des Polarimeters hinsichtlich verwendeten Spiegelmaterials, Anzahl und Winkel der Spiegel erfordert und darüber hinaus hohe Qualitätsansprüche an die Oberflächenbeschaffenheit der Spiegel stellt. Im Theorieteil in Kapitel 2.3 und 2.3.1 wurden die theoretischen Grundlagen zu Polarisation und Fresnel-Gleichungen vorgestellt.

Das finale Design des Polarimeters ermöglicht die Messung der Polarisation über eine sehr große spektrale Bandbreite, deren Grenze noch nicht bestimmt ist. Nachgewiesen ist ein spektraler Betriebsbereich von H29 bis H11, was in etwa 27,6 nm bis 72,7 nm entspricht. Begrenzungen finden sich hier jedoch nur durch die Signalintensität und das spektrale Auflösungsvermögen des Spektrometers. Gemäß der Literaturwerte ist zu erwarten, dass eine Anwendung bis in den sichtbaren Spektralbereich - also über 400 nm bei der H2 und 800 nm bei der H1 - hinaus problemlos möglich ist.

Bei dem Design handelt es sich um einen Kompromiss: Flache Reflexionswinkel gewähren eine hohe Transmission bei schlechter Extinktion, was mit einer schlechten Unterscheidbarkeit der Polarisationen und somit ungenauer Bestimmbarkeit der Polarisationssebene einhergeht. Große Reflexionswinkel versprechen eine gute Extinktion bei jedoch so geringer Transmission, dass das Signal - vor allem in p-Konfiguration - womöglich nicht mehr messbar und eine Auswertung nicht mehr möglich ist. Das Polarimeter wurde dahingehend an einer stabilen Gasharmonischenquelle getestet und optimiert.





**Abb. 3.7:** Funktionsprinzip des Polarimeters: a) das XUV-Signal wird über drei Spiegel reflektiert. Hierbei beträgt die Reflexionsreihenfolge  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  und erneut  $15^\circ$ . Es kommt hierbei zu einer polarisationsabhängigen Signalabschwächung. Der Strahl verlässt sowohl in Lage als auch Richtung das Polarimeter genau so, wie er eingetreten ist (Quasitransmission). b) s- und p-Konfiguration des Polarimeters. Eingezeichnet ist der erwartete E-Feldvektor der Harmonischen. In p-Konfiguration (rechts) ist der E-Feldvektor parallel zur Reflexionsebene sowohl bezogen auf die Polarimeterspiegel, als auch bezogen auf das Target, an dem sie erzeugt werden. Wird das Polarimeter um  $90^\circ$  gedreht und so in s-Konfiguration überführt, steigt die Transmission und der E-Feldvektor ist s-polarisiert bezogen auf die Polarimeterspiegel (jedoch immer noch p-polarisiert bezogen auf das Target). c) zeigt das Polarimeter im Zusammenhang mit dem Aufbau: Ein Laserstrahl (rot) mit p-polarisierter Ausrichtung relativ zum Target trifft die Glasoberfläche und erzeugt ein Harmonischensignal (blau). Dieses propagiert durch das Polarimeter, in diesem Fall beginnend in s-Konfiguration. Rotation um den Winkel  $\theta$  ändert die Reflexionsebene und so den transmittierten Anteil des Lichts, woraus die Polarisation anhand des Transmissionsminimums und -maximums festgestellt werden kann. Es handelt sich um eine eigene Skizze, publiziert in [51]. Entnommen aus T. Hahn et al., "Broadband XUV polarimetry of high harmonics from plasma surfaces using multiple Fresnel reflections", Appl. Phys. B, 118:241-245 (2015). With kind permission from Springer Science and Business Media, Springer and the original publisher.

Zur Polarisationsmessung wird das Polarimeter zwischen Signalquelle (Target) und Detektor in der Achtekammer aufgebaut. Das eigentliche Polarisationsmodul bestehend aus drei Spiegeln ist an einem Transmissionsdrehtisch befestigt. Dieser Drehtisch rotiert das Polarisationsmodul um die Strahlachse und ermöglicht so die Einstellung von s- oder p-Konfiguration. Da das Polarimeter das Harmonischensignal auf ein abbildendes Spektrometer mit einem Toroidspiegel im vorderen Bereich reflektiert, darf kein Strahlversatz und keine Richtungsänderung während der Rotation

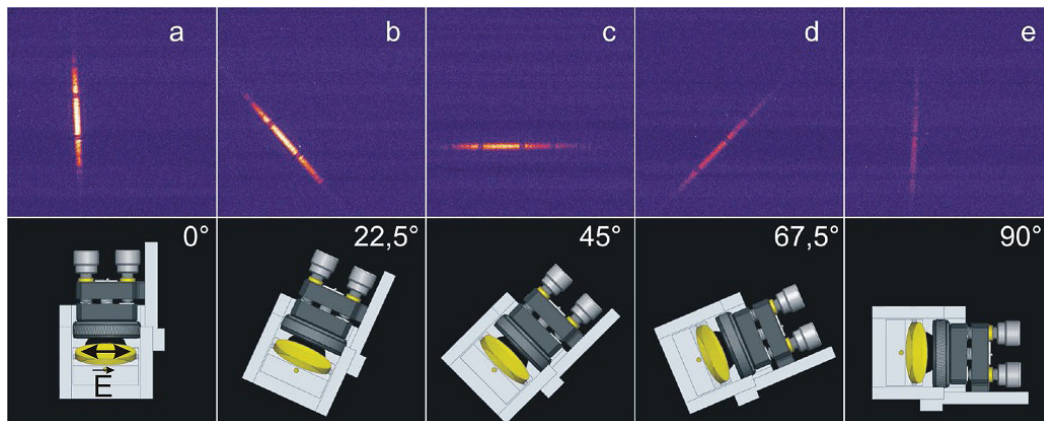
stattfinden. Das Polarimeter muss sich aus Sicht der Strahljustage wie eine Blackbox verhalten, die das Licht transmittiert und somit muss die Rotationsachse des Rotationsstischs genau symmetrisch und mittig auf dem Strahl liegen. Ist dies nicht der Fall, so präzediert das Polarimeter und der Strahl taumelt bei der Polarimeterrotation. Zu diesem Zweck verfügt der Halter des Polarimetermoduls mit Rotationsdrehtisch über zwei manuelle Drehtische sowie zwei Lineartische, mit denen diese äußere Justage vorgenommen werden kann. Für diese äußere Justage existiert ein Justageröhrchen, das statt des Polarimeters an den Drehtisch angeflanscht werden kann und mit dessen Hilfe und einem Justagealgorithmus die nötigen Justageschritte schnell ausgeführt werden können.

Für die innere Justage des Polarimeters können die drei Spiegel mit zwei Spiegelhaltern so einjustiert werden, dass die Anforderungen an das abbildende Spektrometer gut erfüllt sind und bei jedem neu eingestellten Winkel nur geringe und schnell durchführbare Nachjustagen am Spektrometer vorgenommen werden müssen, um eine astigmatismusfreie Abbildung zu erreichen.

Das Polarimeter wird nun in eine der beiden Konfigurationen gedreht (zum Beispiel s-Konfiguration) und mehrere Schüsse aufgenommen. An den drei Spiegeln findet dabei die polarisationsabhängige Signalabschwächung statt. Wird das Polarimeter nun in die andere Konfiguration senkrecht zur ersten gedreht (p-Konfiguration), so findet eine den Fresnelgleichungen entsprechende größere Abschwächung des transmittierten XUV-Signals statt. Der Quotient beider Transmissionen liefert die Extinktion. Das Diagramm aus Abbildung 4.8 in Kapitel 4.2 zeigt die erwarteten und gemessenen Extinktionen [41, 42, 43]. Wird das Polarimeter in  $10^\circ$ -Schritten von s- bis in die p-Konfiguration gedreht, so ist zu erkennen, dass bei s-Konfiguration ein Maximum der Transmission stattfindet, welche sich stetig bis zu p-Konfiguration verschlechtert.

Folgendes sei - da es bei Vorträgen und Diskussionen immer wieder zu Missverständnissen kommt - angemerkt: In der Regel wird das Target mit p-polarisiertem Laser getroffen. Die Harmonischen werden dann gemäß der Auswahlregeln in theoretischer Erwartung ebenfalls p-polarisiert sein. Ist das Polarimeter nun auf Transmissionsmaximum, also s-Konfiguration, so werden die Harmonischen dort s-polarisiert relativ zum Polarimeter reflektiert. Dies ändert nichts an der p-Polarisation zum Target. Es ist sich stets vor Augen zu halten, dass eine Polarisationsrichtung immer relativ zu einer reflektierenden Oberfläche angegeben werden muss und ein Signal dann - und nur dann - bezüglich Target und Polarimeter p-polarisiert ist, wenn





**Abb. 3.8:** Änderung der transmittierten Intensität in Abhängigkeit des Rotationswinkels. Die obere Hälfte der Abbildung zeigt von a) bis e) die Abnahme der Intensität einer 0. Ordnung eines Gasharmonischensignals bei Rotation des Polarimeters von s- in p-Konfiguration. Durch einen Spalt vor dem Goldgitter hat das Signal eine längliche Form, die durch die Stützgitterstruktur einige Helligkeitsminima enthält (Schatten). Die untere Hälfte zeigt die zu a) bis e) gehörende Ausrichtung des Polarimeters. Die Drehung des Polarimeters hat hierbei in  $22,5^\circ$ -Schritten stattgefunden. Zu erkennen ist eine kontinuierliche Abschwächung des Harmonischensignals. Darüber hinaus rotiert durch die Reflexion an den rotierten Spiegeln das Signal gegen den Uhrzeigersinn um jeweils den doppelten Rotationswinkel des Polarimeters - also in  $45^\circ$ -Schritten. Dadurch steht in Teil e) des Bildes im Vergleich zu a) das Signal auf dem Kopf. Eigene Abbildung aus [44].

die Polarimeterspiegel parallel zum Target in p-Konfiguration (also auf Transmissionsminimum) eingestellt sind, da dann auch die Reflexionsebenen übereinstimmen. Die Auswahlregeln beziehen sich somit immer auf die Reflexionsebene am Target. Dies wird in Abbildung 3.7 noch einmal verdeutlicht. Ein Foto mit im Aufbau eingerichteten Polarimeter findet sich in Abbildung 4.5 auf Seite 75.

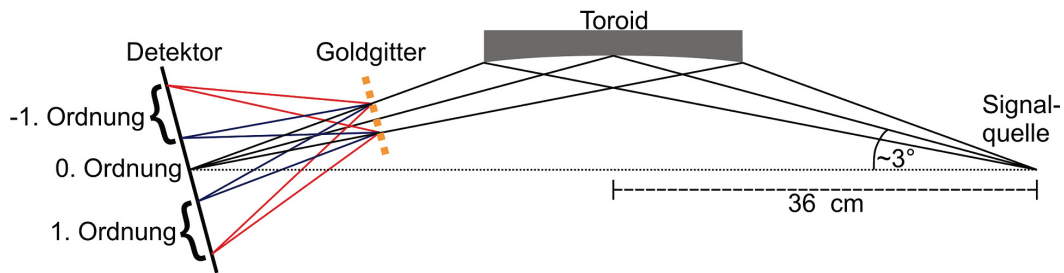
### 3.4 Spektrometer

In den meisten Messungen kam das Spektrometer nach Jasny zum Einsatz [59] [76], siehe Abbildung 3.9. Dieses besteht aus mehreren optischen Komponenten und einer CCD-Kamera. Am Eingang des Spektrometers befinden sich zwei Aluminiumfilter mit einer Stärke von jeweils 200 nm und einem Durchmesser von 1 cm, um das weitere Spektrometer vor der Laserstrahlung zu schützen. Von der Quelle ausgehend ist die erste relevante Komponente ein Nickel-Toroid Spiegel mit den Krümmungsradien  $r_1 = 24,1$  mm und  $r_2 = 5375,3$  mm. Der gesamte Toroid misst 20 mal 100 mm von dessen Länge jedoch nur 81 mm genutzt werden. Unter einem Einfallswinkel von ca.  $3^\circ$  bildet er eine Quelle in einer Entfernung von  $d = 36$  cm (projiziert) 1:1 ab. Der Toroid bildet dabei durch ein Goldtransmissionsgitter ab, welches als dispersives Element fungiert und somit die spektrale Aufspaltung realisiert.

Die Gitterkonstante beträgt  $g = 10^{-6}$  m, entsprechend 1000 Linien pro Millimeter. Zur Stabilisierung besitzt es eine feine Stützstruktur senkrecht zu den Gitterlinien und zusätzlich eine grobe Stützstruktur, die wieder parallel zu den Gitterlinien angeordnet ist. Beide dieser Stützstrukturen erzeugen ihrerseits Beugungsmuster, die jedoch aufgrund des ungünstigen Steg-zu-Spalt-Verhältnisses sehr viel schwächer sind, als die eigentliche Beugung an den Gitterlinien. Das Gitter befindet sich in einem Abstand von 26,6 cm vom Detektor, wobei die 0. Ordnung aufgrund ihrer im Vergleich zu den ersten Ordnungen hohen Intensität mit einem verfahrbaren Keil geblockt werden kann.

Bei dem Detektor handelt es sich um eine Andor DO-420 CCD-Camera [77]. Diese verfügt über 1024 mal 255 Pixel bei einer Pixelgröße von  $26 \mu\text{m}$  (einer aktiven Fläche von 26,6 mm mal 6,6 mm entsprechend) und einen 16 Bit Dynamikbereich. Zur Reduktion des Dunkelstroms kann das CCD auf  $-70^\circ\text{C}$  gekühlt werden. Kamera, Gitter und Toroid sind miteinander verbunden und können über zwei Feingewindeschrauben auf die Quelle justiert werden, so dass eine nahezu astigmatismusfreie Abbildung möglich ist.

Das Spektrometer hat durch seine optischen Komponenten Einfluss auf das Messsignal: Die Filtertransmission ist stark wellenlängenabhängig [83], der Toroid hat einen wellenlängenabhängigen Reflexionskoeffizienten, das Transmissionsgitter hat eine wellenlängenabhängige Effizienz und der CCD-Detektor eine wellenlängenabhängige Quanteneffizienz. Darüber hinaus muss für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paars eine Energie von 3,65 eV auf das CCD übertragen werden, was je nach Energie der einfallenden Strahlung einer unterschiedliche Anzahl einfallender Photonen bedarf.



**Abb. 3.9:** Skizze des verwendeten Spektrometers. Ein Toroid bildet die in einem projizierten Abstand von  $d = 36$  cm entfernte Signalquelle unter schleifendem Einfall von ungefähr  $3^\circ$  durch ein Goldgitter auf einen Detektor in gleicher Entfernung ab. Das Goldgitter hat eine Gitterkonstante von  $g = 10^{-6}$  m. Auf den Detektor werden dadurch -1., 0. und 1. Ordnung abgebildet. Die niederenergetischen Harmonischen befinden sich jeweils am Rand des Detektors (in der Regel H16) und die höherenergetischen Harmonischen bis zur Aluminiumkante in der Nähe der Mitte des Detektors. Die 0. Ordnung, die genau in der Mitte des Detektors abgebildet wird, kann durch einen Keil geblockt werden, da hier sonst sehr viel Intensität auf den Detektor trifft. Nach [76].

Außerdem hängt von der Kameraeinstellung in der Software ab, wie viele Elektronen benötigt werden, um einen Count zu bewirken. Im Modus PreAmplifier 1, bei 1 MHz Ausleserate und dem Betriebsmodus “High Sensitivity“ sind es beispielsweise 9,3 Elektronen für jeden Count. Darüber hinaus ist zu beachten, dass in beiden 1. Ordnungen zusammen gerade einmal 5% der einfallenden Intensität vorhanden sind, der Toroid zudem nur das Licht aus einem bestimmten Raumwinkel abbildet und sich zusammen mit dem Gitter eine Akzeptanz von ca.  $5,9 \cdot 10^{-4}$  sr ergibt. Eine detaillierte Beschreibung der Kalibrierung findet sich in [76].

Die mit der Kamera aufgezeichneten Daten können mit Programmen wie “ImageJ“ oder “Matlab“ ausgewertet werden. Aufgrund der bekannten Geometrie des Spektrometers kann gemäß Gittergleichung und der zu erkennenden Aluminiumkante eine Zuordnung der Harmonischen in Abhängigkeit ihrer Position in der Aufnahme vorgenommen werden.

Für die Polarisationsmessung ist die Kalibrierung des Spektrometers bedeutungslos, da stets zwei Intensitäten gleicher Wellenlänge dividiert werden und sich somit alle Kalibrierungsfaktoren kürzen.



# Kapitel 4

## Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die Messergebnisse vorgestellt. Hierbei handelt es sich um eine Polarisationsmessung, die Bestimmung der Harmonischenausbeute bei Änderung der Einfallspolarisation (sowohl Drehung der Einfallsebene als auch Variation der Elliptizität), die Bestimmung der Kohärenzlänge mittels eines D2-Scans, die Bestimmung der Abhängigkeit von der Plasmaskalenlänge, Verwendung von Aerogel- und strukturierten Targets, der Erzeugung mit hoher Repetitionsrate und der Erzeugung verstärkter und halbzahliger Harmonischer.

Bei allen hier vorgestellten Messergebnissen fand Teilnahme bei Planung, Aufbau, Justage, Durchführung und Protokollierung des Experiments statt. Darüber hinaus wurde der für die Aerogeltargets verwendete Halter selbst konzipiert, gebaut und im Experiment installiert. Die Auswertung, Simulationen und geplante Publikation der Kohärenzmessung als erster Schwerpunkt dieser Arbeit finden von Düsseldorfer Seite her statt und werden gemeinsam mit Dr. Hemmers durchgeführt. Das für die Polarisationsmessung genutzte Polarimeter wurde eigenständig entwickelt, die Messung in leitender Position durchgeführt und als Erstautor publiziert. Einige der Messergebnisse werden auch in anderen Arbeiten diskutiert [58, 79, 80]. Auf diese Arbeiten wird an entsprechender Stelle hingewiesen.

Trotz des negativen Ergebnisses wird die Pointingmessung vorgestellt. Es werden Ansätze geliefert, die bei einer erneuten Messung zu positiven Ergebnisse führen sollten. Einige Kapitel schließen darüber hinaus mit Verbesserungsvorschlägen ab, die sich in zukünftigen Messkampagnen als hilfreich erweisen können.

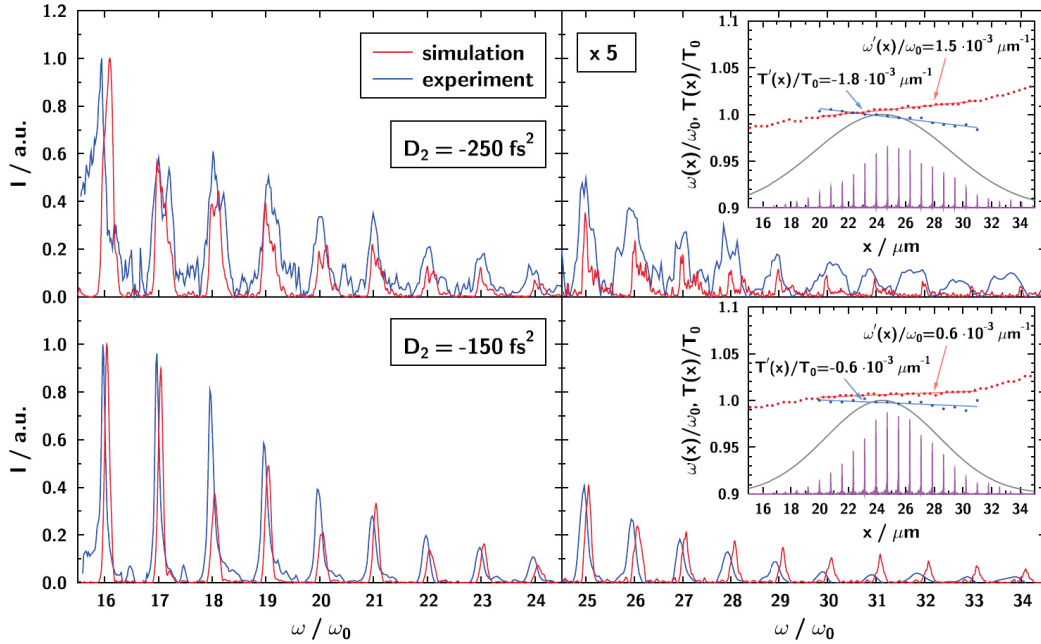
## 4.1 D2-Abhängigkeit der Kohärenzlänge

In einer Messkampagne konnte gezeigt werden, dass der Chirp des treibenden Laserpulses einen Einfluss auf die spektrale Breite der Harmonischen hat. Für diese Messung konnte der übliche Aufbau verwendet werden. Im Folgenden wird nach [66] aufgeführt, wie der Chirp die Bandbreite beeinflusst und die Messergebnisse mit Simulationen von Dr. Dirk Hemmers in hervorragender Übereinstimmung gestützt.

Um spektral möglichst schmalbandige Harmonische zu erhalten, sind viele, regelmäßige Attosekundenpulse notwendig. Liegen nur wenige Attosekundenpulse vor, so werden die Harmonischen spektral immer breiter bis zu einem Kontinuum bei einem einzelnen Attosekundenpuls. Ähnlich verhält es sich bei dem zeitlichen Abstand der einzelnen Pulse: Weichen diese in ihrer Regelmäßigkeit untereinander ab, so kommt es ebenfalls zu einer Verbreiterung der Harmonischen einschließlich der Ausprägung einer Struktur wie beispielsweise Doppellinien durch das sogenannte “unequal spacing“, siehe hierzu [67].

Prinzipiell stellt sich der Einfluss des Laserchirps auf die Attosekundenpulse wie folgt dar: Trifft ein ungechirpter Laser das Targetplasma und regt dieses zur Oszillation an, so wird der Laser durch den Strahlungsdruck die Oberfläche eindrücken - das sogenannte Denting findet statt. Dies hat zur Folge, dass während der ansteigenden Flanke des Lasers die reflektierende Oberfläche durch ihrer Rückwärtsbewegung einen optischen Dopplereffekt bei den reflektierten Pulsen verursacht (Rotverschiebung). Nachdem das Maximum des treibenden Pulses erreicht ist, werden die elektrostatischen Rückstellkräfte größer und die Oberfläche läuft dem Laser entgegen und verursacht erneut einen dem anfänglichen Fall entgegengesetzten optischen Dopplereffekt (Blauverschiebung). Wird der treibende Laser nun so gechirped, dass er zuerst mit einer blauen Flanke trifft, die durch die Rotverschiebung zur Zentralwellenlänge verschoben wird und gegen Ende mit einer roten Flanke, die durch die Blauverschiebung ebenfalls zur Zentralwellenlänge verschoben wird, so wird der Dopplereffekt weitestgehend kompensiert. Dies äußert sich in regelmäßigeren Pulszügen und somit, wie im Theorieteil bereits aufgeführt, zu schmalbandigeren Harmonischen und zu einer erhöhten Kohärenzzeit.

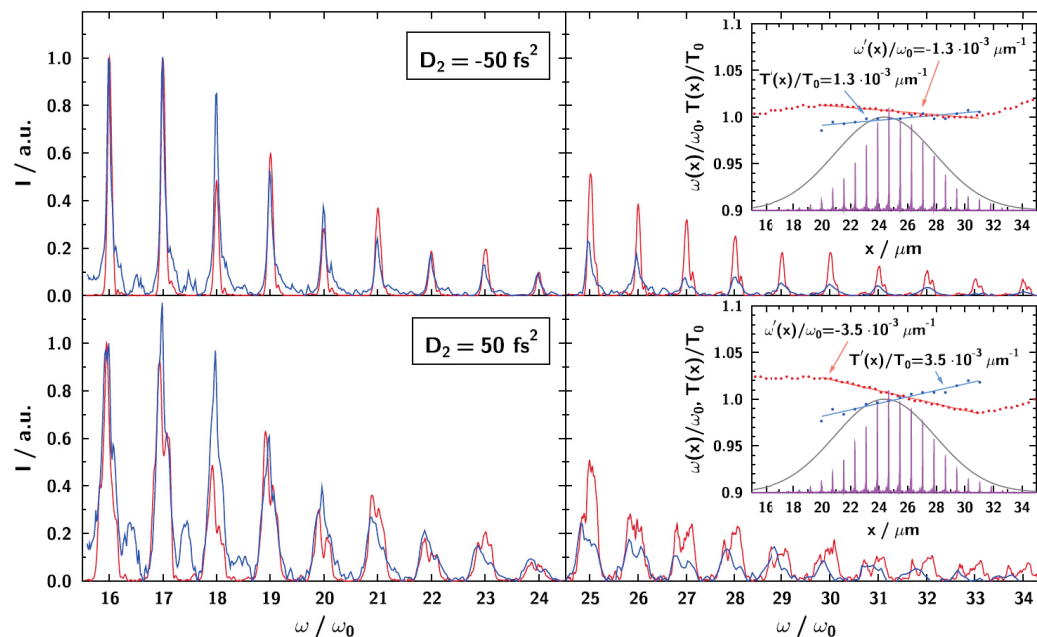
Der zur Simulation verwendete, zweidimensionale PIC-Code verwendet dem Experiment entsprechend einen 28 fs langen, p-polarisierten Gaußpuls, der mit einer Strahltaile von  $2 \mu\text{m}$  unter  $45^\circ$  auf das Target fokussiert wird. Dies führt zu einem normierten Vektorpotential von  $a_0 = 8$ . Das Target selbst besteht in der Simulation



**Abb. 4.1:** Experimentelle (blau) und simulierte Spektren (rot) beziehungsweise deren Lineouts. Die y-Achse zeigt die Intensität in beliebigen Einheiten, die x-Achse die Harmonischenordnung von H16 bis H34. In der Legende steht der jeweils zugehörige Chirp, also das  $D_2$ . Zu beachten ist, dass die rechte Hälfte des Diagramms zur besseren Vergleichbarkeit um einen Faktor fünf verstärkt ist. Auf die Box im oberen rechten Bereich wird in Abbildung 4.4 genauer eingegangen. Es zeigt sich für beide  $D_2$ , dass sowohl scaling - also die Abnahme der Intensität mit steigender Frequenz -, als auch spektrale Breite und Struktur in Experiment und Simulation sehr gut übereinstimmen. Es zeigt sich die klare Tendenz, dass bei einer Erhöhung des  $D_2$  von  $-250 \text{ fs}^2$  auf  $-150 \text{ fs}^2$  die spektrale Breite der Harmonischen abnimmt [66].

aus einer 200 nm dicken Schicht, deren Elektronendichte 400-fach überkritisch ist, was vollständig ionisiertem Quarzglas entspricht. Die Ionen werden als ortsfest angenommen und die Plasmaskalenlänge mit exponentiellem Gradienten auf  $\lambda/20$  eingestellt. Die Simulationsbox hat eine Größe von  $10 \mu\text{m}$  mal  $30 \mu\text{m}$  mit einer Gittergröße von 1,4 nm, einer zeitlichen Auflösung von 3,3 as und 300 Teilchen pro Zelle. Sowohl die experimentellen als auch die simulierten Spektren sind auf die H16 normiert.

Durch den Dazzler wurden Chirps in  $100 \text{ fs}^2$  Schritten von  $-250 \text{ fs}^2$  bis  $+250 \text{ fs}^2$  eingestellt. Die sechs verschiedenen Spektren - jedes davon gemittelt über drei Schüsse - sind in den Abbildungen 4.1, 4.2 und 4.3 blau und die simulierten Spektren rot eingezeichnet, so dass diese miteinander verglichen werden können. Es handelt sich genauer genommen um die Lineouts der Spektren, wobei die x-Achse der Diagramme jeweils die Harmonischenordnung ( $\omega/\omega_0$ ) bezeichnet und die y-Achse deren normierte Intensität. Zu beachten ist, dass die Harmonischen ab der H25 um einen

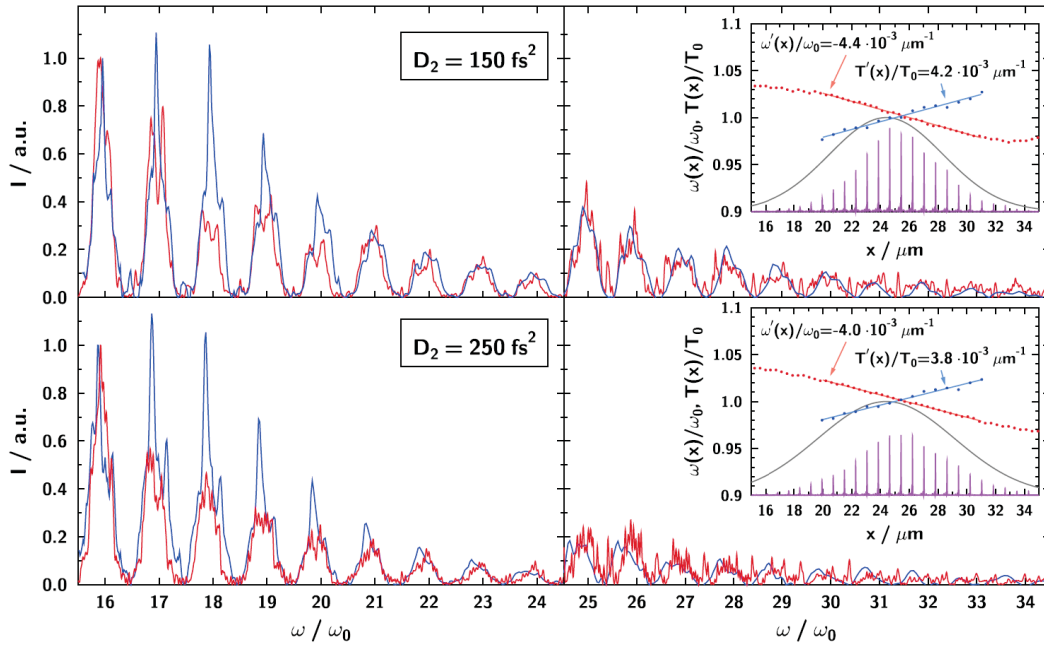


**Abb. 4.2:** Fortsetzung zu Abbildung 4.1. Auch bei einem  $D_2$  von  $-50 \text{ fs}^2$  liegen Harmonische geringer spektrale Breite vor. Wird das  $D_2$  weiter auf  $50 \text{ fs}^2$  erhöht, so verbreitern diese sich wieder. Dies ist ein Hinweis darauf, dass der für minimale Bandbreite und somit maximale zeitliche Kohärenz optimale Fundamentalenchirp bereits überschritten wurde. Mess- und Simulationsdaten (blau bzw. rot) stimmen nach wie vor in vorher genannten Merkmalen sehr gut überein [66].

Faktor fünf verstärkt eingezeichnet sind, damit diese besser zu erkennen sind. Im oberen rechten Bereich der Diagramme findet sich eine Box mit Zusatzinformation, auf die später eingegangen wird. Abbildung 4.1 zeigt die Diagramme zu den Chirp-Einstellungen (im Folgenden  $D_2$  genannt) von  $-250 \text{ fs}^2$  und  $-150 \text{ fs}^2$ . Zu beobachten sind sehr gute Übereinstimmungen sowohl in der Veränderung der Amplitude mit Zunahme der Frequenz (scaling), als auch in deren spektralen Breite und Struktur. Die Übereinstimmungen sind hierbei besonders bei den niedrigen Harmonischen sehr gut. Bei sehr hohen Harmonischen ist die Auflösung des Spektrometers physikalisch bedingt schlechter, die Übereinstimmung jedoch immer noch gut. Werden nun die Diagramme zu dem  $D_2$  von  $-150 \text{ fs}^2$  betrachtet, so ist festzustellen, dass sowohl in Experiment als auch Simulation die Bandbreite der Harmonischen abgenommen hat. Darüber hinaus weisen diese keine spektrale Struktur mehr auf.

Das nächste Diagramm in Abbildung 4.2 zeigt im oberen Teil die Lineouts für ein  $D_2$  von  $-50 \text{ fs}^2$ . Auch hier sind die Harmonischen besonders schmal und weisen keine spektrale Struktur in ihren Lineouts auf. Dies ändert sich jedoch bei einer weiteren Erhöhung des Chirps: Bei einem  $D_2$  von  $50 \text{ fs}^2$  nimmt die spektrale Breite wieder zu



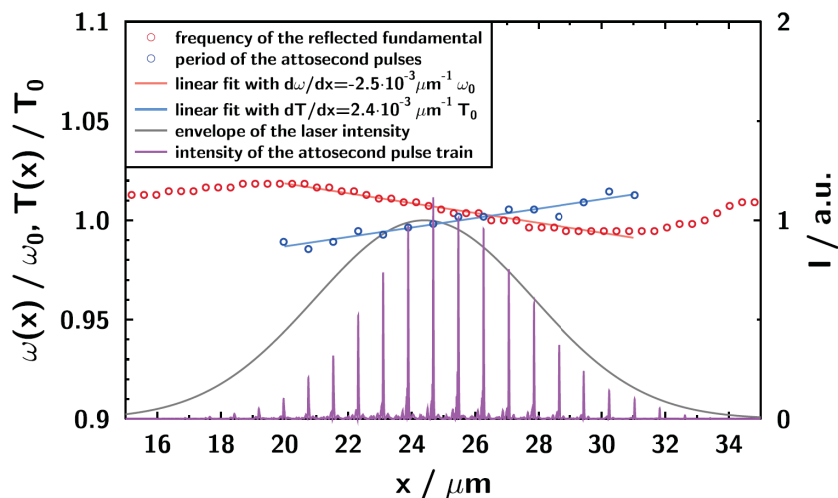


**Abb. 4.3:** Fortsetzung von Abbildungen 4.1 und 4.2. Der Chirp wird weiter auf  $150 \text{ fs}^2$  und  $250 \text{ fs}^2$  erhöht, die spektrale Breite der Harmonischen nimmt weiter zu. Es prägen sich bei nach wie vor guter Einstimmung von Mess- und Simulationsdaten (blau bzw. rot) deutlich Strukturen in den Harmonischen aus, wie sie in [67] beschrieben werden [66].

und es prägt sich eine spektrale Struktur aus, was sowohl auf die Mess- als auch auf die Simulationsdaten in gleichem Maße zutrifft. Es ist somit bereits hier erkennbar, dass zwischen  $-150 \text{ fs}^2$  und  $-50 \text{ fs}^2$  ein Optimum für minimale Bandbreite und somit maximale temporale Kohärenz vorzuliegen scheint.

Die folgenden Diagramme in Abbildung 4.3 setzen den Trend fort: Bei einem  $D_2$  von  $150 \text{ fs}^2$  sind die Harmonischen merklich verbreitert. Die gemessenen Spektren weisen Mehrfachspitzen auf und die Simulationsdaten zeigen teilweise Doppelspitzen, wie sie vom “unequal spacing“ her bekannt sind [67]. Dies setzt sich bei einem eingestellten  $D_2$  von  $250 \text{ fs}^2$  fort und es wird offensichtlich, dass der Abstand zum optimalen  $D_2$  immer größer wird.

Für quantitative Aussagen bezüglich der Verbreiterung der Harmonischen werfen wir nun einen Blick auf die vorhin bereits angesprochenen Boxen im oberen rechten Bereich eines jeden Diagramms. In Abbildung 4.4 ist eine solche Box zu sehen. Auf der x-Achse sind hier nicht die Harmonischen aufgetragen, sondern es handelt sich um eine Ortsachse in Mikrometern. Die linke y-Achse entspricht  $\omega(x)/\omega_0$  sowie  $T(x)/T_0$ , was einer Frequenz- oder Periodendaueränderung am Ort  $x$  entspricht, sowie der Intensität in beliebigen Einheiten an der rechten y-Achse. Es sei darauf



**Abb. 4.4:** Frequenzänderung der Fundamentalen und Periodendauer der Attosekundenpulse sowie Intensität der Einhüllenden und Attosekundenpulse. Die x-Achse ist eine Ortsachse in  $\mu\text{m}$ . Die linke y-Achse zeigt  $\omega(x)/\omega_0$  sowie  $T(x)/T_0$ , was einer Frequenz- oder Periodendaueränderung am Ort  $x$  entspricht und gilt für die roten und blauen Kreise. Die rechte y-Achse ist eine Intensitätsachse in beliebigen Einheiten und gilt - jedoch nicht skaliert - für die Attosekundenpulse und die Einhüllende. In diesem Fall wurde mit einem D2 von  $0\text{ fs}^2$ , also einem bandbreitenbegrenzten Puls simuliert. Es ist zu erkennen, dass bei den frühzeitig erzeugten Attosekundenpulsen (das sind diejenigen, die schon weit auf der x-Achse nach rechts propagiert sind) die lokale Frequenz der reflektierten Fundamentalen bezogen auf die Frequenz der einfallenden Fundamentalen vermindert ist. Dies entspricht einer Rotverschiebung im frühen Teil des Prozesses. Bei später erzeugten Attosekundenpulsen ist diese Frequenz jedoch höher als die der Fundamentalen, was einer Blauverschiebung im späteren Teil des Erzeugungsprozesses der Harmonischen entspricht und durch eine sich zuerst weg- und dann dem Laser entgegenbewegende Plasmaoberfläche erklärt werden kann. Dadurch ist auch die strikte Periodizität der Attosekundenpulse gestört: Von den früh zu den spät erzeugten Attosekundenpulsen hin (von rechts nach links) nimmt die Periodendauer immer weiter ab. Diese Störung der Periodizität resultiert in spektral verbreiterten Harmonischen verminderter zeitlicher Kohärenz [66].

hingewiesen, dass das Übereinstimmen der Maßzahlen auf dieser x-Achse mit den Harmonischenordnungen der oben stehenden Diagramme zufällig ist und keinesfalls bestimmte x-Positionen entsprechenden Harmonischen zuzuordnen sind (H16 bis H34 in den Diagrammen 4.1 bis 4.3 und Positionen von 16 bis  $34\ \mu\text{m}$  in Diagramm 4.4).

Die roten Kreise entsprechen dem reflektierten, treibenden Puls und die blauen Kreise der lokalen Periodendauer der Attosekundenpulse. Hierbei gilt die linke y-Achse. Die graue Kurve entspricht der Einhüllenden des Laserpulses und die lila Linien dem Attosekundenpulszug, wobei beides auf die rechte y-Achse bezogen ist und die Intensität beider nicht miteinander skaliert. Für das Diagramm wurde ein bandbreitenbegrenzter Puls - also ein D2 von  $0\text{ fs}^2$  - angenommen.

Es zeigt sich, dass in diesem Fall die Periodendauer der Attosekundenpulse

mit steigendem Abstand zunimmt. Dies bedeutet, dass genau das Eintritt, was zu einer Bandbreitenvergrößerung der Harmonischen führt: eine Unregelmäßigkeit der zeitlichen Abfolge der Attosekundenpulse. Die Ursache hierfür ist in den roten Kreisen zu erkennen: Der ROM-Prozess selbst chirped die Fundamentale. Bei den bereits weit propagierten Attosekundenpulsen um  $28\ \mu\text{m}$  bis  $33\ \mu\text{m}$  - zum frühen Zeitpunkt der Harmonischenerzeugung - ist die lokale Frequenz der reflektierten Fundamentalen geringer, also bezogen auf die linke y-Achse in einem Bereich kleiner als 1. Dies entspricht einer Frequenzverminderung und somit einer Rotverschiebung. Zu späteren Zeitpunkten, also bei Attosekundenpulsen, die noch nicht so weit von der Targetoberfläche weggewandert sind, ist diese Frequenzveränderung größer als 1. Das bedeutet, im späteren Teil des Erzeugungsprozesses ist durch die Rückstellkräfte und dem Entgegenschellen des Spiegels bezüglich des einfallenden Lasers eine Blauverschiebung des reflektierten Anteils zu erwarten.

Den größten Beitrag zum Harmonischenspektrum liefern diejenigen Attosekundenpulse besonders hoher Intensität. Wird der Bereich von  $20\ \mu\text{m}$  bis  $31\ \mu\text{m}$  betrachtet, so ist festzustellen, dass dies in guter Näherung den für die Harmonischenerzeugung besonders relevanten Bereich enthält und darüber hinaus Geraden an die lokale Frequenz und Periodendauer angeschmiegt werden können. Die Werte dieser Steigungen befinden sich in der jeweiligen Legende.

Betrachtet man vergleichend alle Diagramme mit diesem Hintergrundwissen aus 4.4 von Abbildung 4.1 bis 4.3 erneut betrachtet, so ist zu erkennen, dass die Steigung der Ausgleichsgeraden der lokalen Frequenz anfangs positiv ist und sich im Uhrzeigersinn immer weiter dreht. Hier wird auch ersichtlich, dass somit zwischen einem  $D2$  von  $-150\ \text{fs}^2$  und  $-50\ \text{fs}^2$  eine Steigung mit Maßzahl 0 vorliegen muss. Ähnliches gilt für die Periodendauer der Attosekundenpulse: Anfangs fällt die Gerade, dreht sich mit wachsendem  $D2$  jedoch immer weiter gegen den Uhrzeigersinn und weist auf eine Steigung von 0 zwischen einem  $D2$  von  $-150\ \text{fs}^2$  und  $-50\ \text{fs}^2$  hin. Eine Steigung von 0 bedeutet hierbei perfekt periodische Pulse und somit minimale Bandbreite - entsprechend höchstmöglicher zeitlicher Kohärenz.

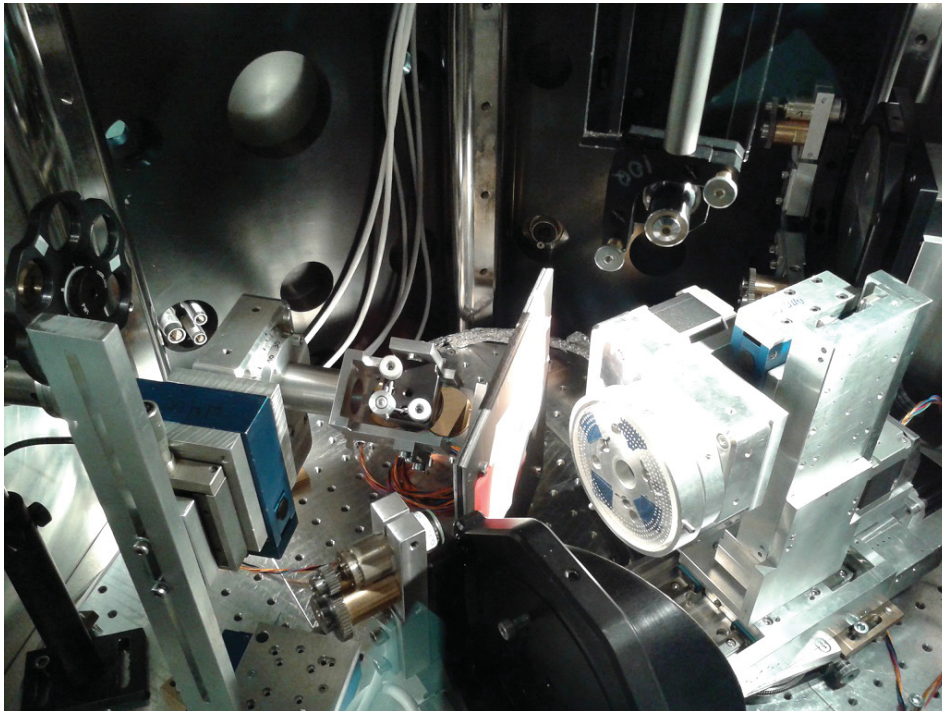
Somit konnte im Experiment gemessen werden, wie die zeitliche Kohärenz von Oberflächenharmonischen maximiert werden kann. Die Messdaten wurden von PIC-Code-Simulationen gestützt. Mögliche Anwendungen, für die diese Ergebnisse von Bedeutung sein können, sind XUV-Interferometrie oder auch XUV-Spektroskopie.

## 4.2 Polarisation der Oberflächenharmonischen

Das in der Diplomarbeit entwickelte Polarimeter konnte bereits eindeutig die lineare Polarisation von Gasharmonischen nachweisen [44]. In einem weiterführenden Experiment wird diese Messung auf Oberflächenharmonische ausgedehnt, wobei die Anforderungen hierbei höher sind: Durch den niederfrequenten Einzelschussbetrieb des JETI - vorgegeben durch die Festkörpertargets - wird die gesamte Messung anfälliger für Messunsicherheiten, da ein stabiles Signal auch bei sehr präziser Targetausrichtung nur bedingt gegeben ist. Darüber hinaus kann nur eine sehr begrenzte Anzahl von Schüssen im Rahmen der Langzeitstabilität vorgenommen werden und Schuss-zu-Schuss-Fluktuationen fallen größer aus, als bei der im Falle der Gasharmonischen verwendeten kHz-Quelle. Des Weiteren erfordert das abbildende Jasni-Spektrometer aufgrund des verwendeten Toroidspiegels eine wesentlich präzisere Justage des Polarimeters um die Abbildungseigenschaften nicht zu verfälschen, worauf in Kapitel 3.3 bereits eingegangen wurde. Ein Foto des Versuchsaufbaus ist in Abbildung 4.5 dargestellt.

Es muss ein Kompromiss gefunden werden, um sowohl den Schuss zu Schuss Fluktuationen als auch dem Langzeitdrift Rechnung zu tragen. Bei jeder Winkeleinstellung werden 20 bis 40 Spektren aufgenommen wobei einige dieser Spektren jeweils der Optimierung der Targetposition in z-Richtung dienen (z-scan). Als Schrittweite für die Winkel werden  $10^\circ$  gewählt und in der Reihenfolge  $0^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $40^\circ$ ,  $80^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $70^\circ$  und  $50^\circ$  aufgenommen. Dadurch wird sichergestellt, dass die zwei elementaren Datensätze zur Berechnung der Extinktion ( $0^\circ$  und  $90^\circ$ ) direkt nacheinander unter möglichst gleichen Bedingungen aufgenommen werden und die Messung weniger anfällig für einen Langzeitdrift ist.

Der Datensatz umfasst für jede Winkelposition zehn Spektren und somit 100 Spektren für die gesamte Polarisationsmessung. Die Spektren werden hintergrundkorrigiert und die Intensität der einzelnen Harmonischen über ihre spektrale Breite entlang der Energieachse integriert. Es liegen dann die Counts einer bestimmten Harmonischen als ein Maß für die Intensität vor. Da nur Quotienten zweier Intensitäten (Extinktionen) betrachtet werden, genügt es mit den Counts zu rechnen. Umrechnungsfaktoren gemäß Quanteneffizienz und spektraler Effizienz des CCDs, Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ionen-Paares, Filtertransmission und Reflektivität des Nickeltoroiden unterscheiden sich zwar für jede Harmonische, kürzen sich jedoch bei der Division der Counts zweier gleicher Harmonischer bei verschiedenen Winkeleinstellungen und müssen somit nicht eingerechnet werden.

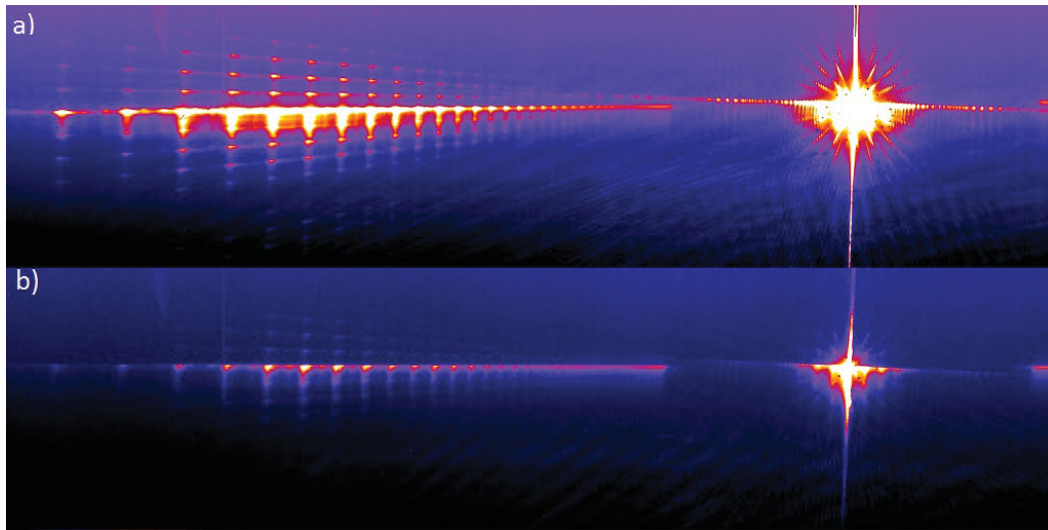


**Abb. 4.5:** Das Foto zeigt den Aufbau für die Polarisationsmessung. Im unteren Bereich des Bildes ist die Parabel mit ihrem schwarzen Halter zu sehen. Darüber, leicht nach rechts versetzt, befindet sich das runde Glastarget, auf dem schon einige Reihen abgeschossen sind. Ein Schirm mit einer kleinen Öffnung schützt das links davon befindliche Polarimeter. Am linken Rand des Bildes ist das Filtrerrad zu erkennen. Über dem Target befindet sich an einer Metallstange zwischen zwei Justageschrauben die Fokusdiagnostik, die statt des Targets in den Fokus gefahren werden kann.

Die Korrektur des Hintergrundes (Streulicht, Röntgenstrahlung) ist ein nichttrivialer Vorgang. Eine Möglichkeit der Korrektur des Hintergrundes ist die Interpolation durch die Minima des Lineouts eines Spektrums. Dieses Vorgehen berücksichtigt jedoch nicht, dass mit zunehmender Energie die Harmonischen gemäß Gittergleichung eine schlechtere spektrale Auflösung haben. Dadurch überlappen blaue und rote Flanken einer jeden Harmonischen mit der entgegengesetzten spektralen Flanke ihrer benachbarten Harmonischen, sobald die Harmonischenordnung zu hoch wird. Wird nun durch die Minima interpoliert, so wird der abgezogene Hintergrund mit steigender Ordnung immer größer und vor allem zu groß. Der einfache Sachverhalt, dass bei steigender spektraler Breite der Harmonischen (z.B. durch Einführung eines D2) bei diesem Verfahren mehr Hintergrund abgezogen wird, zeigt die Schwäche dieses Vorgehens.

Eine weitere Möglichkeit besteht darin, durch die Minima zu interpolieren bis es zum spektralen Überlapp kommt und dann linear bis zur höchsten Harmonischen zu interpolieren. Diese Hintergrundkorrektur verläuft unterhalb der Minima und

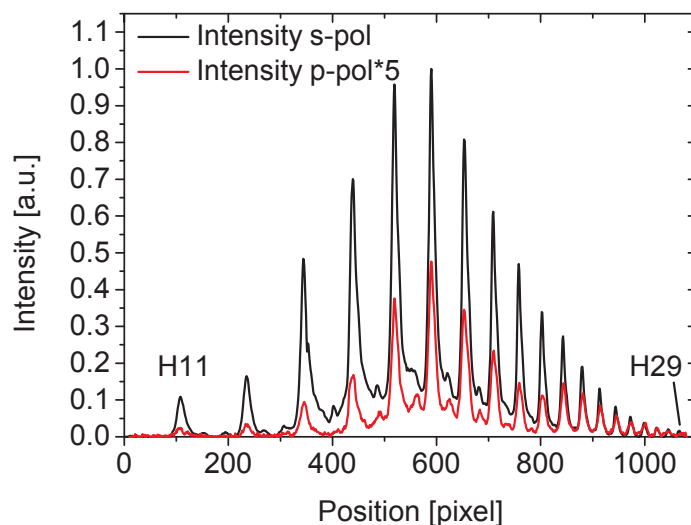




**Abb. 4.6:** Änderung der transmittierten Intensität der Harmonischen in Abhängigkeit vom Rotationswinkel des Polarimeters. Zu sehen sind zwei Harmonischenspektren, die sich von der H11 (linkes Ende des Spektrums) bis zur H29 erstrecken und in einem Plasmaleuchten zur Aluminiumkante hin untergehen. Im rechten Bereich des Spektrums ist die sehr intensive 0. Ordnung des Spektrums zu erkennen. Abbildung a) zeigt den Fall für die transmittierte Intensität des Polarimeters in s-Konfiguration, Abbildung b) hingegen den Fall für Transmission in p-Konfiguration. Es ist aufgrund der gleich gewählten, linearen Farbskalierung eine deutliche Abschwächung der Intensität im zweiten Spektrum zu erkennen. Besonders deutlich wird dies an der Beugung am Stützgitter: Diese erzeugt äquidistante Punkte über und unter den Harmonischen. Während diese in Abbildung a) klar zu erkennen sind, so gelingt dies in Abbildung b) lediglich für die besonders intensiven Harmonischen (etwa H15 bis H18).

subtrahiert somit etwas weniger als die einfache Interpolation durch diese. Es ist nicht auszuschließen, dass dadurch - je nach der Ordnung der Harmonischen - etwas zu viel oder zu wenig Hintergrund abgezogen wird. Es ist jedoch davon auszugehen, dass dieses Vorgehen in der Regel eine vernünftigeren Annäherung an den unbekannt, wahren Hintergrund ist. Ideal wäre eine nichtlineare Interpolation gemäß einer idealisierten Funktion, welche den Hintergrund in Abhängigkeit der Energie darstellt. Eine solche Funktion ist jedoch nicht bekannt und somit ähnlich willkürlich wie lineare Interpolationen.

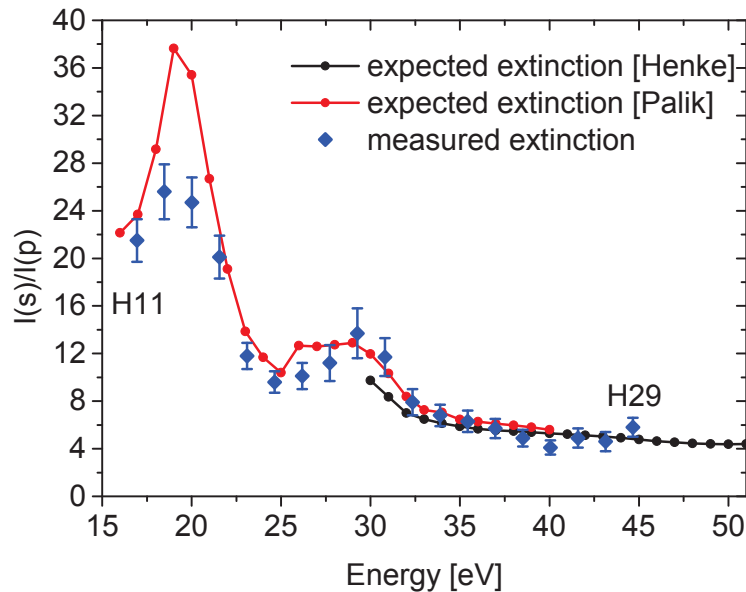
Abbildung 4.6 zeigt jeweils zehn gemittelte Spektren in senkrechter (a) und paralleler (p) Polarisation. Hierbei ist am rechten Rand die 0. Ordnung des Harmonischensignals zu sehen. Links davon erstrecken sich mit der H11 beginnend die Harmonischen bis zur Aluminiumkante, wobei diese mit steigender Ordnung immer mehr im Plasmahintergrund untergehen. Da im oberen Teil der Abbildung das Polarimeter so ausgerichtet ist, dass die Harmonischen in s-Polarisation reflektiert



**Abb. 4.7:** Lineout durch die erste Ordnung der gemittelten Spektren. Die Intensität ist bei linearer Skalierung über die Position auf dem CCD und somit der Harmonischenordnung aufgetragen. Die schwarze Kurve zeigt das Lineout durch das Spektrum bei s-Konfiguration und die rote das Spektrum im Falle der p-Konfiguration, zur besseren Veranschaulichung verstärkt um einen Faktor 5. Es ist gut zu erkennen, dass mit steigender Harmonischenordnung das rote Lineout immer näher an die Werte des schwarzen Lineouts heranreicht. Bei den höchsten hier dargestellten Harmonischen verlaufen die Kurven fast Deckungsgleich. Durch den Verstärkungsfaktor von 5 entspricht dies einer Extinktion von 5, vergleiche Abbildung 4.8. Es handelt sich um eine eigene Skizze, publiziert in [51]. Entnommen aus T. Hahn et al., “Broadband XUV polarimetry of high harmonics from plasma surfaces using multiple Fresnel reflections“, Appl. Phys. B, 118:241-245 (2015). With kind permission from Springer Science and Business Media, Springer and the original publisher.

werden, ist die Transmission im Gegensatz zum p-polarisierten Fall signifikant erhöht. Deutlich zu erkennen ist auch Harmonischenlicht, welches an der Stützstruktur des Gitters gebeugt wird und damit helle Punkte senkrecht zur Dispersionsrichtung des Gitters unter und über der jeweiligen Harmonischen erzeugt. Im unteren Teil der Abbildung zeigt sich aufgrund der geringeren Transmission durch die Reflexion in p-Polarisation, dass diese helleren Bereiche senkrecht zur Dispersionsrichtung kaum noch zu erkennen sind und sich lediglich für die besonders intensiven Harmonischen von H15 bis H18 andeuten.

Diese Beobachtung trifft auch auf den Bereich um die 0. Beugungsordnung zu. Hier sind aufgrund der Beugung an dem feinen und groben Stützgitter sternförmig verlaufende höhere Beugungsordnungen des gleichen spektralen Bereichs zu sehen. Bei der Rotation von s- auf p-Polarisation wird dieses Licht stark unterdrückt und ist kaum noch zu erkennen. Die Farbskalierung ist linear und zeigt somit eindeutig



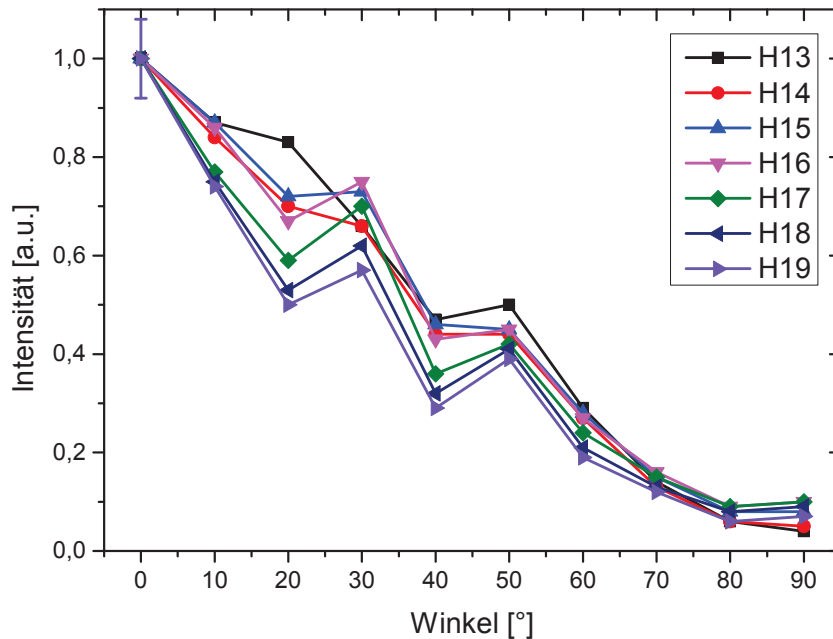
**Abb. 4.8:** Das Diagramm zeigt die Messpunkte aus der Polarisationsmessung im Vergleich zu den zu erwartenden Werten gemäß der Literaturwerte. Es zeigt sich, dass diese bei geringer Messunsicherheit sehr nah an den Literaturwerten liegen. Lediglich die H12, H13 und H17 weichen etwas weiter ab, was sich jedoch im Rahmen hält und folgen dennoch sehr gut dem Verlauf der Literaturkurve. Es handelt sich um eine eigene Skizze, publiziert in [51]. Entnommen aus T. Hahn et al., “Broadband XUV polarimetry of high harmonics from plasma surfaces using multiple Fresnel reflections“, Appl. Phys. B, 118:241-245 (2015). With kind permission from Springer Science and Business Media, Springer and the original publisher.

die Abschwächung des Signals bei einer Polarisimeterrotation um  $90^\circ$  und liefert somit einen ersten Hinweis auf die lineare Polarisation der Harmonischen.

Abbildung 4.7 zeigt das Lineout durch die 1. Ordnung des Harmonischenspektrums in s- und p-Konfiguration. Hierbei ist die Intensität über die Position und somit die Harmonischenordnung linear aufgetragen. Da die Extinktionen teilweise recht hoch sind, wurde die Intensität in p-Konfiguration mit fünf multipliziert (Intensity p-pol\*5, rote Kurve). Besonders bei niedrigen Harmonischenordnungen liegt der hohen Extinktion entsprechend die Intensität in p-Konfiguration weit unter der Intensität des transmittierten Signals in s-Konfiguration. Bei den höchsten hier aufgeführten Harmonischenordnungen verlaufen die Graphen fast deckungsgleich, da die Verstärkung des Signals bei p-Konfiguration um eben aufgeführten Faktor fünf der Extinktion entspricht.

Diese unterschiedliche Extinktion in Abhängigkeit von der Harmonischenord-





**Abb. 4.9:** Die Abbildung zeigt die für  $0^\circ$  auf 1 normierte Intensität der H13 bis H19 aufgetragen über den Rotationswinkel des Polarimeters. Da es sich hierbei um die intensivsten Harmonischen in den Rohdatenspektren handelt, ist für diese der geringste Fehler durch Hintergrundkorrekturen zu erwarten. Es handelt sich um eine Mittelung aus zehn Schüssen, die Messunsicherheit ist mit  $\pm 8\%$  nach oben abgeschätzt. Die Kurve sollte im Idealfall monoton verlaufen. Da jedoch lediglich bei  $20^\circ$  und  $40^\circ$  die Messpunkte etwas tiefer als erwartet liegen, ist die Messung auch über die für die Extinktion relevanten Winkel hinaus und vor allem unter Berücksichtigung der Fehlerbalken als Erfolg zu beurteilen. Es ist zu erkennen, dass die Schwankungen, welche durch die Erzeugung entstehen (z-Position, Laserintensität), klein oder vergleichbar sind gegenüber der Signalreduktion durch Rotation des Polarimeters. Zu beachten ist, dass bei den Winkeleinstellungen für s- und p-Polarisation die höchste Vergleichbarkeit gegeben ist, da diese direkt nacheinander aufgezeichnet worden sind.

nung ist auch ein starkes Argument für den Erfolg der Messreihe: Wäre für alle Harmonischen die gleiche Extinktion gemessen worden, so könnte beispielsweise eine Fehljustage des Polarimeters die Harmonischen bei Rotation am Spektrometer vorbei abbilden. Die Abhängigkeit der Extinktion von der Harmonischenordnung schließt diesen Fehler jedoch aus.

Eine quantitative Auswertung ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Auf der x-Achse ist die Energie und somit die Harmonischenordnung aufgetragen und auf der y-Achse das Verhältnis der transmittierten Intensität in s- und p-Konfiguration (Extinktion). Die aus der Literatur zu erwartenden Extinktionen für lineare Polarisation sind [41] und [43] entnommen.

Im Rahmen der Messunsicherheit zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der

erwarteten Extinktion mit den gemessenen Extinktionen. Mit Ausnahme der H12, H13 und H17 liegen diese sehr nah an den Literaturwerten. Werden die üblichen Schuss-zu-Schuss-Fluktuationen und der hohe Anspruch, den die Erzeugung eines stabilen Oberflächenharmonischensignals über größere Messzeiten erfordert, bedacht, so ist diese Messung bei den recht gering ausfallenden Messunsicherheiten als hochwertig zu beurteilen. Darüber hinaus ist zu bedenken, dass auch die Literaturwerte nicht für jede beliebige Energie gelten sondern zwischen zwei Energien interpoliert oder auch extrapoliert werden. Möglicherweise gehen die Abweichungen somit auch auf ungenaue Literaturwerte zurück.

Abbildung 4.9 zeigt die Harmonischenintensität aufgetragen über die verschiedenen Rotationswinkel. Es handelt sich um Mittelungen aus zehn Schüssen, wobei der Fehler mit  $\pm 8\%$  nach oben abgeschätzt wird. Zwar fällt die Ausbeute nicht wie zu erwarten mit steigendem Rotationswinkel von s- nach p-Konfiguration monoton, zeigt jedoch im Rahmen der Fehlerbalken sehr gute Übereinstimmung mit dem zu erwartenden Verlauf. Die beste Vergleichbarkeit ist aufgrund der Reihenfolge des Messdatenaufzeichnung ohnehin für  $0^\circ$  und  $90^\circ$  gegeben. Es ist daher festzustellen, dass die Schwankungen durch die Erzeugung bedingte Fehler wie z.B. z-Position oder Laserintensität klein oder vergleichbar sind mit der Abschwächung des Signals bei einer Winkelveränderung um  $10^\circ$ . Somit ist die gesamte Messung für alle Winkel über die relevanten Positionen für s- und p-Polarisation hinaus in sich selbst konsistent.

Die Messung liefert somit einen Nachweis für die Auswahlregeln im Falle eines p-polarisierten Treibers und bestätigt die theoretischen Vorhersagen. Es liegen lediglich geringe Messunsicherheiten vor, so dass bis auf einen geringen Fehler die p-Polarisation der Harmonischen nachgewiesen ist.

### 4.3 Abhängigkeit von der Einfallspolarisation

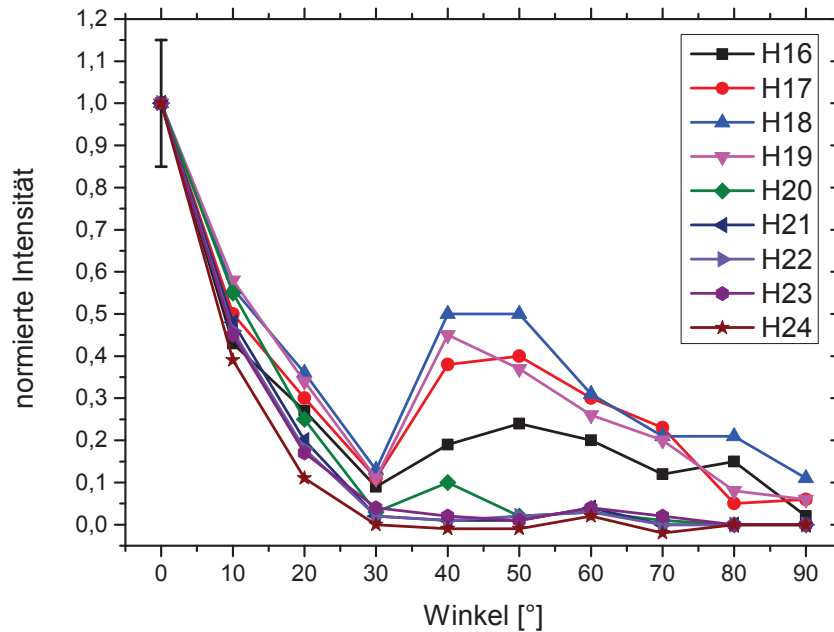
Um die Abhängigkeit der Harmonischenerzeugung von der Einfallspolarisation zu untersuchen, wurden zwei verschiedene Versuchsaufbauten benutzt. Für die Untersuchung der Abhängigkeit von der Einfallspolarisation wurde eine  $\lambda/2$ -Platte zwischen Goldparabel und zweiten Umlenkspiegel gestellt. Diese befand sich in einer Rotationshalterung, mit deren Hilfe die Halbwellenplatte auf wenige Grad Genauigkeit rotiert und somit die Einfallspolarisation auf das Target eingestellt werden konnte. Zu beachten ist hierbei, dass eine Rotation der Halbwellenplatte um  $\alpha$  die Polarisationsachse des einfallenden Lichts um  $2\alpha$  rotiert. Es handelt sich um eine eigene Auswertung und Darstellung. Die hierfür verwendeten Daten werden auch in [58] präsentiert.

Abbildung 4.10 zeigt den Zusammenhang zwischen Einfallspolarisation und Harmonischenausbeute, wobei die Intensität jeder Harmonischen auf ihre Intensität bei  $0^\circ$  (p-Polarisation) normiert ist. Es ist bereits bei geringfügiger Schrägstellung von  $10^\circ$  der Einfallspolarisation eine Reduktion der Harmonischenausbeute auf 40 % bis 60 % festzustellen.

Wird die Einfallspolarisation weiter auf  $30^\circ$  rotiert, so zeigt sich vor allem für Harmonische, die klar dem ROM-Prozess zuzuordnen sind (H21 und höher), eine Abschwächung auf wenige Prozent und ein Untergang im Hintergrundrauschen auch für größere Winkel bis zur s-Polarisation.

Die Harmonischen, bei denen auch der CWE-Prozess an der Entstehung beteiligt ist, steigen in ihrer Intensität wieder bis zu einem erneuten Maximum um  $45^\circ$  und erreichen hier wieder eine Intensität von ca. 30 % bis 50 % des ursprünglichen Wertes. Für größere Rotationswinkel bis  $90^\circ$  (s-Polarisation relativ zum Target) fällt die Harmonischenausbeute jedoch auf wenige Prozent. Bemerkenswert ist, dass die Harmonischenausbeute über einen größeren Winkelbereich von  $30^\circ$  bis etwa  $70^\circ$  zu beobachten ist, was einen Messfehler als Erklärung ausschließt. Da vier bis fünf Schüsse pro Winkeleinstellung zur Verfügung stehen, könnte durch eine zufällige Folge einiger starker Schüsse eine einzelne Winkeleinstellung als verstärkt erscheinen. Dies ist hier jedoch mit großer Sicherheit auszuschließen.

Die Ergebnisse zeigen die große Bedeutung einer möglichst genauen Kontrolle der Laserpolarisation relativ zum Target für ein starkes Harmonischensignal. Da eine Fehlstellung der Polarisation von nur  $10^\circ$  die Intensität halbiert, ist es naheliegend, dass eine korrekte Einstellung der Polarisation auf idealer Weise unter  $1^\circ$  genau erfolgen sollte. Dies kann beispielsweise mit einer Halbwellenplatte erfolgen, wobei



**Abb. 4.10:** Auf jeweils  $0^\circ$  (p-Polarisation relativ zum Target) normierte Intensität der Harmonischen H16 bis H24 in Abhängigkeit von der Einfallspolarisation. Es ist zu erkennen, dass die Harmonischenausbeute für alle Harmonischen bereits bei  $10^\circ$  Schrägstellung der Polarisation relativ zum Target auf 40 % bis 60 % fällt. Dieser rasante Abfall der Harmonischenausbeute gilt bis  $30^\circ$  für alle Harmonischen. Es zeigt sich die Tendenz, dass die klar dem ROM-Prozess zugehörigen Harmonischen (H21 und höher) etwas stärker Abfallen als die Harmonischen, die in den Entstehungsbereich des CWE-Prozesses fallen. Während sich die Harmonischenausbeute für die ROM-Harmonischen ab diesem Winkel nicht mehr erhöht oder auf Null fällt, erhöht sich die CWE-Ausbeute bis  $45^\circ$  und es tritt ein Zwischenmaximum mit etwa 30 % bis 50 % der ursprünglichen Intensität auf. Bei größeren Winkeln bis einschließlich s-Polarisation ( $90^\circ$ ) fällt auch deren Intensität auf ungefähr 10 % der anfänglichen Intensität und niedriger. Da eine Erhöhung der Ausbeute im gesamten Intervall von  $30^\circ$  bis etwa  $70^\circ$  isoliert für die CWE-Harmonischen zu beobachten ist, ist ein Messfehler auszuschließen. Die Messunsicherheit ist mit 15 % nach oben abgeschätzt.

zu beachten ist, dass deren Transmission in der Regel im Bereich um 80 % liegt.

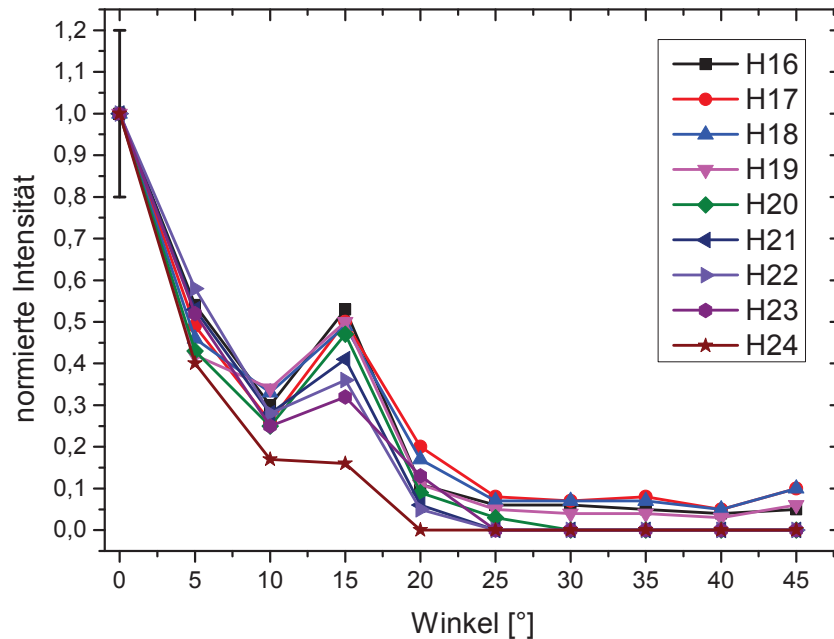
Eine Untersuchung der Abhängigkeit des Harmonischenprozesses von der Einfallspolarisation fand auch in [60] statt. Auch hier zeigte sich ein rapides Abfallen der Intensität mit Veränderung der Einfallspolarisation und zwar wesentlich stärker als von der verbleibenden, projizierten, p-polarisierten Komponente zu erwarten. Würde die Intensität mit dem verbleibenden p-polarisierten Anteil skalieren, so könnte für die verbleibende Harmonischenausbeute eine Intensität im dort grau eingezeichneten Bereich erwartet werden. Der Signalabfall ist jedoch wesentlich signifikanter. Hierbei wurde vom Autor als mögliche Erklärung eine Veränderung der Trajektorien der Elektronen vorgeschlagen, die dadurch eine längere Plasmarampe erfahren. Auch in [84] findet sich eine solche Messung, die den rapiden Abfall bestätigt und auch die be-

sagen Zwischenmaxima aufweist. Hier fällt die Intensität der Harmonischausbeute auf etwa 40 % und steigt im weiteren Verlauf wieder auf den ursprünglichen Wert an, was jedoch durch die logarithmische Skalierung der y-Achse in jener Abbildung nicht direkt ersichtlich ist.

Anknüpfend an die oben genannte mögliche Ursache für die schnelle Abnahme der Harmonischausbeute im Zusammenhang mit der Einfallspolarisation ist darüber hinaus zu bedenken, dass unter s-polarisiertem Einfall die Elektronen entlang der Oberfläche beschleunigt werden, nicht jedoch periodisch in diese hinein und hinaus. Dadurch ist die Plasmaheizung ineffektiver, was zusätzlich einen Einfluss hat.

Die Entstehung der Zwischenmaxima konnte nicht abschließend geklärt werden. Denkbar ist, dass die Elektronen auf anderen Trajektorien (der Neigung des E-Feldvektors folgend) dem CWE-Prozess entsprechend unter Erfüllung eines unbekanntes Parameters bei ca.  $45^\circ$  ein weiteres Optimum treffen und so unter veränderten Bedingungen der Prozess erfolgreich getrieben werden kann. Untersucht werden könnte dies mit einem PIC-Code, der über drei räumliche Dimensionen verfügt, da der E-Feldvektor sonst bei seiner Rotation aus der Simulationsebene herausragt. Eine zweite Erklärung anknüpfend an [60] ist denkbar: Zwar liegt bei p-polarisiertem Einfall für den Harmonischenprozess die günstigste Polarisation vor, jedoch ist womöglich die Plasmaskalenlänge ungünstig. Durch eine Veränderung der Einfallspolarisation und somit auch Änderung der Plasmaheizung und Plasmaskalenlänge könnte bei suboptimaler Polarisation ein optimaler Gradient getroffen werden. Dieser Effekt könnte mit einem variablen Vorpuls untersucht werden. Es ist dann denkbar, dass die Harmonischausbeute in Hinsicht auf Plasmaskalengradient und Polarisation gleichzeitig optimiert werden kann und die Signalstärke so optimiert wird. In diesem Falle sollte jegliches Zwischenmaximum verschwinden.

Wird statt einer Halbwellen- eine Viertelwellenplatte verwendet, so kann die Abhängigkeit der Harmonischausbeute von der Elliptizität des treibenden Pulses untersucht werden. Auch hier handelt es sich um eine eigene Auswertung und Darstellung. Die verwendeten Daten werden auch in [58] präsentiert. Abbildung 4.11 zeigt die Abhängigkeit der Harmonischausbeute von der Elliptizität der Einfallspolarisation. Es ist erneut zu erkennen, dass die Harmonischausbeute bereits bei geringer Abweichung vom Idealfall schnell abnimmt. In diesem Falle reicht eine Rotation der Viertelwellenplatte um  $5^\circ$  bereits aus, um die Signalintensität auf 30 % bis 60 % des Startwertes zu reduzieren. Es zeigt sich erneut ein kleines Zwischenmaximum bei einer Schrägstellung der Viertelwellenplatte, diesmal jedoch bei  $15^\circ$ . In diesem Fall



**Abb. 4.11:** Die Abbildung zeigt die Abhängigkeit der Harmonisenausbeute von der Elliptizität des treibenden Pulses für die Harmonischen H16 bis H24. Es zeigt sich erneut eine starke Signalabschwächung, sobald die Einfallspolarisation von linear über elliptisch zu zirkular verändert wird. Bereits bei einer Rotation der Viertelwellenplatte um  $5^\circ$  sinkt die Harmonisenausbeute auf ca. 40 % bis 60 %. Bei  $15^\circ$  liegt ein Zwischenmaximum vor. Dieses ist jedoch auf diese Winkeleinstellung begrenzt und somit vermutlich Ergebnis einer Folge einiger etwas stärkerer Schüsse. Für Winkel ab  $25^\circ$  fallen die CWE-Harmonischen auf 0 % bis 10 % und die ROM-Harmonischen auf 0 % ihrer anfänglichen Intensität. Die Messunsicherheit ist mit 20 % nach oben abgeschätzt.

handelt es sich jedoch um einen isolierten verstärkten Wert bei allen Harmonischen. Somit ist in Betracht zu ziehen, dass es sich womöglich um einen Satz stärkerer Schüsse handelt. Unwahrscheinlicher, jedoch auch hier nicht auszuschließen ist, dass durch reduzierte Plasmaheizung ein günstigerer Plasmagradiant erzeugt wurde. Für Winkel ab  $25^\circ$  sinkt die Intensität der CWE-Harmonischen auf 0 % bis 10 % und die ROM-Harmonischen verschwinden im Spektrum.

Somit ist neben p-polarisiertem Einfall auch die Linearität des Treibers für die Harmonisenausbeute von großer Bedeutung. Es ist hierbei zu beachten, dass beispielsweise Metallspiegel, sofern diese nicht rein in s- oder p-Polarisation getroffen werden, zu einem elliptischen Anteil im reflektierten Teil des Strahls führen. Dies trifft u.a. auf alle Metallparabeln zwangsweise zu [32]. Die Messungen zeigen, dass für eine hohe Harmonisenausbeute eine gewissenhafte Polarisationskontrolle essentiell ist. Eine Anwendung hierfür findet sich im “polarization gating“ [13].

## 4.4 Abhängigkeit von der Plasmaskalenlänge

Die Effizienz, mit der die Harmonischen getrieben werden, hängt stark vom Plasmagradienten ab. Dies wird anschaulich klar, wenn in Anlehnung an den ROM-Prozess, der auf einer schwingenden Spiegeloberfläche beruht, ein Trampolin mit einem Sportler betrachtet wird: Ist das Trampolin sehr weich gespannt, so wird ein Athlet beim Betreten einsinken, nicht jedoch Schwung holen und seine Kunststücke vorführen können. Ist das Trampolin sehr hart gespannt, so wird es ihm nicht gelingen, bei seinen Sprüngen Schwung aus dem Trampolin zu ziehen, da er dieses nicht eindrücken kann. Sehr ähnlich verhält es sich mit dem Plasmagradienten: Ein Vorpuls oder schlechter Kontrast durch ein hohes Niveau der verstärkten spontanen Emission (Amplified Spontaneous Emission, ASE) zünden ein Plasma lange bevor der Hauptpuls eintrifft.

Der Hauptpuls trifft dann auf ein sehr ausgedehntes, weiches Plasma, das sich schlecht zu einem oszillierenden Spiegel treiben lässt. Ein Laser, dessen Flanke stark ansteigt, zündet erst kurz vor Eintreffen des Hauptpulses das Plasma. Der Hauptpuls trifft dann auf einen stufenartig ansteigenden, harten Gradienten, der sich ebenfalls schlecht zur Schwingung anregen lässt. In Messungen konnte gezeigt werden, dass die Harmonischenausbeute am höchsten ist, wenn ein mittlerer Kontrast vorliegt - anknüpfend an obiges Beispiel entspricht dies einem Trampolin mit sinnvoll gewählter, mittlerer Federkonstante. Das zeigt, dass die Kontrolle des Plasmagradienten ein wichtiges Werkzeug für eine optimale Harmonischenerzeugung darstellt. Im Folgenden nach [78]. Die Ergebnisse hierzu werden darüber hinaus in [58, 79, 80] dargestellt.

Als Grundlage diente der übliche Aufbau, wobei sowohl Glastargets als auch mit Fotolack beschichtete Targets benutzt wurden. Außerdem kamen unterschiedliche Plasmaspiegeltargets zur Anwendung. Die Plasmaskalenlänge wurde mit dem hydrodynamischen Code "Multi-fs" aufgrund gemessener Pulseigenschaften simuliert [55]. Der höchste Pulscontrast wird demnach mit antireflexbeschichteten Plasmaspiegeltargets erreicht und führt zu einer Plasmaskalenlänge von  $L_p \lesssim \lambda/10$ , Borosilikatglas hingegen zu einer Plasmaskalenlänge von  $L_p \approx \lambda/5$ .

Bei der Messung mit einem Flatfieldspektrometer konnten je nach Plasmaskalenlänge Unterschiede in der Divergenz der H21 festgestellt werden. So liegt bei dem härteren Gradienten ( $L_p \approx \lambda/10$ ) eine Divergenz von 18,6 mrad und bei dem weicheren Gradienten ( $L_p \approx \lambda/5$ ) eine Divergenz von 26 mrad vor. Die Änderung der Divergenz geht mit dem hole-boring-Prozess durch den Lichtdruck des Lasers einher [69]. Hierbei ist zu erwarten, dass ein weicherer Gradient zu einer stärker gekrümmten Oberfläche führt, welches ähnlich einer Parabel das reflektierte Licht

auf einen Punkt vor der Oberfläche mehr oder weniger stark fokussiert und dementsprechend zu unterschiedlich starker Divergenz hinter diesem Fokus führt [81, 82].

Durch die Wahl der Targets - entweder Glas oder mit Fotolack beschichtetes Glas - liegen unterschiedliche Dichten von 2,2 bzw. 1,1 g/cm<sup>3</sup> vor, was zu kritischen Dichten im Bereich um 400-facher bzw. 200-facher kritischer Dichte und somit auch zu unterschiedlichen Plasmaskalenlängen führt. Da die Reflexion des treibenden Pulses nahe der kritischen Dichte stattfindet und somit dort auch die ROM-Harmonischen erzeugt werden, sind nicht die unterschiedlichen Vielfachen der kritischen Dichte relevant, sondern ausschließlich der damit verknüpfte Plasmagradient.

Die Harmonischen, welche am weniger dichten Material erzeugt werden und somit einen längeren Plasmagradienten erfahren, sind gegenüber denen aus einem harten Plasmagradienten verstärkt. Somit scheinen entgegen der früher verbreiteten Ansicht, je härter der Gradient umso günstiger die Konversionseffizienz, gemäßigte Gradienten günstiger zu sein. Hierzu können anknüpfend an das Beispiel in der Einleitung zu diesem Kapitel folgende Erklärungen geliefert werden: Je dichter das Plasma ist und je steiler der Gradient, umso mehr wird das elektrische Feld in der Skin-Schicht abgeschwächt.

Durchgeführte PIC-Simulationen zeigen für p-polarisierten Einfall bei einem  $a_0$  von 3,5 für die Harmonischeneffizienz ab der H14 eine starke Abhängigkeit von der Plasmaskalenlänge. Abbildung 2 b) in [78] zeigt diese Effizienz für exponentielle Rampen mit einer Maximaldichte entsprechend einer zweihundertfach überkritischen Dichte. Bei sehr harten Gradienten zwischen 0 und  $1/10 \cdot \lambda$  steigt die Effizienz von  $10^{-4}$  bis auf etwa  $7 \cdot 10^{-3}$ . Für weichere Gradienten bis  $0,5 \cdot \lambda$  hält sich die Effizienz um  $10^{-2}$ .

Die Messungen, die von diesem Modell gestützt werden, unterliegen Schwankungen. Bei der Photonenausbeute muss im Experiment aufgrund der Divergenz mit einer Unsicherheit von 50 % gerechnet werden, dazu kommen noch etwa 20 % Unsicherheit aus der Kalibrierung des Spektrometers, so dass mit einem Fehler von insgesamt 70 % gerechnet werden muss. Für zukünftige Messungen wäre es daher - gemeinsam mit einer Erfassung des Pointings (siehe Kapitel 4.10) - sinnvoll, mehr Messpunkte zu erfassen. Mit einem Vorpulsspiegel [82] und entsprechenden Simulationen könnte so über mehrere Verzögerungsstrecken und daraus resultierenden unterschiedlichen Gradienten die Abhängigkeit der Harmonischenausbeute von der Plasmaskalenlänge untersucht werden.



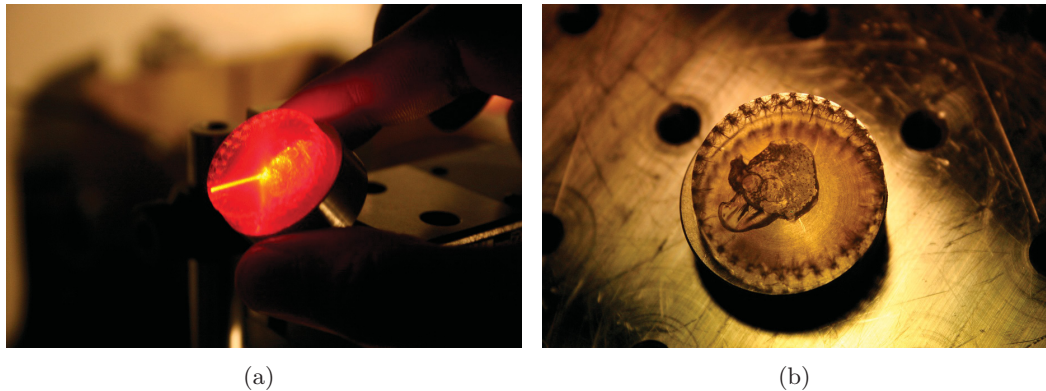
## 4.5 Aerogeltargets

Bei Aerogelen handelt es sich um poröse Festkörper mit sehr geringer Dichte, bei denen es sich vereinfacht gesagt um getrockneten Glasschaum handelt. Zur Herstellung wird eine gallertartige Lösung verwendet, der die Flüssigkeit entzogen wird. Bei der Trocknung der Masse bilden sich verzweigte, aneinander geheftete Strukturen mit Poren. Der entstehende Festkörper besitzt eine sehr niedrige Dichte und ist fast durchsichtig.

Abbildung 4.12 a) zeigt ein Aerogel, das von einem Helium-Neon-Laser angestrahlt wird. Durch die geringe Dichte propagiert dieser, bis er auf den Heißkleber trifft, mit dem das Aerogel auf ein Metallplättchen festgeklebt wurde. Auf der Mantelfläche des Aerogeltargets sind bereits Einschussstellen des JETI zu erkennen. In Teil b) der Abbildung ist das Aerogeltarget von oben fotografiert. Hier sind die zweireihig auf der Mantelfläche geschossenen Stellen zu erkennen, von denen aus sich wenige Millimeter lange Verästelungen ausbreiten. Auch der Tropfen Heißkleber an der Unterseite des Aerogels ist klar zu erkennen. Das Aufkleben mit Heißkleber ist notwendig, da übliche Flüssigklebstoffe mit dem Aerogel reagieren und sich unter Zerstörung der Struktur in dieses hineinziehen.

Die besondere Herausforderungen bei der Verwendung der Aerogeltargets lag in der Beschaffenheit: Bei den Aerogelen handelt es sich um flache Zylinder, die sich jedoch beim Trocknungsprozess verziehen. Dadurch sind sowohl Ober- als auch Unterseite ungleichmäßig konkav und somit nicht für den Beschuss geeignet, da bei der Rotation die Oberfläche aus dem Laserfokus rotiert. Der Durchmesser des Aerogels ist ebenfalls nicht konstant, sondern verringert sich mit der Höhe, so dass vielmehr ein Kegelstumpf als ein Zylinder vorliegt. Auch wenn die Manteloberfläche somit von der Seite betrachtet eine Steigung aufweist, ist dies der Bereich des Aerogels mit der günstigsten Oberflächenbeschaffenheit und wurde deshalb als Targetoberfläche ausgewählt.

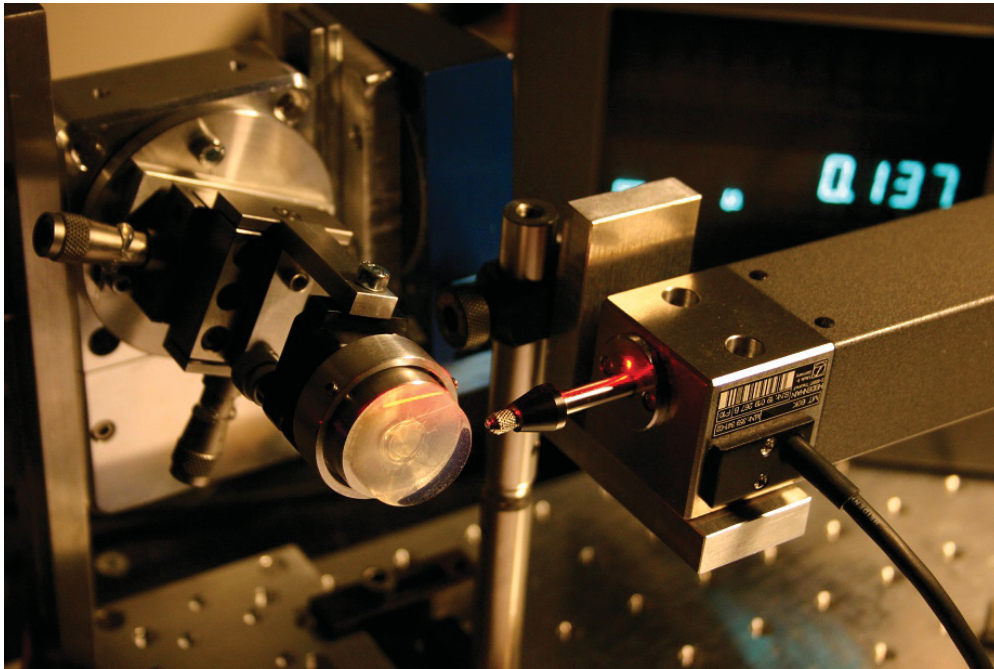
Um die Mantelfläche jedoch abschießen zu können, musste ein neuer Targethalter entworfen und ein neuer Justagealgorithmus gefunden werden. Der Targethalter wurde so konzipiert, dass der Grundaufbau des Polarimeters verwendet werden kann. Hierbei wird an den motorisierten Transmissionsdrehtisch das Polarisationsmodul ab- und das Aerogeltargetmodul angeschraubt. Dieses besteht aus einem Adapterplättchen, welches an den Transmissionsdrehtisch angeschraubt wird, gefolgt von zwei kleinen, im 90°-Winkel zueinander orientierten manuellen Schiebetischen, an



**Abb. 4.12:** Aerogele als Targets für die Erzeugung Hoher Harmonischer: Teil a) der Abbildung zeigt ein von einem Helium-Neon-Laser angeleuchtetes Aerogeltarget, welches mit Heißkleber auf einem Metallplättchen festgeklebt wurde. Auf 9 bis 12 Uhr-Position sind abgeschossene Stellen in Doppelreihen zu sehen. Das Laserlicht wird am Heißkleber gestreut, weshalb das gesamte Aerogel rot zu leuchten scheint und so besonders gut zu erkennen ist. In b) wurde das Aerogeltarget von oben fotografiert. Es ist der Tropfen Heißkleber zu erkennen, mit dem das Aerogel am Metallplättchen festgeklebt ist sowie sich verästelnd ausbreitende Beschädigungen der Struktur, die von den Einschussstellen ausgehen.

denen ein Winkel angebracht ist. An diesem Winkel wiederum befindet sich ein in zwei Ebenen verkipper Spiegelhalter, auf dem das auf einen Metallscheibchen aufgeklebte Aerogel in einem Teller festgeschraubt wird. Hierbei dienen die beiden Schiebetische der Überdeckung der Rotationsachse des Aerogels mit der Rotationsachse des Transmissionsdrehtisches. Mit den beiden Verstellerschrauben am Spiegelhalter kann die Rotationsachse des Aerogels in seiner Richtung mit der des Transmissionsdrehtisches in Übereinstimmung gebracht werden. Die Überdeckung und Ausrichtung der Rotationsachse wird iterativ in mehreren Justageschritten erreicht.

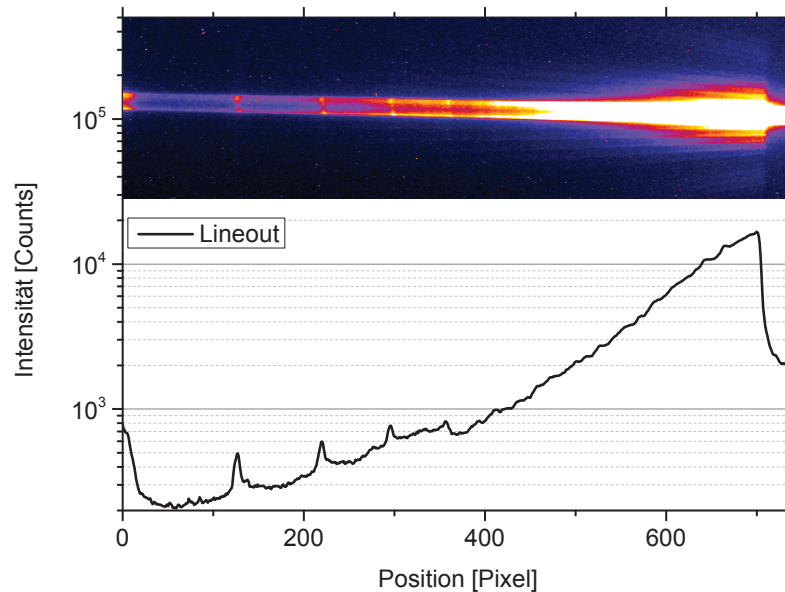
Abbildung 4.13 zeigt das Aerogeltarget sowie die zur Justage nötigen Instrumente: Nach jedem Justageschritt wird mit einem Messtaster in zwei im  $90^\circ$ -Winkel aufeinanderstehenden Positionen die Entfernung zur Oberfläche des Aerogels von einem fixen Punkt bestimmt. Liegen die Rotationsachsen in Position und Richtung aufeinander, ist diese Entfernung rotationsinvariant. Zusätzlich kann dies mit einem Justage-Helium-Neon-Laser, der an der Oberseite entlang schleifend durch das Aerogel geführt und dessen Reflex an der Wand beobachtet werden kann, überprüfen. Ein sich nicht bewegendes Reflex entlang der Mantelfläche schließt zudem Präzession aus. Der Messtaster muss für jede Drehung vom Aerogel weggezogen werden, da aufgrund der weichen Struktur sonst die Oberfläche beschädigt wird oder das Aerogel sogar vom Metallplättchen abbricht. Zudem muss ein Messtaster ohne Anpressdruck er-



**Abb. 4.13:** Justageaufbau für die Aerogeltargets. Das Aerogel ist auf einen kleinen Metallzylinder aufgeklebt, welcher in einem Teller mit drei Madenschrauben fixiert wird. Dieser ist auf einem Spiegelhalter festgeschraubt, der über einen Winkel an zwei Schiebetischen fixiert ist. Die Schiebetische sind mit einem Adapterplättchen am Transmissionsdrehtisch fixiert. Der restliche Aufbau ab diesem Punkt entspricht dem des Polarimeters, da Polarisations- und Aerogelmodul für diesen Zweck genau so konzipiert wurden und austauschbar sind. Der Messtaster kann von rechts an das Aerogel angeedrückt werden und so bei der Rotation der Offset der beiden Rotationsachsen von Aerogeltarget und Transmissionsdrehtisch bestimmt werden. Der Justagelaser, welcher auf dem Foto das Aerogel von 11 bis 1 Uhr Position durchleuchtet, kann an den Rand gefahren werden und so im Reflex eine Präzession bei Fehlansrichtung verdeutlichen. Damit sich die Schiebetische bei Rotation des Targets nicht verstellen, mussten die Mikrometerschrauben nach erfolgreicher Justage mit Heißkleber fixiert werden. Das ist hier an der am linken Bildrand befindlichen Mikrometerschraube zu erkennen.

zeugende Feder verwendet werden, da dieser Druck das Aerogel ebenfalls beschädigt. Es muss somit ein vorsichtiges Andrücken per Hand stattfinden. Erst wenn beide Rotationsachsen auf einen Bruchteil der Rayleigh-Länge genau aufeinanderliegen und der Reflex des Justagelasers ortsfest ist, ist eine hinreichend gute Vorjustage erfolgt. Dadurch, dass die Schiebetische mit dem Target mitrotieren, erfordert die manuelle Translation zudem hohe Konzentration, da die Tische ihre Position in Abhängigkeit vom Rotationswinkel tauschen. Die zeitliche Größenordnung für eine solche Justage beträgt etwa zwei Stunden.

Die Positionierung des Targethalters mitsamt vorjustiertem Target kann anhand eines Justagelasers vorgenommen werden. Da sich im Messbetrieb feststellen ließ, dass das Target nicht mehr rotationsinvariant war, musste erst noch geprüft werden,



**Abb. 4.14:** Harmonischenausbeute von Aerogelen mit dem frequenzverdoppelten Aufbau: Der obere Teil der Abbildung zeigt die erste Ordnung des Spektrums von einem Aerogeltarget, wobei die Farbskalierung im oberen Teil linear, die y-Achse im unteren Diagramm jedoch logarithmisch ist. Bezogen auf die 400 nm des Treibers sind die Harmonischen H8 bis H11 zu erkennen. Die Harmonischenausbeute ist jedoch außerordentlich gering. Eine Darstellung der Ergebnisse findet sich auch in [58].

wie diese Verstellung möglich ist. Es stellte sich raus, dass die Feingewindeschrauben der Schiebetrische am Rotationstisch zu feingängig waren, sich bei der Rotation des Targets verstellten und daher mit Heißkleber nach der Justage fixiert werden mussten.

Es gelang mit den Aerogeltargets Harmonische zu erzeugen. Die Harmonischenausbeute war jedoch sehr gering und zusammen mit der sehr langwierigen und viel Konzentration und Fingerspitzengefühl erfordernden Justage sowie der sehr begrenzten Anzahl von Schüssen pro Target erwies sich dieser Ansatz als unpraktikabel. Eine Darstellung der Ergebnisse findet sich auch in [58].

Ein mit Aerogeltargets gemessenes Harmonischenspektrum ist in Abbildung 4.14 zu sehen. Da für diese Aufnahmen der frequenzverdoppelte Aufbau verwendet wurde, ist im Vergleich zu üblichen Spektren nur jede zweite Harmonische zu sehen, da die Zentralwellenlänge 400 nm beträgt. Der obere Teil der Abbildung zeigt das Spektrum mit der 1. Ordnung und dem nach rechts ansteigenden Plasmaleuchten. Von rechts nach links sind bezogen auf 800 nm die Harmonischen H16, H18, H20 und H22 zu erkennen, was auf 400 nm bezogen den Harmonischen H8 bis H11 entspricht. Der untere Teil der Abbildung zeigt das Lineout. Zu beachten ist hier die logarithmische

Skalierung der y-Achse: Im Vergleich zum Plasmaleuchten enthalten die Harmonischen nur sehr wenig Energie. Die Farbskalierung im oberen Teil der Abbildung ist linear und lässt bereits qualitativ erahnen, wie gering die Harmonischenausbeute ist. Darüber hinaus war die Reproduzierbarkeit sehr gering. Auf vielen Spektren waren keine Harmonischen zu sehen.

Ein spannender Ansatz für zukünftige Versuche mit Aerogeltargets könnte mit einem ähnlichen Verfahren erreicht werden, das bereits für die Kunststofftargets genutzt wird: Das sogenannte Spincoating, bei dem auf ein rotierendes Substrat das gewünschte Coating in flüssiger Form getropft wird und sich durch die Rotation gleichmäßig verteilt und trocknet. Hierbei würde ein übliches Glastarget mit einer Aerogellösung durch Spincoating mit einer dünnen Schicht überzogen. Wird nun die Flüssigkeit entzogen, verbleibt ein Glastarget mit einer möglicherweise sehr ebenen Aerogeloberfläche.

Wird dieses Target in einen üblichen Targethalter eingespannt, so könnte auch der übliche Justagealgorithmus bei gleichzeitig großer Targetfläche mit vielen möglichen Schüssen erreicht werden. Unter Umständen muss hierfür am Rand des Targets ein ungecoateter Bereich frei bleiben (z.B. durch Überkleben mit einem Klebeband vor dem Coating mit anschließender Entfernung), so dass ein Messtaster zur Ausrichtung verwendet werden kann.

## 4.6 Strukturierte Targets

Ein mögliches Festkörpertarget zur Erzeugung Hoher Harmonischer sind Gitter. Hintergedanke hierbei ist, dass ein Laser mit hohem Kontrast ein Plasma mit hartem Gradienten an der Gitteroberfläche erzeugt. Dieses Plasma behält die Struktur des Gitters zu Beginn der Plasmaexpansion aufrecht, so dass die Harmonischen an diesem Gitter erzeugt werden. Die Harmonischen werden dann in die entsprechenden Ordnungen gebeugt. Bei geeigneter Wahl der Gitterparameter können so bestimmte Harmonische ähnlich wie durch einen Monochromator räumlich separiert werden und auch eine Trennung des Harmonischensignals vom treibenden Laser stattfinden. Im Folgenden nach [91].

Ein funktionierender Aufbau könnte somit kurze (im zeitlichen Bereich des treibenden Lasers), quasi-monochromatische XUV-Pulse liefern, wobei durch den kurzen, treibenden Puls auch die Harmonischen eine endliche Bandbreite haben und es sich daher nicht um vollständig monochromatische Pulse handelt. Denkbar sind hierbei Pump-Probe-Experimente, wobei der Laserpuls ein Pump-Pulse und der Harmonischenpuls als Probe-Pulse verwendet wird.

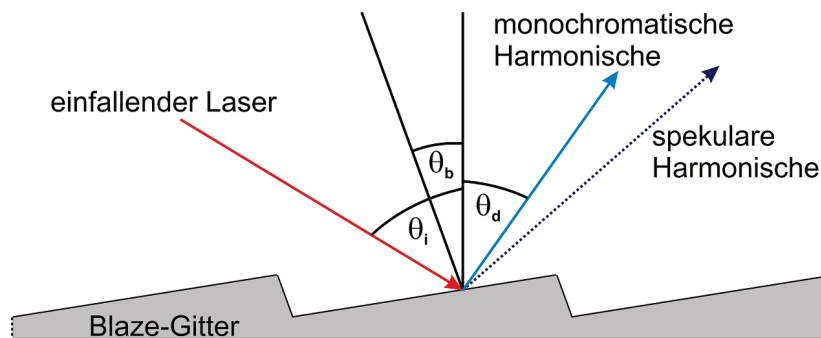
Für die Beugung an einem Reflexionsgitter gilt folgender Zusammenhang:

$$m\lambda = d(\sin \theta_i + \sin \theta_d) \quad (4.1)$$

mit der Wellenlänge  $\lambda$ , dem Linienabstand  $d$  des Gitters, dem Einfallswinkel  $\theta_i$  und den Emissionsrichtungen  $\theta_d$  (siehe hierzu auch Abbildung 4.15) der Beugungsordnungen  $m$ . Für den Fall, dass  $\theta_d$  positiv ist, liegt der gebeugte Strahl auf der gleichen Seite der Gitternormalen wie der einfallende Strahl. Bedingt durch Gleichung 4.1 werden Frequenzvielfache einer Grundfrequenz in entsprechenden höheren Beugungsordnungen die gleiche Emissionsrichtung haben: Ähnlich wie bei einem Transmissionsgitter liegt so die 1. Ordnung der H10 auf der gleichen Stelle des Detektors wie die 2. Ordnung der H20 und die 3. Ordnung der H30. Da die höheren Beugungsordnungen jedoch sehr viel schwächer sind als die 1. Ordnung, ist dieser Effekt gering. Darüber hinaus gibt es zwei weitere Effekte an Gittern: Das Pulse-Stretching und das Plasma-Surface-Smoothing, welche in [91] detailliert geschildert werden.

Verwendung fand der übliche Aufbau mit unterschiedlichen Schusswinkeln auf das Target sowie einem veränderten Detektor. Als Target diente ein kommerzielles, aluminiumbeschichtetes Reflexionsgitter mit 1200 Linien pro Millimeter und einem





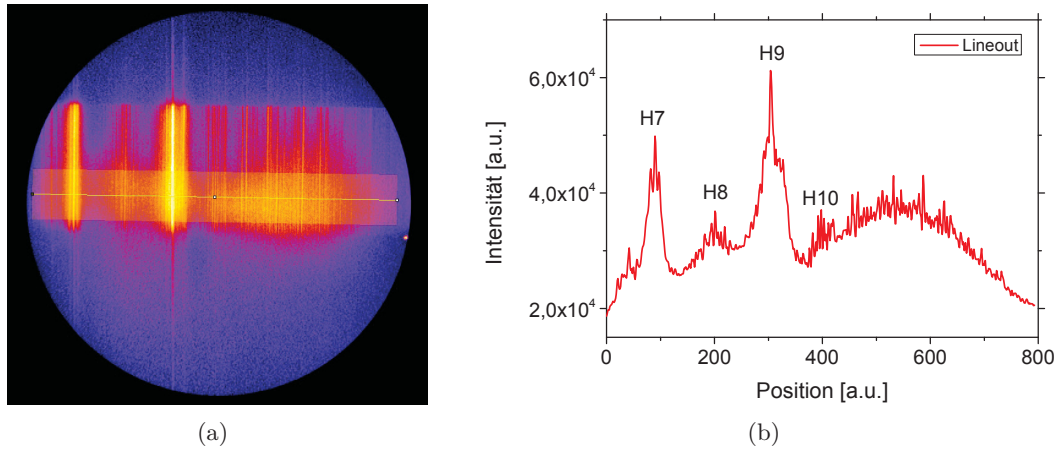
**Abb. 4.15:** Erzeugung von Harmonischen an einem Blaze-Gitter. Das Laserlicht fällt unter dem Winkel  $\theta_i$  bezogen auf das Lot auf ein Blaze-Gitter mit dem Blazewinkel  $\theta_b$ . Eine monochromatische Harmonische wird im Winkel  $\theta_d$  emittiert und ist von den spekularen Harmonischen räumlich separiert.

Blazewinkel von  $13,9^\circ$ . Um die Blazebedingung für die dritte Harmonische zu treffen wurde unter  $62^\circ$  auf das Target geschossen und die unter  $34^\circ$  emittierte Strahlung mit einem Goldspiegel unter schiefem Einfall auf einen zweiten, gekrümmten Spiegel reflektiert. Dieser bildet durch ein Goldgitter mit 1000 Linien pro Millimeter das Signal auf eine Microchannelplate (MCP) ab. Diese wird abfotografiert und somit ein Spektrum von der H7 bis zur H18 aufgezeichnet. Zum Vergleich wurden auch Spektren in spekularer Richtung unter einem Einfallswinkel von  $48^\circ$  eines Glastargets aufgezeichnet.

Für die Statistik wurden mehrere Spektren aufgezeichnet. Es zeigt sich, dass die Harmonischenausbeute insgesamt bei den Gittertargets unter der Ausbeute an Glastargets liegt. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die Aluminiumbeschichtung des Gitters, welche zu einer höheren Plasmaschwelle führt. Aus der Gitterbedingung ergibt sich eine zu erwartende Verstärkung der neunten und zwölften Harmonischen. Die Spektren zeigen gemäß der Erwartung eine gegenüber ihren Nachbarn leicht verstärkte Harmonische.

In Abbildung 4.16 a) ist ein gemessenes Spektrum dargestellt. Da die MCP rund ist, ist ein bläulicher Kreis zu erkennen. In diesem sind als vertikal verlaufende gelbliche und rötliche Strukturen die Harmonischen von links mit der H7 beginnend zu erkennen. Auffällig ist die besonders intensive H9 und ein zweiter intensiverer Bereich um die H12 und H13, der aufgrund spektraler Aufweitung jedoch nicht aufgelöst ist.

Das gelbliche rechteck in der unteren Hälfte der Harmonischen ist der für das Lineout (b) selektierte Bereich. Teil b) der Abbildung zeigt diesen Bereich und



**Abb. 4.16:** Gitter als Targets für die Erzeugung Hoher Harmonischer: a) Falschfarbenfoto der abfotografierten MCP. Zu erkennen ist der schwach blau leuchtende Kreis, der dem sensitiven Bereich der MCP entspricht. In diesem Bereich sind die Harmonischen als vertikal verlaufende helle Strukturen zu erkennen. Am linken Rand ist die H7 zu erkennen, gefolgt von einer abgeschwächten H8 und der deutlich intensiveren H9. Die Harmonischen lassen sich dann spektral nicht mehr auflösen, es scheint aber rechts von der H10 ein kleines Maximum vorzuliegen. In der unteren Hälfte der Harmonischen ist ein gelbliches Rechteck zu erkennen. Hierbei handelt es sich um den für das Lineout (b) ausgewählten Bereich. b) Lineout des selektierten Bereichs. Es veranschaulicht die quantitative Beurteilung des Spektrums in a). Auffällig ist die Feinstruktur der Harmonischen. Das Spektrum in a) lässt vermuten, dass die höheren Harmonischen so stark in feine Linien zerfallen sind, dass sie sich schlecht vom Hintergrund abheben und wie ein Kontinuum wirken.

verdeutlich das Maximum bei der H9 sowie das Zwischenmaximum an der zu erwartenden Position der H12 und H13. Die Harmonischen sind in feinere Linien zerfallen, welche einen größeren Bereich auf dem Detektor einnehmen und sich so im Lineout deutlich schlechter vom Hintergrund abheben, wobei die Ursache hierfür unklar ist. Denkbar wäre ein fein aufgelöstes “unequal spacing“ [67].

Die Abbildung zeigt eines von mehreren Spektren, der Trend setzt sich jedoch auch in den meisten anderen Spektren und vor allem im Vergleich zu den Glastargets fort. Die Messdaten stimmen somit mit den Erwartungen überein. Die Verstärkung der H7 ist unklar. Eine mögliche Erklärung für die Fluktuationen in der Signalstärke und dem Kontrast der H9 zu den benachbarten Harmonischen könnte die Ausleuchtung weniger Gitterlinien durch den Fokus sein sowie Schwankungen im Kontrast des treibenden Lasers. In [91] werden die Messergebnisse zudem mit PIC-Simulationen verglichen. Verwendet wurde dazu der Code ILLUMINATION wobei dem JETI ähnliche Parameter gewählt worden. Diese stimmen mit den Messdaten überein.

Somit konnte gezeigt werden, dass Gitter ein geeignetes Target für die Erzeugung



von Oberflächenharmonischen sind. Es können so einzelne Harmonische ausgewählt werden, wobei ganzzahlige Vielfache der jeweiligen Harmonischen durch höhere Beugungsordnungen mit geringerer Intensität ebenfalls enthalten sind. Hierbei sind einige Verbesserungen denkbar:

- Anstelle eines metallbeschichteten Gitters sollte ein alternatives Gitter verwendet werden. Denkbar wären hier zum Beispiel extra für die Harmonisenerzeugung hergestellte kunststoffbeschichtete Gitter.
- Mit einem Vorpulsspiegel könnte die Plasmaskalenlänge eingestellt werden. Breitet sich das Plasma zu lange aus, so geht die Gitterstruktur verloren. Ist der Gradient zu hart, ist wie in Kapitel 4.4 erwähnt die Harmonisenausbeute gering. Es ist somit ein Optimum bei günstig gewähltem Plasmagradienten zu erwarten. Einfluss hierauf hat auch die Zerstörschwelle des gewählten Gittermaterials.
- Mit einem größeren Fokus, beispielsweise durch weichere Fokussierung mit einer langbrennweitigen Parabel, könnten mehr Gitterlinien ausgeleuchtet werden.
- Unkonventionell jedoch interessant könnte ein bewusst astigmatisch gewählter Fokus sein, wobei das Target leicht hinter dem Fokus steht. Zwar wird so weniger Energie auf das Target überführt, ein senkrecht zu den Gitterlinien astigmatischer Fokus könnte jedoch mehr Linien ausleuchten und so die Auflösung verbessern.

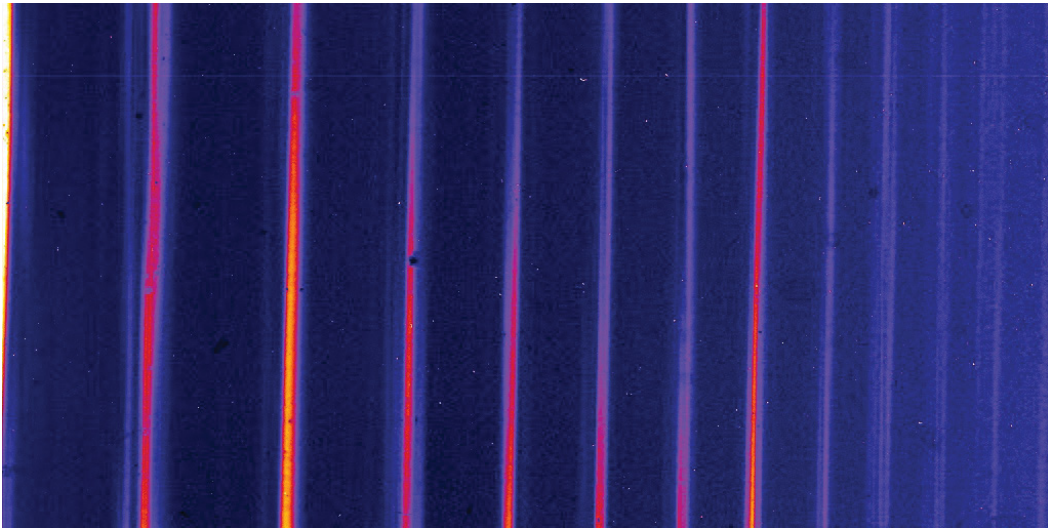
Mit oben genannten Verbesserungen stellen Gitter für zukünftige Kampagnen ein weiterhin sehr interessantes Target dar. Besonders die Einstellung der Plasmaskalenlänge sollte einen starken Effekt auf die monochromatische Strahlung haben und könnte die Ausbeute optimieren. Darüber hinaus skaliert die Harmonisenausbeute mit der zur Verfügung stehenden Intensität des einfallenden Laserstrahls. Unter Umständen stellen Gitter somit vor allem bei zukünftig in Betrieb gehenden Lasern zusammen mit einem Vorpulsspiegel ein vielversprechenden Versuchsaufbau dar.

## 4.7 Erzeugung mit hoher Repetitionsrate

Ein wichtiger Schritt hin zur Anwendung der Hohen Harmonischen von Oberflächen für weiterführende Experimente besteht neben der Stabilität des Signals auch in der Frequenz, mit der diese Pulse erzeugt werden können. In [24] wird vorgestellt, wie die Erzeugung an Oberflächen im relativistischen Regime mit einer Frequenz von 10 Hz gelungen ist. Eine Darstellung der Ergebnisse findet auch in [58, 80] statt. Im Gegensatz zur Erzeugung in Gasen, bei der durch Diffusion des Targetgases und mehrfaches Öffnen des Ventils der Düse ein einfacher Betrieb bei hoher Frequenz möglich ist, besteht bei Oberflächenharmonischen vor allem durch die Zerstörung der Targetoberfläche ein Problem. Durch die Vorteile der Oberflächenharmonischen gegenüber den in Gasen erzeugten Harmonischen (Intensität und Scaling), besteht jedoch berechtigtes Interesse daran, auch diese mit hoher Frequenz im relativistischen Regime erzeugen zu können. Für den nicht-relativistischen Fall konnte dies in [87] von einer anderen Gruppe bereits erreicht werden.

Ausgangspunkt für die Erzeugung der Harmonischen mit einer Frequenz von 10 Hz ist der frequenzverdoppelte Aufbau. Durch die Verwendung eines KDP-Kristalls kann der Kontrast der Laserpulse ohne Verwendung des Plasmaspiegels durch Erzeugung der Zweiten Harmonischen (Second Harmonic Generation, SHG) erhöht werden, so dass die Wiederholfrequenz der Laserpulse nicht mehr durch den Plasmaspiegel sondern lediglich durch die Repetitionsfrequenz des Lasersystems begrenzt ist. Da das Plasmaspiegeltarget nur langsam verfahren werden kann, ist eine frische Oberfläche von Schuss zu Schuss nicht sichergestellt. Darüber hinaus besteht bei AR-beschichteten Plasmaspiegeltargets durch zu eng stehenden Beschuss die Gefahr, dass das Coating großflächig abplatzt.

Die Herausforderung besteht darin, von Schuss zu Schuss eine frische Stelle auf dem Target sicherzustellen. Im Normalbetrieb wird nach jedem Schuss das Target manuell um eine vom Radius abhängige Anzahl von Ticks der Motorsteuerung weitergefahren, nachdem ein einzelner Schuss auf das Target abgefeuert wurde. Eine Messung mit 10 Hz fordert daher ein kontinuierliches Weiterfahren des Targets mit einer Geschwindigkeit in der Größenordnung von wenigen Zentimetern pro Sekunde. Im Experiment zeigte sich, dass wenige Millimeter Abstand zwischen zwei Einschüssen nicht zu einer Verschlechterung des Signals führen. Durch den 10 Hz-Betrieb ergibt das eine notwendige Verfahrung von wenigen Millimetern pro Zehntel Sekunde und somit die vorher genannten wenigen Zentimeter pro Sekunde. Dadurch ergibt sich, dass ein einzelner Ring auf dem Target schnell abgeschossen



**Abb. 4.17:** Mit dem Flatfieldspektrometer aus Belfast aufgenommenes Spektrum. Zu erkennen sind von links nach rechts die H8 bis H18, wobei nicht bei allen Schüssen die Harmonischen bis zu dieser Ordnung zu erkennen sind. Die y-Achse zeigt eine echte räumliche Dimension, die im Experiment Rückschlüsse auf die Divergenz der Harmonischen zulässt: Offenbar nimmt die Intensität von unten nach oben ab. Wird nun die Parabelverfahren, so wandert der Emissionskegel der Harmonischen am Spektrometer entlang, was einem Verfahren des Spektrometers ähnelt. Dadurch kann der Durchmesser des Emissionskegels in einer Dimension gescannt und so die Divergenz der Harmonischen bestimmt werden. Zu beachten ist, dass das Spektrum zur besseren Darstellung gedreht wurde - die y-Achse auf diesem Bild entspricht der spekularen Achse im Experiment.

ist und das Target gleichzeitig zur Rotation auch in seiner Höhe verfahren werden muss. Dies muss mit verändernder Rotationsgeschwindigkeit geschehen, so dass bei kleiner werdendem Radius die Abstände zwischen den Einschüssen nicht zu gering werden. Es ergibt sich dann eine abgeschossene Spiralspur auf dem Target.

Gesteuert wurde dies mit einem Skript, welches Rotation und y-Richtung des Targets ansteuerte. Darüber hinaus verblieb der z-Motor unter manueller Kontrolle. Dadurch konnte bei Verlust der Fokusposition bezüglich der Targetoberfläche, welcher sich durch Einbrechen der Signalintensität bemerkbar macht, nachgefahren und so das Target wieder in den Fokus gebracht werden. Auch wenn das Target zuvor sehr genau justiert wurde, war diese manuelle Kontrolle mehrfach während der Messung erforderlich.

Durch Abbildung mit einem Mikroskopobjektiv kann abgeschätzt werden, dass etwa 29 % der Pulsenergie mit ca. 100 mJ auf  $3,6 \mu\text{m}^2$  fokussiert werden. Unter der Annahme, dass der frequenzverdoppelte Puls in seiner Dauer der Fundamentalen entspricht, beträgt die Pulsintensität im Fokus etwa  $2,7 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  und somit einem  $a_0$  von 1,8.

$H_n$	Energie $E[\mu\text{J}]$	Konversionseffizienz $\nu$	$P[\mu\text{W}]$
8	0,6	$1,6 \cdot 10^{-5}$	6,0
9	0,4	$1,1 \cdot 10^{-5}$	4,3
10	$9,7 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-6}$	1,0
11	$6,3 \cdot 10^{-2}$	$1,7 \cdot 10^{-6}$	0,6
12	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-7}$	0,2
13	$8,1 \cdot 10^{-3}$	$2,1 \cdot 10^{-7}$	$8,1 \cdot 10^{-2}$
14	$6,6 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{-7}$	$6,6 \cdot 10^{-2}$
15	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$9,0 \cdot 10^{-8}$	$3,4 \cdot 10^{-2}$

**Tab. 4.1:** Übersicht über die Energie, Konversionseffizienz und Leistung der Harmonischen in Abhängigkeit ihrer Ordnung. Die Energie der einzelnen Harmonischen liegt hierbei in der Größenordnung von Nano- bis Mikrojoule und aus dem 10 Hz-Betrieb folgend die Leistung im Bereich von zehn Nano- bis zehn Mikrowatt. Optimale Einzelschüsse liegen etwa einen Faktor zwei höher. Nach [24].

Auch wenn durch die Verwendung der zweiten Harmonischen des Lasers nicht mehr die volle Energie zur Verfügung steht, so verbessert sich der Kontrast durch die Nichtlinearität des SHG- (Second-Harmonic Generation-) Prozesses signifikant: Der stärkste Vorpuls etwa 10 ps vor dem Hauptpuls führt üblicher Weise zu einem Kontrast von  $10^{-6}$ , mit dem frequenzverdoppelten Treiber beträgt der Kontrast jedoch  $10^{-10}$ .

Zusätzlich zum Spektrometer nach Jasny wird für diese Messung im Wechselbetrieb ein Flatfield-Spektrometer verwendet. Durch die räumliche Auflösung in einer Dimension und durch Verfahren der Parabel kann ein vertikaler Scan der Divergenz des Harmonischensignals vorgenommen werden. Hierbei zeigt sich, dass die Divergenz der Harmonischen H12 bis H15 ungefähr 26 mrad beträgt, siehe hierzu Abbildung 4.17. Mit dem kalibrierten Spektrometer kann zudem die Energie der Harmonischen bestimmt werden.

Der 10 Hz-Betrieb konnte für 25 s aufrecht erhalten werden, wodurch 250 Spektren von der H8 bis zur H15 aufgenommen wurden. Die Intensität der Harmonischen ist hierbei Schwankungen unterworfen, jedoch insgesamt vom 1. bis zum 210. Schuss bis auf wenige Ausnahmen vergleichbar, da etwa bei Schuss 150 das Target etwas nachgefahren werden musste. Die Schuss-zu-Schuss-Abweichung beträgt ungefähr 30 %, was jedoch ein typischer Wert für die Fluktuation bei der Harmonischenerzeugung am JETI ist.

Der XUV-Hintergrund beträgt etwa  $0,4 \mu\text{J}$ . Wird die Energie einer jeweiligen Harmonischen über ihre gesamte spektrale Breite integriert und diese um den Hin-

tergrund korrigiert, kann die Energie der jeweiligen Harmonischen bestimmt werden. Für die Konversionseffizienz wird nur der Anteil der Energie des Treibers berücksichtigt, der nach der SHG noch zur Verfügung steht sowie derjenige Anteil des Fokus, dessen normiertes Vektorpotential  $a_0 \geq 1$  ist, da nur dieser Anteil ROM-Harmonische treiben kann.

Unter diesen Kriterien ergibt sich eine relevante Fokusintensität von 39 mJ. Die gemessenen mittleren Konversionseffizienzen liegen dann in der Größenordnung von  $10^{-5}$  bis  $10^{-7}$ , wobei zu beachten ist, dass die Konversionseffizienzen einzelner Schüsse in etwa um einen Faktor zwei höher sind. Aus dem 10 Hz-Betrieb ergeben sich somit bei Energien von einigen Nanojoule bis Mikrojoule Leistungen von wenigen zehn Nanowatt bis zehn Mikrowatt. Details hierzu sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Die gesamte Energie der Harmonischen im Bereich von 24 eV bis 28 eV liegt somit bei  $12,3 \mu\text{W}$ .

Die Konversionseffizienz der Harmonischenerzeugung konnte in späteren Kampagnen wesentlich erhöht werden. Darüber hinaus konnten Bierbach et al. in einer Weiterentwicklung des Aufbaus einstufigen 1Hz-Betrieb realisieren [88].

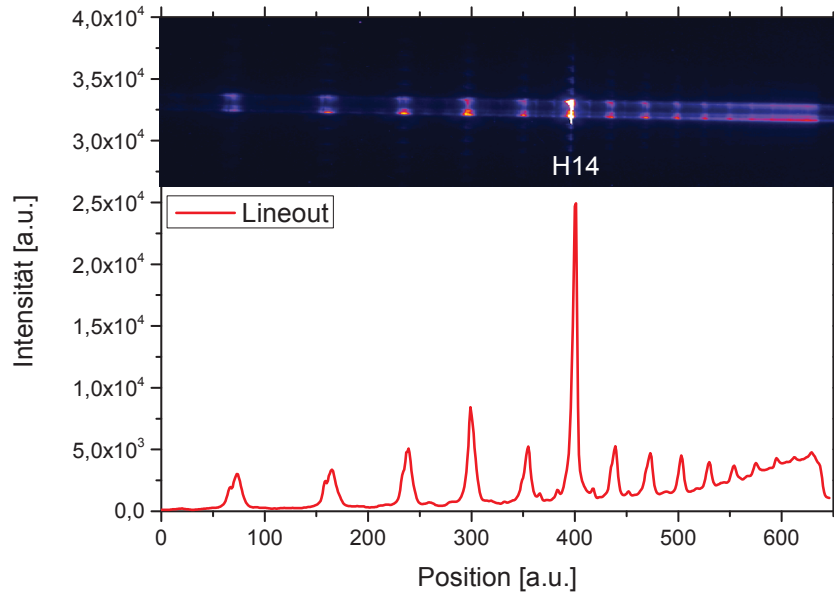
## 4.8 eROMS - Verstärkung einzelner Harmonischer

Der frequenzverdoppelte Aufbau wurde ursprünglich aufgesetzt, um durch den nichtlinearen Prozess der Harmonischenerzeugung den Laserkontrast und somit die Plasmaskalenlänge zu ändern. Es kam jedoch zu einer unerwarteten Beobachtung: Eine einzelne Harmonische war gegenüber den benachbarten Harmonischen reproduzierbar verstärkt. Um das Phänomen besser verstehen zu können, wurde das Targetmaterial variiert mit dem Ergebnis, dass mit unterschiedlichen Materialien auch unterschiedliche Harmonische verstärkt sind. Bei Glas ist dies bei der H16 der Fall und bei Kunststofftargets bei der H14. Im Folgenden nach [89, 90]. Eine Darstellung der Ergebnisse findet auch in [58, 80] statt.

Abbildung 4.18 zeigt ein solches Spektrum. Im oberen Teil der Abbildung ist von der H9 beginnend ein Harmonischenspektrum bis zur Aluminiumkante zu sehen. Im Bereich der H14 sind einige sehr helle Pixel zu erkennen, welche von der Harmonischenstrahlung gesättigt sind. Bei der gewählten Farbskalierung ist bei dieser Harmonischen auch die Beugung am Stützgitter zu erkennen. Das Lineout im unteren Teil der Abbildung veranschaulicht die im Vergleich zu den anderen Harmonischen überhöhte Intensität. Da die Pixel auf dem CCD in Sättigung gegangen sind, ist eine qualitative Bewertung der Verstärkung mit Vorsicht zu treffen, kann jedoch in diesem Beispiel auf einen Faktor 2 abgeschätzt werden. Die Pulsenergie der verstärkten Harmonischen beträgt etwa  $1 \mu\text{W}$  und stellt somit einen Schritt Richtung Anwendung der Harmonischen dar, beispielsweise auf Beugung basierende Bildgebung mit weicher Röntgenstrahlung [94].

Nicht unerwähnt bleiben sollen vergleichbare Beobachtungen an Gasharmonischen, die jedoch auf atomaren Übergängen des verwendeten Targetmaterials in einem gezündeten Plasma basieren [92]. Es stellte sich heraus, dass diese Übergänge bei den im Experiment verwendeten Targets die Verstärkung nicht erklären können [93].

Einen Hinweis auf den Ursprung der verstärkten Harmonischen liefert die Nähe zur vom Target abhängigen jeweils doppelten Plasmafrequenz. Bei dem in der Abbildung gezeigten Beispiel liegt die Plasmafrequenz in der Nähe von  $\omega_{\text{Plasma}} = 7 \cdot \omega_{\text{Laser}}$ , was bezogen auf den üblichen Aufbau der H14 entspricht. Eine Überlegung im Rahmen der Fouriertransformation gibt erste Hinweise auf den Ursprung der verstärkten Harmonischen: Der Frequenzgehalt des reflektierten Lasers kommt durch die Oszillation der reflektierenden Oberfläche zustande. Eine Oszillation der Oberfläche



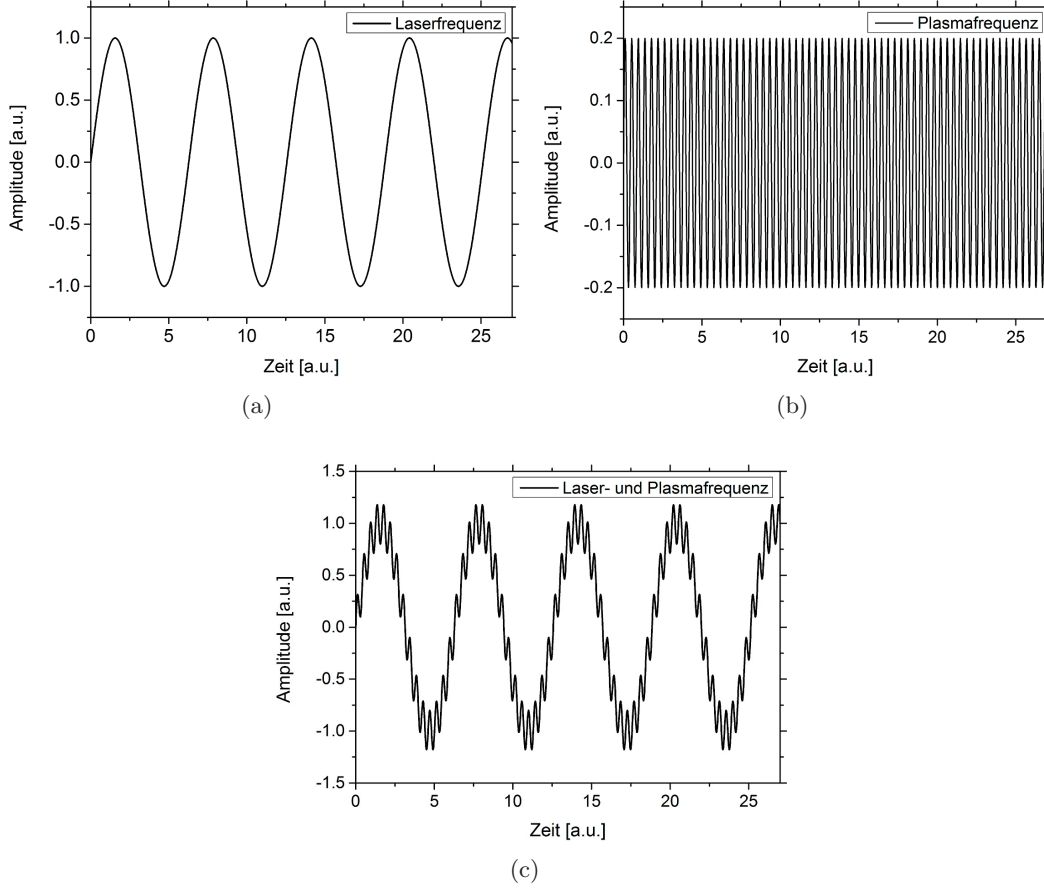
**Abb. 4.18:** Abbildung zu den verstärkten Harmonischen: oberer Teil: Spektrum mit verstärkter Harmonischer. Verwendet wurde der frequenzverdoppelte Aufbau mit einem Plastiktargget ohne Plasmaspiegel. Eine einzelne Harmonische ist hierbei stark verstärkt. Im Gegensatz zu den benachbarten Harmonischen ist bei dieser Farbskalierung sogar die Beugung am Stützgitter zu erkennen. Die Position der verstärkten Harmonischen ist abhängig vom Targgetmaterial: Bei Kunststofftarggets kommt es zu einer Verstärkung der H14, bei Glastarggets zur Verstärkung der H16. Der untere Teil der Abbildung zeigt ein Lineout durch obiges Spektrum mit deutlicher Überhöhung der H14 gegenüber allen anderen Harmonischen.

mit einer bestimmten zusätzlichen Frequenz würde sich dem reflektierten Signal aufprägen. Eine Fouriertransformation, wie sie im Experiment durch das Spektrometer vorgenommen wird, liefert dann das Harmonischenspektrum und zusätzlich die aufgeprägte Frequenz, die sich im Spektrum als verstärkte Harmonische zeigen wird. In diesem Fall wäre also anzunehmen, dass zusätzlich zur Oszillation des ROM-Prozesses eine weitere Oszillation an der Oberfläche des reflektierenden Spiegels stattfindet, die der Frequenz einer Harmonischen entsprechen muss.

PIC-Simulationen mit den Parametern des Experiments zeigen in der Tat, dass sich an der Oberfläche des Plasmas zusätzlich zur Frequenz des treibenden 400 nm-Pulses eine weitere Oszillation mit der Plasmafrequenz  $\omega_{\text{Plasma}}$  ausprägt. Die Oszillationen mit der Plasmafrequenz sind in ihrer Amplitude eine Größenordnung geringer als jene des treibenden Lasers. Simulationsdaten legen nahe, dass diese Schwingungen dadurch erzeugt werden, dass Elektronen aus dem Plasma heraus- und kollektiv wieder hineinbeschleunigt werden. Das führt zu einer Elektronenplasmawelle, welche mit der Plasmafrequenz oszilliert und so der Schwingung mit der Laserfrequenz zusätzlich eine höherfrequente Komponente aufmoduliert. Die Fouriertransformation



des im PIC-Code reflektierten Feldes zeigt dann eine verstärkte Harmonische bei  $2\omega_{\text{Plasma}}$  und reproduziert so das gemessene Spektrum.



**Abb. 4.19:** Veranschaulichung zur Verstärkung einzelner Harmonischer: Teil (a) der Abbildung zeigt die Amplitude der Laserfrequenz aufgetragen über die Zeit, jeweils in beliebigen Einheiten. (b) zeigt einen höherfrequenten Signalverlauf mit geringerer Amplitude, welcher die Plasmafrequenz symbolisieren soll. Beide Komponenten addieren sich zu einem Gesamtsignal, welches in Abbildung (c) zu sehen ist. Als Erweiterung zum ROM-Modell findet die Oszillation der Plasmaoberfläche also nicht ausschließlich mit der Laserfrequenz statt, sondern weist eine Feinstruktur in ihrer Oszillation auf. Durch einen Frequenzmischungsprozess werden bei der Reflexion des einfallenden Pulses somit nicht nur Harmonische getrieben, sondern zusätzlich aufmodulierte Frequenzen bei  $2\omega_{\text{Plasma}}$  und  $2\omega_{\text{Plasma}} + 2\omega_{\text{Laser}}$ .

Mathematisch lässt sich die Position der Oberfläche darstellen als:

$$x(t') = A_{\text{Laser}} \cos(\omega_{\text{Laser}} t' + \phi_{\text{Laser}}) + A_{\text{Plasma}} \cos(\omega_{\text{Plasma}} t' + \phi_{\text{Plasma}}) \quad (4.2)$$

mit der verzögerten Zeit  $t' = t - c(t')/c$ , den Oszillationsamplituden  $A_{\text{Laser}}$  und  $A_{\text{Plasma}}$  sowie der Phasen der jeweiligen Oszillationen  $\phi_{\text{Laser}}$  und  $\phi_{\text{Plasma}}$ . Zu der niederfrequenten Komponente  $\omega_{\text{Laser}}$  kommt so noch ein höherfrequenter Anteil



durch  $\omega_{\text{Plasma}}$  hinzu. Demnach prägen sich bei  $\omega_{\text{Plasma}} \pm n \cdot \omega_{\text{Laser}}$  Seitenbänder aus, die im Spektrum als verstärkte Harmonische auftreten. Im Bereich um die Plasmafrequenz ist der ROM-Prozess jedoch noch nicht dominierend. Auffällig wird jedoch die Verstärkung der Harmonischen bei  $2\omega_{\text{Plasma}}$  und  $2\omega_{\text{Plasma}} + 2\omega_{\text{Laser}}$ .

Damit die durch die Langmuirwelle angeregte Oberflächenoszillation zum Tragen kommt, ist ein harter Plasmagradiant nötig. Dieser war durch den frequenzverdoppelten Aufbau gegeben und durch einen offensichtlich bereits vom roten Puls guten Pulskontrast konnte die verstärkte Harmonische erstmals in diesem Aufbau gemessen werden.

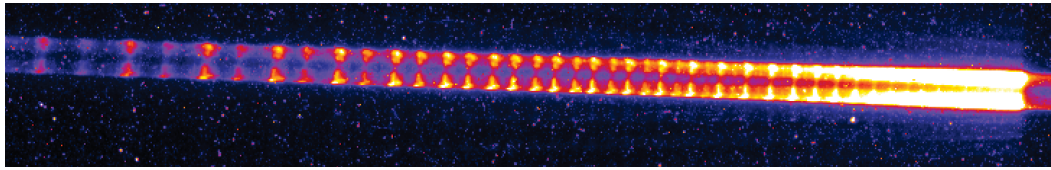
Da durch das Targetmaterial auch die entsprechende verstärkte Harmonische auswählbar ist, liegt hier eine mögliche Anwendung vor: zum Beispiel, wenn eine bestimmte Energie für Pump-Probe-Experimente benötigt wird und somit eine bestimmte Harmonische des Spektrums ausgewählt werden muss.

## 4.9 Halbzahlige Harmonische

In mehreren Kampagnen konnte ein Phänomen beobachtet werden, das noch nicht verstanden ist: halbzahlige Harmonische. Bei diesen handelt es sich um zwischen den regulär zu erwartenden ganzzahligen Harmonischen auftretende Harmonische der Ordnung  $H(n + 0,5)$ , also Harmonische wie zum Beispiel H16,5 oder H17,5. Überlegungen bezüglich der Fouriertransformation führen schnell zur Einsicht, dass diese Harmonischen bei einem treibenden Laser doppelter Wellenlänge zu erwarten wären. Bezogen auf einen Laser mit einer Wellenlänge von 1600 nm handelt es sich bei der auf 800 nm bezogenen H16,5 um die H33. Da im Experiment ein solch niederfrequenter Laser jedoch nicht zum Einsatz kommt, muss ein Prozess existieren, welcher jeden zweiten Wellenzyklus die Harmonischen treibt. Dieser Prozess darf nicht zu jedem beliebigen Zyklus starten, sondern muss global für den Puls gelten. Würde dieser Prozess mehrfach zu unterschiedlichen Zyklen starten, so würden die ausgezeichneten Zyklen sich gegenseitig herausmitteln. Es stellt sich daher die Frage, durch was der Prozess gestartet wird und was die zeitliche Taktung von zwei Zyklen vorgibt.

Abbildung 4.20 zeigt ein Beispielspektrum für das Phänomen der halbzahligen Harmonischen. Das Spektrum beginnt mit der H16, auf welche eine weniger intensive H16,5 folgt. Die darauf folgende H17 ist wieder von normaler Intensität. Mit steigender Harmonischenordnung gleichen sich die Intensitäten von ganz- und halbzahligen Harmonischen so weit an, dass es wie ein Harmonischenspektrum eines Treibers doppelter Wellenlänge wirkt. Die Harmonischen gehen schließlich zur Aluminiumkante hin im Plasmaleuchten unter.

Abbildung 4.21 zeigt ein sehr interessantes Verhalten der halbzahligen Harmonischen. Das rote Lineout in dieser Abbildung stammt von einem intensiven Spektrum unter gleichen Bedingungen, unter denen auch das zweite Spektrum (schwarzes Lineout) aufgenommen wurde. Beide Spektren wurden in kurzen zeitlichen Abständen aufgenommen und sind somit unter möglichst gleichen Bedingungen entstanden, wobei sich im roten Lineoute keine halbzahligen Harmonischen, wohl aber im schwarzen Lineout zeigen. Das rote Lineout lässt sehr gut eine Identifizierung der Harmonischen zu: Es beginnt bei der H16 und endet bei der H47. Das schwarze Lineout zeigt, dass bereits die erste Harmonische am linken Rand des Spektrums spektral nach rechts, also blauverschoben ist. Es folgt ein kleines Zwischenmaximum und eine zweite Harmonische, die bezogen auf die H17 auch leicht blauverschoben ist. Wird nun die erste Harmonische als H16 identifiziert, so liegt das Zwischenmaximum bei der H16,5 und die folgende Harmonische ist als H17 zu identifizieren.

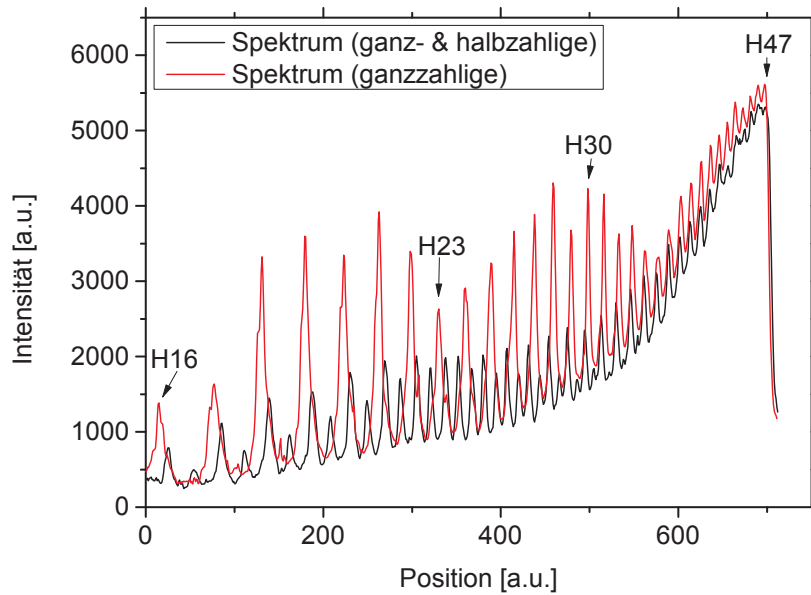


**Abb. 4.20:** Harmonischenspektrum mit halbzahligem Harmonisengehalt. Die ersten drei hier zu sehenden Harmonischen sind die H16, H16,5 und H17, wobei die H16,5 abgeschwächt gegenüber ihren Nachbarn ist. Mit steigender Harmonischenordnung gleicht sich die Intensität der ganz- und halbzahlig Harmonischen immer weiter an, so dass bei höheren Harmonischen der Eindruck entsteht, als hätte ein Laser mit doppelter Wellenlänge die Harmonischen getrieben. Richtung Aluminiumkante wird das Plasmaleuchten so hell, dass die Harmonischen darin untergehen.

Dieses hier als H16,5 bezeichnete Zwischenmaximum wird von Harmonischenordnung zu Harmonischenordnung stärker. Zwischen der H23 und H24 des roten Lineouts sind bereits zwei gleich intensive Harmonische zu sehen. Die linke dieser beiden Harmonischen kann durch Auszählung einer blauverschobenen H23 zugeordnet werden, die zweite Harmonische der H23,5. Von dort aus ist bei weiter steigender Harmonischer zu beobachten, dass die ganzzahligen Harmonischen immer schwächer werden, sich nach der H30 des roten Lineouts nur noch als keines Peak identifizieren lassen und jenseits der H30 des roten Lineouts vollständig verschwinden. Die halbzahlig Harmonischen werden jedoch immer stärker und schieben sich mit steigender Ordnung immer weiter in die Position der nun verschwundenen ganzzahligen Harmonischen. Am rechten Ende des Harmonischenspektrums passen diese schließlich exakt mit der Position der ganzzahligen Harmonischen zusammen.

Wird versucht vom rechten Ende des Spektrum beginnend bei der H47 nach links die Harmonischen auszuzählen, so wird der von links ausgezählten H23,5 jetzt die H23 zugeordnet. Die vormals als H16,5 bezeichnete Harmonische nimmt dann die von rechts ausgezählte H16 ein. Diese ist jedoch dann so stark spektral verschoben, dass dies auch mit einer Zentralwellenlängenverschiebung nur schwer zu erklären ist. Um die H16 an die Position auf dem Spektrometer zu verschieben, auf der die H16,5 zu erwarten ist, braucht es eine Zentralwellenlänge von 776 nm. Das liegt innerhalb der Bandbreite des Lasers, stellt jedoch eine recht hohe Verschiebung bezüglich der Zentralwellenlänge dar. Die Aluminiumkante zeigt, dass die Spektren auf einige wenige Pixel exakt übereinanderliegen. Eine Verschiebung kommt somit auch nicht in Betracht. Der Ursprung der ungeradzahlig Harmonischen bleibt somit unklar.

Die ungeradzahlig Harmonischen treten häufig gar nicht auf und dann meist



**Abb. 4.21:** Abbildung zur Veranschaulichung der halbzahligen Harmonischen: Das rote Lineout zeigt ein normales Spektrum mit ausschließlich ganzzahligen Harmonischen. Das schwarze Lineout zeigt hingegen ein Spektrum mit vorhanden halbzahligem Harmonischengehalt. Das rote Lineout reicht von der H16 bis zur H47 und kann für die Zuordnung der halbzahligen Harmonischen genutzt werden. Im schwarzen Lineout ist bereits die H16 leicht nach rechts verschoben. Das folgende kleine Zwischenmaximum kann dann der H16,5 zugeordnet werden. Diese halbzahlige Harmonische wird mit steigender Ordnung immer intensiver. Zwischen der H23 und der H24 des roten Lineouts sind zwei gleich intensive Harmonische im schwarzen Lineout zu sehen. Durchzählen identifiziert das erste dieser Maxima als H23 und das zweite als H23,5. Jenseits der H30 des roten Lineouts verschwinden die ganzzahligen Harmonischen des schwarzen Lineouts vollständig. Die halbzahligen Harmonischen werden jedoch immer stärker und schieben sich auf die Position der ganzzahligen Harmonischen des roten Lineouts. Werden vom rechten Ende mit der H47 startend die Harmonischen ausgezählt, so wird die vormals der H23,5 zugeordnete Harmonische zur H23. Die vormals als H16,5 ausgezählte Harmonische entspricht dann der H16, wobei diese spektral stark verschoben ist. Die Aluminiumkante beider Spektren zeigt, dass diese bis auf wenige Pixel Genauigkeit übereinanderliegen.

gehäuft in vielen aufeinander folgenden Spektren. Das legt nahe, dass es einen Parameter gibt, mit dem diese Harmonischen entweder unterdrückt oder getrieben werden. Möglicher Weise liegt die Ursache in Kontrastproblemen und daraus folgenden veränderten Plasmaskalenlängen.

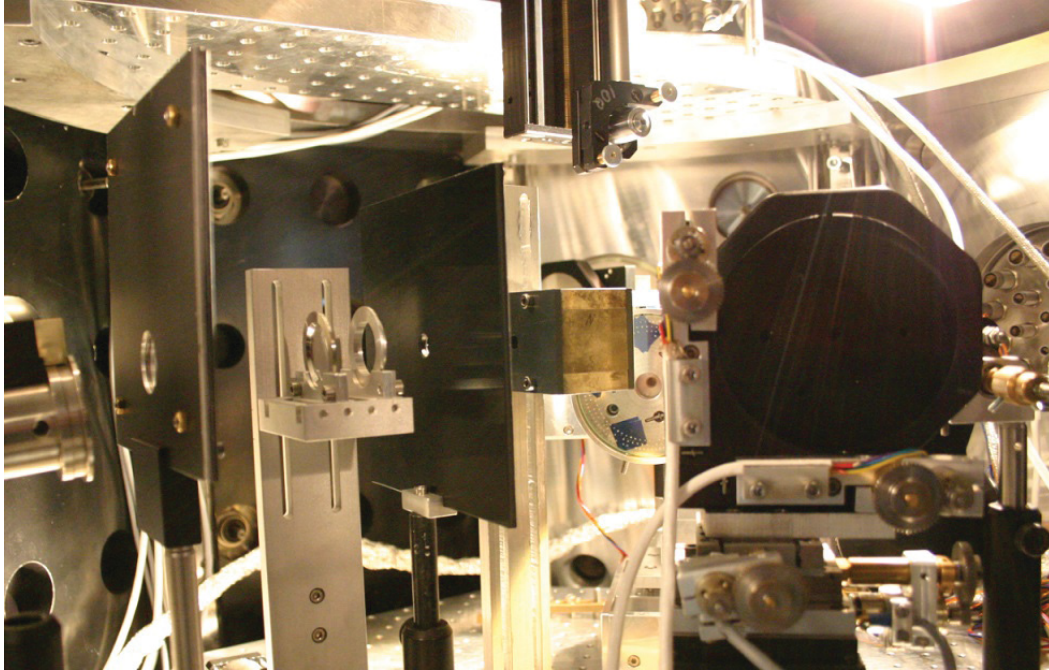
## 4.10 Pointing der Harmonischen

Die erwartete Emissionsrichtung (im Folgenden: das Pointing) der Harmonischen entspricht gemäß Simulation und Theorie der Reflexionsrichtung des Lasers. Darüber hinaus existieren Abschätzungen und Messungen zur Divergenz. Es liegt jedoch noch keine Messung vor, welche die Emissionsrichtung der Harmonischen mit großer Genauigkeit bestimmt hat. Ein Problem hierbei ist die übliche Größe der verfügbaren CCD-Chipgrößen im Bereich weniger Zentimeter. Darüber hinaus kann ein abbildendes Spektrometer durch das Funktionsprinzip bedingt zu einer solchen Messung nur sehr umständlich und nicht im Einzelschussbetrieb genutzt werden.

Für die Messung des Pointings der Harmonischen wurde der übliche Aufbau genutzt. Hinter dem Target auf Reflexionsachse des Lasers befindet sich ein Magnetjoch mit einer Eingangs- und Ausgangslochblende, um elektrisch geladene Teilchen auf einen Schirm mit kleinem Durchgangsloch abzulenken. Diesem folgt ein Fadenkreuz aus zwei dünnen Drähtchen in einer runden, 1 Zoll großen Fassung eingespannt, das mit dem Justage-Helium-Neon-Laser exakt an die Position gefahren wird, an der es auf der Achse des reflektierten Zentroids liegt. Das Harmonischensignal bildet dann dieses Kreuz zentrisch gestreckt auf eine Image Plate ab. Direkt hinter dem Fadenkreuz wird nach der Justage mit dem Justagelaser ein 1 Zoll großer Aluminiumfilter eingesetzt. Zum Schutz vor harter Strahlung, beispielsweise harten Röntgenphotonen durch Elektronenbeschleunigung, befindet sich unmittelbar vor der Image Plate noch ein Schirm, der aus einer Bleiplatte zwischen zwei Aluminiumplatten besteht.

Um nicht nach jedem Beschuss die Kammer zur Auslesung der Image Plate belüften zu müssen, wird die Imageplate so zurecht geschnitten, dass sie mit dem Motor des Filtrerrades rotiert werden kann. Ein Schablone mit ausgeschnittenem Loch stellt sicher, dass immer nur ein kleiner Teil der Imageplate belichtet wird. Nach jedem Schuss wird der belichtete Bereich weitergefahren und von der Schablone verdeckt, so dass ein neuer Bereich belichtet werden kann. Hierzu kann das Filtrerrad des Spektrometers genutzt werden. Die Belichtung der Imageplate findet dann knapp vor dem Eingang des Spektrometers statt. Ein Foto des Aufbaus ist in Abbildung 4.22 zu sehen. Der Abstand vom Target bis zur Eingangsblende des Magneten beträgt 40 mm, von der Rückseite des Magneten (Länge  $\approx 50$  mm) bis zum Kreuz 86 mm, vom Kreuz bis zum Bleischirm 80 mm und vom Bleischirm bis zum Filtrerrad 29 mm.

Wird gemäß früherer Messungen eine Divergenz von ungefähr 26 mrad zugrunde gelegt, so ist bei einer Distanz von ca. 270 mm (Target bis IP) eine Signalgröße von 7 mm zu erwarten. Die Bereiche der Imageplate, die belichtet werden, sind

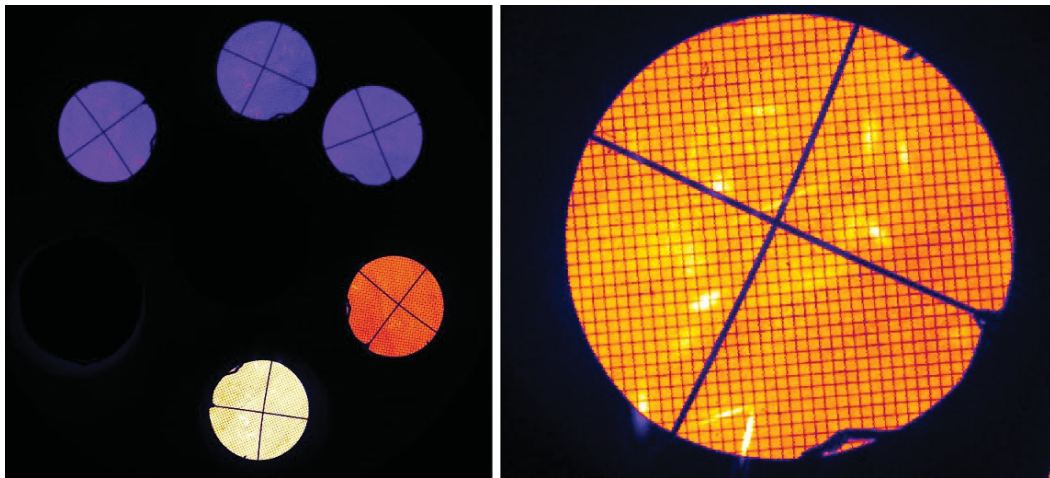


**Abb. 4.22:** Aufbau zur Pointingmessung. Rechts von der Mitte des Bildes ist die schwarze Rückseite des Parabelhalters zu sehen. In einem schmalen Spalt links davon ist das Glastarget zu sehen, auf dem bereits einigen Ringe abgeschossen sind. Der linke obere Teil dieses Glastargets wird durch das Magnetjoch verdeckt. Von diesem ist die metallisch glänzende Seite sowie eine Kunststoffplatte mit kleinem Loch in der Mitte (Ausgangslochblende) zu erkennen. Dahinter befindet sich ein großer Schirm mit kleinem Loch, welcher den vom Magnetjoch abgelenkten Teilchen als Strahlsumpf dienen soll. Es folgt links davon eine Halterung mit zwei runden, 1 Zoll großen Fassungen: Erstere trägt das Fadenkreuz aus Drähtchen, zweitere ist ein Aluminiumfilter. Es folgt eine letzte Blende, die harte Strahlung abschirmen soll. Aufgrund der Divergenz des Strahls ist das Loch in diesem Schirm größer als die vorherigen. Links neben diesem letzten Schirm ist ein in die Kammer ragendes, silbernes Rohr zu sehen. Auf dessen Oberseite liegt der Toroid auf. Zwischen diesem Spektrometereingang und der letztens Blende wurde später das Filtrerrad mit Imageplate gespannt. Über dem Magnetjoch und dem Target ist die Fokusdiagnostik zu sehen.

etwa 20 mm groß, so dass ein Signalkegel zu erkennen sein sollte. Beim Auslesen der Imageplates zeigte sich jedoch der denkbar ungünstigste Fall: Die Kreise waren homogen ausgeleuchtet.

In keinem Bereich und bei keiner einzelnen Aufnahme ist eine Änderung von der Mitte zum Rand oder ein vertikaler oder lateraler Gradient zu erkennen. Es ist nicht auszuschließen, dass die niedrigen Harmonischenordnungen ab der H11 mit größerer Intensität und größerer Divergenz den Harmonischenkegel der höheren Ordnungen schlichtweg überstrahlen. Ohne dispersives Element kann zwischen den einzelnen Ordnungen auf der Imageplate nicht unterschieden werden.

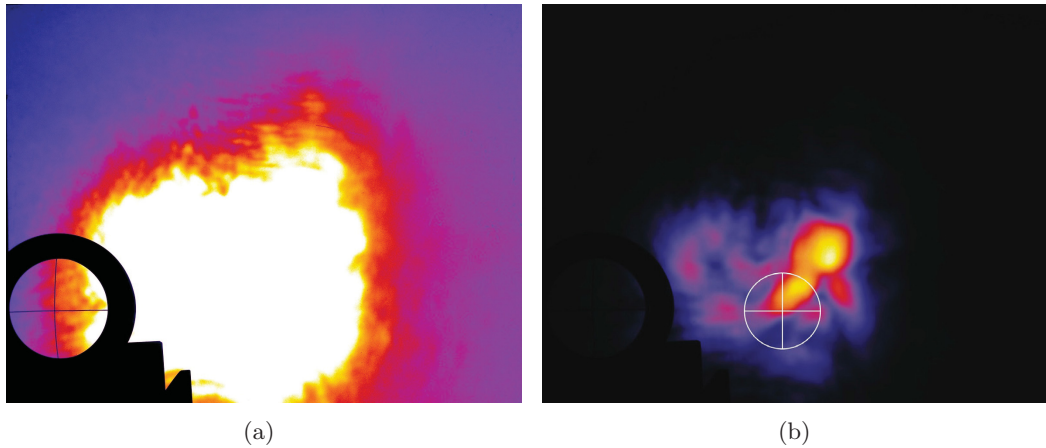




**Abb. 4.23:** Ergebnisse zur Pointingmessung: Die Abbildung zeigt links das ausgelesene Bild einer Imageplate in einer Drehhalterung mit fünf unterschiedlichen belichteten Stellen. Beginnend auf 11-Uhr-Position sind im Uhrzeigersinn drei Einzelschussbelichtungen vorgenommen worden. Auf 4-Uhr-Position wurde dreimal und auf 6-Uhr-Position fünf mal belichtet. Das Kreuz, bzw. der Schatten des Kreuzes ist klar zu erkennen. Auf dem ersten Schuss ist rechts auf etwa 4-Uhr-Position der Schatten einer Kunststofffaser zu sehen, da eine der Blenden nicht entgratet war. Zu erkennen ist, dass diese von Belichtung zu Belichtung im Uhrzeigersinn durch Drehung der Imageplate weiterwandert und auf der letzten Aufnahme bereits auf 11-Uhr-Position liegt. Der rechte Teil der Abbildung zeigt bei anderer Farbskalierung eine Vergrößerung des belichteten Bereichs von 12-Uhr-Position des linken Teils der Abbildung. Der gesamte Bereich ist bis auf kleine, hellere Bereiche gleichmäßig ausgeleuchtet. Diese helleren Bereiche sind auf Löcher im Aluminiumfilter zurückzuführen. Durch die gleichmäßige Ausleuchtung ist ein Rückschluss auf das Pointing unmöglich.

Abbildung 4.12 zeigt im linken Teil eine ausgelesene Imageplate mit sechs Bildbereichen. Die oberen drei belichteten Stellen sind Einzelschüsse. Der belichtete Bereich auf 4-Uhr-Position ist dreimal und der auf 6-Uhr-Position fünfmal belichtet. Der rechte Teil der Abbildung zeigt bei anderer Farbskalierung die Vergrößerung der Belichtung des linken Teils der Abbildung der 12-Uhr-Position. Neben dem Fadenkreuz, welches den Zentroiden des Reflexes markieren soll, ist zudem das Stützgitter (Mesh) des Aluminiumfilters zu erkennen. Dieses Mesh dient dem Filter als Verstärkung und wird von dem XUV nicht durchleuchtet, so dass es als Schatten auf der Imageplate erscheint. Die helleren Bereiche, die stellenweise auf dem gesamten ausgeleuchteten Bereich zu erkennen sind, haben ihren Ursprung in kleinen Beschädigungen der Aluminiumfilter, die unter anderem von Debris verursacht werden.

Darüber hinaus ist etwa auf 6-Uhr-Position eine kleine Kunststofffaser zu sehen, da eine der Blenden nicht komplett entgratet war. Im linken Teil der Abbildung ist diese auf jeder einzelnen Aufnahme zu erkennen.



**Abb. 4.24:** Fortsetzung zu den Ergebnissen der Pointingmessung; Beide Abbildungen zeigen die gleiche Imageplateaufnahme bei unterschiedlicher Farbskalierung der Intensität. Das Fadenkreuz wurde für diese Messung einige Zentimeter nach links gefahren und auf einen Filter verzichtet. Teil a) der Abbildung zeigt somit den ungefilterten Harmonischenstrahl in seiner gesamten Ausdehnung. Wird die Farbskalierung verändert, so sind die Intensitätsmaxima zu sehen (b): Ein großes Maximum liegt hierbei etwas erhöht am rechten, oberen Rand des Emissionskegels, ein kleineres Maximum etwas tiefer und nach links versetzt, jedoch beide außerhalb der Mitte des Kegels. Ein Vergleich mit dem horizontalen Drähtchens des Fadenkreuzes zeigt, dass somit ein großer Teil der Harmonischen höher abgestrahlt wird, als erwartet. Zur Veranschaulichung ist die ungefähre Position des Fadenkreuzes vor dem Herausfahren weiß eingezeichnet. Der besonders intensive Bereich der Emission ähnelt in seiner Größe der Fassung des Fadenkreuzes. Zumindest auf dieser Aufnahme würde durch Verwendung des Spektrometers nach Jasny nur ein Teil der Harmonischenstrahlung die Apertur treffen.

In Konsequenz wurde, um einen großen Überblick über einen möglichst großen Bereich zu erhalten, eine Imageplate ohne Blenden, Magnetjoch und Filter mit seitlich herausgefahrenem Fadenkreuz belichtet. Hierbei ist zu beachten, dass aufgrund mangelnder Filterung bereits sehr niedrige Harmonische von der Imageplate aufgenommen werden. Abbildung 4.24 zeigt das Ergebnis. Im linken Teil der Abbildung ist ein großer, ungleichmäßig umrandeter belichteter Bereich zu sehen. Die Farbskala wurde dabei so eingestellt, dass der gesamte bestrahlte Bereich zu sehen ist, jedoch Information über die Intensitätsverteilung im Zentrum verloren geht. Am linken Rand ist der Schatten des herausgefahrenen Fadenkreuzes zu erkennen. Da der Innendurchmesser der Fadenkreuzhalterung etwa 2,5 cm beträgt, dieses jedoch durch den Schattenwurf auf die Imageplate zentrisch gestreckt wird, kann ein Innendurchmesser des Schattens von ca. 4 cm angenommen werden. Der ausgeleuchtete Kegel hat unter diesen Annahmen einen Durchmesser von etwa 11 cm. Dies entspricht einer Divergenz von ungefähr 400 mrad.



Der Rahmen des Fadenkreuzes hat einen Gesamtdurchmesser von 38 mm bei einer Rahmenbreite (Innen- bis Außendurchmesser) von 6 mm. Der Schatten der Rahmenbreite liegt also im Bereich um 10 mm und kann somit veranschaulichen, wie groß der zu erwartende Emissionskegel sein sollte und demonstriert eindrucksvoll, wie groß der Anteil niedriger Harmonischen zu sein scheint.

Der rechte Teil der Abbildung zeigt eine andere Farbskalierung und bringt zwei besonders intensive Bereiche zum Vorschein, die jedoch aus der Mitte versetzt etwas weiter oben rechts liegen. Während das kleinere Maximum noch in etwa auf zu erwartender Höhe liegt (Verlängerung des horizontalen Drähtchens nach rechts), so liegt das Hauptmaximum deutlich nach oben rechts versetzt. Zwar liegen die Maxima bezüglich voller Breite bei halbem Maximum (FWHM) im richtigen Größenbereich bei der zu erwartenden Divergenz, jedoch überrascht die Tatsache, dass überhaupt zwei Maxima vorhanden sind.

Aufgrund der gleichmäßigen Ausleuchtung der Imageplatebereiche liefert die Pointingmessung zwar keine relevanten Ergebnisse, jedoch wegweisende Erkenntnisse, die im Folgenden aufgeführt werden sollen:

- Eine Messung mit Fadenkreuz und drehbarer Imageplate mit Mehrfachbelichtung ist ein gutes Konzept, benötigt jedoch eine größere Apertur. Sinnvoll erscheinen aufgrund der Erfahrungen Flächen mit wenigstens 5 statt 2 cm Durchmesser, nach Möglichkeit auch etwas mehr bei gleichzeitig größerem Fadenkreuz. Dies erfordert jedoch große Filter.
- Ein kleines Loch in den Imageplates könnte ermöglichen, mit dem Spektrometer nach Jasny wenigstens ein schwaches Harmonischensignal als Referenz nutzen zu können um festzustellen, ob Harmonische überhaupt getrieben wurden. Dieses Loch sollte wenige Millimeter im Durchmesser sein und sollte etwas off-axis des Fadenkreuzes sein, beispielsweise 3 mm lateral versetzt bei 4 mm Durchmesser.
- Eine erneute Messung des gesamten Emissionskegels sollte über mehrere Einzelschüsse vorgenommen werden, ebenfalls bei gleichzeitiger Betrachtung mit dem Jasnyspektrometer durch ein kleines Loch. Hierbei wäre vor allem ein Scan der Plasmaskalenlänge mit einem Vorpulsspiegel interessant. Es könnte so beobachtet werden, welchen Einfluss das Vorplasma sowohl auf das Denting als auch die Harmonischenausbeute hat.
- Viele Belichtungen ohne häufiges Belüften der Kammer wären beispielsweise durch eine ganze Reihe von Imageplates möglich, die nach und nach durch

einen Klappmechanismus in den Strahlengang gefahren werden und so die dahinter liegende Imageplate vor weiterer Belichtung schützen.

- Bei entsprechender Filterung könnte darüber hinaus statt der Imageplates eine MCP verwendet werden, sofern diese und der Akzeptanzwinkel groß genug ist.
- Statt ein Transmissionsgitter und einen Spalt in den Strahlengang zu bringen könnte mit unterschiedlichen Filtern Information über die spektral-räumliche Komposition des Signals gewonnen werden. Neben klassischen Filtern wie Aluminium für niedrige Ordnungen oder Zirkon für die höheren Ordnungen, könnte auch eine dünne Kunststoffplatte das gesamte VUV filtern und somit Aufschluss über die Ausleuchtung durch die H4 geben.
- Eine die zweite Harmonische aufzeichnende Kamera ( $2\omega$ -Kamera) könnte von der Seite durch ein Fenster die Imageplate fotografieren und mit entsprechendem Farbfilter die Ausleuchtung durch die H2 aufnehmen.

Mit den oben aufgezählten Vorschlägen ist das Pointing der Harmonischen möglicherweise messbar. Besonders die Verwendung einer großen MCP würde eine starke Vereinfachung des Messbetriebs bedeuten.

# Kapitel 5

## Fazit und Ausblick

In dieser Arbeit konnten im Rahmen des Sonderforschungsbereichs TR18 im Projekt A7 (Generation and characterization of attosecond-duration X-ray pulses in the relativistic regime) in enger Zusammenarbeit mit einer Arbeitsgruppe der Friedrich-Schiller-Universität Jena erfolgreich wichtige Ziele erreicht werden:

Hierzu zählt vor allem die Messung der Polarisation der Hohen Harmonischen (“attosecond-duration X-ray pulses“) sowie die Untersuchung der Kohärenzeigenschaften unter den Parametern des JETI-Lasers. Das entwickelte Polarimeter sowie die charakterisierten Eigenschaften der Strahlung haben die bestehenden theoretischen Vorhersagen bestätigt und können relevant für zukünftige Anwendungen und Forschung sein.

Durch einen Parameterscan konnte der Zusammenhang zwischen Chirp des treibenden Laserpulses und spektraler Breite der Harmonischen untersucht werden. Dadurch ist es möglich, die Kohärenzlänge der Harmonischen zu optimieren. Anwendungen hierfür werden zukünftig in Experimenten nützlich sein, die eine hohe Kohärenzzeit fordern, wie beispielsweise XUV-Interferometrie oder XUV-Spektroskopie. Darüber hinaus führt die Kenntnis dieser Abhängigkeit zu einem besseren Verständnis des Erzeugungsprozesses.

Folgende Ergebnisse sind für die Harmonischenausbeute relevant: Diese konnte durch Variation der Plasmaskalenlänge optimiert werden. Es zeigte sich, dass weder ein zu weicher, noch ein zu harter Gradient günstig für eine hohe Konversionseffizienz ist. Durch eine Optimierung der Plasmaskalenlänge kann diese somit erhöht werden, was wichtig für zukünftige Anwendungen ist. Es wurde die Abhängigkeit der Harmonischenausbeute von der Einfallspolarisation untersucht. Sowohl Elliptizität als auch Polarisationsrichtung wurden verändert und zeigten, wie wichtig

eine Polarisationskontrolle ist, da die Effizienz der treibenden Prozesse mit nicht idealer Polarisation schnell abfällt. Nur lineare p-Polarisation bezüglich des Targets ermöglicht eine hohe Harmonisenausbeute.

Es wurden verschiedene Targetmaterialien untersucht, was zu folgenden Ergebnissen führte: An Aerogeltargets konnten Harmonische erzeugt werden. Die Ausbeute war jedoch sehr schlecht und die Targets aufgrund ihrer Zylinderform eher ungeeignet. Ein Aerogel-gecoatetes Glastarget scheint eine sinnvolle Weiterentwicklung zu sein und sollte in zukünftigen Kampagnen in Betracht gezogen werden.

Im Rahmen einer Messkampagne in Kooperation mit der Gruppe aus Belfast konnten Harmonische an strukturierten Targets erfolgreich erzeugt und mit einem Flatfieldspektrometer detektiert werden [91]. Durch die Wahl eines geeigneten Gitters konnten gezielt einzelne Harmonische verstärkt und räumlich separiert werden.

Es wurde gezeigt, dass es möglich ist, ROM-Harmonische von Festkörpertargets mit 10 Hz-Wiederholrate zu erzeugen [24]. Zuvor war dies nur im Einzelschussbetrieb möglich, weshalb diese Weiterentwicklung einen wichtigen Schritt in Richtung einer Anwendung darstellt.

Durch einen veränderten Aufbau konnte ein bisher unbekanntes Phänomen beobachtet werden: Ein frequenzverdoppelter Laserpuls mit sehr hohem Kontrast erzeugte einzelne, verstärkte Harmonische. Da die Verstärkung einzelner Harmonischer durch die Wahl des Targetmaterials ausgewählt werden kann, eröffnen sich Anwendungsmöglichkeiten, beispielsweise wenn eine bestimmte Wellenlänge besonders hoher Intensität gewünscht wird.

Wie so oft in der Physik wurden neben Antworten auch neue Fragen gefunden: Ein spannender Ausblick ist die Bestätigung oder Widerlegung der nächsten Auswahlregel für die Polarisation der Harmonischen nach [49] für den Fall eines s-polarisierten treibenden Laserpulses. Sollten die Harmonischen eine auf Parität beruhende Polarisationsrichtung haben, so wird dies mit dem selbst entwickelten Polarimeter zweifelsfrei nachweisbar sein.

Auch wenn die Optimierung der Harmonisenausbeute weit fortgeschritten ist, gibt es sich stetig ändernde Parameter, die sehr starken Einfluss auf die Ausbeute der Harmonischerzeugung haben und noch nicht eingegrenzt werden konnten. Einzelne Spektren weisen dadurch eine sehr viel höhere Harmonischenbeute auf als

durchschnittliche Spektren. Feststellung und Optimierung dieser Parameter könnte die Ausbeute der Harmonischen verbessern. Unklar und somit ein spannendes Forschungsziel für zukünftige Kampagnen sind die halbzahligen Harmonischen. Es ist denkbar, dass das Verständnis dieses Entstehungsprozesses zu tieferen Einsichten in den Harmonischenprozess führt und so Optimierungsmöglichkeiten hervorbringt.

Es wurde versucht, mithilfe von Imageplates die Emissionsrichtung der Harmonischen zu vermessen, was aber an einer homogenen Ausleuchtung der Imageplates scheiterte. Veränderung des Aufbaus und ein idealerweise eingebrachtes dispersives Element zur spektralen Aufweitung könnten hier zielführend sein. Weitere Optimierungsmöglichkeiten wurden in Kapitel 4.10 aufgeführt.

Zusammenfassend lässt sich folgendes festhalten: Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten erfolgreich grundlegende Eigenschaften der Hohen Harmonischen von Plasmaoberflächen untersucht und theoretische Vorhersagen bestätigt werden. Die Ergebnisse führten auch zu einem tieferen Verständnis des Erzeugungsprozesses. Die Ausbeute konnte verbessert werden, wodurch wertvolle Erkenntnisse für zukünftige Anwendungen der Hohen Harmonischen gewonnen wurden. Auch die erfolgreiche Erzeugung mit hoher Frequenz stellt einen wichtigen Schritt für zukünftige Anwendungen dar. Es wurden auch noch neue Phänomene entdeckt, die Einfluss auf zukünftige Anwendungen haben werden.



# Anhang A

## Publikationen

Zu folgenden Publikationen wurde ein Beitrag geleistet:

- J. Bierbach, C. Rödel, M. Yeung, B. Dromey, T. Hahn, A. Galestian Pour, S. Fuchs, A. E. Paz, S. Herzer, S. Kuschel, O. Jäckel, M. C. Kaluza, G. Pretzler, M. Zepf, and G. G. Paulus, *Generation of 10  $\mu$ W relativistic surface high-harmonic radiation at a repetition rate of 10 Hz*, New Journal of Physics **14** (2012)
- 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*, PRL **109**, 125002 (2012)
- C. Rödel, E. Eckner, J. Bierbach, M. Yeung, B. Dromey, T. Hahn, S. Fuchs, A. Galestian Pour, M. Wünsche, S. Kuschel, D. Hemmers, O. Jäckel, G. Pretzler, M. Zepf, and G. G. Paulus, *Relativistic Frequency Synthesis of Light Fields*, arXiv:1307.5635v2 [physics.plasma-ph] (2013)
- 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. Rödel, E. Eckner, J. Bierbach, M. Yeung, B. Dromey, T. Hahn, S. Fuchs, A. Galestian, M. Wünsche, S. Kuschel, D. Hemmers, O. Jäckel, G. Pretzler, M. Zepf, and G. G. Paulus, *Enhanced harmonic generation in relativistic laser plasma interaction*, arXiv:1406.4351v1 [physics.plasma-ph] (2014)

- T. Hahn, J. Bierbach, C. Rödel, D. Hemmers, M. Yeung, B. Dromey, S. Fuchs, A. Galestian, S. Kuschel, M. Zepf, G. G. Paulus, and G. Pretzler, *Broadband XUV polarimetry of high harmonics from plasma surfaces using multiple Fresnel reflections*, Appl. Phys. B, 118:241-245 (2015)

Ausstehende Veröffentlichungen:

- D. Hemmers, T. Hahn, C. Stelzmann, M. Yeung, B. Dromey, J. Bierbach, M. Wünsche, C. Rödel, G. Pretzler, and G. G. Paulus, *Controlling the Temporal Coherence of Attosecond Pulse Trains from Relativistic Surface Plasmas*, to be published



# Literaturverzeichnis

- [1] The University of Queensland, <http://www.uq.edu.au/news/article/2014/04/pitch-drop-touches-down-%E2%80%93oh-so-gently> (2014)
- [2] <http://oldsite.smp.uq.edu.au/pitch/pitchPaper.shtml> (2015)
- [3] A. H. Zewail, *Femtochemistry: Atomic-Scale Dynamics of the Chemical Bond*, J. Phys. Chem. A **2000**, 104, 5660-5694 (2000)
- [4] M. Hentschel, R. Kienberger, C. Spielmann, G. A. Reider, N. Milosevic, T. Brabec, P. Corkum, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, *Attosecond metrology*, Nature 414, 509-513 (2001)
- [5] P. Kukura, D. W. McCamant, and R. A. Matheis, *Femtosecond Stimulated Raman Spectroscopy*, Annu. Rev. Phys. Chem. 2007. 58:461-88 (2007)
- [6] S. Fröbel, A. Reiffers, C. T. Ziegenbein, and P. Gilch, *DNA Intercalated Psoralen Undergoes Efficient Photoinduced Electron Transfer*, J. Phys. Chem. Lett., 2015, 6 (7), pp 1260-1264 (2015)
- [7] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, M. Uiberacker, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, and F. Krausz, *Time-resolved atomic inner-shell spectroscopy*, Nature, Vol 419, 803-807 (2002)
- [8] A. L. Cavalieri, N. Müller, T. Uphues, V. S. Yakovlev, A. Baltuska, B. Horvath, B. Schmidt, L. Blümel, R. Holzwarth, S. Hendel, M. Drescher, U. Kleineberg, P. M. Echenique, R. Kienberger, F. Krausz, and U. Heinzmann, *Attosecond spectroscopy in condensed matter*, Nature, Vol 449, 1029-1032 (2007)
- [9] F. Krausz, M. Ivanov, *Attosecond physics*, Rev. Mod. Phys.81.163 (2009)
- [10] E. Goulielmakis, M. Schultze, M. Hofstetter, V. S. Yakovlev, J. Gagnon, M. Uiberacker, A. L. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, R. Kienberger, F. Krausz, and U. Kleineberg, *Single-Cycle Nonlinear Optics*, Science, Vol 320, 1614-1617 (2008)

- 
- [11] <http://www.nature.com/milestones/milephotons/timeline.html> (2015)
- [12] P. Agostini, and L. F. DiMauro, *The physics of attosecond light pulses*, Rep. Prog. Phys. **67**, 813 (2004)
- [13] I. J. Sola, E. Mével, L. Elouga, E. Constant, V. Strelkov, L. Poletto, P. Villoresi, E. Benedetti, J.-P. Caumes, S. Stagira, C. Vozzi, G. Sansone, and M. Nisoli, *Controlling attosecond electron dynamics by phase-stabilized polarization gating*, Nature Physics, 2(5), 319-322 (2006)
- [14] R. Kienberger, E. Goulielmakis, M. Uiberacker, A. Baltuska, V. Yakovlev, F. Bammer, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, *Atomic transient recorder*, Nature, Vol 427, 817-821 (2004)
- [15] H. Vinceti, and F. Quéré, *Attosecond Lighthouses: How To Use Spatiotemporally Coupled Light Fields To Generate Isolated Attosecond Pulses*, PRL **108**, 113904 (2012)
- [16] N. H. Burnett, H. A. Baldis, M. C. Richardson, and G. D. Enright, *Harmonic generation in CO<sub>2</sub> laser target interaction*, Applied Physics Letters, Vol. 31, No. 3, 172-174 (1977)
- [17] 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(5), 431-438 (1995)
- [18] M. Zepf, G. D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D. M. Chambers, P. A. Norrey, 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*, Physical Review E, Volume 58, Number 5, R5253 (1998)
- [19] A. Gopal, S. Minardi, M. Burza, G. Genoud, I. Tzianaki, A. Karmakar, P. Gibbon, M. Tatarakis, A. Persson, and C-G. Wahlström, *MegaGauss magnetic field generation by ultra-short pulses at relativistic intensities*, Plasma Phys. Control. Fusion **55**, 035002 (7pp) (2013)
- [20] <http://www.uni-kiel.de/grosse-forscher/?nid=planck>
- [21] Jules Verne, *Reise um den Mond (Autour de la Lune)* (1870)
- [22] George Orwell, *Nineteen Eighty-four*, Penguin Verlag, 2012 (Original: 1949)

- [23] <http://www.zeit.de/digital/datenschutz/2013-10/hintergrund-nsa-skandal> (2014)
- [24] J. Bierbach, C. Rödel, M. Yeung, B. Dromey, T. Hahn, A. Galestian Pour, S. Fuchs, A. E. Paz, S. Herzer, S. Kuschel, O. Jäckel, M. C. Kaluza, G. Pretzler, M. Zepf, and G. G. Paulus, *Generation of 10  $\mu$ W relativistic surface high-harmonic radiation at a repetition rate of 10 Hz*, New Journal of Physics **14** 065005 (2012)
- [25] Paul Gibbon, Short Pulse Laser Interactions with Matter, Imperial College Press, 2005
- [26] [http://www.fz-juelich.de/cae/servlet/contentblob/1075862/publicationFile/26041/VarennaSummerSchool2011\\_PhysicsOfHighIntensityLaserPlasmaInteractions.pdf](http://www.fz-juelich.de/cae/servlet/contentblob/1075862/publicationFile/26041/VarennaSummerSchool2011_PhysicsOfHighIntensityLaserPlasmaInteractions.pdf)
- [27] Hänsel/ Neumann, Physik, Elektrizität, Optik, Raum und Zeit (1993)
- [28] D. Strickland, and G. Mourou, *Compression of Amplified Chirped Optical Pulses*, Optics Communications Vol 55, number 6, 447-449 (1985)
- [29] G. Mourou, S. Mironov, E. Khazanov, and A. Sergeev, *Single cycle thin film compressor opening the door to Zeptosecond-Exawatt physics*, The European Physical Journal, 1181-1188 (2014)
- [30] J. Schwinger, *On Gauge Invariance and Vacuum Polarization*, Physical Review, Volume 82, Number 5, 664 (1951)
- [31] [http://www.ieeeighn.org/wiki/index.php/Theodore\\_Maiman\\_and\\_the\\_Laser](http://www.ieeeighn.org/wiki/index.php/Theodore_Maiman_and_the_Laser) (2014)
- [32] Eugene Hecht, Optik, 5. verbesserte Auflage, Oldenbourg Verlag München, 2009
- [33] <http://www.coldwar.org/articles/80s/SDI-StarWars.asp> (2014)
- [34] L. V. Keldysh, *Ionization In The Field Of A Strong Electromagnetic Wave*, Soviet Physics Jetp, Volume 20, Number 5, 1307-1314 (1965)
- [35] Friedrich Dürrenmatt, Die Physiker, Diogenes Verlag, Neufassung 1980
- [36] G. S. Voronov and B. B. Delone, *Ionization Of The Xenon Atom By The Electric Field Of Ruby Laser Emission*, JETP Lett 1, 66 (1965)
- [37] G. S. Voronov and N. B. Delone, *Many-Photon Ionization Of The Xenon Atom By Ruby Laser Radiation*, Soviet Physics JETP, Volume 23, Number 1, 54-58 (1966)

- [38] P. Agostini, G. Barjot, G. Mainfray, C. Manus, and J. Thebault, *Multiphoton Ionization Of Rare Gases At 1.06  $\mu$  And 0.53  $\mu$* , Physics Letters, Volume 31A, number 7, 782-788 (1970)
- [39] G. Pretzler, *Diagnostik heißer Plasmen*, Skriptum zur Vorlesung, Düsseldorf (2007)
- [40] P. B. Corkum, Ferenc Krausz, *Attosecond science*, Nat. Phys., Vol 3, 381-387 (2007)
- [41] [http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/) (2010)
- [42] B. L. Henke, E. M. Gullikson, J. C. Davis, *X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, And Reflection At E = 50-30,000 eV, Z = 1-92*, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 54, No.2, Berkeley (1993)
- [43] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Elsevier Science & Tech, 1985, <http://www.refractiveindex.info>
- [44] T. Hahn, "Entwicklung eines Polarimeters zur Untersuchung von VUV-Harmonischen", Diplomarbeit (2010)
- [45] B. J. DeBoo, J. M. Sasian, R. A. Chipman, *Depolarization of diffusely reflecting man-made objects* Appl. Opt. 44 (26), 5434-5445 (2005)
- [46] U. Teubner, P. Gibbon, *High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces*, Rev. Mod. Phys. 81.445, (2009)
- [47] F. Brunel, *Not-So-Resonant, Resonant Absorption*, Physical Review Letters, Volume 59, Number 1, 52 (1987)
- [48] P. Balcou, R. Haroutunian, S. Sebban, G. Grillon, A. Rousse, G. Mullot, J.-P. Chambaret, G. Rey, A. Antonetti, D. Hulin, L. Roos, D. Descamps, M. B. Gaarde, A. L'Huillier, E. Constant, E. Mevel, D. von der Linde, A. Orisch, A. Tarasevitch, U. Teubner, D. Klöpfel, and W. Theobald, *High-order-harmonic generation: towards laser-induced phase-matching control and relativistic effects*, Appl. Phys. B 74, 509-515 (2002)
- [49] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, A. Pukhov, *Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity*, Phys. Plasmas **3** (9), 3425-3437 (1996)
- [50] Daniel an der Brügge, *Ultrashort and Ultraintense Electromagnetic Pulses*, Inaugural-Dissertation, Düsseldorf (2010)

- 
- [51] T. Hahn, J. Bierbach, C. Rödel, D. Hemmers, M. Yeung, B. Dromey, S. Fuchs, A. Galestian, S. Kuschel, M. Zepf, G. G. Paulus, and G. Pretzler, *Broadband XUV polarimetry of high harmonics from plasma surfaces using multiple Fresnel reflections*, Appl. Phys. B, 118:241-245 (2015)
- [52] <http://www.ioq.uni-jena.de/Lasersysteme/JETI/Frontend.html> (2015)
- [53] <http://www.fastlite.com/en/cat465015-460522-Dazzler.html> (2015)
- [54] <http://www.ioq.uni-jena.de/Lasersysteme/JETI/Amplifier.html> (2015)
- [55] C. Rödel, M. Heyer, M. Kübel, O. Jäckel, W. Ziegler, D. Ehrt, M. C. Kaluza, and G. G. Paulus, *High repetition rate plasma mirror for temporal contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude*, Appl. Phys. B. 103, 295 (2011)
- [56] C. Rödel, *Plasmaspiegel zur Kontrastverbesserung von Terawattlaserpulsen für die Erzeugung von Hohen Harmonischen an Oberflächen, Diplomarbeit, FSU Jena (2010)*
- [57] C. Rödel, *High Contrast Laser Pulses-Plasma Mirror*, Vortrag (2011)
- [58] J. Bierbach, *Hohe Harmonische Strahlung von relativistischen Plasmaoberflächen zur Erzeugung intensiver Attosekundenpulse*, Diplomarbeit (2012)
- [59] J. Jasny, U. Teubner, W. Theobald, C. Wülker, J. Bergmann, and F. P. Schäfer, *A single-shot spectrograph for the soft x-ray region*, Rev. Sci. Instrum. 65 (5):1631-1635 (1994)
- [60] R. Hörlein, *Investigation of the XUV Emission from the Interaction of Intense Femtosecond Laser Pulses with Solid Targets*, Dissertation, München (2008)
- [61] Y. Nomura, *Temporal characterization of harmonic radiation generated by intense laser-plasma interaction*, Dissertation, München (2008)
- [62] D. von der Linde, K. Rzázewski, *High-order optical harmonic generation from solid surfaces*, Appl. Phys. B 63, 499-506 (1996)
- [63] J. P. Verboncoeur, *Particle simulation of plasmas: review and advances*, Plasma Phys. Control. Fusion **47**, A231 (2005)
- [64] T. Baeva, S. Gordienko, and A. Pukhov, *Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma*, Physical Review E **74**, 046404 (2006)

- [65] M. C. Kaluza, *Characterization of Laser-Accelerated Proton Beams*, Dissertation, TU München (2004)
- [66] D. Hemmers, T. Hahn, C. Stelzmann, M. Yeung, B. Dromey, J. Bierbach, M. Wünsche, C. Rödel, G. Pretzler, and G. G. Paulus, *Controlling the Temporal Coherence of Attosecond Pulse Trains from Relativistic Surface Plasmas*, to be published
- [67] 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, and O. Willi, *Controlling the Spacing of Attosecond Pulse Trains from Relativistic Surface Plasmas*, PRL **106**, 185002 (2011)
- [68] D. Attwood, *Soft X-Rays And Extreme Ultraviolet Radiation, Principles and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge (2007)
- [69] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak, and A. B. Langdon, *Absorption of Ultra-Intense Laser Pulses*, Physical Review Letters, Volume 69, Number 9, 1383 (1992)
- [70] 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**, 745 (1994)
- [71] G. D. Tsakiris, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, and F. Krausz, *Route to intense single attosecond pulses*, New Journal of Physics **8**, 19 (2006)
- [72] C. Thaury, F. Quere, J.-P. Geindre, A. Levy, T. Ceccotti, P. Monot, M. Bougeard, F. Réau, P. D'Oliveira, P. Audebert, R. Marjoribanks, and Ph. Martin, *Plasma mirrors for ultrahigh-intensity optics*, Nature Physics Vol. 3, 424-429 (2007)
- [73] B. Dromey, S. Kar, M. Zepf, and P. Foster, *The plasma mirror-A subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers*, Review of Scientific Instruments, Volume 75, Number 3, 645-649 (2004)
- [74] F. Quéré, C. Thaury, P. Monot, S. Dobosz, Ph. Martin, J-P. Geindre, and P. Audebert, *Coherent Wake Emission of High-Order Harmonics from Overdense Plasmas*, PRL **96**, 125004 (2006)
- [75] F. Quéré, C. Thaury, J-P. Geindre, G. Bonnaud, P. Monot, and Ph. Martin, *Phase Properties of Laser High-Order Harmonics Generated on Plasma Mirrors*, PRL **100**, 095004 (2008)

- [76] S. Fuchs, *Kalibrierung eines XUV-Spektrometers zur Effizienzbestimmung von Hoher Harmonischer Strahlung*, Studienarbeit (2010)
- [77] Herstellerseite: [https://www.andor.com/pdfs/literature/Andor\\_High\\_Energy\\_Detection\\_Brochure.pdf](https://www.andor.com/pdfs/literature/Andor_High_Energy_Detection_Brochure.pdf) (2015)
- [78] 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*, PRL 109, 125002 (2012)
- [79] C. Rödel, *Synthese von extrem ultravioletter Strahlung an relativistischen Plasmaoberflächen*, Dissertation (2014)
- [80] A. Galestian Pour, *Relativistic High Harmonic Generation using Frequency Doubled Terawatt Femtosecond Laser Pulses*, Masterarbeit (2012)
- [81] B. Dromey, D. Adams, R. Hörlein, Y. Nomura, S. G. Rykovanov, D. C. Carroll, P. S. Foster, S. Kar, K. Markey, P. McKenna, D. Neely, M. Geissler, G. D. Tsakiris, and M. Zepf, *Diffraction-limited performance and focusing of high harmonics from relativistic plasmas*, Nature Physics, 5(2), 146-152 (2009)
- [82] S. Kahaly, S. Monchocé, H. Vinceti, T. Dzelzainis, B. Dromey, M. Zepf, P. Martin, and F. Quéré, *Direct observation of density-gradient effects in harmonic generation from plasma mirrors*, Physical review letters, 110(17), 175001 (2013)
- [83] D. Hemmers, M. Benzid, G. Pretzler, *Direct measurement of the complex refractive index of thin foils in the XUV spectral range by point diffraction interferometry*, Appl. Phys. B 108:176-175 (2012)
- [84] P. Heissler, R. Hörlein, M. Stafe, J.M. Mikhailova, Y. Nomura, D. Herrmann, R. Tautz, S. G. Rykovanov, I. B. Földes, K. Varjú, F. Tavella, A. Marcinkevicius, F. Krausz, L. Veisz, G. D. Tsakiris, *Toward single attosecond pulses using harmonic emission from solid-density plasmas*, Appl. Phys. B 101:511-521 (2010)
- [85] V. G. Horton, E. T. Arakawa, R. N. Hamm, and M. W. Williams, *A Triple Reflection Polarizer for Use in the Vacuum Ultraviolet*, Appl. Opt. 8, 667-670 (1969)
- [86] T. Koide, T. Shidara, M. Yuri, N. Kandaka, and H. Fukutani, *Production and direct measurement of circularly polarized vacuum-ultraviolet light with multireflection optics*, Appl. Phys. Lett. 58, 2592 (1991)



- [87] A. Borot, A. Malvache, X. Chen, D. Douillet, G. Iaquianiello, T. Lefrou, P. Audebert, J.-P. Geindre, G. Mourou, F. Quéré, and R. Lopez-Martens, *High-harmonic generation from plasma mirrors at kilohertz repetition rate*, Optics Letters 36, No. 8, 1461-1463 (2011)
- [88] J. Bierbach, M. Yeung, E. Eckner, C. Rödel, S. Kuschel, M. Zepf, and G. G. Paulus, *Long-Term operation of surface high-harmonic generation from relativistic oscillating mirrors using a spooling tape*, Optics Express Vol. 23, No. 9, pp. 12321-12327 (2015)
- [89] C. Rödel, E. Eckner, J. Bierbach, M. Yeung, B. Dromey, T. Hahn, S. Fuchs, A. Galestian, M. Wünsche, S. Kuschel, D. Hemmers, O. Jäckel, G. Pretzler, M. Zepf, and G. G. Paulus, *Enhanced harmonic generation in relativistic laser plasma interaction*, arXiv:1406.4351v1 [physics.plasma-ph] (2014)
- [90] C. Rödel, E. Eckner, J. Bierbach, M. Yeung, B. Dromey, T. Hahn, S. Fuchs, A. Galestian Pour, M. Wünsche, S. Kuschel, D. Hemmers, O. Jäckel, G. Pretzler, M. Zepf, and G. G. Paulus, *Relativistic Frequency Synthesis of Light Fields*, arXiv:1307.5635v2 [physics.plasma-ph] (2013)
- [91] 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, 025042 (2013)
- [92] R. A. Ganeev, V. V. Strelkov, C. Hutchison, A. Zaïr, D. Kilbane, M. A. Khokhlova, and J. P. Marangos, *Experimental and theoretical studies of two-color-pump resonance-induced enhancement of odd and even harmonics from a tin plasma*, Physical Review A 85, 023832 (2012)
- [93] [http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html) (2015)
- [94] R. L. Sandberg, A. Paul, D. A. Raymondson, S. Hädrich, D. M. Gaudiosi, J. Holtsnider, R. I. Tobey, O. Cohen, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, C. Song, J. Miao, Y. Liu, and F. Salmassi, *Lensless Diffractive Imaging Using Tabletop Coherent High-Harmonic Soft-X-Ray Beams*, Physical Review Letters, PRL **99**, 098103 (2007)



# Danksagung

Die folgende Danksagung ist zwei Seiten lang. Über viele Jahre habe ich viel Unterstützung erhalten, für die ich dankbar bin. Dass es mir von Herzen nicht möglich ist, diese zu kürzen und somit Namen zu streichen, sei mir verziehen:

Herr Prof. Pretzler: Ich bin Ihnen sehr dankbar für die jahrelange intensive Betreuung und Zusammenarbeit. Ich habe mich sehr gefreut nach meiner Diplomarbeit in Ihrem Institut an meinem spannenden Thema weiterforschen zu dürfen. Vor allem durch die intensive Kooperation mit Jena konnte ich sehr wertvolle Erfahrungen sammeln. Außerdem danke ich Ihnen für die Unterstützung beim Seiteneinstieg!

Herrn Prof. Dr. Alexander Pukhov danke ich für die Übernahme des Korreferats und die Hilfe bei der Vorbereitung der Messkampagne zu den Auswahlregeln!

Ein sehr großer Dank geht ins schöne Jena, an Herrn Prof. Paulus und seine Arbeitsgruppe. Ohne die Messzeiten am JETI wäre diese Dissertation nicht zustande gekommen. Ich wurde sehr schnell vom gesamtem Team aufgenommen und Freundschaften wurden geknüpft. Die Kampagnen waren oft sehr kräftezehrend - jedoch zeigt sich rückblickend, wie erfolgreich sie auch waren. Mein Dank gilt Christian Rödel, Silvio Fuchs, Arpa Galestian, Brendan Dromey, Stephan Kuschel, Martin Wünsche und Erich Eckner. Bei Herrn Prof. Zepf möchte ich mich für die Unterstützung und guten Ratschläge in den Kampagnen bedanken! Jener Jana aus Jena - wie sie selbst Ihre E-Mails zu unterschreiben pflegt - und Mark Yeung, von dessen ersten deutschen Satz ich immer noch gerührt bin, danke ich ganz besonders. Neben einer tollen Zusammenarbeit habt Ihr wie kein anderer die gemeinsame Zeit in Jena geprägt. Wir werden uns wiederssehen.

Dank gilt auch Oliver Jäckel, Burgard Beleites und Falk Ronneberger, die den JETI stets am Laufen hielten. Oder wieder reparierten, wenn wir mal... na ja...

Ich möchte mich auch bei Herrn Prof. Pukhov und seiner Arbeitsgruppe bedanken. Bei Sebi Münster vor allem für die Hilfe bei der Einarbeitung in den VLPL1D und bei Ziyu Chen für die 2-D Simulationen. Im Institut für Femtosekundenspektroskopie möchte ich mich bei Lars Czerwinski für die Unterstützung bei der Einarbeitung für

den Vortrag und die Versorgung mit Papern bedanken!

Dank gebührt auch den Kollegen aus dem Institut für Laser- und Plasmaphysik. Besonders genannt sei hier Dirk Hemmers mit seinem großen Fachwissen und seiner Hilfsbereitschaft. Du warst mir stets ein kompetenter Ansprechpartner, auf den ich mich verlassen konnte. Florian Kleeschulte, mit dem ich vier Jahre lang ein gemeinsames Büro (umzugsbedingt eigentlich drei Büros) geteilt und eine tolle Zeit hatte danke ich ebenfalls! Unsere Büros waren zweifelsohne unanfechtbar in Atmosphäre und Musik - womöglich leider auch in Unordnung. Gieß die Pflanzen! Ich komme das kontrollieren. Bei Christian Greb, Michael "Schlumpf" Stumpf, Christian Halter, Maria "River" Kersten, Julian "Clumsy" Wegner und Basti Hagmeister bedanke ich mich für die lustigen Pausen und die Pflege des Kaffeevollautomaten. Und auch Christian Stelzmann danke ich für die jahrelange Zusammenarbeit. Stefan Manderla danke ich für die jahrelange gute Zusammenarbeit und die Gespräche in lustigen Kaffeepausen! Bei Laura Cohnitz bedanke ich mich darüber hinaus für das Bestreben, mir theoretische Physik zu erklären.

Allen Mitarbeitern des Instituts für Angewandte Physik danke ich für die gemeinsame Zeit und lustige Kaffeepausen. Besonders möchte ich Sara und Toddy danken, für die lustige Zeit auch außerhalb der Uni, irgendwie meistens mit einem Glas Rotwein in der Hand.

Herrn Prof. Schumacher, seinem Institut und Savas Özdemir danke ich für die langjährige Zusammenarbeit in den Physikalischen Grundpraktika. Ich hoffe berufsbedingt bald mit Schulklassen diese Zusammenarbeit noch viele, viele Jahre aufrecht erhalten zu können.

Damit bin ich beim Punkt Seiteneinstieg: An dieser Stelle danke ich erneut Herrn Prof. Pretzler, Herrn Prof. Schumacher, Herrn Prof. Görlitz und Herrn Prof. Jansen für die Unterstützung.

Bei Arpad, meinem langjährigen Freund, Mitstreiter, Wingman und bald auch Copiloten (du funkst!) bedanke ich mich für die gemeinsame Zeit unter und über den Wolken. Bei Herrn Dörner, Rainer Jansen und Eike Willerding bedanke ich mich für Gespräche über Physik in Kindheit und früher Jugend. Das mit der Kausalität ist ja immer so eine Sache - aber ich denke ohne Euch hätte ich womöglich nicht zur Physik gefunden.

Beim Universum möchte ich mich für die Feinabstimmung der Naturkonstanten bedanken. Es mag Dir zufällig erscheinen, aber für uns ist das ziemlich wichtig. Meinen Eltern danke ich für die lange und herzliche Unterstützung. Besonders in der turbulenten Zeit des Studiums konntet Ihr mich stets wieder aufmuntern.

Tanja: Kuss!

# Erklärung

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

Düsseldorf, 26. Oktober 2015

(Thomas Hahn)