

Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung an steilen
Plasma-Dichtegradienten

Dissertation zur
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Universität Duisburg-Essen

von
Clemens Dietrich
aus Düsseldorf

März 2004

Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung an steilen
Plasma-Dichtegradienten

Dissertation zur
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Universität Duisburg-Essen

von
Clemens Dietrich
aus Düsseldorf

März 2004

Gutachter:

Prof. Dr. D. von der Linde

Prof. Dr. H.-F. Döbele

Prüfungsvorsitzender:

Prof. Dr. L. Schäfer

Tag der mündlichen Prüfung: 26.07.2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Wechselwirkung hochintensiver Laserimpulse mit Materie	1
1.2	Einordnung der vorliegenden Arbeit und Zielsetzung	5
2	Experimentelle Voraussetzungen: TW-Lasersystem	7
2.1	Übersicht: Lasersystem des IEP	7
2.2	Charakterisierung der Laserimpulse	9
2.2.1	Rekompression der verstärkten Laserimpulse	10
2.2.2	Parasitäre Vorimpulse	12
2.2.3	Verstärkte spontane Emission (ASE)	13
2.2.4	Berechnung der Spitzenintensität	14
2.3	Möglichkeit der 2. Harmonischen-Erzeugung	15
2.3.1	Motivation	15
2.3.2	Frequenzverdopplung von ultrakurzen Laserimpulsen	16
2.3.3	Charakterisierung der frequenzverdoppelten Laserimpulse	19
3	Numerisches Hilfsmittel: PIC-Simulationen	22
3.1	Computersimulationen: Notwendigkeit und Auswahl	22
3.2	LPIC	26
4	Harmonische an steilen Plasma-Dichtegradienten	29
4.1	Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung	29
4.1.1	Lorentz-Transformation in das bewegte Bezugssystem \mathbf{K}'	31
4.1.2	Modell des oszillierenden Spiegels (p-Polarisation)	33
4.1.3	Modell des oszillierenden Spiegels (s-Polarisation)	40
4.2	Endliche Plasma-Dichtegradienten $\mathbf{L}/\lambda > \mathbf{0}$	43
4.2.1	Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen	43
4.2.2	Anregung mit s-polarisierten Laserimpulsen	58
4.2.3	Vergleich mit anderen Publikationen	68
4.3	Relativistische Intensitäten $\mathbf{a}_0 > \mathbf{1}$	72
4.4	Einfluss des Bereichs mit konstanter Plasmadichte	74
4.5	Zusammenfassung	76

5 Experimentelle Ergebnisse	78
5.1 Experimenteller Aufbau	78
5.2 Anregung mit der 2. Harmonischen	81
5.3 Anregung mit der Fundamentalen	87
5.4 Doppelimpuls-Experiment: Harmonische hoher Ordnung	92
5.5 Hinweise auf Plasma-Instabilitäten in ausgedehnten Plasmen	94
5.6 Zusammenfassung	98
6 Emission der 3/2-Harmonischen	100
6.1 Parametrische Instabilitäten während der Laser-Plasma- Wechselwirkung hochintensiver, ultrakurzer Laserimpulse	100
6.2 Theorie des Zwei-Plasmonen-Zerfalls und der Stimulierten-Raman-Streuung	101
6.3 Experimentelle Untersuchungen	105
6.4 Diskussion der parametrischen Instabilität und der 3/2-Harmonischen Emission	110
6.5 PIC-Simulationen	113
6.6 Zusammenfassung	118
7 Zusammenfassung und Ausblick	119
A Anhang	126
A.1 Charakterisierung von hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen mit hohem dy- namischen Bereich	126
A.1.1 Messung ultrakurzer Laserimpulse	126
A.1.2 Intensitätskorrelator 3. Ordnung	129
A.1.3 Zusammenfassung	132
A.2 Strahlenschutzmaßnahmen während der Wechselwirkung ultrakurzer Laserimpulse mit Materie	132
A.2.1 Röntgenemission bei der Wechselwirkung hochintensiver, ultrakurzer La- serimpulse	132
A.2.2 Eingesetzte Überwachungsmaßnahmen	134
A.2.3 Zusammenfassung	136
Literaturverzeichnis	137
Danksagung	144

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Wechselwirkung hochintensiver Laserimpulse mit Materie

Das vielseitige Potential an wissenschaftlichen und technischen Anwendungen von kurzwelliger VUV- bzw. EUV-Strahlung hat zu einer intensiven Suche nach geeigneten Strahlungsquellen in diesem Wellenlängenbereich geführt. Dieses Potential begründet sich in der kleinen Wellenlänge im *nm*-Bereich (*Nanometer*, $1\text{ nm} = 10^{-9}\text{ m}$) und dem damit verbundenen, räumlichen Auflösungsvermögen der VUV/EUV-Strahlung.

In der Wissenschaft werden VUV-/EUV-Strahlungsquellen in verschiedenen Disziplinen eingesetzt. So werden z. B. in der Biologie mit Hilfe röntgenmikroskopischer Verfahren neue Erkenntnisse im Bereich der Cytologie und der Strukturbestimmung von Proteinen erzielt [1]. In der Physik ist es die Photoelektronen-Spektroskopie, die eine atemberaubende Entwicklung auf dem Gebiet der VUV-/EUV-Strahlungsquellen auslöste [2]. Die Ausdehnung der Lithographie-Verfahren in der Mikrochipherstellung auf den VUV-Bereich und der damit einhergehenden Leistungssteigerung der Mikrochips fördert die intensive Suche nach geeigneten Strahlungsquellen in der industriellen Technik [3].

Parallel zu der Entwicklung von Großgeräten, wie Synchrotronstrahlungsquellen [4], Freien-Elektronen-Lasern [5] und Röntgenlasern [6], untersucht man die Möglichkeiten der nichtlinearen Optik, um mit relativ einfachen und kompakten Laserquellen kohärente VUV- bzw. EUV-Strahlung durch Frequenzkonversion zu erzeugen. In diesem Zusammenhang spielt der rasante Fortschritt auf dem Gebiet der Lasertechnologie eine entscheidende Rolle. Die Einführung der CPA-Technik (*Chirped Pulse Amplification*) durch G. Mourou et al. [7] im Jahre 1988 führte zu einer spektakulären Erhöhung der erreichbaren Spitzenintensitäten um mehrere Größenordnungen und zu einer Miniaturisierung der benötigten Lasersysteme, so dass Intensitäten im Bereich von $I \approx 10^{18} - 10^{20}\text{ W/cm}^2$ mit sogenannten T^3 (*Table-Top-Terawatt*)-Lasersystemen erreicht werden können. Charakteristisch für diese Laserklasse ist der minimale räumliche Bedarf, der einen Betrieb dieser Lasersysteme auch in kleinen Universitätslaboratorien möglich macht [8].

In der nichtlinearen Optik wird durch die Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung, d. h. durch die Erzeugung ganzzahliger Vielfacher der Laserfrequenz, kurzwellige Strahlung generiert. Mit der technischen Entwicklung zu immer höheren Laserintensitäten kommt es zu einer immer

stärkeren Ausprägung dieses nichtlinearen Effekts. Der eigentliche Durchbruch in der Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung ist aber mit einer qualitativen Änderung der Physik, die die Laser-Materie-Wechselwirkung beschreibt, verbunden. Hier können zwei charakteristische Bereiche unterschieden werden.

Der erste Bereich wird durch Laserintensitäten I bestimmt, deren elektrische Feldstärke E_L in der Größenordnung der inneratomaren Feldstärke E_{in} liegt (Für ein Wasserstoffatom lässt sich $E_{in} \approx 10^9 V/cm$ abschätzen. Dies entspricht einer Laserintensität von $I \approx 10^{16} W/cm^2$). Experimente in diesem Bereich führten zur Erzeugung hoher Harmonischer bis zur 300. Ordnung in einem Edelgas [9].

Für Intensitäten oberhalb von $10^{16} W/cm^2$ ist die Materie bereits hoch ionisiert und der oben angesprochene Mechanismus wird unterdrückt. Neue nichtlineare Plasmaphysik spielt gegenüber der „normalen“ nichtlinearen Optik die entscheidende Rolle. Der wichtige Parameter für diesen Bereich der Laser-Materie-Wechselwirkung ist das normierte Vektorpotential des Laserimpulses $a_0 = eA_0/(m_e c)$, das dem normierten Oszillationsimpuls $p_{osc}/m_e c$ der Elektronen im Laserfeld entspricht. Hierbei steht A_0 für das Vektorpotential des Laserfeldes, e und m_e sind Ladung und Masse des Elektrons und c entspricht der Lichtgeschwindigkeit. Eine qualitative Änderung in der nichtlinearen Wechselwirkung ist mit dem Überschreiten der „relativistischen Schwelle“ $a_0 = 1$ verbunden. Diese Schwelle entspricht einer Irradianz $I\lambda^2 \approx 1.37 \times 10^{18} W/cm^2 \mu m^2$, wobei I in der Einheit (W/cm^2) und λ in der Einheit (μm) (*Mikrometer*, $1 \mu m = 10^{-6} m$) jeweils die Laserintensität bzw. -wellenlänge repräsentieren. Für Laserfelder mit $a_0 \geq 1$ wird die Geschwindigkeit der Elektronen im Laserfeld relativistisch, d. h. die Geschwindigkeit wird vergleichbar mit der Lichtgeschwindigkeit c und die relativistische Massenänderung der Elektronen muss berücksichtigt werden. Aufgrund der „hohen“ Geschwindigkeiten darf auch die $\mathbf{v}/c \times \mathbf{H}$ Komponente der Lorentzkraft nicht mehr vernachlässigt werden. Dies führt zu einer zusätzlichen longitudinalen (parallel zum Wellenvektor \mathbf{k} des Laserfeldes) Bewegung der Elektronen, die im Fall nicht-relativistischer Intensitäten $a_0 \ll 1$ vernachlässigt werden kann.

Wichtig für die weiteren Betrachtungen ist die Klassifizierung der betrachteten Plasmen in *unter-* und *überkritische* Plasmen. Maßgebend für diese Unterteilung ist die Plasmafrequenz ω_{pe} , die durch den Zusammenhang $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$ mit der Elektronendichte n_e definiert wird. Für ein unterkritisches Plasma gilt, dass die Plasmafrequenz ω_{pe} kleiner als die Frequenz des Laserimpulses ω_0 ist. Dies ermöglicht die Propagation der elektromagnetischen Strahlung im Plasma im Gegensatz zum überkritischen Plasma mit $\omega_{pe} \geq \omega_0$. In überkritischen Plasmen sind die elektromagnetischen Felder evaneszent. Natürlich muss im Fall von relativistischen Laserfeldern ($a_0 \geq 1$) berücksichtigt werden, dass aufgrund der relativistischen Massenänderung auch überkritische Plasmen transparent werden können. Man spricht in diesem Fall von *induzierter Transparenz* [10].

Auf der *fs*-Zeitskala (*Femtosekunde*, $1 fs = 10^{-15} s$) können die Ionen in erster Näherung als unbeweglich betrachtet werden und es ist der Elektronenstrom $\mathbf{j} = -en_e \mathbf{v}_{osc}$, der für die nichtlinearen Effekte verantwortlich ist. Der Parameter \mathbf{v}_{osc} beschreibt die Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen im Laserfeld. Die nichtlineare zeitliche Entwicklung der Elektronendichte n_e und der Geschwindigkeit \mathbf{v}_{osc} repräsentieren die *Dichte- und Geschwindigkeits-Mechanismen* der

Harmonischen-Erzeugung während der Laser-Plasma-Wechselwirkung. In einem unterkritischen Plasma kompensieren sich die Beiträge dieser beiden Quellen und die Effizienz der Harmonischen-Erzeugung ist sehr gering [11, 12]. Dies ist nicht der Fall für ein überkritisches Plasma, denn hier dominiert der Dichte-Mechanismus [13, 14]. Die relativistische Wechselwirkung stellt eine effiziente Möglichkeit zur nichtlinearen Frequenzkonversion dar.

Während der Laser-Festkörper-Wechselwirkung mit relativistischen Intensitäten wird der Festkörper bereits von der führenden Flanke des Laserimpulses hoch ionisiert. Eine hochreflektierende, dünne Plasmaschicht wird gebildet. Die Physik der Laser-Plasma-Wechselwirkung hängt sehr stark von der ausgebildeten Skalenlänge L des Plasmas ab. Die Skalenlänge des Plasmas charakterisiert den Verlauf der Elektronendichte n_e am Plasma-Vakuum-Übergang des durch die Laserstrahlung gebildeten Oberflächenplasmas. Da die Ausdehnung dieses Bereichs (einige 10 nm) im Verhältnis zur typischen lateralen Ausdehnung des Plasmas (einige μm) sehr klein ist, berücksichtigt man zur Bestimmung der Skalenlänge nur die Komponente senkrecht zur Plasmaoberfläche. Beschreibt man diese ausgezeichnete Richtung durch die x -Koordinate, so definiert man die Skalenlänge L an einem beliebigen Ort x innerhalb der Plasma-Inhomogenität über $L = n_e (\partial n / \partial x)^{-1} |_x$.

Die Kombination von relativistischen Intensitäten und Laserimpulsdauern im fs -Bereich macht die Beobachtung nichtlinearer, relativistischer Phänomene an einem sehr steilen Plasma-Vakuum-Übergang mit $L \ll \lambda$ und $L \ll s_0$ möglich, wobei s_0 der Oszillationsamplitude der Elektronen im Laserfeld entspricht.

Ein interessanter Punkt an der Erzeugung höherer Harmonischer durch so große Oszillationsamplituden der Elektronen ist, dass dieser Mechanismus als reiner *Phasen*-Effekt interpretiert werden kann, ohne die nichtlinearen Ströme zu berücksichtigen. Die „Phasenmodulations-Interpretation“ bildet die Grundlage des *Modells des oszillierenden Spiegels*, das von Bulanov et al. [15] eingeführt und von Lichters et al. [16] bzw. von der Linde et al. [17, 18] weiterentwickelt worden ist. In diesem Modell wird die Harmonischen-Erzeugung als anharmonische Störung des reflektierten Laserlichts durch eine schnell oszillierende Oberfläche betrachtet.

Weiteres physikalisches Verständnis für diesen Typ der Harmonischen-Erzeugung wurde durch eine Reihe von **P**article-**I**n-**C**ell (PIC) Simulationen erzielt [15, 16, 19]. Lichters et al. zeigten, dass diese detaillierten numerischen Simulationen der komplexen, kollektiven Elektronendynamik in exzellenter Übereinstimmung mit dem einfachen Modell des oszillierenden Spiegels sind.

Die Experimente zur Harmonischen-Erzeugung an Festkörperoberflächen waren auf der einen Seite sehr vielversprechend. Kollimierte Harmonische bis zur 35. Ordnung mit hoher Konversionseffizienz sind bei Laserfeldern von $a_0 \approx 0.5$ beobachtet worden [20]. Auf der anderen Seite haben diese Experimente gezeigt, dass die Harmonischen-Erzeugung empfindlich von der Ausbildung der Skalenlänge des Plasmas abhängt, und dass Laserimpulse mit einem extrem hohem Kontrastverhältnis notwendig sind.

Fast widersprüchlich zu diesen Befunden stehen die mit relativ langer Impulsdauer (2.5 ps , *Pikosekunden*, $1\text{ ps} = 10^{-12}\text{ s}$) und sehr unzureichendem Kontrastverhältnis erzielten Ergebnisse. In der Publikation von M. Zepf et al. [21] sind unter den beschriebenen Bedingungen

Harmonische bis zur 75. Ordnung beobachtet worden. Jedoch war in diesem Fall die Emission der Harmonischen nicht kollimiert und erfolgte nahezu isotrop in den gesamten Halbraum vor der Festkörperprobe. Trotz der vielen Erfolge, die auf dem Gebiet der Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung erzielt worden sind, gibt es noch viele Widersprüche und Unstimmigkeiten zwischen den theoretischen Modellvorstellungen und den experimentellen Beobachtungen. In die theoretische Berechnung des Intensitätsspektrums der Harmonischen geht das Verhältnis der Elektronendichte n_e zur kritischen Elektronendichte n_{cr} ein, die durch die Laserfrequenz ω_0 bestimmt wird. Die Elektronendichte n_e für die durchgeführten Experimente ist aber nicht explizit bekannt, so dass diese Größe zur Modellierung der experimentell bestimmten Harmonischen Spektren angepasst werden kann. Diese Vorgehensweise resultiert in normierten Elektronendichten n_e/n_{cr} in der Größenordnung von $n_e/n_{cr} \approx 10$. Das Ergebnis liegt mehr als eine Größenordnung unterhalb des Wertes, der sich unter der Annahme der vollständigen Ionisation des Festkörpers berechnet. Die erwartete Elektronendichte sollte im Bereich von $n_e/n_{cr} \approx 400$ liegen. Experimentelle Untersuchungen unter ähnlichen Bedingungen bestätigen diese Abschätzung [22].

Diese Unstimmigkeit wird häufig mit der Anwesenheit einer endlichen Skalenlänge erklärt. Doppelimpuls-Experimente [20] zeigten jedoch, dass die Effizienz ausschließlich mit der Ausbildung einer Skalenlänge stark abnimmt. Eindimensionale PIC-Simulationen, die speziell diese Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung untersuchten [23, 24], weisen hier massive Diskrepanzen im Vergleich zu den durchgeführten Doppelimpuls-Experimenten auf.

Ungeklärt ist auch die Frage, ob eine Ausdehnung der Harmonischen-Erzeugung in den relativistischen Intensitätsbereich für fs -Laserimpulse möglich ist. Basierend auf eindimensionalen PIC-Simulationen erwartet man hier ein starkes Ansteigen der Konversionseffizienz im Einklang mit dem einfachen Modell des oszillierenden Spiegels. In ersten Experimenten [20] wird beim Übergang in den relativistischen Intensitätsbereich ein Verlust des Harmonischen Signals beobachtet. Zugleich kam es zu massiven räumlichen Störungen in der Energieverteilung des reflektierten Laserimpulses. Die reflektierte Strahlung brach auseinander und es erfolgte eine Streuung in den gesamten Halbraum vor der Festkörperprobe. Hier vermutet man die Ausbildung von *Rayleigh-Taylor*-artigen Oberflächen-Instabilitäten [25], die räumliche Störungen des oszillierenden Spiegels verursachen.

Begleitet wurde dieses Phänomen mit der Emission von „grünem Licht“. Die Frequenz dieser Strahlung entspricht der 3/2-Harmonischen der Laserfrequenz. Bekannt ist diese Emission aus früheren Experimenten, die im Kontext der Laser-Plasma-Wechselwirkung mit ns -Lasern und eher moderaten Intensitäten ($I \approx 10^{14} \sim 10^{16} W/cm^2$) durchgeführt worden sind [26, 27]. Assoziiert wird die Emission der 3/2-Harmonischen in diesen Experimenten mit der Ausbildung von parametrischen Plasma-Instabilitäten. In den Fusionsexperimenten führten sie zu einer Degeneration der einfallenden Laserstrahlung während der Propagation im unterkritischen Teil des Ablationsplasmas und zu einem signifikanten Aufheizen des Fusionsplasmas vor der eigentlichen Kompressionsphase [28]. Die im Vergleich zu den fs -Laserimpulsen lange Impulsdauer führt zu einer hydrodynamischen Expansion des Plasmas während der Wechselwirkung. In der Region des Plasmas mit einer Elektronendichte von $n_e \approx n_{cr}/4$ bzw. $n_e \leq n_{cr}/4$ können sich die Instabilitäten des *Zwei-Plasmonen-Zerfalls* (ZPZ) und der *Stimulierten-Raman-Streuung* (SRS) ausbilden.

Während dieser Prozesse zerfällt ein einfallendes Laserphoton entweder in zwei Plasmonen (ZPZ) oder in ein Plasmon und ein Photon (SRS) mit den zugehörigen Frequenzen $(\omega, \omega_0 - \omega)$ und Wellenvektoren $(\mathbf{k}, \mathbf{k}_0 - \mathbf{k})$. Die Emission der 3/2-Harmonischen resultiert aus der anschließenden *Summenfrequenz-Mischung* eines Plasmons mit einem Laserphoton ($\omega_{3/2} = \omega_0 + \omega$). Diese parametrischen Prozesse sind mit den Streuprozessen aus der nichtlinearen Optik identisch [29].

Obwohl die Anwesenheit der 3/2-Harmonischen in Experimenten zur Laser-Festkörper-Wechselwirkung mit hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen häufig beobachtet worden ist [30], fehlt zur Zeit eine theoretische und experimentelle Untersuchung dieses Phänomens. Wichtig in diesem Zusammenhang ist, bei welchen Skalenlängen in Abhängigkeit von Impulsdauer und -intensität es zur Ausbildung der parametrischen Plasma-Instabilitäten kommt, und welchen Einfluss sie auf die Physik der Laser-Plasma-Wechselwirkung haben.

1.2 Einordnung der vorliegenden Arbeit und Zielsetzung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist, ein detailliertes Verständnis der Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung an Plasmen mit sehr steilem Plasma-Dichtegradient zu entwickeln. Dabei soll die oben beschriebene „Lücke“ zwischen den experimentellen Ergebnissen auf der einen Seite und den entwickelten theoretischen Ansätzen auf der anderen Seite geschlossen werden. Besonders auf eine direkte, quantitative Kopplung zwischen den numerischen Computersimulationen und den experimentellen Beobachtungen wird ein Schwerpunkt gelegt. Außerdem wird die Entwicklung von Plasma-Instabilitäten während der Laser-Plasma-Wechselwirkung und ihre Auswirkung auf die Harmonischen-Erzeugung untersucht.

In den nachfolgenden Kapiteln 2 und 3 werden die in diesem Zusammenhang verwendeten Instrumente und Methoden dargelegt. Zum einen wird in Kapitel 2 das \mathbf{T}^3 -Lasersystem des *Instituts für Experimentelle Physik* (IEP) vorgestellt und eine ausführliche Charakterisierung der Impulseigenschaften präsentiert. Abschließend wird die Möglichkeit zur Erzeugung der *2. Harmonischen* der Laserimpulse und die resultierende Verbesserung der Impulsqualität diskutiert.

In Kapitel 3 wird kurz das Prinzip der PIC-Simulation erläutert und der PIC-Code „LPIC++“ von Lichters et al. [16] sowie die in dieser Arbeit verwendeten Simulationsparameter vorgestellt.

Theoretische Modelle zur Erzeugung höherer Harmonischer an sehr steilen Plasma-Gradienten ($L < \lambda$) ist Gegenstand von Kapitel 4. Beginnend mit einer kurzen Wiederholung des Modell des oszillierenden Spiegels werden mit Hilfe von PIC-Simulationen die theoretischen Untersuchungen für die Anwesenheit einer endlichen Skalenlänge erweitert. In Abhängigkeit von der Skalenlänge werden verschiedene Bereiche der Harmonischen-Erzeugung aufgedeckt. Anhand einer ausführlichen Analyse der PIC-Simulationen werden physikalische Beschreibungen der Harmonischen-Erzeugung für die verschiedenen Bereiche entwickelt. Das Kapitel endet mit der Darstellung der Ergebnisse, die für relativistische Laserfelder ($a_0 = 3$) erzielt worden sind. Außerdem wird ein weiterer Mechanismus andiskutiert, der zu einer „verstärkten“ Emission der Harmonischen im Bereich der 3/2-Harmonischen der Plasmafrequenz ω_p führt. In Kapitel 5 schließen sich die experimentellen Untersuchungen an. Hierbei werden zwei Schwerpunkte gesetzt. Der erste

Schwerpunkt liegt auf Experimenten, die einen direkten Vergleich zu PIC-Simulationen ermöglichen. Der Zweite konzentriert sich auf die Ausdehnung der Harmonischen-Erzeugung in den relativistischen Intensitätsbereich, um die Anzahl der detektierbaren Harmonischen zu erhöhen. Neben den Spektren der Harmonischen werden auch Untersuchungen zur räumlichen Verteilung der reflektierten bzw. emittierten Strahlung aufgeführt, die indirekte Rückschlüsse auf die Entwicklung von Instabilitäten der Plasmaoberfläche ermöglichen.

Zusätzlich wird der Einfluss der Skalenlänge des Plasmas auf die Laser-Plasma-Wechselwirkung untersucht. Zu diesem Zweck wird ein Doppelpuls-Experiment durchgeführt, das durch den Einsatz eines künstlichen Vorimpulses die gewünschte Ausbildung einer Skalenlänge ermöglicht. Hier werden mögliche Perspektiven für den direkten Vergleich mit PIC-Simulationen angesprochen. Ergänzend werden Experimente zur räumlichen Verteilung der reflektierten bzw. emittierten Strahlung angeführt. Diese Beobachtungen leiten zur Untersuchung der Emission der $3/2$ -Harmonischen und der parametrischen Plasma-Instabilität des Zwei-Plasmonen-Zerfalls bzw. der Stimulierten-Raman-Instabilität in Kapitel 6 über. Die Arbeit endet mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick auf die weiteren Entwicklungen im Bereich der relativistischen Laser-Plasma-Wechselwirkung.

Im Anhang werden Details zur Bestimmung der Laserimpulsform mit einem hohen dynamischen Bereich und einige Aspekte zum Strahlenschutz während der Laser-Plasma-Wechselwirkung erläutert.

Kapitel 2

Experimentelle Voraussetzungen: TW-Lasersystem

Zu Beginn wird das Terawatt-Lasersystem beschrieben, welches die Grundlage für alle vom Autor durchgeführten Experimente bildet. Zunächst wird das Lasersystem und seine Besonderheiten vorgestellt. Anschließend erfolgt eine Charakterisierung der Laserimpulse, die zur Bestimmung der maximalen Spitzenintensität führt. Zusätzlich wird auf die Möglichkeit der Frequenzverdopplung eingegangen.

2.1 Übersicht: Lasersystem des IEP

Das Ti:Saphir-Lasersystem ist ein typisches 10-Hz-System der Terawatt-Klasse. Es wurde während der experimentellen Arbeiten dieser Dissertation ständig weiterentwickelt. Grundlage bildete hierfür das in der Diplomarbeit des Autors beschriebene Lasersystem [31]. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Systemparameter beschreiben die (vorerst) endgültige Ausbaustufe des Lasersystems.¹ Abbildung 2.1 zeigt ein Schema der Anlage. Herzstück des CPA-Systems ist ein Ti:Saphir-Oszillator, der Laserimpulse mit einer Dauer von $\tau_p \approx 120 \text{ fs}$ mit einer spektralen Breite von $\Delta\lambda_p = 7.5 \text{ nm}$ generiert. Die Wiederholrate beträgt $f = 83 \text{ MHz}$ bei einer mittleren Leistung von $P_m = 50 \text{ mW}$.

Die Impulse werden in einem Impulsstreckler, der mit einem achromatischen Linsen-Dublett arbeitet, um das 1500-fache auf eine Dauer von ca. 200 ps verlängert. Dies ist notwendig, um die mit der Verstärkung der Impulse auftretenden hohen Spitzenintensitäten zu reduzieren. Mit diesem „Trick“ wird die Zerstörung der optischen Komponenten und ein störender Einfluss von nichtlinearen Effekten vermieden. Das achromatische Linsen-Dublett, bei dem der Abstand sowie Lage der einzelnen Linse entlang und senkrecht zur optischen Achse variiert werden kann, wird eingesetzt, um eine optimale Rekomprimierung der Laserimpulse zu gewährleisten. Ziel ist es die zusätzlichen Störungen der spektralen Phase, die bei der Propagation der Laserimpulse durch das Verstärkersystem auftreten, zu kompensieren. Entwickelt man die spektrale Phase durch

¹Stand Dezember 2003

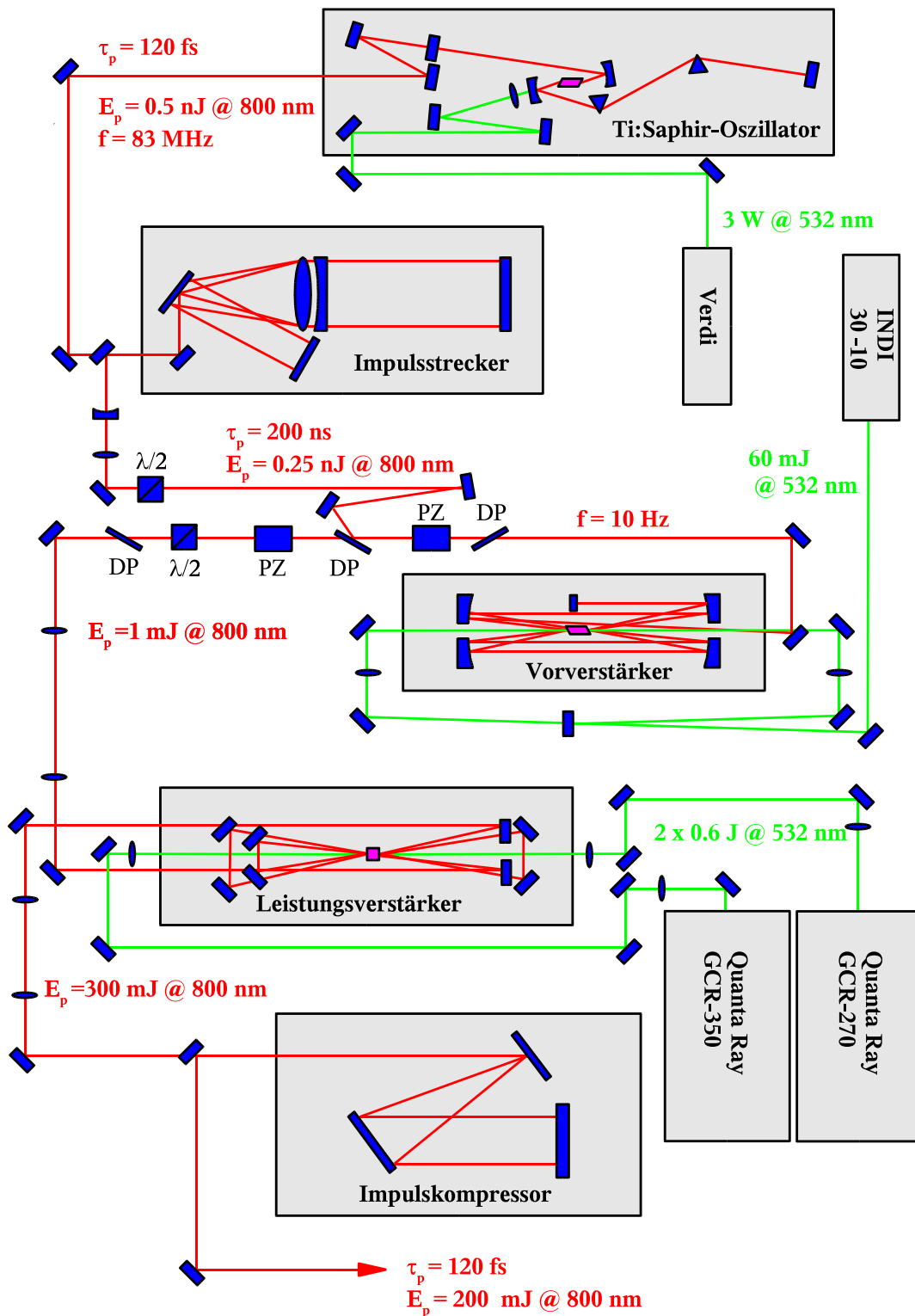


Abbildung 2.1: Prinzip der 2-TW Laseranlage des IEP's. DP: Dünnschichtpolarisator, $\lambda/2$: $\lambda/2$ -Platte, PZ: Pockelszelle, τ_p : Impulsdauer, E_p : Impulsenergie, f : Wiederholrate.

eine *Taylor*-Reihe, so dient die beschriebene Anpassung des achromatischen Linsen-Dubletts zur unabhängigen Kompensation der spektralen Phase in der 3. und 4. Ordnung [32].

Nach dem Impulstrecker durchlaufen die Laserimpulse einen optischen Schalter, der aus einer Pockelszelle, mehreren Dünnschichtpolarisatoren, sowie einer $\lambda/2$ -Platte aufgebaut ist. Er ermöglicht es, aus dem Impulszug mit einer Frequenz von 83 MHz einzelne Impulse mit einer Wiederholrate von 10 Hz in den Vorverstärker einzukoppeln. Als Vorverstärker kommt ein Multipass-Verstärker zum Einsatz. Auf den Aufbau eines „traditionellen“ regenerativen Verstärkers wird an dieser Stelle bewusst verzichtet. So sollen parasitäre Vorimpulse, die in regenerativen Verstärkersystemen unvermeidbar sind, ausgeschlossen werden. Außerdem ist für die Kompression die geringere Materialdispersion im Multipass-Verstärker von großem Vorteil [31]. Die Verstärkung G in dieser Stufe beträgt $G \approx 10^7$. Die Laserimpulse mit einer Energie von 0.2 nJ werden auf ca. 1 mJ verstärkt. Die verstärkten Impulse durchlaufen erneut einen optischen Schalter, der den Vorverstärker vom Leistungsverstärker des Systems trennt. Der Leistungsverstärker basiert auch auf der Multipass-Technologie. Der Laserimpuls wird hier nochmal um einen Faktor 300 verstärkt. Die Laserimpulse besitzen vor der Rekompensation eine Energie von 300 mJ .

Anschließend werden die Laserimpulse im Kompressor auf ihre ursprüngliche Impulsdauer von 120 fs reduziert. Aufgrund der endlichen Beugungseffizienz der Kompressionsgitter (ca. 96%) beträgt die maximale Energie der Laserimpulse nach dem Kompressor noch 200 mJ . Dies entspricht einer Leistung von ca. 2 TW pro Laserimpuls.

2.2 Charakterisierung der Laserimpulse

Entscheidend für die Wechselwirkung von hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen mit Materie ist die „Qualität“ der Laserimpulse. Der Begriff der Qualität der Laserimpulse wird in der folgenden Abbildung 2.2 verdeutlicht. Vor dem eigentlichen ultrakurzen Laserimpuls wird bei

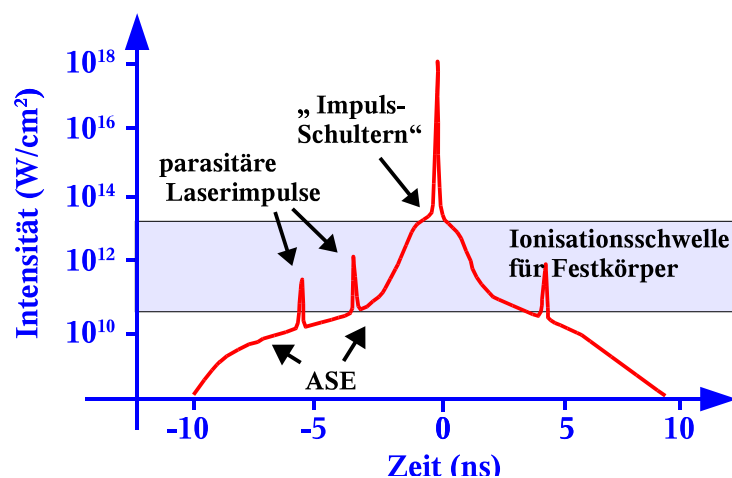


Abbildung 2.2: Charakteristischer, zeitlicher Verlauf der Emission eines CPA-Lasersystems.

allen modernen CPA-Lasersystemen elektromagnetische Strahlung emittiert, deren Intensitätsniveau so hoch sein kann, dass es zu einer vorzeitigen Plasmabildung bei der Wechselwirkung kommen kann. Der hochintensive Laserimpuls wechselwirkt dann nicht mehr direkt mit dem Festkörpermaterial, sondern mit einem bereits expandierten Plasma. Dies ändert dramatisch die Physik der Wechselwirkung. Im Wesentlichen gibt es drei Mechanismen, die zu einer vorzeitigen Plasmabildung führen können und die im Folgenden beschrieben werden.

2.2.1 Rekompensation der verstärkten Laserimpulse

Der gestreckte und verstärkte Laserimpuls kann nicht uneingeschränkt auf seine ursprüngliche Impulsdauer und Impulsform komprimiert werden. Dies führt meist zur Präsenz elektromagnetischer Strahlung einige ps vor dem eigentlichen Laserimpuls. Das Intensitätsniveau dieser Strahlung wird häufig mit Hilfe des Kontrastverhältnisses charakterisiert. Hierbei gibt man die auf das Intensitätsmaximum normierte Intensität zu einem frei gewählten Zeitpunkt vor dem Intensitätsmaximum an. Typischerweise wählt man hierfür den Zeitpunkt von $1 ps$ vor dem Intensitätsmaximum, um so die Bedingung für die Laser-Plasma-Wechselwirkung auf eine fs -Zeitskala einzugrenzen. Das Intensitätsniveau des fokussierten Laserimpulses sollte zu diesem Zeitpunkt unterhalb der Plasmaschwelle der meisten Festkörpermaterialien sein, die im Bereich $10^{12} - 10^{13} W/cm^2$ liegt [33]. An Stelle des Kontrastverhältnisses spricht man auch häufig von den „Impulsschultern“ oder „Impulsflügeln“.

Notwendige Bedingung für eine möglichst perfekte Komprimierung der Laserimpulse ist eine nahezu störungsfreie Übertragung des Spektrums durch das Lasersystem. Ist diese gewährleistet, so hängt die komprimierte Impulsdauer nur von der spektralen Phase des Laserimpulses ab. Das System aus Impulsstrecker und -kompressor muss hierbei so abgeglichen werden, dass nach der Verstärkung und Kompression der Laserimpulse die Ableitung der spektrale Phase bezüglich der Frequenz bzw. Wellenlänge konstant über dem gesamten Spektrum des Laserimpulses ist [32].

Die Erfüllung der notwendigen Bedingung für die gewünschte Komprimierung der Laserimpulse erfordert eine sehr durchdachte Planung des Lasersystems. Vor allem durch die endlichen geometrischen Ausdehnungen der optischen Elemente im Impulsstrecker bzw. -kompressor kommt es zu einem „harten“ Abschneiden des Impulsspektrums. Die freie Apertur der verwendeten Komponenten legt in Abhängigkeit der Impulsdauer bzw. spektralen Breite das maximal erreichbare Kontrastverhältnis fest.

Nach dem Impulsstrecker laufen die langwelligen spektralen Komponenten des Laserimpulses vor den kurzwelligen. In den Verstärkersystemen erfahren aus diesem Grund die langwelligeren Komponenten eine höhere Verstärkung. Der Schwerpunkt des Spektrums verschiebt sich zu größeren Wellenlängen. Besonders ausgeprägt ist dieses Phänomen, wenn man die Verstärker im Bereich der Sättigung betreibt. Zusätzlich kann durch das *Eingrenzen der spektralen Breite durch Verstärkung (gain narrowing)* die spektrale Breite des Spektrums verkleinert werden [34]. Auch wenn sich die aufgeführten Effekte nicht vollständig unterdrücken lassen, ist es wichtig das Verstärkersystem so zu dimensionieren, dass die Störungen auf einem möglichst niedrigen Niveau gehalten werden. Das Lasersystem des IEP ist eingehend auf eine nahezu störungsfreie Übertra-

gung des Laserspektrums untersucht und optimiert worden [31]. Das Abschneiden des Spektrums im Impulsstreck- bzw. -kompressor liegt auf einem Niveau von $\approx 10^{-4}$ im Verhältnis zur maximalen spektralen Intensität, so dass eine Auswirkung auf den zeitlichen Intensitätsverlauf des Laserimpulses bis auf ein Intensitätsniveau von $\approx 10^{-6}$ bezüglich der maximalen Intensität ausgeschlossen werden kann. Auch die Verstärkersysteme sind so ausgelegt, dass ihr Einfluss auf das Spektrum des Laserimpulses gering ist. Abbildung 2.3 zeigt repräsentative Spektren der Laserimpulse des Oszillators und der rekomprimierten Laserimpulse. Die Energie der komprimierten Laserimpulse beträgt in diesem Fall ca. 100 mJ. Man erkennt deutlich, dass die Änderung des

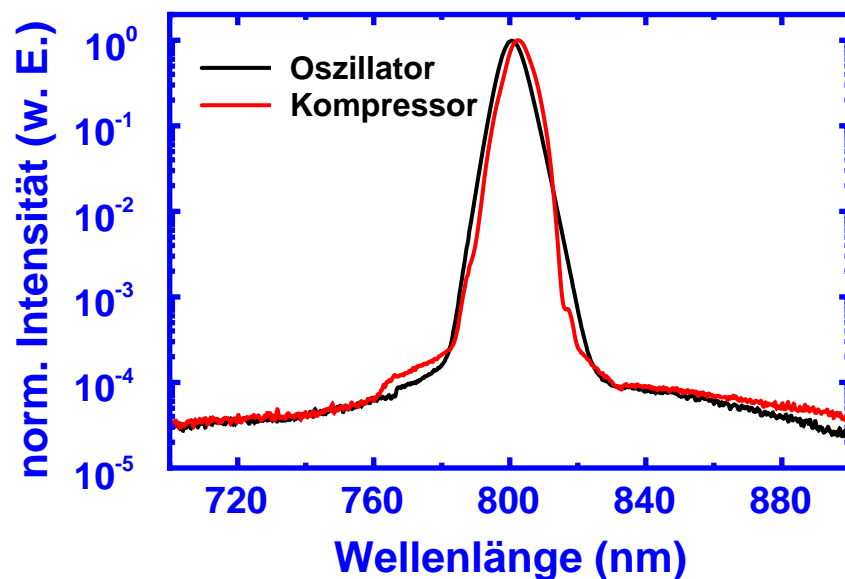


Abbildung 2.3: Spektrum der Laserimpulse des Oszillators im Vergleich mit dem, der verstärkten und komprimierten Laserimpulse.

Spektrums sehr gering sind. Aufbauend auf diesem Ergebnis lässt sich nun mit einem sehr aufwendigen Verfahren Impulsstreck- und -kompressor aufeinander abstimmen (siehe [31]). Zur Überprüfung des Kontrastverhältnisses wird eine Korrelationsfunktion der 3. Ordnung der Laserimpulse aufgenommen. In Abbildung 2.4 ist die führende Flanke des Laserimpulses durch negative Verzögerungszeiten bestimmt. Die Spitze in der Intensitätsverteilung bei ca. -1.8 ps ist ein „Artefakt“ in der Korrelationsmessung. Wie im Anhang beschrieben, wird zur Messung der Korrelation zunächst der Laserimpuls in einem LBO-Kristall verdoppelt. Bedingt durch Reflexionen durchläuft ein Teil des frequenzverdoppelten Laserimpulses zweimal den Kristall. Dieser Teil führt dann bei der anschließenden Summenfrequenz-Mischung zu einem sehr intensiven Korrelationssignal bei ca. -1.8 ps. Die Breite der Korrelationsfunktion beträgt 180 fs (*FWHM*). Durch Entfaltung unter Annahme einer Gauss-förmigen Impulsform wird eine Impulsdauer von $\tau_p \approx 120$ fs (*FWHM*) berechnet. Aus der Abbildung 2.4 ergibt sich ein Kontrastverhältnis von 10^{-5} bei ± 1 ps. Die Ausbildung eines Plasmas kann je nach Festkörper somit bis in den Intensitätsbereich von $I \approx 10^{18}$ W/cm² auf der fs-Zeitskala ausgeschlossen werden.

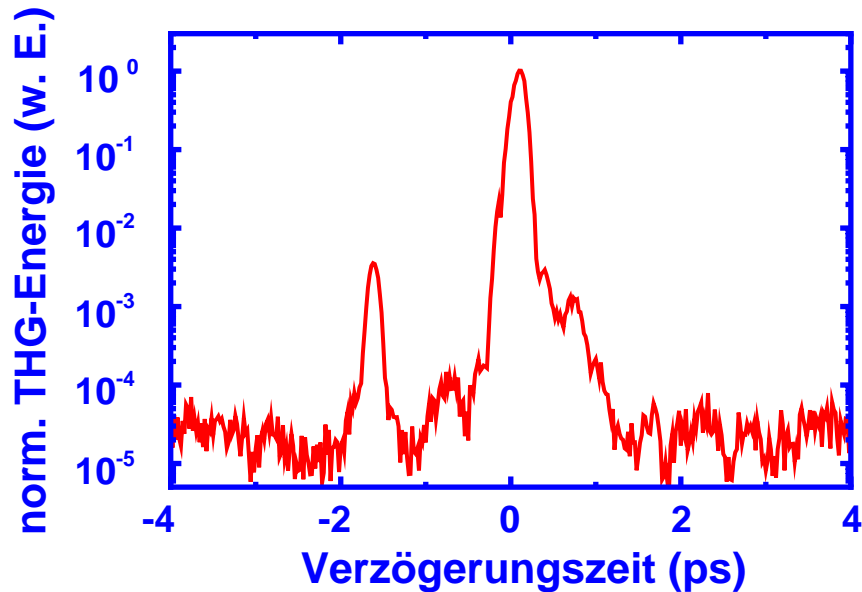


Abbildung 2.4: Korrelationsfunktion 3. Ordnung der Laserimpulse des IEP-Lasersystems.

2.2.2 Parasitäre Vorimpulse

Eine weitere Quelle, die zur Ausbildung eines Plasmas vor dem eigentlichen ultrakurzen Laserimpuls führt, stellen parasitäre Vorimpulse dar, die während des Verstärkungsprozesses erzeugt werden. Die Impulsdauer und Impulsform der parasitären Laserimpulse entspricht den der gewünschten Laserimpulse, lediglich ihr Intensitätsniveau ist geringer. Ursache für ihre Entwicklung ist eine endliche Transmission der optischen Schalter im geschlossenen Zustand. Die verwendete Verstärkerkonfiguration ist ausschlaggebend für das Intensitätsniveau und die zeitliche Skala, auf der die parasitären Laserimpulse auftreten. Regenerative Verstärkersysteme erzeugen parasitäre Laserimpulse mit einem Intensitätsniveau von 10^{-3} bezüglich der Spitzenintensität des Lasersystems auf ns - bis ps -Zeitskalen [35].

Durch den ausschließlichen Betrieb von Multipass-Verstärkern in dem hier beschriebenen Lasersystem kann ein möglicher parasitärer Laserimpuls nur im Vorverstärkersystem erzeugt werden. Wie oben beschrieben, wird mit Hilfe eines optischen Schalters aus dem Impulszug des Oszillators ein einzelner Laserimpuls mit einer Wiederholrate von 10 Hz ausgekoppelt. Ein Bruchteil der Energie der Laserimpulse, die außerhalb des Schaltfensters liegen, kann den optischen Schalter passieren und wird in den Vorverstärker eingekoppelt. Die Intensität dieser Laserimpulse beträgt 10^{-2} bezüglich der Intensität des zu verstärkenden Laserimpulses. Aufgrund der geringen Intensität und der mangelnden zeitlichen Abstimmung zum Pumplaser-Impuls erfahren diese Laserimpulse fast keine Verstärkung. Ihr Intensitätsniveau bezüglich der Spitzenintensität lässt sich auf ca. 10^{-7} abschätzen. Dieser Sachverhalt wird durch eine Untersuchung, die mit einer schnellen Vakuum-Photodiode (Valvo UVHC 20, $\tau_r \approx 0.2 ns$) in Verbindung mit einem Tektronix TDS1000 1 GHz Oszilloskop am Lasersystem durchgeführt worden ist, in Abbildung 2.5 bestätigt. Die Impulsantwort des Messsystems wird durch das Oszilloskop bestimmt. Die

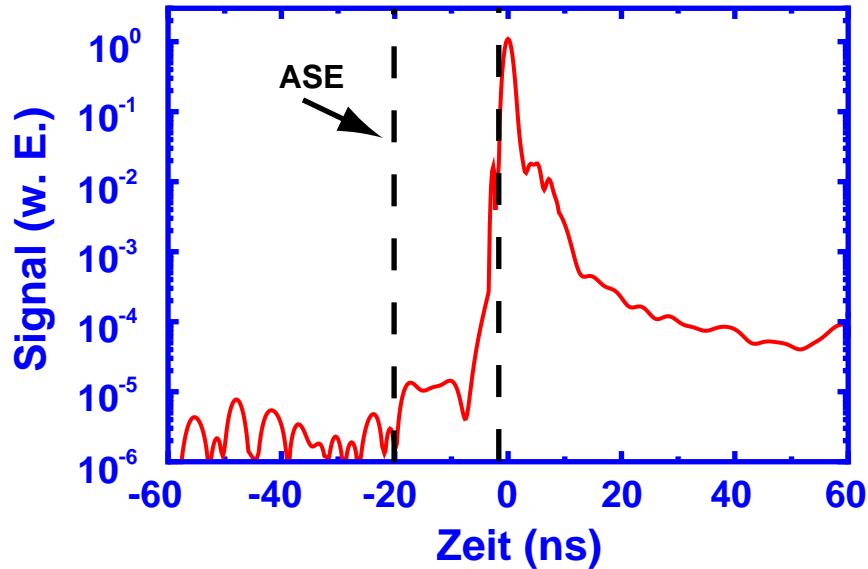


Abbildung 2.5: Zeitlicher Verlauf der Laseremission. Die Messung erfolgt mit einer schnellen Photodiode (Valvo UHVC 20).

Halbwertsbreite des Laserimpulses beträgt deshalb ca. 1 ns ($FWHM$). In einem Zeitintervall von 60 ns vor dem Laserimpuls können keine parasitären Laserimpulse auf einem Niveau von $< 10^{-5}$ bezüglich der maximalen Laserintensität in der Abbildung 2.5 detektiert werden. Der Verlauf des Diodensignals in dem Zeitintervall bis -20 ns wird durch das begrenzte Signal-Rausch-Verhältnis des Messsystems bestimmt.

Ein möglicher Einfluss von parasitären Laserimpulsen kann aufgrund dieser Messung für Festkörpermateriale mit einer Ionisationsschwelle oberhalb von 10^{12} W/cm^2 für Spitzenintensitäten im Bereich von $I \approx 10^{18}\text{ W/cm}^2$ ausgeschlossen werden.

2.2.3 Verstärkte spontane Emission (ASE)

Auch durch das Phänomen der verstärkten spontanen Emission (*Amplified Spontaneous Emission, ASE*) kann die Laser-Plasma-Wechselwirkung auf Zeitskalen im ns -Bereich ausgedehnt werden. Die Ausbildung der ASE hängt mit der sehr viel längeren zeitlichen Dauer der Pumplaserimpulse (ca. $\approx 10\text{ ns}$) im Vergleich zu der Dauer der zu verstärkenden Laserimpulse (ca. $\approx 200\text{ ps}$) zusammen. Mit ASE verbindet man den Abbau der Besetzungsinversion im aktiven Medium durch Verstärkung der spontanen Emission, die durch das Medium propagiert [36]. Das so entstehende elektromagnetische Strahlungsfeld wird in einen Raumwinkel emittiert, der durch die geometrische Konfiguration des aktiven Mediums bestimmt wird. Die zeitliche Dauer dieser Emission ist meist kürzer als die Fluoreszenz-Lebensdauer τ_{fl} (für Ti:Saphir $\tau_{fl} \approx 100\text{ }\mu\text{s}$). Da die Entwicklung des ASE-Niveau stark von der Verstärkung des betrachteten Systems abhängt, ist die dominante Quelle für die Entwicklung der ASE wieder das Vorverstärkersystem. Die Entwicklung der ASE wird auch aus Abbildung 2.5 entnommen. Deutlich lässt sich der Beitrag der ASE ca. 20 ns vor dem Impulsmaximum an der führenden Flanke des Laserimpulses detek-

tieren. Berücksichtigt man das unterschiedliche Verhältnis der Impulsantwort des Messsystems zu der zeitlichen Dauer von ASE und ultrakurzem Laserimpuls, so ergibt sich ein Verhältnis zwischen ASE und verstärktem Laserimpuls von 10^{-4} bezüglich des Energie- und 10^{-9} bezüglich des Intensitätsniveaus. Das ASE-Niveau ist hinreichend klein, so dass eine Plasmabildung ausgeschlossen werden kann.

Zur unabhängigen Überprüfung der bestimmten Impulsparameter wird mit Hilfe der optischen Schalter der verstärkte Laserimpuls herausgeschnitten, so dass nur die ASE und mögliche parasitäre Laserimpulse den Leistungsverstärker durchlaufen. Fokussiert man die so erzeugte Laserstrahlung unter Bedingungen, wie sie für die Experimente typisch sind, auf eine Festkörperoberfläche, so kann keine Plasmabildung beobachtet werden. Auch „post-mortem“ können keine Schäden am Festkörper beobachtet werden.

2.2.4 Berechnung der Spitzenintensität

Abschließend erfolgt nun die Berechnung der Spitzenintensität, die das hier vorgestellte Lasersystem bei gegebener Fokussierung erzeugt. Wird der Laserimpuls mit einem nicht-axialen parabolischen Spiegel mit einem Öffnungsverhältnis von $f/4$ fokussiert, so wird ein leicht elliptischer Fokus beobachtet (Abbildung 2.6).

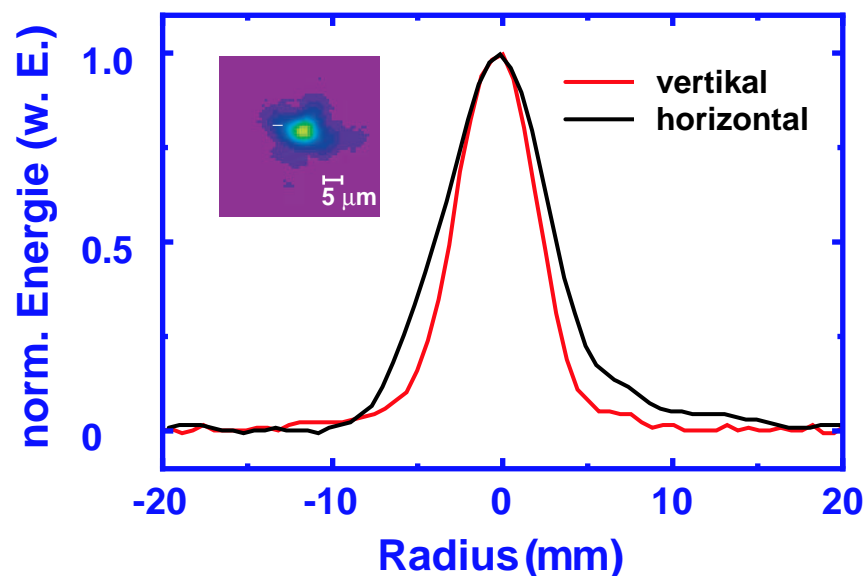


Abbildung 2.6: Fokus der fundamentalen Laserstrahlung ($f/4$ -Fokussierung).

Die Halbachsen besitzen eine Länge von $5 \mu\text{m}$ und $6 \mu\text{m}$ ($FWHM$). Eine Analyse des CCD-Kamerabilds ergibt, dass 40% der Energie in diesem zentralen Fleck konzentriert sind. Unter Berücksichtigung der oben angegebenen Impulsdauer und maximalen Impulsenergie, wird eine Spitzenintensität $I_s = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ für einen Einfallswinkel $\Theta = 45^\circ$ berechnet. Dies entspricht einem normierten Vektorpotential von $a_0 = 1.2$. Der systematische Fehler in der

Berechnung der Fokusintensität beträgt 20%. Grundlage dieser Fehlereinschätzung ist die Berücksichtigung der systematischen Fehler in der Bestimmung aller Größen, die zur Berechnung der Intensität notwendig sind.

Dies bedeutet, dass für diese Intensitäten eine Plasmabildung auf dem Zeitintervall einige ps vor dem Intensitätsmaximum aufgrund des endlichen Kontrastverhältnisses (siehe oben) nicht ausgeschlossen werden kann. Der Einfluss von ASE und parasitäre Laserimpulse kann jedoch vernachlässigt werden.

2.3 Möglichkeit der 2. Harmonischen-Erzeugung

2.3.1 Motivation

Wie in dem vorhergehenden Kapitel gezeigt, besitzen die mit dem Ti:Saphir-Lasersystem generierten Laserimpulse eine gute, aber „endliche“ Impulsqualität, so dass eine Plasmabildung vor der eigentlichen Wechselwirkung für Festkörper mit einer sehr niedrigen Ionisationsschwelle nicht ausgeschlossen werden kann. Da eine weitere Erhöhung der Impulsqualität durch Manipulation des Lasersystems nur mit sehr hohem Aufwand möglich ist, wird häufig mit Methoden der nichtlinearen Optik die Qualität der Laserimpulse nach der Kompression verbessert. Hier hat sich vor allem die Konversion in die 2. Harmonische durchgesetzt [37]. Die Impulsqualität lässt sich leicht abschätzen, wenn man einen einfachen Zusammenhang zwischen der Intensität der Fundamentalen I_{ω_0} und der 2. Harmonischen $I_{2\omega_0}$ berücksichtigt:

$$I_{2\omega_0} \propto I_{\omega_0}^2 \quad (2.1)$$

Betrachtet man im Weiteren die Intensitätsverhältnisse, die oben zur Bestimmung der Impulsqualität eingeführt worden sind, und berechnet sie für den 2. Harmonischen-Impuls nach Gleichung 2.1, so erhält man ein Kontrastverhältnis von 10^{-10} bei $\pm 1 ps$ und ein ASE-Verhältnis von 10^{-18} . Basierend auf dieser Abschätzung lässt sich eine Plasmabildung vor der eigentlichen Wechselwirkung vollständig ausschließen. Gleichung 2.1 beruht aber auf einer Reihe vereinfachenden Voraussetzungen, die jedoch im Zusammenhang mit der Frequenzverdopplung von hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen nicht erfüllt sind. Typische Konversionswerte bezüglich der Energie liegen für ultrakurze Impulse im Bereich von 20-30%, so dass wertvolle Laserenergie verloren geht. Die lineare Abhängigkeit des normierten Vektorpotentials a_0 von der Wellenlänge wird hingegen bei einer beugungsbegrenzten Fokussierung durch den kleineren Fokussdurchmesser kompensiert. Bei gleicher Energie und Impulsdauer von Fundamentaler und 2. Harmonischer kann dieselbe Intensität a_0^2 erzeugt werden. Vorteilhaft ist hingegen die Skalierung der kritischen Dichte n_c , die bei der Wechselwirkung der 2. Harmonischen um einen Faktor 4 gesenkt wird. Wie später gezeigt wird, ermöglicht dies einen direkten Vergleich zwischen Experiment und numerischer Computersimulation (PIC). Im Folgenden wird ausführlicher auf die Wahl des verwendeten Kristalls als nichtlineares Medium eingegangen. Abschließend erfolgt eine Charakterisierung der frequenzverdoppelten Laserimpulse des IEP-Lasersystems.

2.3.2 Frequenzverdopplung von ultrakurzen Laserimpulsen

Seit der ersten Beobachtung der 2. Harmonischen im Jahre 1961 [38] ist dieser physikalische Effekt hinreichend untersucht worden. Die zugehörige Theorie des *3-Wellen-Mischprozesses* ist in vielen Standardwerken zur nichtlinearen Optik beschrieben (z.B. [29]). Eine geschlossene Lösung für die Intensität der 2. Harmonischen kann für ebene, monochromatische Wellen unter der Voraussetzung kleiner Konversionseffizienz berechnet werden. Notwendige Bedingung für eine möglichst effiziente Erzeugung der 2. Harmonischen ist die Erfüllung der Phasenanpassung zwischen der Fundamentalen und erzeugten 2. Harmonischen:

$$\Delta k = 0 \quad (2.2)$$

mit $\Delta k = 2k_{\omega_0} - k_{2\omega_0}$, wobei k_{ω_0} und $k_{2\omega_0}$ die Wellenvektoren der Fundamentalen bzw. 2. Harmonischen sind. Ist Gleichung 2.2 erfüllt, so skaliert die resultierende 2. Harmonische quadratisch mit dem Produkt aus Länge des nichtlinearen Mediums l und der Intensität der Fundamentalen I_{ω_0} . Um eine Phasenanpassung gemäß 2.2 zu erreichen, nutzt man die optischen Eigenschaften von doppelbrechenden Kristallen aus. Die Erzeugung der 2. Harmonischen mit ultrakurzen Laserimpulsen ist wesentlich komplizierter als im Fall von Dauerstrichlasern, da die Bedingung zur Phasenanpassung für das gesamte optische Spektrum der ultrakurzen Laserimpulse mit einer spektralen Breite von mehreren nm erfüllt sein muss. Dies erfordert den Einsatz sehr dünner Kristalle mit Längen von einigen $10 \mu m - 1 mm$.

Ein weiteres Problem im Zusammenhang mit der Frequenzverdopplung hochintensiver, ultrakurzer Impulse wird durch den Einfluss der $\chi^{(3)}$ -Nichtlinearität verursacht. Die Phasenanpassung wird durch eine zusätzliche intensitätsabhängige, nichtlineare Phase beeinflusst. Dieser Effekt kann sehr stark die Impulsform der 2. Harmonischen bestimmen, so dass die gewünschte Optimierung der Impulsqualität ausbleibt [39].

Die oben aufgeführten physikalischen Effekte skalieren alle mit der Länge des nichtlinearen Kristalls. Abhängig von der Leistungsdichte der zu konvertierenden Laserimpulse muss eine optimale Kristalllänge ermittelt werden, die zum einen eine möglichst hohe Konversionseffizienz gewährleistet, aber zum anderen auch die Impulsqualität verbessert.

Die folgende Abschätzung der „optimalen“ Kristalllänge beruht auf den Darstellungen in [35] und der Lösung des nichtlinearen, partiellen Differentialgleichungssystems, das die Entwicklung der Impulsform des fundamentalen Laserimpulses E_0 und der 2. Harmonischen E_2 beschreibt. Die dem Gleichungssystem zugrunde liegende Geometrie wird in Abbildung 2.7 dargestellt.

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_0 = -i\chi^{(2)} \frac{\omega_0^2}{2c^2 k_0} E_0^* E_2 e^{i\Delta k z} \quad (2.3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_2 = -i\chi^{(2)} \frac{\omega_2^2}{2c^2 k_2} E_0^2 e^{i\Delta k z}$$

(ω_i, k_i) repräsentieren Frequenz und Wellenvektor der Fundamentalen ($i = 0$) bzw. 2. Harmo-

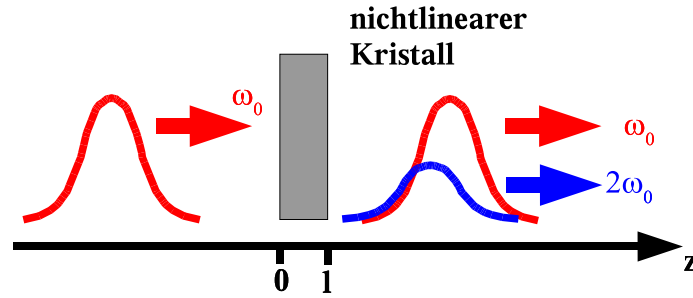


Abbildung 2.7: Erzeugung der 2. Harmonischen.

nischen ($i = 2$). Entsprechend steht v_i für die Gruppengeschwindigkeit der jeweiligen Frequenz. Betrachtet man eine Entwicklung der Abhängigkeit des Wellenvektors von der Frequenz

$$k_i(\omega) = k(\omega_i) + \frac{d}{dk}k(\omega)(\omega - \omega_i) + \frac{1}{2}\frac{d^2}{dk^2}k(\omega)(\omega - \omega_i)^2 + \mathcal{O}\left((\omega - \omega_i)^3\right) \quad (2.4)$$

um die Trägerfrequenz ω_i des jeweiligen Laserimpulses, so wird die Bedingung zur Phasenanpassung durch die Einführung der Gruppengeschwindigkeit auf der linken Seite von Gleichung 2.3 einschließlich des Terms erster Ordnung erfüllt. Als weitere Vereinfachung wird angenommen, dass die Konversion der Fundamentalen in die 2. Harmonische klein ist. Die Amplitude des fundamentalen Laserimpulses erfährt keine Verluste und wird während der Propagation im nichtlinearen Kristall als konstant angenommen, $E_0(z) = E_0(0)$ für alle Orte z . Gleichung 2.3 lässt sich dann integrieren, und führt zu folgendem Ergebnis für das elektrische Feld E_2 der 2. Harmonischen am Ausgang des nichtlinearen Kristalls, $z = l$:

$$E_2\left(t - \frac{l}{v_2}, l\right) = -i\chi^{(2)}\frac{\omega_2^2}{2c^2k_2}\int_0^l E_0^2\left(t - \frac{l}{v_2} + \left(\frac{1}{v_2} - \frac{1}{v_0}\right)z\right) dz \quad (2.5)$$

Der Term $\left(v_2^{-1} - v_0^{-1}\right)z$ im Argument von E_0 beschreibt das Auseinanderlaufen des 2. Harmonischen-Laserimpulses und dem Laserimpuls mit der fundamentalen Wellenlänge durch die unterschiedliche Gruppengeschwindigkeit und führt unweigerlich zu einer Verbreiterung des 2. Harmonischen-Impulses. Um den Einfluss der Länge des nichtlinearen Kristalls auf die zeitliche Entwicklung der 2. Harmonischen zu untersuchen, wird Gleichung 2.3 für einen Gauss-Impuls mit einer Dauer von $\tau_p = 120 \text{ fs}$ numerisch mit Hilfe eines Matlab-Programms integriert. Die Abhängigkeit der Impulsdauer von der Kristalllänge l für verschiedene nichtlineare Kristalle wird in Abbildung 2.8 dargestellt. Grundlage für die Integration bilden die in Tabelle 2.1 aufgeführten Parameter der nichtlinearen Kristalle. Neben der Differenz der Gruppengeschwindigkeit wird zusätzlich die effektive Suszeptibilität d_{eff} aufgeführt, die aus der χ^2 -Suszeptibilität berechnet wird.

Je nach Kristalltyp wird die ursprüngliche Impulsdauer zwischen $0.6 - 1.4 \text{ mm}$ überschritten. Berücksichtigt werden muss aber, dass sich nicht alle Kristalltypen mit beliebigem großem Durchmesser herstellen lassen. Die laterale, räumliche Energieverteilung der verstärkten und re-komprimierten Laserimpulse lässt sich mit Hilfe einer Gauss-Funktion beschreiben, deren Halbwertsbrei-

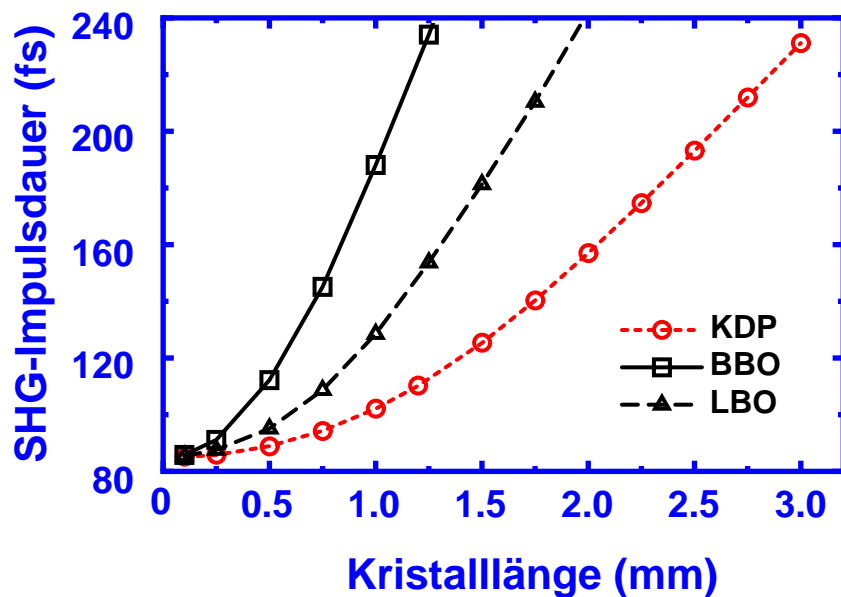


Abbildung 2.8: Impulsdauer der 2. Harmonischen ($FWHM$) als Funktion der Länge des nichtlinearen Kristalls für einen Gauss-Impuls mit einer Impulsdauer $\tau_p = 120 fs$ nach Gleichung 2.5.

Kristall	Θ_c	$v_2^{-1} - v_0^{-1} (fs/mm)$	$d_{eff} (pm/V)$
KDP	45	77	0.28
LBO	90	127	0.72
BBO	29	198	1.97

Tabelle 2.1: Parameter der nichtlinearen Kristalle, die zur Erzeugung der 2. Harmonischen verwendet werden (Typ I Phasenanpassung, nach [40]).

te $d = 2.25 cm$ ($FWHM$) beträgt. Zugleich ist die laterale Energieverteilung der Laserimpulse auf einen Durchmesser von maximal $5 cm$ aufgrund der verwendeten Optiken im Lasersystem beschränkt. Zur Zeit können nur KDP-Kristalle mit dem geforderten Durchmesser gefertigt werden. Deshalb wird für die Frequenzverdopplung der Ti:Saphir-Laserimpulse ein entsprechender KDP-Kristall mit einer Länge von $1.2 mm$ verwendet. Die Impulsdauer der 2. Harmonischen ist mit der Impulsdauer des fundamentalen Laserimpulses identisch und beträgt $\tau_{p,2\omega_0} \approx 120 fs$.

Untersuchungen zur Optimierung der 2. Harmonischen-Erzeugung bezüglich der Konversionseffizienz und Impulsform sind mit Hilfe der numerischen Lösung des Gleichungssystems 2.4 unter zusätzlicher Berücksichtigung der kubischen Suszeptibilität für KDP durchgeführt worden [39]. Die betrachteten Leistungsdichten sind mit $400 - 500 GW/cm^2$ um einen Faktor $2 - 2.5$ höher als die am TW-Lasersystem des IEP erzeugten. Jedoch können Rückschlüsse auf die vorliegenden Verhältnisse gezogen werden. Interessant ist das komplizierte Wechselspiel zwischen den

verschiedenen physikalischen Effekten (Differenz der Gruppengeschwindigkeit, Einfluss der kubischen Suszeptibilität, etc.). Für die gewählte Konfiguration der Erzeugung der 2. Harmonischen können die in [39] beschriebenen Störungen ausgeschlossen werden. Die gewählte Kristalllänge liegt unterhalb der Länge, bei der der Einfluss in der Differenz der Gruppengeschwindigkeit und der kubischen Suszeptibilität eine signifikante Rolle spielt.

Mit der weiteren Verbesserung der Herstellungsmethoden im Bereich der nichtlinearen Kristalle wird es zukünftig möglich sein, BBO- und LBO-Kristalle zu fertigen, deren Durchmesser den geforderten Bedingungen genügen. Die Entscheidung für den Einsatz eines KDP-Kristalls muss dann neu bewertet werden. Unter der Annahme, dass die Intensität der 2. Harmonischen proportional zum Quadrat der nichtlinearen Suszeptibilität χ^2 und der Länge l des Kristalls ist, lässt sich der optimale Kristalltyp bestimmen. Die jeweilige Länge l wird so gewählt, dass die Impulsdauer der 2. Harmonischen für alle Kristalltypen identisch ist. Zur Abschätzung wird die in Tabelle 2.1 angegebene effektive Suszeptibilität der verschiedenen, nichtlinearen Kristalle berücksichtigt. Bezüglich der abgeschätzten Konversionseffizienzen bei der Verwendung eines 1.2 mm langen KDP-Kristalls berechnet man für einen 0.9 mm langen LBO-Kristall eine um einen Faktor 3.7 höhere und für einen 0.6 mm langen BBO-Kristall eine um einen Faktor 12 höhere Konversionseffizienz. Die hier gemachte Abschätzung favorisiert die Frequenzverdopplung unter Verwendung eines BBO-Kristalls. Wünschenswert ist natürlich diese einfache Abschätzung durch eine detaillierte numerische Berechnung abzusichern, wie sie im Fall des KDP-Kristalls in [39] durchgeführt worden ist.

2.3.3 Charakterisierung der frequenzverdoppelten Laserimpulse

Die Impulsdauerbestimmung der 2. Harmonischen gestaltet sich aufgrund der Wellenlänge von $\lambda_{2\omega_0} = 400\text{ nm}$ schwierig. Die Aufnahme einer Autokorrelationsfunktion unter Einsatz einer weiteren Frequenzverdopplung in einem nichtlinearen Kristall ist nicht möglich. Dies ist durch die einsetzende Absorption der nichtlinearen Kristalle im Bereich $< 200\text{ nm}$ begründet. Alternative Möglichkeiten bilden PG-Frog [41] und 2-Photonen-Absorptionsverfahren [42]. Der beschränkte dynamische Bereich der mit diesen Messverfahren verbunden ist, verhindert aber Aussagen über das Kontrastverhältnis der Laserimpulse in einem Zeitintervall von $\pm 1\text{ ps}$. Im Rahmen dieser Arbeit wird deshalb auf die explizite Bestimmung der Impulsdauer verzichtet. Zur Kontrolle der oben durchgeführten Abschätzung wird aber das Spektrum der 2. Harmonischen aufgenommen. Vergleichend wird in Abbildung 2.9 das Spektrum, das sich aus Gleichung 2.5 durch eine Fourier-Transformation berechnet, dargestellt. Das berechnete Spektrum der 2. Harmonischen wird durch das Produkt aus der spektralen Intensität des fundamentalen Laserimpulses (siehe 2.3) und dem Faktor $\text{sinc} \left\{ \left[\left(v_2^{-1} - v_1^{-1} \right) 2\pi/\lambda - \Delta k \right] l/2 \right\}$ bestimmt. Die mögliche Abhängigkeit des Terms Δk von der Wellenlänge wird nicht berücksichtigt. Über den gesamten betrachteten Wellenlängenbereich wird $\Delta k = 0$ gesetzt. Über fast zwei Größenordnungen stimmt das gemessene mit dem berechneten Spektrum überein. Außerhalb des Wellenlängenbereichs von $400 \pm 2.5\text{ nm}$ kommt es zu starken Abweichungen zwischen dem einfachen Modell und der gemessenen, spektralen Intensität. Ursache für dieses Verhalten ist die beschriebende Vernach-

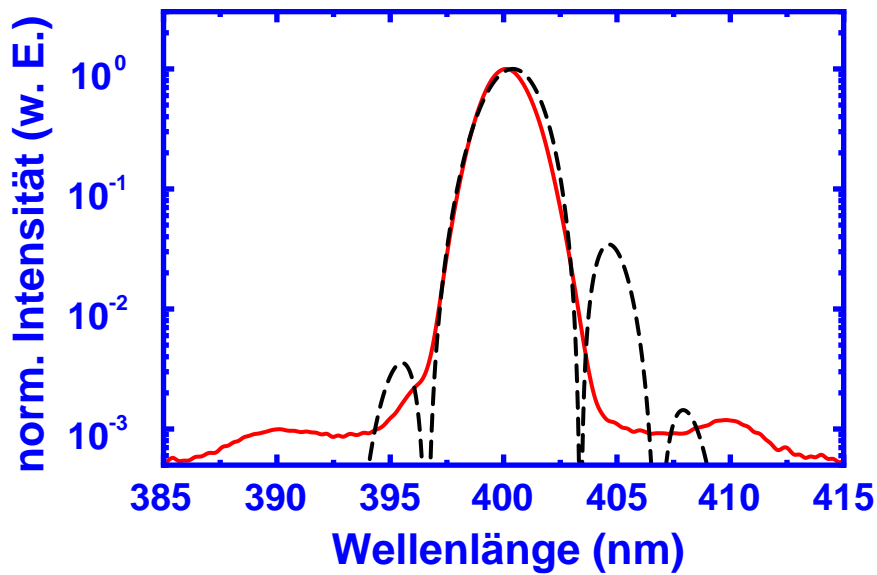


Abbildung 2.9: Experimentell bestimmtes Spektrum der 2. Harmonischen im Vergleich zu dem berechneten Spektrum (gestrichelte Linie), das sich aus dem Spektrum der Fundamentalen und dem vorgestellten Modell ergibt.

lässigung der Bedingung zur Phasenanpassung ($\Delta k = 0$). Die Halbwertsbreite des gemessenen Spektrums beträgt 2.5 nm im Einklang mit dem berechneten Spektrum. Die Asymmetrie in dem berechneten Spektrum ergibt sich aus dem Verlauf der spektralen Intensität des fundamentalen Laserimpulses.

Unter der Voraussetzung einer konstanten spektralen Phase berechnet sich aus dem Spektrum eine minimale Impulsdauer von $\tau_p \approx 90 \text{ fs}$ mit einem Kontrastverhältnis von 10^{-10} zum Zeitpunkt $\pm 0.5 \text{ ps}$ bezüglich des Intensitätsmaximums. Die mit der Differenz der Gruppengeschwindigkeit verbundene Impulsverbreiterung von ca. 30 fs sollte das Kontrastverhältnis nicht wesentlich beeinflussen, so dass von einer deutlichen Verbesserung des Kontrastverhältnisses ausgegangen werden kann. Ein möglicher Einfluss des beschränkten Kontrastverhältnisses der fundamentalen Laserimpulse kann auf diese Weise vollkommen ausgeschlossen werden. Parasitäre Laserimpulse und die Anwesenheit der ASE werden durch die Frequenzverdopplung auf ein nicht nachweisbares Niveau von 10^{-12} bzw. 10^{-18} reduziert. Für die Experimente zur Untersuchung der Laser-Festkörper-Wechselwirkung stehen damit durch die Frequenzverdopplung Laserimpulse zur Verfügung, bei denen eine induzierte Plasmabildung auf die fs -Zeitskala begrenzt ist.

Die Konversionseffizienz in die 2. Harmonische liegt maximal bei 25 %. Dieser Wert wird bei einer fundamentalen Laserenergie von 200 mJ pro Laserimpuls ermittelt, d. h. das frequenzverdoppelte Laserimpulse mit einer maximalen Laserenergie von 40 mJ generiert werden können. Erzielte Konversionseffizienzen an anderen Lasersystemen unter ähnlichen Bedingungen sind vergleichbar mit diesem Ergebnis [43].

Bei einer Energie von 40 mJ und unter Berücksichtigung der oben abgeschätzten Impulsdauer

er von $\tau_p \approx 120 \text{ fs}$ ergibt sich eine Leistung von $P \approx 330 \text{ GW}$ pro Laserimpuls. Unter Einsatz eines nicht-axialen parabolischen Spiegels mit einem Öffnungsverhältnis von $f/6$ wird der in Abbildung 2.10 dargestellte, symmetrische Fokus beobachtet. Der Durchmesser des Fokus beträgt

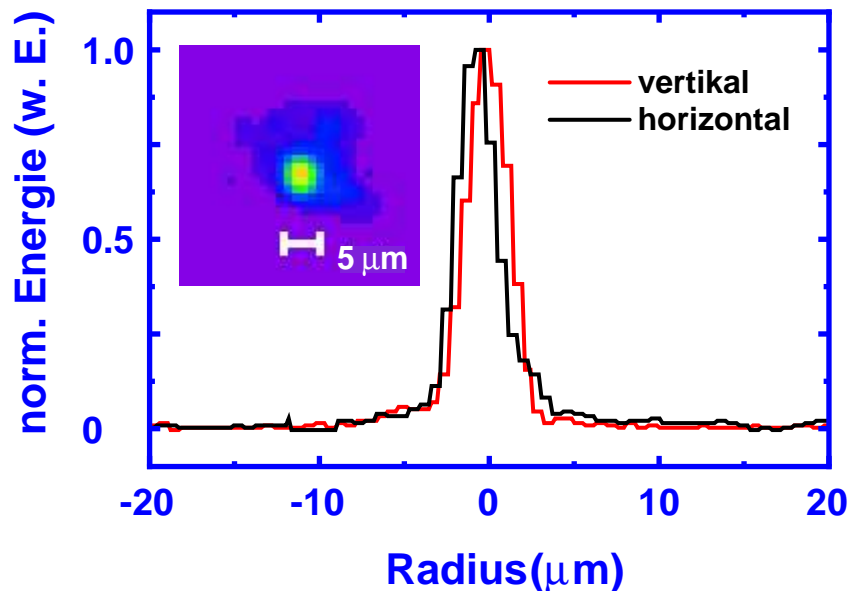


Abbildung 2.10: Fokus der 2. Harmonischen ($f/6$ Fokussierung).

$3 \mu\text{m}$ ($FWHM$) und entspricht dem Durchmesser, der für die beugungsbegrenzte Fokussierung berechnet wird. Wie aus Abbildung 2.10 ersichtlich wird, ist nicht die gesamte Energie in dem zentralen Fokusfleck zentriert. Eine genaue Analyse zeigt, dass nur 20 % der Energie innerhalb der Halbwertsbreite konzentriert sind. Aus diesem Wert lässt sich die maximale Spitzenintensität für einen Einfallswinkel von $\theta = 45^\circ$ berechnen. Für eine maximale Energie von 40 mJ ergibt sich unter den oben genannten Bedingungen eine Intensität von $I_s = 7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Das normierte Vektorpotential beträgt in diesem Fall $a_0 = 0.3$. Der Intensitätsbereich liegt deutlich unter der relativistischen Schwelle von $a_0 = 1$. Für die Fehlerabschätzung der hier angegebenen Intensitäten gelten die in Abschnitt 2.2.4 gemachten Aussagen. Der systematische Fehler in der Berechnung der Intensität wird mit 20 % angegeben.

Kapitel 3

Numerisches Hilfsmittel: PIC-Simulationen

In diesem Kapitel wird eine kurze Einführung in die numerische Simulation der Wechselwirkung von hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen mit Plasmen gegeben. Zunächst wird die Notwendigkeit von numerischen Computersimulationen begründet. Anschließend erfolgt eine Spezifizierung der physikalischen Parameter der zu untersuchenden Plasmen, die auf die Methode der Particle-In-Cell (PIC) Simulationen führt. Das Kapitel wird abgeschlossen mit einer kurzen Skizze des Algorithmus der PIC-Simulation und der Vorstellung des PIC-Codes, der im weiteren Verlauf der Arbeit zur Bestätigung und zum Verständnis der experimentellen Ergebnisse wesentlich beiträgt.

3.1 Computersimulationen: Notwendigkeit und Auswahl

Die Laser-Plasma-Wechselwirkung wird durch das simultane Zusammenspiel vieler verschiedener physikalischer Mechanismen geprägt. Diese wiederum sind linearer, nichtlinearer und kinetischer Natur. Auch wenn sich die einzelnen Effekte teilweise mit Hilfe einfacher analytischer Methoden hinreichend gut beschreiben lassen, kann die Beschreibung des Zusammenspiels aller Effekte nur mit Hilfe von aufwendigen Computersimulationen erfolgen. Eine Vielzahl von numerischen Simulationen, deren Algorithmen auf recht unterschiedlichen Annahmen basieren, werden heutzutage in der Plasmaphysik angewendet. Die Auswahl eines geeigneten Algorithmus lässt sich leicht durch die Betrachtung der physikalischen Situation treffen. Aus diesem Grund werden zunächst einige Parameter des zu untersuchenden Plasmas bestimmt.

Die im Verlauf der Arbeit untersuchten, laserinduzierten Plasmen werden auf der Oberfläche von Festkörpermateriale (Glas, Kunststoff etc.) erzeugt. Die räumliche Ausdehnung des Plasmas wird durch die geometrische Größe des Laserfokus bestimmt und liegt im Bereich von $\approx 10 \mu m$ in lateraler Ausdehnung und von einigen $100 nm$ senkrecht zur Oberfläche.

Die typische Elektronendichte n_e dieser Oberflächenplasmen liegt in der Größenordnung von $n_e \approx 10^{23} - 10^{24} cm^{-3}$ [22]. Dies entspricht einem Verhältnis $n_e/n_{cr} \approx 100 - 1000$ für $\lambda = 800 nm$.

Die kritische Plasmadichte ist durch

$$n_c = \frac{\pi m_e c^2}{\lambda^2 e^2} \quad (3.1)$$

definiert und begrenzt die Frequenz bzw. Wellenlänge einer elektromagnetischen Welle, für die eine Propagation im Plasma möglich ist. Die zu untersuchenden Plasmen sind also hochreflektierend. Ganz entscheidend für die Wechselwirkung zwischen Laser und Plasma ist, wie der Verlauf der Plasmadichte beim Übergang vom hoch überkritischen Plasma zum Vakuumniveau erfolgt. Zu diesem Zweck definiert man die Skalenlänge L des Plasmas am Ort x gemäß [44]:

$$L = \left(\frac{1}{n_e} \frac{\partial}{\partial x} n_e \right)^{-1} \Big|_x \quad (3.2)$$

Die x -Koordinate wird hierbei ohne Einschränkung der Allgemeinheit zur Beschreibung der Richtung senkrecht zur Oberfläche des Festkörpers eingeführt. Die ausschließlich eindimensionale Beschreibung senkrecht zur Oberfläche des Plasmas wird durch das Verhältnis von lateraler Ausdehnung, die durch den Fokusedurchmesser ($\approx 10 \mu m$) gegeben ist, und der Expansion des Plasmas senkrecht zur Oberfläche ($\approx 100 nm$) begründet.

Das Plasma besteht im Wesentlichen aus zwei Komponenten: Elektronen und Ionen. Wichtig für die weiteren Untersuchungen ist, ob Stöße zwischen Ionen und Elektronen, die die physikalischen Eigenschaften des Plasmas bestimmen, signifikant sind. Diese Frage wurde in der theoretischen Plasmaphysik eingehend behandelt. Mit dem Ergebnis aus [45, 46] lässt sich die Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz ν_{ei} in einem Plasma unter dem Einfluss eines starken, linear polarisierten elektromagnetischen Feldes abschätzen:

$$\frac{\nu_{ei}}{\omega_p} = \frac{16}{\sqrt{2\pi}} Z \omega_p \tau a_0^{-3} \ln \left(\frac{a_0}{2v_{th}/c} \right) \ln \Lambda \quad (3.3)$$

Die Parameter haben folgende Bedeutung: ω_p ist die Plasmafrequenz, Z beschreibt den Ionisationsgrad der Ionen, τ ist durch $\tau = e^2/4\pi\epsilon_0 m_e c^3$ gegeben, v_{th} gibt die thermische Geschwindigkeit der Elektronen an und $\Lambda \approx 12\pi n_e/Z\lambda_D$ ist durch den Coulomb-Logarithmus definiert. Die Debye-Länge λ_D ist wiederum durch das Verhältnis von thermischer Geschwindigkeit v_{th} zur Plasmafrequenz ω_p ($\lambda_D = v_{th}/\omega_p$) bestimmt. Repräsentative Werte der einzelnen Parameter liegen in der Größenordnung $a_0 \approx 1$, $n_e \approx 10^{23} cm^{-3}$, $Z \approx 10$, $v_{th}/c \approx 0.03$, und $\ln \Lambda \approx 10$. Aus diesen Werten resultiert eine Elektronen-Ionen-Stoßfrequenz in der Größenordnung \mathcal{O}

$$\frac{\nu_{ei}}{\omega_p} = \mathcal{O} \left(10^{-4} \right) \quad (3.4)$$

Dies bedeutet, dass das Plasma über einen Zeitraum von einigen hundert Plasmaperioden $\tau_p \sim \omega_p^{-1}$ und somit während der Wechselwirkungszeit des Laserimpulses mit dem Plasma als stoßfrei betrachtet werden kann.

Jedes Plasma lässt sich mit Hilfe der Vlasov-Gleichung beschreiben [47]. Im Kontext dieser Plasmabeschreibung wird für jede Teilchenspezies (Elektronen und Ionen) eine Phasenraumfunktion $f_j(\mathbf{x}, \mathbf{v}, \mathbf{t})$ eingeführt, die den Ort der Teilchenspezies j im Phasenraum (\mathbf{x}, \mathbf{v}) als

Funktion der Zeit charakterisiert. Unter der Annahme, dass keine Teilchen der Spezies j erzeugt oder vernichtet werden, und dass nur die Lorentzkraft $\mathbf{F} = q_j (\mathbf{E} + \mathbf{v}/c \times \mathbf{H})$ für geladene Teilchen berücksichtigt werden muss, erfüllt die Funktion f_j die folgende Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{x}} f_j + \frac{q_j}{m_j} \left(E + \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{H}}{c} \right) \nabla_{\mathbf{v}} f_j = 0 \quad (3.5)$$

Die ∇ -Operatoren sind durch $\nabla_{\mathbf{x}} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ und $\nabla_{\mathbf{v}} = (\partial/\partial v_x, \partial/\partial v_y, \partial/\partial v_z)$ definiert. Die elektrischen und magnetischen Felder \mathbf{E} und \mathbf{H} resultieren sowohl aus äußeren Feldern (Laserimpuls) als auch aus den inneren Feldern, die aufgrund von Ladungstrennungen und Strömen im Plasma erzeugt werden. Basierend auf dieser Beschreibung des Plasmas sind nun verschiedene Ansätze zur numerischen Simulation von Plasmen realisiert worden. Der direkte Ansatz, Gleichung 3.5 numerisch zu lösen, spiegelt sich in den sogenannten Vlasov-Simulationen nieder [44]. Ein wesentlicher Nachteil dieser Simulationstechnik liegt jedoch in einem sehr großen Bedarf an Computerspeicher, der durch die notwendige Parametrisierung des Phasenraums (\mathbf{x}, \mathbf{v}) entsteht [48]. Alternativ hierzu haben sich Teilchen-Codes (Particle-In-Cell Codes, PIC Codes) als sehr direkter und mächtiger Ansatz etabliert [49]. Im Gegensatz zur Vlasov-Simulation wird nicht der ganze Phasenraum (\mathbf{x}, \mathbf{v}) parametrisiert, sondern die Verteilungsfunktion f_j wird mit Hilfe einer begrenzten Anzahl von Makroteilchen beschrieben. Diese Makroteilchen gehorchen den Bewegungsgleichungen für ein geladenes Teilchen. Durch diese Vorgehensweise ist es möglich, das kollektive Verhalten des Plasmas zu modellieren. Der zugrunde liegende Algorithmus ist sehr einfach und wird schematisch in der folgenden Abbildung 3.1 dargestellt. Man verfolgt numerisch die Bewegung einer großen Zahl von Makroteilchen, die wiederum aus einer Viel-

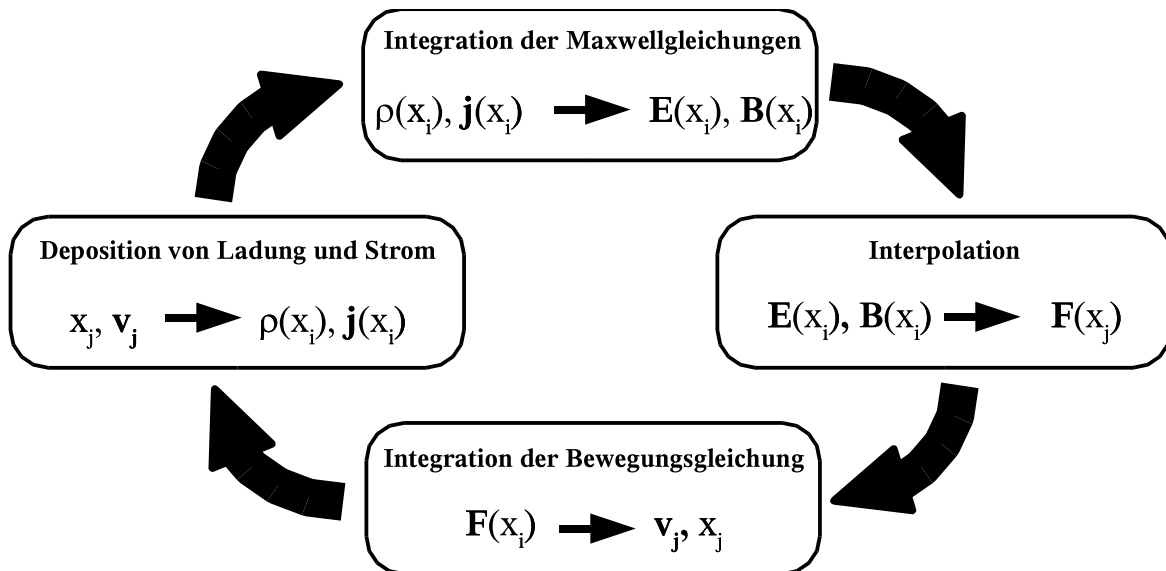


Abbildung 3.1: Prinzip der PIC-Simulation nach Lichters [50]. Die Koordinaten x_i sind Zellkoordinaten, x_j und v_j sind Teilchenkoordinaten bzw. -geschwindigkeiten.

zahl von Elektronen bzw. Ionen bestehen und die über einen gewissen Bereich im Phasenraum verschmiert sind. Aus den „kontinuierlichen“ Positionen x_j und Geschwindigkeiten v_j der Makroteilchen berechnet man die Ladungs- und Stromdichten auf einem diskreten, räumlichen Gitter mit einer hinreichend großen Auflösung Δx . Die Zuordnung der Teilchenpositionen x_j zu den Gitterkoordinaten x_i erfolgt mittels einer geeigneten Interpolation.

Im nächsten Schritt werden die elektrischen und magnetischen Felder unter Verwendung der zuvor ermittelten Strom- und Ladungsdichten mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen bezüglich der Gitterkoordinaten berechnet. Die Felder werden dann wiederum von den Gitterkoordinaten x_i zu den Teilchenpositionen x_j interpoliert und in die Bewegungsgleichung eingesetzt, um die neuen Positionen der Makroteilchen zu berechnen. Dieser grundlegende Zyklus wird mit einem Zeitschritt $\Delta\tau$ wiederholt, der hinreichend klein ist, um die höchste Frequenz des zu betrachtenden physikalischen Effekts aufzulösen. Durch die Einführung des Gitters bzw. der Makroteilchen werden die Mikrofelder, die sich auf sehr kleinen räumlichen Skalen (kleiner als die räumliche Ausdehnung der Makroteilchen) ausbilden und mit den Stößen der Teilchen verbunden sind, unterdrückt und nur das kollektive Verhalten des Plasmas berücksichtigt.

Für die numerische Stabilität des Algorithmus ist es besonders wichtig, die thermische Geschwindigkeit der Makropartikel zu Beginn der Simulation geeignet zu wählen. Dies hängt mit dem Problem des „Übersprechens“ von Moden mit großen Wellenvektoren k zusammen, die nicht auf dem Gitter repräsentiert werden .

$$k > \frac{2\pi}{\Delta x} \quad (3.6)$$

Das „Übersprechen“ führt zum sogenannten *Numerischen Heizen* des Plasmas [49], d. h. ohne die Einwirkung einer physikalischen Kraft vergrößert sich die mittlere kinetische Energie der Makroteilchen und die Temperatur des Plasmas steigt. Glücklicherweise lassen sich die hochfrequenten Moden des Plasmas durch geeignete Wahl der Debye-Länge λ_D mit

$$\lambda_D > \Delta x \quad (3.7)$$

unterdrücken, so dass ihr Einfluss auf die Simulation auf ein vernachlässigbares Niveau gedämpft werden kann. Bei gegebener Plasmadichte wird die Debye-Länge über die thermische Geschwindigkeit der Elektronen bestimmt.

Obwohl der PIC-Algorithmus hinsichtlich Computerzeit und Speicherbedarf umfassend optimiert worden ist, können nur wenige Hochleistungsrechner ein physikalisches Problem vollständig in allen sechs Dimensionen (x_i, v_i mit $i = 1, 2$ und 3) des Phasenraums berechnen. Eine starke Reduzierung der Anforderungen kann erreicht werden, indem man die räumlichen Symmetrien einer physikalischen Fragestellung nutzt, und so die Anzahl der zu berücksichtigenden Dimensionen im Phasenraum einschränkt. Eindimensionale PIC-Codes lassen sich heutzutage auf Personal Computern bereits effektiv nutzen. Durch Anwendung einer geschickten Lorentz-Transformation (siehe Kapitel 4) lässt sich sogar der schräge Einfall eines Laserimpulses auf das Plasma simulieren. In dem folgenden Abschnitt wird der PIC-Code, der für diese Arbeit verwendet worden ist, kurz vorgestellt.

3.2 LPIC

Die in dieser Arbeit vorgestellten PIC-Simulationen sind mit dem PIC-Code LPIC [50] erzeugt worden. Dieser Code wurde von R. Richters und R. Pfund unter der Leitung von J. Meyer-ter-Vehn entwickelt. Er wurde auf der Basis von C++ programmiert und wird als Public Domain Software an Interessierte verteilt. Der PIC-Code berücksichtigt eine räumliche Dimension und drei Dimensionen im Geschwindigkeitsraum.

Das für die Computersimulationen eingeführte Koordinaten-System, beziehungsweise das zugehörige Lorentz-transformierte Koordinaten-System, bilden die Grundlage für die physikalischen Beschreibungen in den weiterführenden Teilen der Arbeit. An dieser Stelle wird nur der senkrechte Einfall eines Laserimpulses auf ein Plasma beschrieben. Die Rückführung der Situation eines schräg einfallenden Impulses durch Lorentz-Transformation auf den senkrechten Fall wird in Kapitel 4 angegeben. Der Laserimpuls wird an der linken Seite der Simulationsbox (Ab-

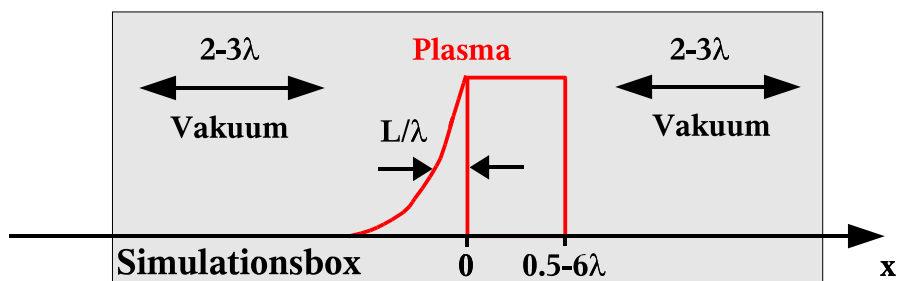


Abbildung 3.2: Typische Simulationsbox in der LPIC-Simulation.

bildung 3.2) gestartet und propagiert entlang der x -Achse dem Plasma entgegen. In den in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen ist ein Laserimpuls mit einem \sin^2 -förmigen Intensitätsverlauf gewählt worden. Die zeitliche Dauer $\Delta\tau$ des Impulses beträgt $\Delta\tau = 10 \tau_0$ ($FWHM$), τ_0 entspricht hierbei einer Laserperiode (Im Fall von einer Laserwellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$ berechnet man $\tau_0 = 2.67 \text{ fs}$). Diese Impulsdauer wurde gewählt, um die Simulationszeiten, die leicht in der Größenordnung von einigen Tagen liegen kann, möglichst niedrig zu halten. Simulationen mit verschiedenen Impulsdauern konnten keine Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung von derselben aufdecken.

Das Plasma wird vom Vakuum umschlossen. Die gewählte Ausdehnung dieser Region liegt in der Größenordnung von einigen λ . Das Vakuum ermöglicht zum einem die Propagation des Laserimpulses vor der Wechselwirkung. Zum anderen verhindert es die Reflexion von Elektronen an den Grenzen der Simulationsbox, die aus dem Plasma entkommen sind [23].

Wie oben beschrieben, wird in den PIC-Simulationen von einem bestehenden Plasma ausgegangen. Dies wird im Fall von LPIC++ mit einem zwei-komponentigen Plasma, bestehend aus Ionen und Elektronen, beschrieben. Neben einer Region mit konstanter Plasmadichte kann ein inhomogener Plasmabereich hinzugeführt werden. Charakterisiert wird der inhomogene Bereich durch die Skalenlänge des Plasmas. Da der LPIC-Code ursprünglich nur einen linearen

Dichteverlauf beinhaltet hat, ist im Rahmen dieser Arbeit eine Erweiterung auf exponentielle Dichteverläufe vom Autor implementiert worden. Diese beschreibt die selbstkonsistente Lösung der isothermen Ausdehnung eines Plasmas im Vakuum [44]. Die Plasmadichte wird im Bereich von $n_e/n_{cr} = 1 - 100$ und die Skalenlänge zwischen $L/\lambda = 0 - 2$ variiert. Die Ausdehnung der sich anschließenden Region mit konstanter Plasmadichte liegt in der Größenordnung zwischen $0.5 - 6\lambda$ (siehe Abbildung 3.2). Diese Region wird im weiteren Verlauf der Arbeit als „Plasma-säule“ bezeichnet und ihr möglicher Einfluss auf die Harmonischen-Erzeugung wird in Kapitel 4.3 diskutiert. Der Ursprung des Koordinatensystems wird in den Simulationen durch den Anfang des Bereichs mit konstanter Elektronendichte definiert.

Die Anzahl der Makropartikel pro Zelle wird dabei so gewählt, dass die betrachtete Plasmadichte hinreichend gut aufgelöst wird, d. h. ein Makropartikel trägt zur gesamten Plasmadichte in der Größenordnung $\mathcal{O}(10^{-2} - 10^{-3})$ bei. Typische Werte für die Anzahl der Makropartikel pro Zelle liegen für Plasmen mit einer Elektronendichte von $n_e/n_{cr} \approx 10 \dots 100$ im Bereich von $100 \dots 400$. Unter der Berücksichtigung einer anfänglichen Elektronentemperatur von $T_e = 0.5 \text{ keV}$ (Kiloelektronenvolt, $1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$) berechnen sich Auflösungen von $1000 - 2000$ Zellen pro Wellenlänge. Betrachtet man eine räumliche Ausdehnung des Plasmas von einer Wellenlänge, resultiert dies in einer Gesamtzahl von Makropartikeln bis 10^6 und liegt so um $1 - 2$ Größenordnungen über der in früheren Arbeiten verwendeten Anzahl [19, 50]. Ermöglicht wird die Erhöhung der Anzahl von Makropartikeln und der damit verbundenen Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses der Simulationen durch die rasante Entwicklung auf dem Gebiet der Computertechnologie. So hat sich die Computerzeit zur Berechnung eines PIC-Zyklus um mehr als zwei Größenordnungen verkürzt. Diese Entwicklung sollte auch sehr bald den effektiven Einsatz von zweidimensionalen PIC-Simulationen ermöglichen. Während dieser Arbeit standen ein PIII 500 MHz Dual Pentium-, ein AMD 1 GHz Athlon-Personal Computer, sowie eine IBM Regatta 3 zu Verfügung. Tabelle 3.1 gibt eine kurze Zusammenfassung der Computer-Parameter und der bestimmten Rechenzeit für ein Makroteilchen, das einen einzelnen PIC-Zyklus durchläuft. Ein Vergleich zwischen den beiden Personal Computern zeigt deutlich, dass die Simula-

Computer	Taktfrequenz (GHz)	Zeit (μs)
Pentium III	0.5	1.8
AMD	1	0.9
IBM Regatta 3	0.475	0.8

Tabelle 3.1: Vergleich verschiedener Computertypen. Die angegebene Rechenzeit bezieht sich auf ein einzelnes Makroteilchen, das den PIC-Zyklus einmal durchläuft.

tionszeit linear mit der Taktfrequenz des Computersystems skaliert. Da IBM die Taktfrequenz anders bestimmt, muss hier noch ein Faktor 4 berücksichtigt werden. Die lineare Skalierung ist also auch hier gegeben.

LPIC++ besitzt die Fähigkeit zur Parallelisierung, d. h. eine Simulation kann von mehreren Prozessoren parallel berechnet werden. Hierfür wird die Simulationsbox entsprechend der Anzahl

der zur Verfügung stehenden Prozessoren in verschiedene Abschnitte unterteilt. Die einzelnen Prozessoren übernehmen dann parallel die Berechnungen für die jeweilige Region. Zwischen den einzelnen Abschnitten besteht eine gewisse Überlappung von Zellen. Makropartikel, die einen Abschnitt verlassen, werden dann zu bestimmten Zeiten zwischen den Prozessoren ausgetauscht. Die Architektur der IBM Regatta 3 ist für diesen Rechenmodus von besonderem Vorteil. Hier sitzen vier Prozessoren auf einem Motherboard und haben Zugriff auf einen gemeinsamen *4 GByte* großen Arbeitsspeicher. Ein zeitaufwendiger Datentransfer zwischen verschiedenen Arbeitsspeichern, wie z. B. in Linux-Clustern, entfällt. Die Parallelisierung führt zu einer (fast) linearen Skalierung der benötigten Computerzeit. Aus diesem Grund wurde die IBM-Regatta während dieser Arbeit vor allem für die aufwendigen Simulationen mit einer hohen Plasmadichte benutzt, die den Einsatz einer hohen Anzahl von Zellen und Makropartikeln fordern.

Kapitel 4

Harmonische an steilen Plasma-Dichtegradienten

4.1 Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung

Das Interesse an der Erzeugung von höheren Harmonischen an überkritischen Plasmen wurde zu Beginn der 80er Jahre mit dem beeindruckenden Experiment von Carman et al. geweckt [51]. Mit einem leistungsstarken CO_2 -Laser ($\lambda \approx 10 \mu m$) konnten Harmonische bis zur 46. Ordnung detektiert werden. Charakteristisch für die Spektren dieses Experiments war das „Abschneiden“ der Harmonischen-Intensität für eine bestimmte Ordnung. Harmonische jenseits dieser Ordnung konnten nicht nachgewiesen werden. Außerdem erfolgte die Emission der Harmonischen isotrop in den gesamten, vor der Festkörperprobe liegenden Halbraum.

Das charakteristische „Abschneiden“ im Spektrum der Harmonischen konnte mit Hilfe eines einfachen Modells [52] und einer aufwendigen, numerischen Berechnung [53] erklärt werden, die beide auf einer Flüssigkeitsbeschreibung des Plasmas beruhen. Die Ordnung der nachweisbaren Harmonischen wurde in diesen Modellen durch eine maximale Plasmafrequenz begrenzt, die durch den Ionisationsgrad des Festkörpers bestimmt wird.

Mit dem Einsatz leistungsstarker KrF-Laser, die die Generation der CO_2 -Laser in den Experimenten zur laserinduzierten Kernfusion ablöste, ließ das Interesse an der Erzeugung höherer Harmonischer wieder nach. Dies ist vor allem durch die $I\lambda^2$ -Skalierung der Harmonischen-Erzeugung begründet. Erst mit der Einführung der ultrakurzen Ti:Saphir-Lasersysteme erwachte das Interesse an der Harmonischen-Erzeugung von Neuem. Aufgrund der ultrakurzen Impulse erwartete man keine Expansion des Plasmas, so dass der Laserimpuls mit einem scharf begrenzten Plasma wechselwirkt und die unerwünschten Effekte, die in den Experimenten mit ns -Laserimpulsen vorhanden waren, ausgeschaltet werden sollten. In ersten vielversprechenden Experimenten mit p-polarisierten Laserimpulsen mit Spitzenintensitäten im Bereich von $10^{17} W/cm^2$ konnten von der Linde et al. [54] und Kohlweyer et al. [55] Harmonische bis zur 15. bzw 7. Ordnung detektieren. Mit Hilfe von s-polarisierten Laserimpulsen konnten keine höheren Harmonischen erzeugt werden. Die gemessenen Spektren zeigten einen monotonen Abfall der Harmonischen-Intensität mit der Ordnung und so wurde die Begrenzung der Harmonischen-

Erzeugung durch die Plasmafrequenz ausgeschlossen. Diese Annahme wurde durch das spektrale Experiment am Vulcan Nd:Glas-Laser (Rutherford Application Laboratory) im Intensitätsbereich $I \approx 10^{19} \text{ W/cm}^2$ bestärkt [21]. Harmonische bis zur 75. Ordnung mit einer Effizienz von 10^{-6} und resultierenden Leistungen im Bereich von einigen *MW* wurden nachgewiesen. Die Emission erfolgte jedoch wieder aufgrund der Impulsdauer von 2.5 ps in den gesamten Halbraum vor der Festkörperprobe. Im Gegensatz zu den Experimenten mit *fs*-Laserimpulsen konnte keine Abhängigkeit der Erzeugung der höheren Harmonischen bezüglich der (linearen) Polarisation (s- und p-Polarisation) festgestellt werden. Parallel zu den experimentellen Untersuchungen wurde von Bulanov et al. [15] das Modell des oszillierenden Spiegels eingeführt. Dieses Modell wurde von Lichters et al. [16] und von der Linde [17, 18] weiterentwickelt und setzte sich zur Erklärung der Erzeugung der Harmonischen an überkritischem Plasma durch.

Erste Untersuchungen zur Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung von der Skalenlänge sind von Zepf et al. [24] durchgeführt worden. Mit einer Erhöhung der Impulsqualität konnte eine Zunahme der Harmonischen-Effizienz beobachtet werden. Unterstützt wurden diese experimentellen Ergebnisse durch PIC-Simulationen, die im Widerspruch zu den von Lichters et al. [23, 50] publizierten Ergebnissen stehen. Während Lichters et al. für große Skalenlängen eine vernachlässigbare Abnahme der Harmonischen-Intensität mit der Skalenlänge beobachtete, ergaben die Simulationen von Zepf et al. eine Abnahme um ca. eine Größenordnung. Die Simulationen unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Wahl der Elektronendichte.

Weitere Experimente zur Erzeugung der höheren Harmonischen wurden von Tarasevitch et al. [20] vorgestellt. In diesen Experimenten wurden Laserimpulse mit einer Dauer von 30 fs und einer Spitzenintensität von 10^{18} W/cm^2 verwendet, die Harmonische bis zur 35. Ordnung erzeugten. Zusätzlich wurden Experimente mit Laserimpulsen mit einer Dauer von 120 fs und Spitzenintensitäten im Bereich von einigen 10^{17} W/cm^2 durchgeführt. Mit Hilfe dieser Experimente wurde die kollimierte Emission der Harmonischen bestätigt und der Einfluss der Skalenlänge in einem Doppelimpuls-Experiment systematisch untersucht. Diese Experimente zeigten eine drastische Diskrepanz zwischen den PIC-Simulationen und den experimentellen Ergebnissen. Während die von Lichters et al. berechneten Abhängigkeiten einen starken Anstieg des Harmonischen-Signals mit der Skalenlänge voraussagten, wurde ausschließlich ein starker Abfall des Harmonischen-Signals mit der Skalenlänge in den Experimenten beobachtet. Die Abnahme des Harmonischen-Signals stimmte qualitativ mit den Vorhersagen der Simulationen von Zepf et al. [24] überein. Ein quantitativer Vergleich zeigte aber auch hier eine Diskrepanz über mehrere Größenordnungen [20].

In diesem Kapitel werden theoretische Untersuchung zur Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung vorgestellt. Hierbei wird vor allem die Frage nach der maximalen Plasmadichte und der Einfluss von kurzen Plasma-Skalenlängen ($L < \lambda$) im Zusammenhang mit dem Modell des oszillierenden Spiegels untersucht. Zur Herleitung des Modells des oszillierenden Spiegels wird zunächst eine geschickte Lorentz-Transformation vorgestellt, die eine Analyse der Wechselwirkung des Laserimpulses mit dem Plasma vereinfacht. Im Folgenden wird dann für die Anregung mit einem linear polarisierten Laserimpuls die Erzeugung von höheren Harmonischen im nicht-relativistischen Fall ($a_0 < 1$) mit dem Modell des oszillierenden Spiegels erklärt. Die Ergebnisse

werden anhand von PIC-Simulationen auf ihre Gültigkeit überprüft. Im weiterführenden Kapitel wird der Einfluss einer endlichen Plasma-Skalenlänge auf die Erzeugung der höheren Harmonischen untersucht und Unterschiede zum Modell des oszillierenden Spiegels aufgedeckt. Außerdem wird die Erweiterung der theoretischen Betrachtungen für relativistische Intensitäten ($a_0 \geq 1$) diskutiert.

4.1.1 Lorentz-Transformation in das bewegte Bezugssystem \mathbf{K}'

Eine wichtige Vereinfachung der Beschreibung der Laser-Plasma-Wechselwirkung für beliebige Einfallswinkel θ des Laserimpulses wird durch eine geschickte Lorentz-Transformation erreicht. Die Transformation wird so gewählt, dass der Laserimpuls im transformierten System \mathbf{K}' senkrecht zur Plasmaoberfläche einfällt. Das Plasma strömt in diesem Bezugssystem mit einer Geschwindigkeit $V/c = \sin \theta$ in die negative y -Richtung, wie in der unteren Abbildung 4.1 dargestellt wird. Diese Methode geht auf Bourdier [56] zurück und wird auch in dem eindimensionalen

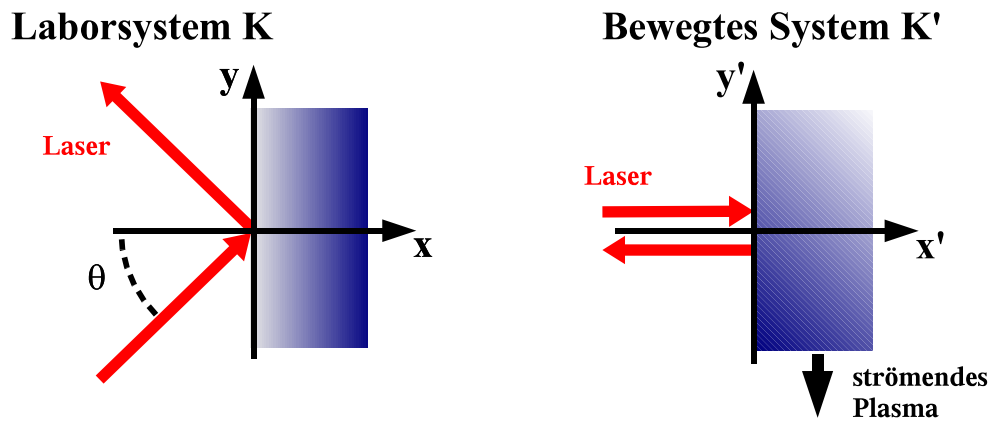


Abbildung 4.1: Lorentz-Transformation vom Laborsystem \mathbf{K} in das bewegte System \mathbf{K}' .

PIC-Code LPIC angewandt. Deshalb werden die wichtigsten physikalischen Größen in beiden Bezugssystemen angegeben. Eine ausführlichere Darstellung findet sich in [50].

Die β - und Γ -Faktoren der Lorentz-Transformation lauten:

$$\beta = \sin \theta \quad \Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \frac{1}{\cos \theta} \quad (4.1)$$

Ein beliebiger Vierervektor $x^\mu = (x_0 = ct, x, y, z)$ im Bezugssystem \mathbf{K} wird mit Hilfe der Transformation Σ in das Bezugssystem \mathbf{K}' überführt [57]:

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \Gamma & 0 & -\beta\Gamma & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -\beta\Gamma & 0 & \Gamma & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Die Form der Matrix zeigt deutlich, dass neben der zu berücksichtigen Zeit-Transformation

(x_0 -Koordinate) nur die y -Koordinate von der Lorentz-Transformation betroffen ist. Räumliche Ausdehnungen in x - und z -Richtung werden von der Transformation nicht beeinflusst. Im weiteren Verlauf wird auf die geschlossene Darstellung mit Hilfe der Vierervektoren verzichtet.

Frequenz ω und Wellenvektor $\mathbf{k} = (k_x, k_y, k_z)$ einer beliebigen Welle im Laborsystem \mathbf{K} transformieren sich gemäß

$$\omega' = \Gamma(\omega/c - \beta k_y) \quad (4.3)$$

$$\begin{pmatrix} k'_x \\ k'_y \\ k'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} k_x \\ \Gamma(-\beta\omega/c + k_y) \\ k_z \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Die Transformation wird am Beispiel der Frequenz $\omega = \omega_0$ und des Wellenvektors $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0$ des einfallenden Laserimpulses verdeutlicht.

$$\omega = \omega_0 \quad \omega'_0 = \omega_0 \cos \theta \quad (4.5)$$

$$\mathbf{k} = \begin{pmatrix} k_0 \cos \theta \\ k_0 \sin \theta \\ 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{k}' = \begin{pmatrix} k_0 \cos \theta \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

Physikalisch ist die Abnahme der Frequenz ω'_0 in dem relativistischen *Doppler-Effekt* begründet [50]. Die Geschwindigkeiten transformieren sich gemäß:

$$\begin{pmatrix} v'_x \\ v'_y \\ v'_z \end{pmatrix} = \frac{1}{1 - \beta v_y/c} \begin{pmatrix} v_x/\Gamma \\ v_y - \beta c \\ v_z/\Gamma \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Deutlich zu erkennen ist die gleichförmige Bewegung $-\beta c$ in y -Richtung, die dem ruhenden Plasma bei der Lorentz-Transformation aus dem Bezugssystem \mathbf{K} aufgeprägt wird. Für die Ladungs- und Stromdichten ρ' und \mathbf{j}' gilt in dem Bezugssystem \mathbf{K}' :

$$\begin{pmatrix} j'_x \\ j'_y \\ j'_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} j_x \\ \Gamma(-\beta c\rho + j_y) \\ j_z \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

$$c\rho' = \Gamma(c\rho - \beta j_y/c) \quad (4.9)$$

Durch die Lorentz-Kontraktion in y -Richtung vergrößert sich die Ladungsdichte um einen Faktor Γ gegenüber dem Bezugssystem \mathbf{K} . Da aber auch die Masse der Elektronen mit dem Faktor Γ skaliert, ist die Plasmafrequenz ω_p invariant unter der Lorentz-Transformation Σ . Berücksichtigt man die relativistische Doppler-Verschiebung der Laserfrequenz ω_0 nach Gleichung 4.5 unter der Lorentz-Transformation, so erhält man:

$$\left(\frac{\omega'_0}{\omega_p}\right) = \left(\frac{\omega_0}{\omega_p}\right) \cos \theta \quad (4.10)$$

Daraus ergibt sich für die Dispersionsrelation einer elektromagnetischen Welle der Frequenz ω' im bewegten Bezugssystem \mathbf{K}' :

$$k' = \sqrt{\omega'^2 - \omega_p^2} = \sqrt{\omega^2 \cos^2 \theta - \omega_p^2} \quad (4.11)$$

Die Propagation einer elektromagnetischen Welle in einem Plasma ist unter der Bedingung $\omega' > \omega_p$ möglich. Dies entspricht der bekannten Forderung $n_e < n_{cr} \cos^2 \theta$ im Laborsystem \mathbf{K} [44].

Abschließend werden noch die Transformationen der elektrischen Felder im Falle einer ebenen Welle angegeben, wobei zwischen p- und s-Polarisation unterschieden wird:

p-Polarisation:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \begin{pmatrix} -E_0 \sin \theta \\ E_0 \cos \theta \\ 0 \end{pmatrix} & \mathbf{E}' &= \begin{pmatrix} 0 \\ E_0 \cos \theta \\ 0 \end{pmatrix} \\ \mathbf{H} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_0 \end{pmatrix} & \mathbf{H}' &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_0 \cos \theta \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.12)$$

s-Polarisation:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_0 \end{pmatrix} & \mathbf{E}' &= \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ E_0 \cos \theta \end{pmatrix} \\ \mathbf{H} &= \begin{pmatrix} -E_0 \sin \theta \\ E_0 \cos \theta \\ 0 \end{pmatrix} & \mathbf{H}' &= \begin{pmatrix} 0 \\ -E_0 \cos \theta \\ 0 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (4.13)$$

In den folgenden Abschnitten wird nun unter vereinfachenden Annahmen die Wechselwirkung von hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen mit Plasmen im Bezugssystem \mathbf{K}' untersucht.

4.1.2 Modell des oszillierenden Spiegels (p-Polarisation)

Die Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung an fs -laserinduzierten Plasmen kann sehr schön mit Hilfe eines einfachen Modells verstanden werden. Die hier vorgestellte Herleitung des Modells wird in Anlehnung an [58] dargelegt. Hierzu wird eine ebene, monochromatische Lichtwelle betrachtet, die mit einem überkritischem Plasma wechselwirkt. Der Übergang Vakuum-Plasma ist diskontinuierlich, d. h. es wird angenommen, dass die typische Plasma-Skalenlänge L wesentlich kleiner als die Laserwellenlänge λ ist. Die räumliche Abhängigkeit des Plasmas lässt sich vereinfacht durch ein „Stufen“-Profil beschreiben. Die Bewegung der Ionen wird vernachlässigt. Sie bilden lediglich einen statischen Ladungshintergrund. Die Elektronen in einer Schichttiefe, deren Ausmaß durch die *Skin-Tiefe* $\delta \approx c/\omega_p$ bestimmt ist, erfahren starke elektromagnetische Kräfte und werden über die Vakuum-Plasma-Grenze hin und her beschleunigt.

Eine wichtige Annahme dieses Modells ist, auf eine detaillierte Beschreibung der Elektronen-

verteilung unter dem Einfluss des Laserimpulses zu verzichten und diese durch eine kollektive Beschreibung einer charakteristischen Plasmaschicht zu ersetzen. Die charakteristische Schicht wird durch die kritische Dichte definiert.

Das überkritische Plasma ist hochreflektierend. Die Elektronen an der Plasmagrenze werden von dem totalen elektromagnetischen Feld getrieben, das aus der Überlagerung von einfallender und reflektierter Lichtwelle resultiert. Innerhalb des Plasmas fallen die Felder gemäß des Skin-Effekts exponentiell ab. Ausgangspunkt für die weiteren Betrachtungen ist die Bewegungsgleichung für ein einzelnes Elektron:

$$\frac{d(m\gamma\mathbf{v})}{dt} = -e\mathbf{E}_l - e\left(\mathbf{E} - \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{H}}{c}\right) \quad (4.14)$$

Das elektrische Feld \mathbf{E}_l ist durch die Ladungstrennung von Elektronen und Ionen gegeben. Die Kraft $\mathbf{F}_p = -e\mathbf{E}_l$ bezeichnet man in der Plasmaphysik als Rückstellkraft des Plasmas. Das elektrische Feld \mathbf{E} und das Magnetfeld \mathbf{H} werden durch das superponierte elektromagnetische Feld an der Plasma-Vakuum-Grenze gegeben, das aus der Überlagerung von einfallender und reflektierter Welle entsteht. Zunächst werden die Kräfte analysiert, die aufgrund des elektromagnetischen Feldes mit dem Plasma wechselwirken. Zur besseren Übersicht erfolgt die Analyse im bewegten Bezugssystem \mathbf{K}' . Der einfallende Laserimpuls wird durch eine ebene, monochromatische Welle mit entsprechender Polarisierung repräsentiert. Mögliche Einflüsse, die auf Impulsdauer oder Impulsform zurückzuführen sind, werden ausgeschlossen. Wichtig für die Berechnung sind die Stetigkeitsbedingungen der elektromagnetischen Felder am Plasma-Vakuum-Übergang. Hier wird ein scharfer, diskontinuierlicher Plasma-Vakuum-Übergang betrachtet, der in den Gültigkeitsbereich der *Fresnel-Formeln* [59] fällt. Betrachtet man ein stoßfreies Plasma, so gilt für die Dielektrizitätsfunktion ϵ des Plasmas mit der Plasmafrequenz ω_p :

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} \quad (4.15)$$

Im Laborsystem \mathbf{K} gilt, dass die Tangential- und Normalkomponente des magnetischen Feldes \mathbf{H} stetig sind. Hingegen ist nur die Tangentialkomponente des elektrischen Feldes \mathbf{E} stetig. Mit Hilfe der Lorentz-Transformation nach Gleichung 4.2 berechnet man die entsprechenden Stetigkeitsbedingungen im transformierten Bezugssystem \mathbf{K}' [50]. Im Fall der p-Polarisation ergeben sich an der Vakuum-Plasma-Grenze ($x' = 0$) in \mathbf{K}' folgende Felder:

$$\mathbf{E}' = \left(0, 2(\omega'_0/\omega_p) \tilde{E}_0 \sin\omega'_0 t \cos\theta, 0\right), \quad (4.16)$$

$$\mathbf{H}' = \left(0, 0, 2\frac{\omega'_0}{\omega_p} \sqrt{\frac{1 - (\omega'_0/\omega_p)^2 \cos^2\theta}{\cos^2\theta - (\omega'_0/\omega_p)^2 \cos 2\theta}} \tilde{E}_0 \sin\omega'_0 t\right) \quad (4.17)$$

Hier wird außerdem $E_0 = \tilde{E}_0 \sin\omega'_0 t$ angenommen. Mit der angeführten Feldverteilung lässt sich die Lorentzkraft $\mathbf{F}'_{\mathbf{L}} = -e(\mathbf{E}' + \mathbf{v}/c \times \mathbf{H}')$ berechnen. Hierbei fällt sofort auf, dass in dem bewegten Bezugssystem das elektrische Feld keine x-Komponente besitzt. Die „äquivalente“

treibende Kraft mit der Frequenz ω_0 lautet:

$$F'_{em\omega_0} = e \frac{V}{c} H' = 2 \frac{\omega'_0}{\omega'_p} \sqrt{\frac{1 - (\omega'_0/\omega_p)^2 \cos^2 \theta}{\cos^2 \theta - (\omega'_0/\omega_p)^2 \cos 2\theta}} \tilde{E}_0 \sin \theta \sin \omega'_0 t \quad (4.18)$$

Im Allgemeinen muss auch der oszillierende Anteil der *pondermotorischen* Kraft [44]

$$F'_{NL} = -\frac{e^2}{4m\omega_0'^2} \partial_x \mathbf{E}'^2 \quad (4.19)$$

für die Bewegung in x-Richtung berücksichtigt werden. Diese Kraft wird zur Abtrennung von der über die Laserperiode gemittelte pondermotorische Kraft $\langle \mathbf{F}_{NL} \rangle$ in Anlehnung an [60] als „nichtlineare Kraft“ bezeichnet. Die nichtlineare Kraft \mathbf{F}_{NL} oszilliert mit der Frequenz $2\omega'_0$. Im Intensitätsbereich $a_0 < 1$ kann der Einfluss auf die Oszillation der Oberfläche aber vernachlässigt werden und wird in der weiteren Berechnung der Oberflächen-Oszillationen auch nicht berücksichtigt.

Zur vollständigen Beschreibung der Kräftebilanz in Gleichung 4.14 benötigt man einen Ausdruck bzw. Annahmen für die Rückstellkraft des Plasmas. Diese wird durch

$$F_p = -m\omega_p s(t) \quad (4.20)$$

im nicht-relativistischen Grenzfall gegeben und reduziert Gleichung 4.14 auf die typische Differentialgleichung eines harmonischen Oszillators. Die Lösung für die Oszillationsamplitude $s_0(\omega'_0)$ bei der Frequenz ω'_0 lautet:

$$s_0(\omega'_0) = \frac{F'_{em}}{m(\omega_p^2 - \omega_0'^2)} \quad (4.21)$$

Im Grenzfall $\omega_p \gg \omega'_0$ und bei der Berücksichtigung von Winkeln $\theta < 90^\circ$ lassen sich genäherte Ausdrücke für die Oszillationsamplitude angeben, die einen einfachen Zusammenhang zwischen der normierten Vektoramplitude a_0 und der Oszillationsamplitude s_0 offen legen. Im Fall von nicht-relativistischen Intensitäten a_0 gilt für p-polarisiertes Licht folgende Beziehung:

$$\frac{s_0}{\lambda} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\omega'_0}{\omega_p} \right)^2 \frac{\tan \theta}{\cos \theta} a_0 \quad (4.22)$$

Aus dieser Gleichung wird ersichtlich, dass für hohe Plasmadichten ($\omega_p \gg \omega'_0$) die Amplitude der Oberflächenbewegung linear mit dem Verhältnis n_e/n_{cr} abnimmt. Für schwach überkritische Plasmen ($\omega_p \geq \omega'_0$) muss jedoch Gleichung 4.21 betrachtet werden, da Gleichung 4.22 die Oszillationsamplitude s_0 unterschätzt und das resonante Verhalten für $\omega_p = \omega'_0$ und $\omega_p = 4\omega'_0$ nicht berücksichtigt. Diese Plasmafrequenzen stimmen jeweils mit der Frequenz der treibenden Lorentz- bzw. nichtlinearen Kraft überein und die „treibende Kraft“ ist mit der Rückstellkraft des Plasmas in Phase, so dass die Oberflächenoszillation sehr effektiv angetrieben wird.

Das Verhalten der Oszillationsamplitude wird mit Hilfe einer Reihe von PIC-Simulationen

untersucht. Hierbei wird eine normierte Vektoramplitude von $a_0 = 0.2$ gewählt und der Einfallswinkel beträgt $\theta = 45^\circ$. Es werden Plasmasäulen mit unendlich kurzer Skalenlänge $L/\lambda = 0$ angenommen, deren Plasmadichte in einem Bereich von $1 - 30 n_{cr}$ variiert. Dieser Parameterbereich wird durch das in den PIC-Simulationen begrenzte Auflösungsvermögen bestimmt. Zur Auflösung von Oberflächen-Oszillationen mit $s_0/\lambda < 10^{-3}$ werden 10^4 Zellen pro Wellenlänge benötigt, deren Berechnung einen zu hohen Aufwand an Computerrechenzeit beansprucht. Zunächst ist in Abbildung 4.2 die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte für ein Plasma der Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 18.06$ dargestellt.

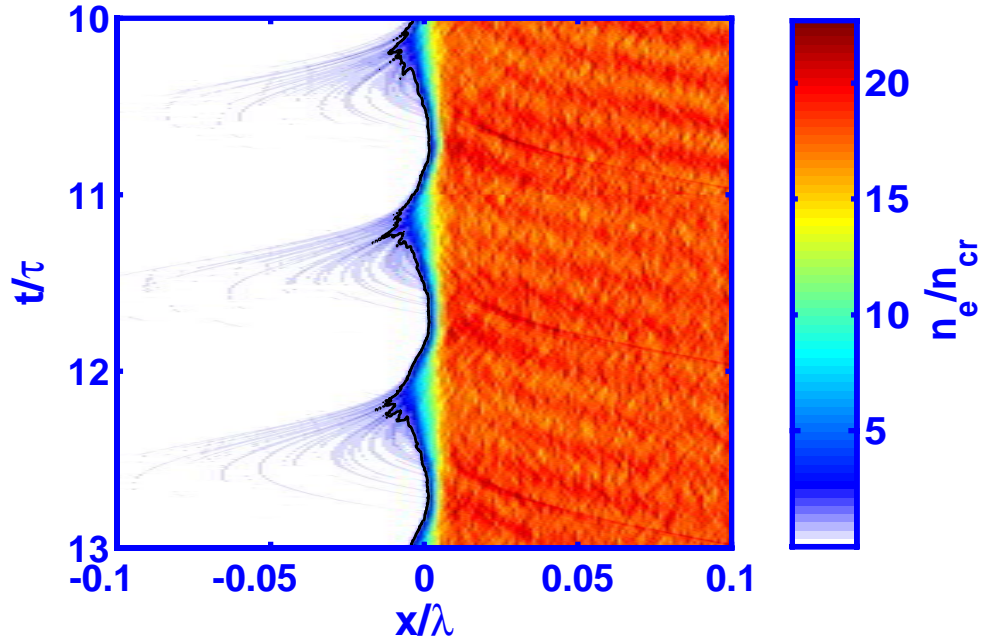


Abbildung 4.2: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte während der Wechselwirkung mit einem Laserimpuls. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 18.06$, $L/\lambda = 0$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.2$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

Die Bewegung der kritischen Elektronendichte ist mit einer Contourlinie hervorgehoben worden. Die Annahme einer harmonisch mit der Frequenz ω_0 oszillierenden Oberfläche wird durch dieses Bild bestätigt. Der Oszillation der Oberfläche überlagert ist die Erzeugung der *Brunel-Elektronen* [61]. Deutlich erkennt man wie einzelne Elektronen in das Vakuum hinausgezogen und mit der Umkehrung des elektrischen Feldes wieder in das Plasma beschleunigt werden. Der Einfluss dieser Elektronen auf die Harmonischen-Erzeugung wird in [19] diskutiert und wird an dieser Stelle nicht weiter berücksichtigt.

Im nächsten Schritt wird nun die Abhängigkeit der Oszillationsamplitude s_0/λ von der Elektronendichte n_e/n_{cr} untersucht und mit der Lösung von Gleichung 4.22 verglichen. Das Diagramm 4.3 zeigt eine sehr schöne Übereinstimmung zwischen der einfachen Beschreibung der oszillierenden Oberfläche mit Hilfe des harmonischen Oszillators und den PIC-Simulationen. Die angegebenen Fehlerbalken basieren auf einem systematischen Fehler von $\pm 50\%$ bei der Bestimmung der Oszillationsamplitude der Oberfläche. Ursache für den systematischen Feh-

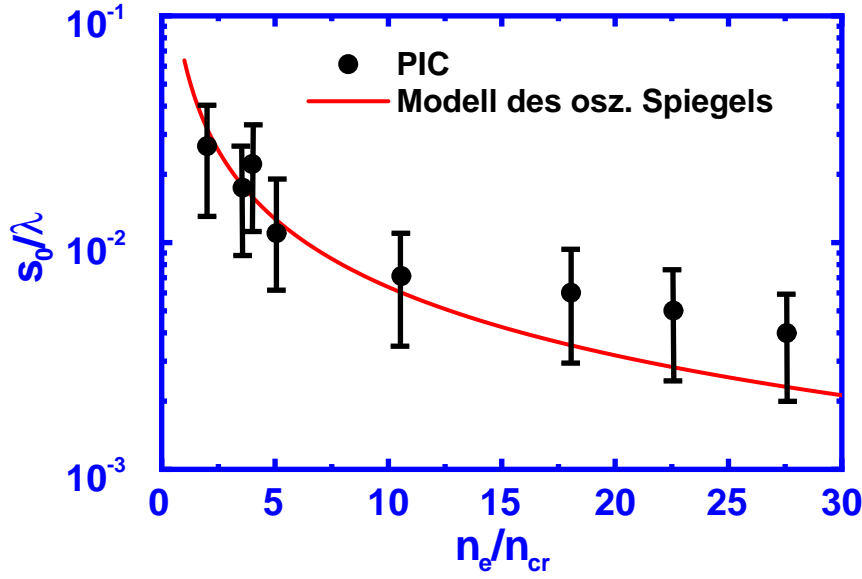


Abbildung 4.3: Amplituden der Oberflächen-Oszillationen s_0/λ als Funktion der normierten Elektronendichte n_e/n_{cr} für die Anregung mit einem p-polarisierten Laserimpuls und einem Vektorpotential $a_0 = 0.2$. Die Skalenlänge beträgt $L/\lambda = 0$.

ler in der Bestimmung der Oberflächen-Oszillationen ist die zusätzliche Erzeugung der Brunel-Elektronen, die die exakte Bestimmung der Auslenkung der Oberfläche erschweren. Wie erwartet unterschätzt Gleichung 4.22 die Amplitude s_0/λ im Bereich der Frequenz $2\omega'_0$.

Mit der Kenntnis von Amplitude und Frequenz der Oberflächenoszillation bzw. der kollektiven Bewegung der Elektronen lässt sich das reflektierte elektromagnetische Spektrum berechnen. Von Interesse ist also $|\mathbf{E}_{rf}(\omega)|^2$. Mit der Lorentz-Transformation in das Laborsystem \mathbf{K} berechnet man das reflektierte elektromagnetische Feld bestehend aus $\mathbf{E}_{rf} = (-E'_{rf,y} \tan \theta, E'_{rf,y}, E'_{rf,z}/\cos \theta)$ und $\mathbf{H}_{rf} = (E'_{rf,z} \tan \theta, -E'_{rf,z}, E'_{rf,y}/\cos \theta)$. Aus dieser Betrachtung wird klar, dass $|\mathbf{E}_{rf}(\omega)|^2 \sim |\mathbf{E}'_{rf}(\omega')|^2$ ist. Aus diesem Grund erfolgt die Berechnung des reflektierten Spektrums im Bezugssystem \mathbf{K}' . Unter Verwendung des eindimensionalen, retardierten Vektorpotentials in der Coulomb-Eichung

$$\mathbf{A}'_{rf}(x, t) = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Theta(t - t_1 - \frac{x - x_1}{c}) \mathbf{j}'_{\perp}(x_1, t_1) dx_1 dt_1 \quad (4.23)$$

lassen sich dann gemäß $\mathbf{E}'_{rf}(x, t) = -(1/c)\partial_t \mathbf{A}'_{rf}(x, t)$ das elektrische und gemäß $H'_{rf,y} = \partial A'_{rf,z}/\partial x$ bzw. $H'_{rf,z} = \partial A'_{rf,y}/\partial x$ das magnetische Feld der reflektierten elektromagnetischen Welle berechnen. Die Funktion $\Theta(t)$ in Gleichung 4.23 beschreibt eine Stufenfunktion, \mathbf{j}'_{\perp} eine Stromdichteverteilung. Das Symbole „ \perp “ kennzeichnet die transversalen x- und y-Komponenten. Für das reflektierte elektromagnetische Feld gilt also:

$$\mathbf{E}'_{rf}(x, t) = -\frac{2\pi}{c} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t - t_1 - \frac{x - x_1}{c}) \mathbf{j}'_{\perp}(x_1, t_1) dx_1 dt_1 \quad (4.24)$$

zusammen mit $H'_{rf,y} = -E'_{rf,z}$ und $H'_{rf,z} = -E'_{rf,y}$. Zur weiteren Berechnung muss nun noch eine Annahme über die Stromdichteverteilung gemacht werden. Die Ausdehnung der Schicht mit nicht verschwindender Stromdichteverteilung \mathbf{j}'_{\perp} wird durch die stoßfreie Skin-Tiefe $\delta' \approx c/\omega_p$, die sehr viel kürzer als die Laserwellenlänge λ' ist, gegeben. Es ist daher sinnvoll die betreffende Plasmaschicht durch eine geladenen Ebene zu repräsentieren, die entlang der x-Achse oszilliert:

$$\mathbf{j}'_{\perp}(x, t) = \sigma' \delta(x - x_0(t)) \mathbf{v}'_{\perp}(t) \quad (4.25)$$

Betrachtet man nun eine periodische Bewegung mit der Frequenz ω'_0 , so ergibt sich die Komponente des elektrischen Feldes der m-ten Harmonischen durch die diskrete Fourier-Transformation von Gleichung 4.24. Mit dem oben gegebenen Ausdruck für die Stromdichteverteilung ergibt sich

$$\mathbf{E}'_{rf}{}^m(x) = \frac{2\pi\sigma'}{c} \frac{1}{T} \int_0^T \left[\mathbf{v}'_{\perp}(t) e^{imk'(x-x_0(t))} \right] e^{-im\omega'_0 t} dt \quad (4.26)$$

mit $k' = \omega'_0/c$. In diesem Ausdruck erkennt man sehr deutlich zwei verschiedene Mechanismen für die Harmonischen-Erzeugung: Einerseits die Nichtlinearität von \mathbf{v}'_{\perp} (Geschwindigkeits-Mechanismus) und andererseits die Phasenmodulation, die durch die Oszillation entlang der x-Achse aufgeprägt wird (Phasenmodulations-Mechanismus). Der Geschwindigkeits-Mechanismus ist ein rein relativistischer Effekt, der für große Vektoramplituden $a_0 > 1$ aufgrund der geschwindigkeitsabhängigen Masse der Elektronen auftritt. Dieser Beitrag zur Harmonischen-Erzeugung wird hier nicht berücksichtigt. Die Geschwindigkeitsamplitude $\mathbf{v}'_{0\perp}$ wird als konstant betrachtet und die Zeitabhängigkeit von $\mathbf{v}'_{\perp}(t)$ durch eine harmonische Oszillation beschrieben, da $E_0 = \widetilde{E}_0 \sin \omega'_0 t$ und $v'_y \propto -E'_y$. Im Fall der p-Polarisation ergibt sich somit der Geschwindigkeitsvektor $\mathbf{v}'_{\perp}(t) = (0, -V + v'_{0y} \cos \omega'_0 t, 0)$. Interessanter ist der Phasenmodulations-Mechanismus. Betrachtet man hier eine harmonische Oszillation entlang der x-Achse mit $x_0(t) = s_0 \sin \omega'_0 t$, die in der Harmonizität der treibenden Kraft $F_{em\omega'_0} \propto \sin \omega'_0 t$ begründet ist, und setzt diese in Gleichung 4.26 ein, so erhält man unter Anwendung der Jacobi-Entwicklung [62] $e^{\pm iz \sin \omega t} = \sum_{-\infty}^{+\infty} J_m(z) e^{\pm im\omega t}$ einen geschlossenen Ausdruck für die Amplituden der geraden und ungeraden Harmonischen:

$$2 \left| E'_{rfy}{}^m \right|^2 = 8\pi^2 \sigma'^2 J_m^2(\chi_m) \sin^2 \theta + 2\pi^2 \sigma'^2 \frac{v_{0y}^2}{c^2} [J_{m-1}(\chi_m) + J_{m+1}(\chi_m)]^2 \quad (4.27)$$

Hierbei ist $m=0, 1, 2, 3, 4, \dots$ und $\chi_m = mk's_0$. Die graphische Darstellung von Gleichung 4.27 in Abbildung 4.4 für verschiedene Werte von s_0/λ zeigt eine deutliche Zunahme der Harmonischen-Intensität für hohe Oszillationsamplituden.

Die Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung für verschiedene Vektorpotentiale a_0 bei einer Plasmadichte von $n_e/n_{cr} = 18.06$ wird in der Abbildung 4.5 dargestellt. Vergleichend werden noch die Resultate angegeben¹, die mit Hilfe der PIC-Simulationen erzielt worden sind. Man sieht, dass mit Hilfe des einfachen Modells des oszillierenden Spiegels eine qualitative Erklärung der aufwendigen numerischen Simulationen möglich ist. Die quantitativen Abweichungen wer-

¹In den PIC-Simulationen werden nur dimensionslose Größen berechnet. Es ist daher zweckmäßig, das Feld E_y bezüglich der Größe $E_r = m\omega_0 c/e$ zu normieren.

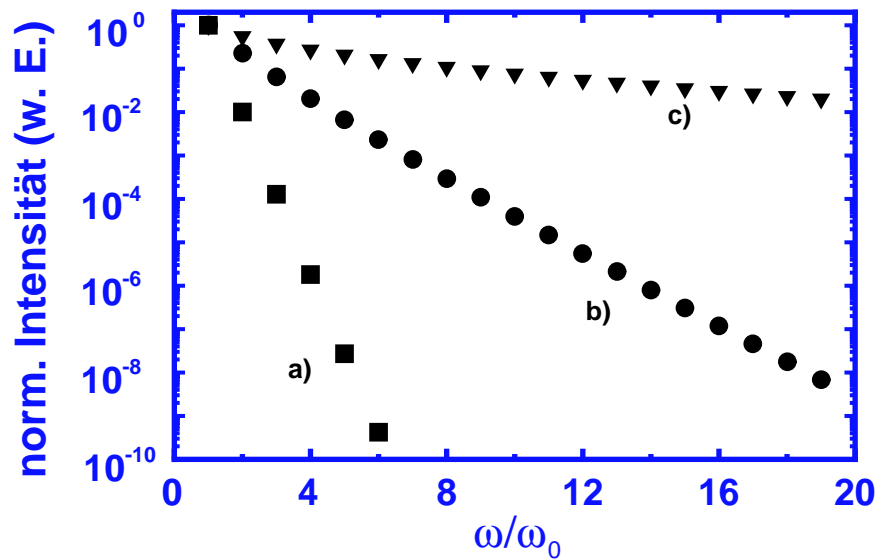


Abbildung 4.4: Normiertes Spektrum der Harmonischen nach Gleichung 4.27 für verschiedene Werte von s_0/λ . a) $s_0/\lambda = 0.016$, b) $s_0/\lambda = 0.08$, c) $s_0/\lambda = 0.14$.

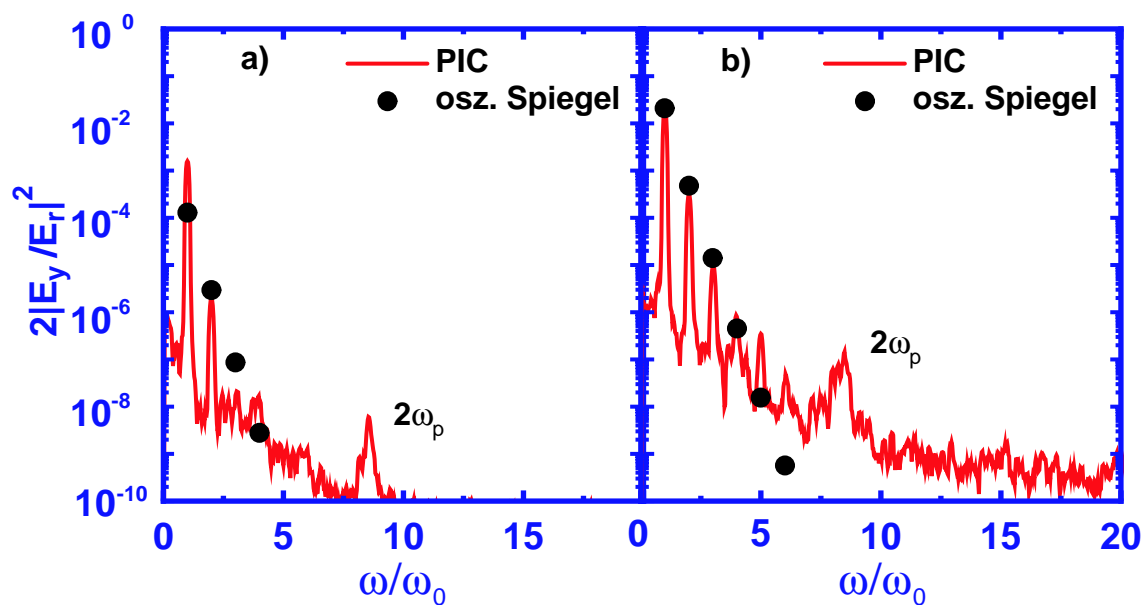


Abbildung 4.5: Vergleich der Spektren $2|E_y/E_r|^2$, die mit PIC-Simulationen und dem einfachen Modell des oszillierenden Spiegels berechnet worden sind. Die Elektronendichte beträgt $n_e/n_{cr} = 18.06$. a) $a_0 = 0.2$, b) $a_0 = 0.7$.

den in [50] durch die zusätzliche Berücksichtigung der nichtlinearen Kraft F_{NL} erklärt, die eine Beschreibung der Oberflächen-Oszillationen durch eine Superposition der Frequenzen ω'_0 und $2\omega'_0$ erforderlich macht. Dies ist vor allem für die Simulation mit dem Vektorpotential $a_0 = 0.7$ erforderlich. Für den Fall relativistischer Intensitäten $a_0 > 1$ müssen weitere nichtlineare Effekte berücksichtigt werden, die einen entsprechenden relativistischen Ursprung besitzen und eine effizientere Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung ermöglichen. Dieser Intensitätsbereich wird kurz am Ende von Kapitel 4 diskutiert.

Ein wichtiges Ergebnis dieses Abschnittes ist, dass für sehr hohe Plasmadichten $n_e/n_{cr} \approx 100$ bei der Anregung mit nicht-relativistischen Intensitäten, die Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung unter den hier vorgestellten Bedingungen ausgeschlossen werden kann. Aus Gleichung 4.3 berechnet man im Einklang mit der Extrapolation der PIC-Ergebnisse in Abbildung 4.3 eine Oszillationsamplitude von $s_0/\lambda \leq 10^{-3}$. Für so kleine Oszillationsamplituden ist die Intensität der höheren Harmonischen nach Gleichung 4.27 vernachlässigbar gering.

4.1.3 Modell des oszillierenden Spiegels (s-Polarisation)

In diesem Abschnitt wird die Erzeugung höherer Harmonischer im Fall s-polarisierter Laserimpulse untersucht. Im Kontext des oben betrachteten Modells wird die Bewegung der Plasmaoberfläche im Falle einer s-polarisierten elektromagnetischen Welle nur durch die nichtlineare Kraft des elektromagnetischen Feldes F_{NL} mit der Frequenz $2\omega'_0$ getrieben. Analog zu den Betrachtungen im Fall der p-Polarisation müssen die Stetigkeitsbedingungen der elektromagnetischen Felder an der Plasma-Vakuum-Grenze berücksichtigt werden. Im Fall der s-Polarisation sind sowohl das elektrische Feld E_z als auch das Magnetfeld H_y stetig:

$$\mathbf{E}' = \left(0, 0, 2 \left(\omega'_0 / \omega_p \right) \widetilde{E}_0 \sin \omega'_0 t \cos \theta \right) \quad (4.28)$$

$$\mathbf{H}' = \left(0, 2 \sqrt{1 - \left(\frac{\omega'_0}{\omega_p} \right)^2 \cos^2 \theta} \widetilde{E}_0 \sin \omega'_0 t \cos \theta, 0 \right) \quad (4.29)$$

Aus der allgemeinen Formel für die nichtlineare Kraft F_{NL} Gleichung 4.19 lässt sich unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen Gleichung 4.16 folgender Ausdruck herleiten:

$$F'_{NL} = F'_{em 2\omega_0} = -ev'H' \cong \frac{2e^2}{m\omega_p c} \sqrt{1 - \left(\frac{\omega'_0}{\omega_p} \right)^2 \cos^2 \theta} \widetilde{E}_0^2 \cos^2 \theta \sin 2\omega'_0 t \quad (4.30)$$

Dies führt mit Gleichung 4.21 und den oben genannten einschränkenden Bedingungen zur folgenden, einfachen Formel für die Oszillationsamplitude des Plasmas s_0/λ :

$$\frac{s_0}{\lambda} = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\omega'_0}{\omega_p} \right)^3 a_0^2 \cos \theta \quad (4.31)$$

Für nicht-relativistische Intensitäten ($a_0 < 1$) erwartet man durch die Skalierung mit a_0^2 und dem zusätzlichen Faktor ω'_0/ω_p eine um das Produkt $a_0 (\omega'_0/\omega_p)$ kleinere Oszillationsamplituden

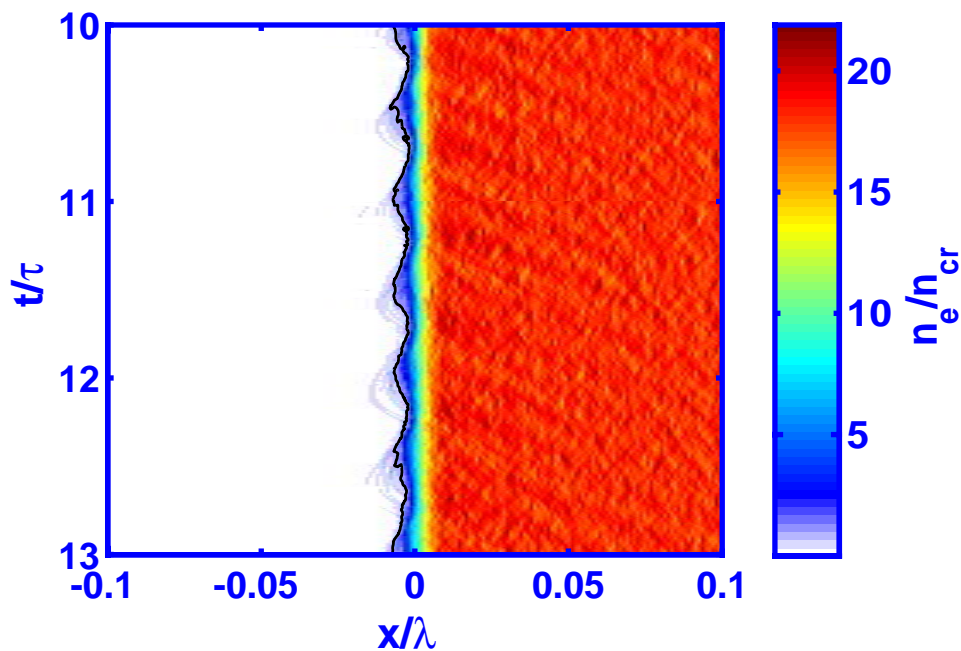


Abbildung 4.6: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte während der Wechselwirkung eines s-polarisierten Laserimpulses mit der Amplitude $a_0 = 0.5$ mit einem überkritischen Plasma der Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 18.06$.

s_0/λ als im Fall von p-polarisierten Laserimpulsen. Diese Abhängigkeit wird erneut mit PIC-Simulationen überprüft. Die Simulationen werden analog zu den Betrachtungen im Fall von p-Polarisation durchgeführt. Lediglich wird aufgrund der zu erwartenden kleineren Amplitude s_0/λ ein größeres Vektorpotential $a_0 = 0.5$ gewählt. Auch hier bestätigen die PIC-Simulationen in Abbildung 4.6 die angenommene harmonische Oszillation der Oberfläche mit einer Frequenz $2\omega'_0$. Abbildung 4.7 zeigt den Vergleich zwischen der Oszillationsamplitude s_0/λ der exakten Lösung von Gleichung 4.21, der genäherten Lösung nach Gleichung 4.31 und der aus den PIC-Simulationen ermittelten Werte. Bei der exakten Lösung 4.21 wird eine zusätzliche Dämpfung der Oszillation von 10 % angenommen, um die Auslenkung der Oberfläche im Bereich der Resonanz in Einklang mit dem in den PIC-Simulationen gefundenen Wert zu bringen. In Abbildung 4.7 wird erneut eine Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Modellen gefunden.

Basis für die Berechnung des reflektierten Spektrums ist auch in diesem Fall Gleichung 4.26. Im Weiteren wird wieder nur die Phasenmodulations-Quelle betrachtet. Unter Berücksichtigung des Geschwindigkeitsvektors und der Oszillation der Plasmaoberfläche $x_0(t) = s_0 \sin 2\omega'_0 t$ berechnet man aus Gleichung 4.26 das Spektrum s-polarisierter, ungerader Harmonischer nach

$$2|E'_{rz}|^2 = \frac{2\pi^2 \sigma'^2 v_{z0}^2}{c^2} \left[J_{\frac{m-1}{2}}^2(\chi_m) - J_{\frac{m+1}{2}}^2(\chi_m) \right] \quad (4.32)$$

mit $m = 1, 2, 3, \dots$. Der Quellterm der Phasenmodulation ist durch $v_{0z} = s_0 \cos \omega'_0 t$ gegeben. Gerade Harmonische mit $m = 2, 4, 6, \dots$ werden durch die Geschwindigkeitskomponenten V

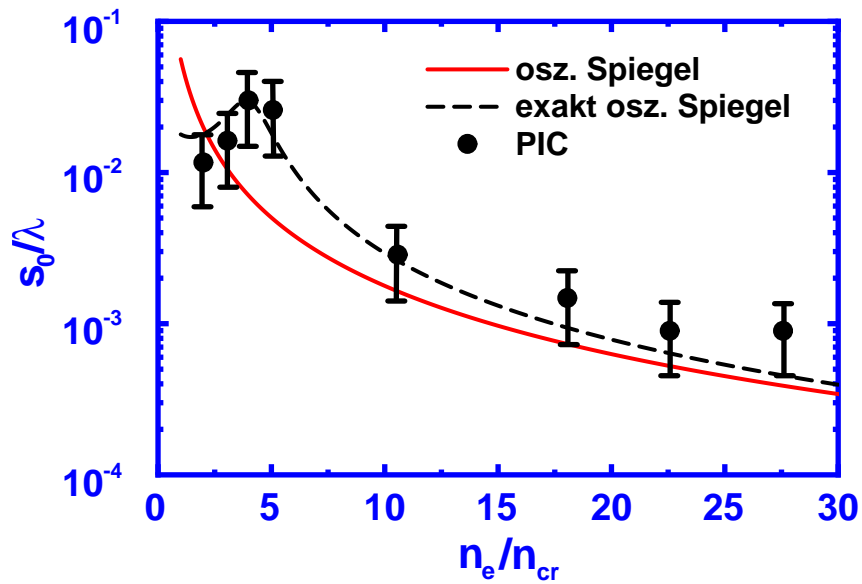


Abbildung 4.7: Oszillationsamplitude s_0/λ als Funktion des Verhältnisses n_e/n_{cr} bei der Anregung mit s-polarisierten Laserimpulsen mit der Intensität $a_0 = 0.5$.

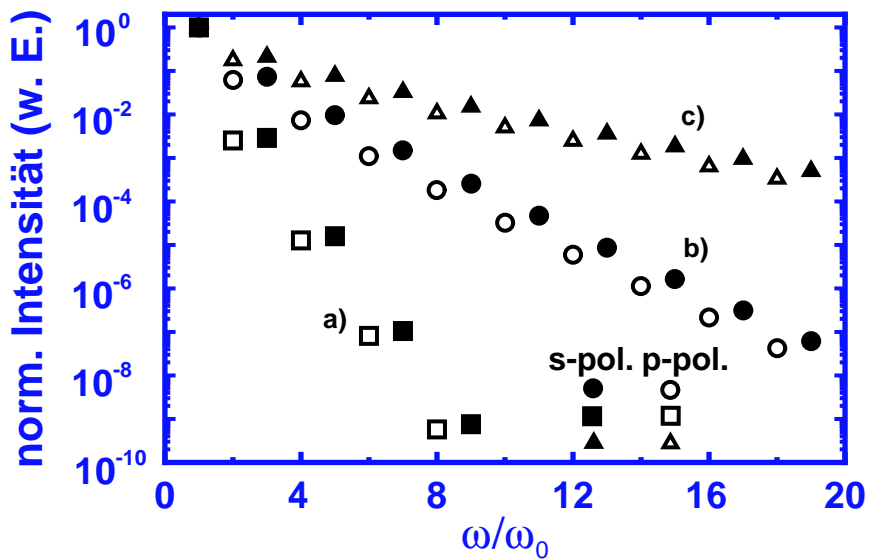


Abbildung 4.8: Abhängigkeit der Harmonischen-Intensität nach Gleichung 4.32 und 4.33
 a) $s_0/\lambda = 0.008$, b) $s_0/\lambda = 0.04$, c) $s_0/\lambda = 0.07$.

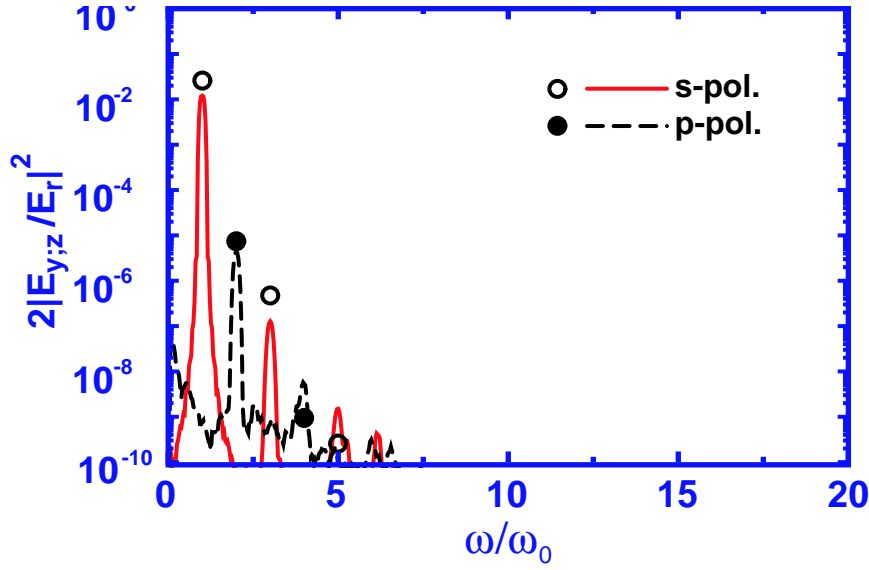


Abbildung 4.9: Vergleich der Spektren $2|E_{y;z}/E_r|^2$, die gemäß dem Modell des oszillierenden Spiegels und mit PIC berechnet worden sind. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 18.06$, $L/\lambda = 0$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.5$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

erzeugt. Diese Harmonische sind p-polarisiert und ergeben sich nach

$$2 \left| E_{ry}^{tm} \right|^2 = -\frac{8\pi^2 \sigma'^2 V^2}{c^2} J_{\frac{m}{2}}^2(\chi_m) = -8\pi^2 \sigma'^2 \sin^2 \Theta J_{\frac{m}{2}}^2(\chi_m) \quad (4.33)$$

Aus Gleichung 4.22 wird auch ersichtlich, dass die Harmonischen gerader Ordnung im Fall des senkrechten Einfalls ($\theta = 0$) nicht erzeugt werden. In Abbildung 4.8 erfolgt eine graphische Darstellung der Gleichungen 4.32 und 4.33 für verschiedene Werte von s_0/λ . Auch im Fall der s-Polarisation wird ein Vergleich zwischen dem einfachen Modell des oszillierenden Spiegels und den PIC-Simulationen durchgeführt. Wieder wird ein Plasma mit einer Elektronendichte von $n_e/n_{cr} = 18.06$ für eine Anregung mit dem Vektorpotential $a_0 = 0.5$ analysiert. Erneut wird eine schöne, qualitative Übereinstimmung in Abbildung 4.9 zwischen dem Modell des oszillierenden Spiegels und den PIC-Simulationen gefunden.

Auch an dieser Stelle muss konstatiert werden, dass analog zu den Untersuchungen bei der Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen für hohe Plasmadichten $n_e/n_{cr} \approx 100$ eine effiziente Erzeugung der Harmonischen unter den hier vorgestellten Bedingungen nicht möglich ist.

4.2 Endliche Plasma-Dichtegradienten $L/\lambda > 0$

4.2.1 Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen

Aus den Ergebnissen des vorherigen Abschnittes kann man schließen, dass unter der Annahme eines stufenförmigen Verlaufs der Plasmadichte und Plasmadichten im Bereich der Festkörperl-dichte $n_e/n_{cr} \approx 100$, die bisherigen experimentellen Ergebnisse nicht erklärt werden können.

Für diesen Parameterbereich kann die Bewegung der Oberfläche im Fall der Anregung von nicht-relativistischen Intensitäten vernachlässigt und eine effiziente Erzeugung der Harmonischen ausgeschlossen werden.

Der stufenförmige Verlauf der Plasmadichte spiegelt aber sicherlich nicht die experimentelle Situation wider. Eine nicht-vernachlässigbare Expansion des Plasmas vor der eigentlichen Laser-Plasma-Wechselwirkung muss in die Betrachtungen einbezogen werden. Konkret begründen kann man diese Aussage mit Hilfe der Korrelationsfunktion der Laserimpulse des Terawatt-Lasersystems (Abbildung 2.4). Die führende Flanke der Korrelationsfunktion überschreitet ein Niveau von 10^{-3} bezüglich des maximalen Signals bei einer Verzögerungszeit $\Delta T \approx -0.5 ps$. Für Spitzenintensitäten im Bereich von einigen $10^{17} W/cm^2$ bedeutet dies, dass bereits für diese Verzögerungszeit die Intensität der elektromagnetischen Strahlung oberhalb von $10^{14} W/cm^2$ liegt. Die Intensität liegt deutlich oberhalb der Ionisationsschwelle der meisten Festkörper [33]. Zur Abschätzung der Skalenlänge wird angenommen, dass das Plasma isothermisch expandiert. Effekte, die auf der weiteren Wechselwirkung mit dem Laserimpuls beruhen und die Expansion des Plasmas beeinflussen, werden nicht betrachtet. Diese Situation kann mit einem einfachen, isothermischen Modell für die Expansion des Plasmas [44] beschrieben werden. Der räumliche Verlauf der Skalenlänge L/λ wird in diesem Modell durch eine Exponential-Funktion gemäß $n_e = n_{e,max} \exp(-x/L)$ beschrieben. Die Größe $n_{e,max}$ entspricht der maximalen Elektronendichte. Die Skalenlänge L wächst mit der Verzögerungszeit ΔT nach $L = v_T \Delta T$. Hierbei ist $v_T = \sqrt{Z k_B T_e / M}$ die Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas, Z der Ionisationsgrad, k_B die Boltzmann-Konstante, T_e die Temperatur der Elektronen und M die Masse der Ionen. Ein Laserimpuls mit einer Intensität von $\approx 10^{14} W/cm^2$ generiert ein Plasma mit einer Elektronentemperatur von $T_e \approx 100 eV$. Für die in den Experimenten häufig verwendeten Quarzglas-Proben (SiO_2) berechnet man aus diesen Werten bei einer Anregung durch einen Laserimpuls mit der Wellenlänge $\lambda = 800 nm$ eine Expansionsgeschwindigkeit von $v_T = 6 \times 10^6 cm/s$. Dieser Wert lässt sich anschaulich nach $v_T = 0.075 \lambda / ps$ umformen und führt zu einer Skalenlänge von $L/\lambda = 0.04$. Natürlich wirft die Berücksichtigung einer endlichen Skalenlänge in der abgeschätzten Größenordnung die Frage nach der Gültigkeit des in dem vorherigen Abschnitt vorgestellten Modells auf. In wie weit beeinflusst die Ausbildung der Skalenlänge und die maximale Elektronendichte $n_{e,max}$ die Physik der Wechselwirkung? Ist allein das Verhalten der kritischen Elektronenschicht für die Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung verantwortlich?

Dies ist besonders interessant bei der Berücksichtigung von Plasmen, deren Skalenlänge über dem oben abgeschätzten Bereich liegen ($L/\lambda \geq 0.1$). Häufig wird in diesem Fall zur Erklärung der Harmonischen-Erzeugung der Mechanismus der *Resonanz-Absorption* (unabhängig von der betrachteten Intensität a_0 und Skalenlänge L/λ) herangezogen [43, 44]. Eine Überprüfung der vorliegenden Verhältnisse ist jedoch nicht durchgeführt worden. Der klassische Mechanismus der Resonanz-Absorption würde die Harmonischen-Erzeugung auf die Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen beschränken. Berechnungen zur Wechselwirkung mit s-polarisierten Laserimpulsen fehlen vollständig.

Die zur Zeit bekannten experimentellen Resultate widersprechen den Ergebnissen, die mit Hilfe der numerischen Simulationen gefunden wurden. In den numerischen PIC-Simulationen

fürte die Anwesenheit einer Skalenlänge zu einer „Verstärkung“ der Emission der Harmonischen um mehrere Größenordnungen [23]. In einer experimentellen Untersuchung [20], in der man die Ausbildung der Skalenlänge durch einen zeitlich-verzögerbaren, künstlichen Vorimpuls kontrollierte, wurde jedoch ausschließlich ein dramatischer Verlust des Harmonischen-Signals mit der Skalenlänge über mehrere Größenordnungen beobachtet.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Skalenlängen-Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung erneut numerisch und experimentell untersucht. Im Gegensatz zu früheren Veröffentlichungen werden die Simulationen in einem Parameterbereich durchgeführt, der einen direkten Vergleich mit den Ergebnissen der experimentellen Untersuchungen zulässt. Dieser Vergleich erfolgt in Kapitel 5.

Die maximale Plasmadichte wird für die Simulationen fest mit $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$ gewählt. Ausschlaggebend für diese Wahl ist, möglichst „kleine“ Datensätze zu erzielen. Mit zunehmender Plasmadichte muss ein immer feineres Gitter gewählt werden und entsprechend größer werden die zu speichernden Datensätze. Die Region mit konstanter, maximaler Plasmadichte beträgt 0.5λ . Die Ausdehnung der Region konstanter Plasmadichte kann aufgrund der relativ hohen Plasmadichte entsprechend kurz gewählt werden. Die Skin-Tiefe beträgt $\delta/\lambda \approx 2 \times 10^{-2}$, wenn

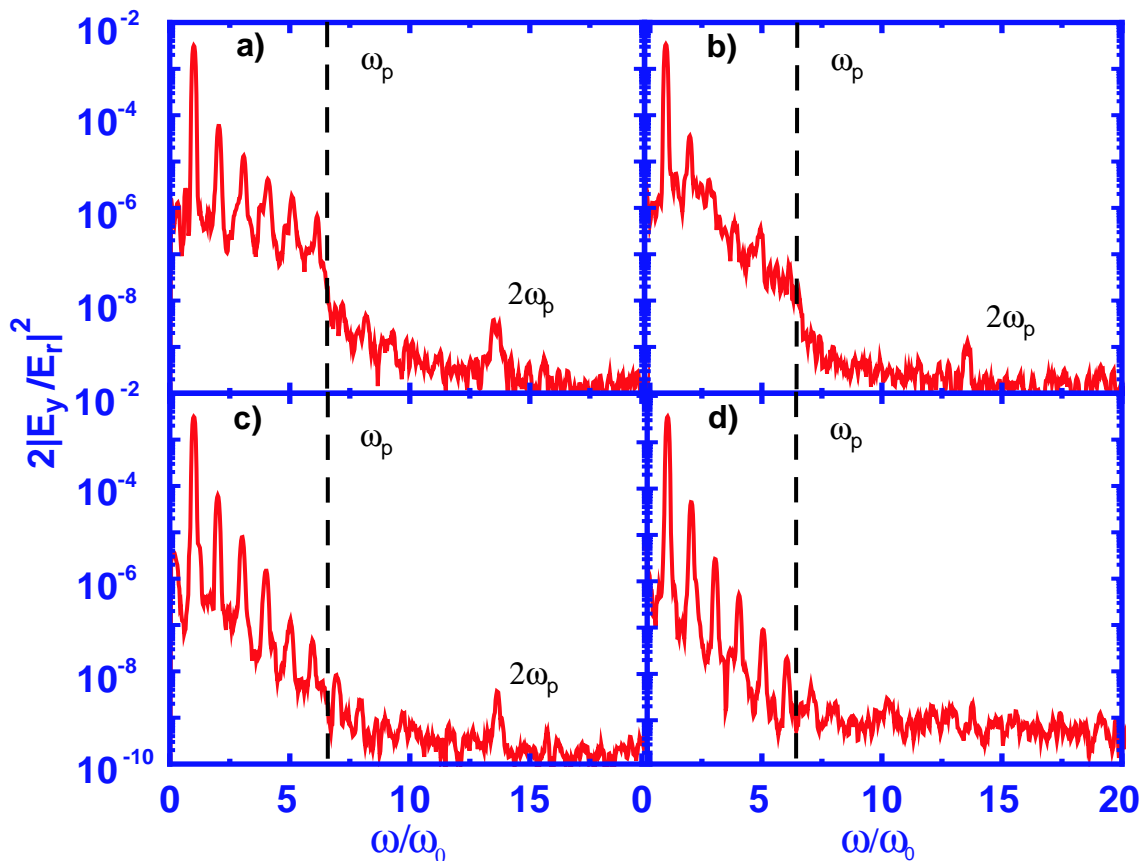


Abbildung 4.10: Berechnete Spektren $2|E_y/E_r|^2$ für die Skalenlängen a) $L/\lambda = 0.04$, b) $L/\lambda = 0.09$, c) $L/\lambda = 0.20$ und d) $L/\lambda = 0.30$. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

die Skalenlänge des Plasmas identisch Null ist. Das elektromagnetische Feld des Laserimpulses ist am Ort $x = 0.5 \lambda$ um ungefähr 11 Größenordnungen in diesem Fall abgeschwächt und ist somit vernachlässigbar klein. Die Skalenlänge variieren in dieser Reihe im Bereich $L/\lambda = 0.01 \dots 0.35$. Der Einfallswinkel des Laserimpulses beträgt $\theta = 45^\circ$. Das normierte Vektorpotential des Laserimpulses wird mit $a_0 = 0.3$ gewählt. In der Abbildung 4.10 sind die Spektren $2|E_y/E_r|^2$ des vom Plasma reflektierten Laserimpulses für die Skalenlänge $L/\lambda = 0.04, 0.09, 0.20$ und $L/\lambda = 0.30$ dargestellt. Ergänzend wird in Abbildung 4.11 die Abhängigkeit der Harmonischen-Effizienz von der Skalenlänge L/λ für die 4. und 5. Harmonische angegeben. Zusätzlich ist der im Experiment gefundene Abfall der Harmonischen-Intensität eingezeichnet. Zusammenfassend

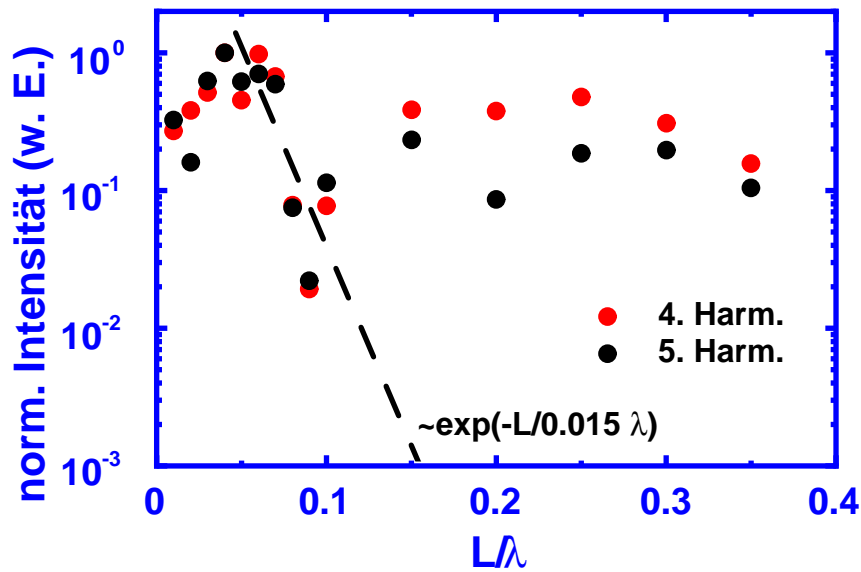


Abbildung 4.11: Normierte Intensität der 4. und 5. Harmonischen in Abhängigkeit von der Skalenlänge L/λ . Ergänzend ist der experimentelle Befund aus [20] angegeben worden. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 45.56$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

können in Abhängigkeit der Skalenlänge L/λ drei verschiedene Bereiche der Harmonischen-Erzeugung identifiziert werden, die bei der weiteren Analyse der PIC-Simulationen eingegrenzt werden können:

1. Skalenlängen $L/\lambda \approx 0.01 \dots 0.07$. Für diese Skalenlängen L/λ kann eine „verstärkte“ Emission der Harmonischen bis zur Plasmfrequenz ω_p beobachtet werden. Die Abhängigkeit der Effizienz von der Skalenlänge L/λ ist sehr schwach.
2. Skalenlängen $L/\lambda \approx 0.07 \dots 0.1$. Ab einer Skalenlänge $L/\lambda = 0.07$ nimmt die Effizienz und die Anzahl der Harmonischen drastisch ab, bis es zu einem fast vollständigen Verlust des Harmonischen-Signals bei einer Skalenlänge $L/\lambda = 0.09$ kommt.
3. Skalenlängen $L/\lambda > 0.1 \dots 0.35$. Erneut zeigen die berechneten Spektren Harmonische. Nach einem steilen Anstieg der Effizienz der Harmonischen ist die Abhängigkeit der Harmo-

nischen-Effizienz von der Skalenlänge vernachlässigbar. Außerdem wird die Ordnung der Harmonischen nicht mehr durch die Plasmafrequenz ω_p begrenzt.

Die in der Abbildung 4.11 zu beobachtenden spektralen Beiträge bei der 2. Harmonischen der Plasmafrequenz werden durch die Anregung von Plasmawellen in der Plasmasäule hervorgerufen [50]. Dieser Effekt wird aber nicht weiter untersucht. Im Folgenden wird anhand einer Analyse der PIC-Simulationen versucht die physikalischen Charakteristiken der verschiedenen Situationen herauszuarbeiten.

Skalenlänge $L/\lambda < 0.06$

Charakteristisch für diesen Bereich ist die „verstärkte“ Emission der Harmonischen bis zur Plasmafrequenz ω_p . Der Begriff von der „verstärkten“ Emission wird am Ende dieses Abschnitts erläutert. Um die Möglichkeit auszuschließen, dass diese Eigenschaft ein „Artefakt“ der betrachteten Situation ist, wird bei einer festen Skalenlänge $L/\lambda = 0.04$ die maximale Plasmadichte $n_{e,max}/n_{cr}$ variiert. Das normierte Vektorpotential wird mit $a_0 = 0.3$ gewählt. Die für die Plasmadichten $n_{e,max}/n_{cr} = 27.56, 45.56, 62.06$ und $n_{e,max}/n_{cr} = 108$ berechneten Spektren werden in Abbildung 4.12 dargestellt und die „verstärkte“ Emission der Harmonischen bis zur jeweiligen Plasmafrequenz ω_p bestätigt. Es drängt sich natürlich die Frage auf, welcher Mechanismus zu dieser „verstärkten“ Emission der Harmonischen führt. Anhand einer ausführlichen Analyse der PIC-Simulation mit der Plasmadichte $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$ werden hier neue Erkenntnisse erzielt.

In einem ersten Schritt wird die spektrale Intensität des elektromagnetischen Feldes innerhalb des Plasmas untersucht. Dies geschieht mit der Hilfe der Intensität $2|fm|^2 = \frac{1}{2}|(E_y - cB_z)|^2$. Diese Größe beschreibt im Fall einer p-polarisierten elektromagnetischen Welle den Teil der Intensität, der in die negative x-Richtung propagiert [50]. Die Fourier-Analyse dieser Größe lässt somit Rückschlüsse auf den Entstehungsort der entsprechenden Harmonischen zu. Abbildung 4.13 zeigt das räumlich aufgelöste Spektrum der normierten Intensität $2|fm/f_r|^2$. Die inhomogene Region des Plasmas erstreckt sich vor der Wechselwirkung des Laserimpulses mit dem Plasma in dem Bereich von $x/\lambda = -0.2 \dots 0$ in Abbildung 4.13. Die Plasmasäule beginnt bei $x/\lambda = 0$ und erstreckt sich bis zum Rand des dargestellten räumlichen Bereichs. Zusätzlich ist auch die Lage der kritischen Elektronenschicht $n_e/n_{cr} = 1$ angegeben, die sich aus der räumlichen Mittelung des Elektronendichte-Verteilung über eine Laserperiode zum Zeitpunkt der maximalen Laserintensität berechnet. Die in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse der PIC-Simulationen sind entsprechend diesem Schema beschriftet.

Die Harmonischen werden aus dem inhomogenen Bereich des Plasmas emittiert. Der Verlauf der Intensität $2|fm/f_r|^2$ aus dem Plasma heraus (negative x-Richtung) ist durch starke Intensitätsfluktuationen gekennzeichnet. In dem Bereich unterhalb der kritischen Elektronenschicht mit $n_e/n_{cr} = 1$ ist die spektrale Intensität $2|fm/f_r|^2$ für die einzelnen Harmonischen aber nahezu konstant. Am Ort der Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx N^2$ besitzt die Intensität $2|fm/f_r|^2$ der N-ten Harmonischen ein globales Maximum. Zur Verdeutlichung wird der räumliche Intensi-

²Auch an dieser Stelle wird mit dimensionslosen Größen gearbeitet. Daher wird das Feld fm bezüglich der Größe $f_r = m\omega_0 c/e$ normiert.

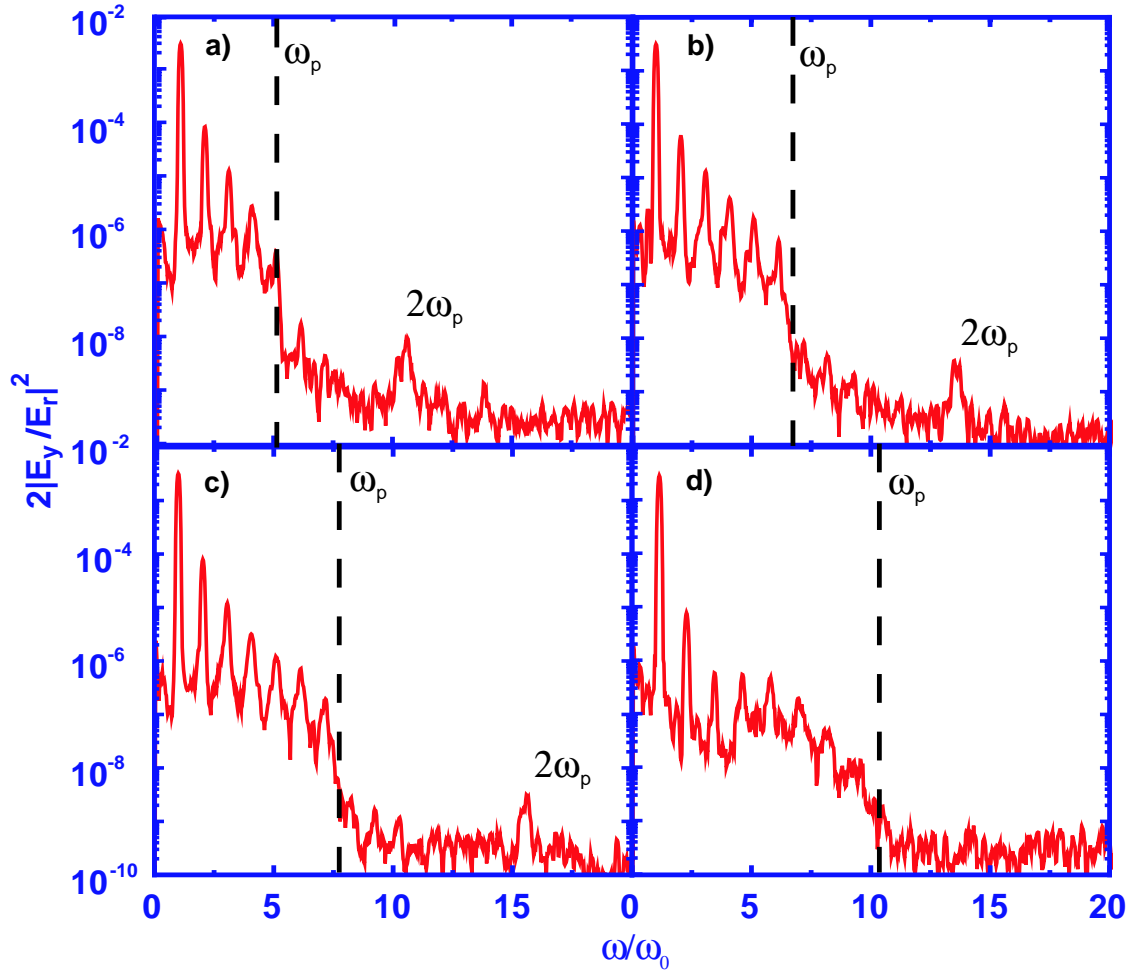


Abbildung 4.12: Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung von der maximalen Elektronendichte: a) $n_{e,max}/n_{cr} = 27.56$, b) $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$, c) $n_{e,max}/n_{cr} = 62.06$ und d) $n_{e,max}/n_{cr} = 108$. **Plasma-Parameter:** $L/\lambda = 0.04$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

tätsverlauf der 5. Harmonischen $2 \left| f m_{5\omega'_0} / f_r \right|^2$ gesondert dargestellt (Abbildung 4.14). Zusätzlich wird die über eine Periode gemittelte räumliche Verteilung der Elektronendichte n_e/n_{cr} angegeben. Die Intensität $2 \left| f m_{5\omega'_0} / f_r \right|^2$ besitzt ein globales Maximum am Ort mit der Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx 25$. Zu höheren Elektronendichten hin wird ein nahezu monotoner Abfall der Intensität $2 \left| f m_{5\omega'_0} / f_r \right|^2$ beobachtet. Der Verlauf der Intensität $2 \left| f m_{5\omega'_0} / f_r \right|^2$ aus dem Plasma heraus wird von den oben beschriebenen, starken Fluktuationen bestimmt. Das Plasma ist für die 5. Harmonische unterkritisch für Elektronendichten $n_e < 25 n_{cr} \cos^2 \theta$. Dies entspricht dem Bereich für $x < -0.05$. Für höhere Elektronendichten innerhalb der Inhomogenität ist eine Propagation der 5. Harmonischen ausgeschlossen. Neben der Dispersion des Plasmas muss auch die Möglichkeit betrachtet werden, dass an verschiedenen Orten in der Inhomogenität Harmonische derselben Frequenz erzeugt werden können. Eine mögliche Erklärung für den beobachteten Intensitätsverlauf wird in diesem Fall durch die konstruktive und destruktive Interferenz des

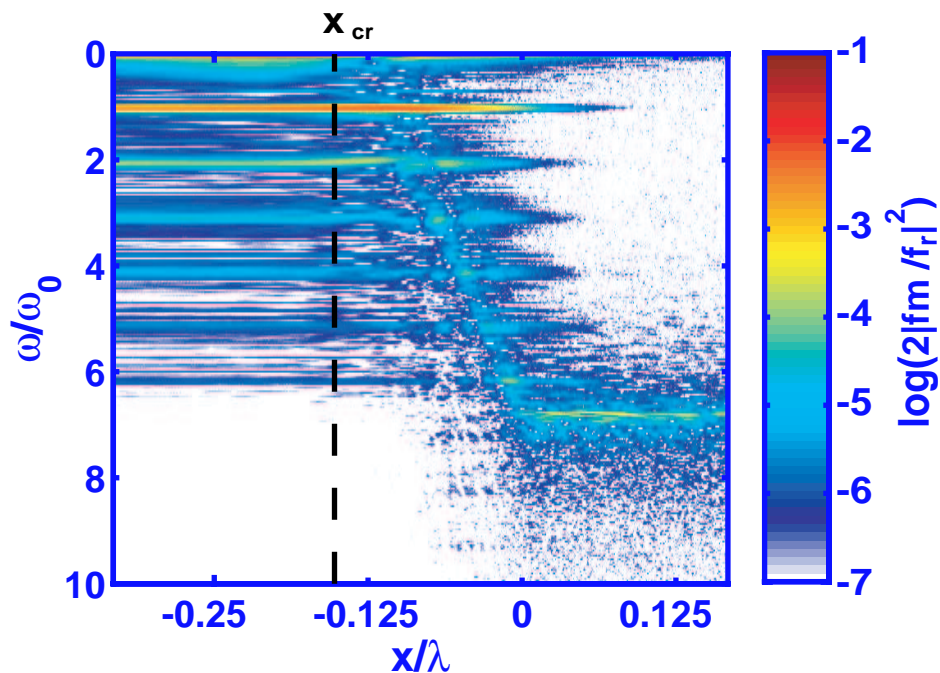


Abbildung 4.13: Räumlich aufgelöstes Spektrum der Intensität $2|m/f_r|^2$ in logarithmischer Darstellung. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.04$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

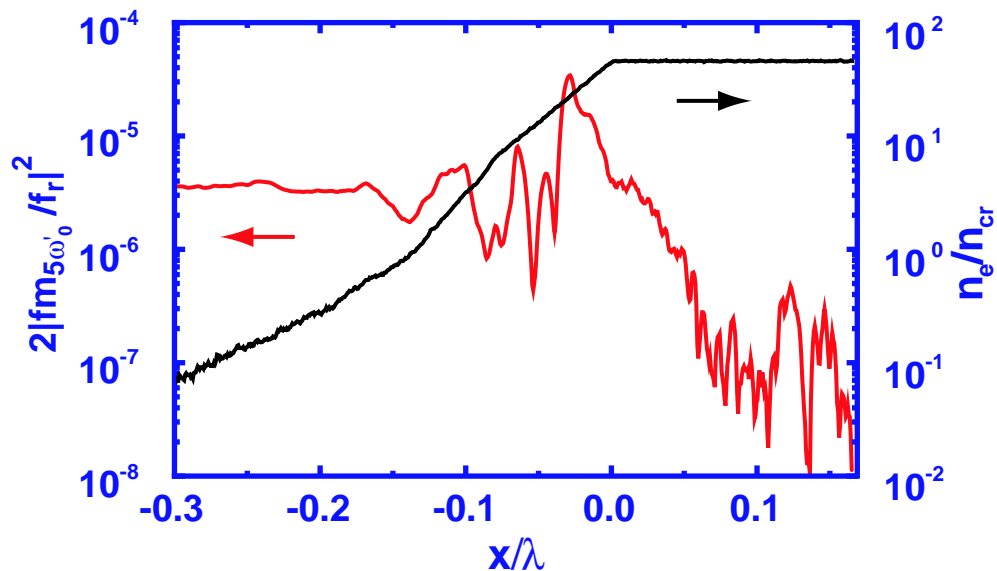


Abbildung 4.14: Räumlicher Verlauf der spektralen Intensität $2|m_{5\omega'_0}/f_r|^2$. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.04$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

elektromagnetischen Felds aufgrund der räumlichen Trennung verschiedener Emissionsorte gegeben. „Quelle“ der elektromagnetischen Strahlung in der betrachteten Situation ist der Strom $\mathbf{j}_y = -en_e \mathbf{v}_y$. Das Spektrum dieses Stroms wird durch das Produkt der spektralen Komponenten der Elektronendichte $n_{\omega'}$ und der Geschwindigkeiten $\mathbf{v}_{\omega'}$ bestimmt. Die spektrale Komponente des Strom $\mathbf{j}_{y,\omega'}$ mit der Frequenz ω' ist proportional zu $\sim n_{\omega'_1} \mathbf{v}_{\omega'_2}$ mit der Bedingung $\omega' = \omega'_1 + \omega'_2$.

Das Spektrum der Geschwindigkeiten der Elektronen ist auf zwei Beiträge aufgrund der nicht-relativistischen Intensität beschränkt. Zum einen strömt das Plasma mit der Geschwindigkeit \mathbf{V} . Dies führt zu einem Beitrag im Spektrum der Geschwindigkeiten bei der Frequenz $\omega' = 0$. Die zugehörige Frequenzkomponente wird mit $\mathbf{v}_{\omega'=0}$ bezeichnet. Zum anderen oszillieren die Elektronen im Feld des Lasers mit der Frequenz ω'_0 entlang der y-Achse. Der entsprechende Beitrag im Spektrum der Geschwindigkeit ist bei ω'_0 zentriert und wird mit $\mathbf{v}_{\omega'_0}$ bezeichnet. Da eine nicht-relativistische Intensität mit $a_0 = 0.3$ betrachtet werden, ist der Betrag der Strömungsgeschwindigkeit $|\mathbf{V}/c| \approx 0.71$ größer als der Betrag der Oszillationsgeschwindigkeit $|\mathbf{v}/c| \approx 0.3$ der Elektronen im Laserfeld. Die Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen wird gemäß $|\mathbf{v}/c| = a_0/\sqrt{1+a_0^2/2}$ abgeschätzt. Aufgrund dieser Betrachtung ist auch die spektrale Amplitude der Geschwindigkeitskomponente $|\mathbf{v}_{\omega'=0}|$ der strömenden Elektronen größer als die Komponente $|\mathbf{v}_{\omega'_0}| < |\mathbf{v}_{\omega'=0}|$, die die Oszillation der Elektronen im Laserfeld beschreibt.

Die spektrale Intensitätsverteilung der Elektronendichte-Oszillationen für Plasmadichten im Bereich und oberhalb der kritischen Elektronendichte können nicht wie die Spektren der Geschwindigkeitsverteilung auf wenige Beiträge eingeschränkt werden. Das Spektrum wird durch Beiträge bei der Anregungsfrequenz, sowie bei der lokalen Eigenfrequenz des Plasmas und deren räumlichen Variation dominiert.

Die Kenntnis der spektralen Verteilung der Geschwindigkeits- und Elektronendichte-Verteilung schränkt die Möglichkeiten zur Erzeugung der Ströme im Plasma ein. Die Quellströme der Harmonischen $\mathbf{j}_{y,N\omega'_0}$, wobei N der Ordnung der Harmonischen entspricht, können auf zwei verschiedene Mechanismen zurückgeführt werden. Ein Beitrag ist durch die Kopplung einer elektrostatischen Oszillation mit der Frequenz $(N-1)\omega'_0$ an die fundamentale elektromagnetische Welle mit der Frequenz ω'_0 gegeben. In diesem Fall ist $\mathbf{j}_{y,N\omega'_0} \sim n_{e,(N-1)\omega'_0} \mathbf{v}_{\omega'_0}$. Der zweite Mechanismus ist an die konstante Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas gekoppelt. Diese ermöglicht einen transversalen Strom $\mathbf{j}_{y,N\omega'_0}$ zu erzeugen, indem man eine elektrostatische Oszillation mit der Frequenz $N\omega'_0$ berücksichtigt. Der Strom $\mathbf{j}_{y,N\omega'_0}$ ist dann proportional zu $\mathbf{j}_{y,N\omega'_0} \sim n_{e,N\omega'_0} \mathbf{v}_{\omega'=0}$. Im Laborsystem entspricht dieser Beitrag der bekannten Dipolstrahlung einer oszillierenden Ladung. Unter der Voraussetzung, dass das räumlich aufgelöste Spektrum der Elektronendichte-Oszillationen bekannt ist, kann dann auf die räumliche Verteilung der Quellströme der einzelnen Harmonischen in der Inhomogenität des Plasmas geschlossen werden.

Anstelle der spektralen Verteilung der Elektronendichte-Oszillationen wird das longitudinale elektrostatische Feld E_x/E_r untersucht. Beide Größen sind über die Poisson-Gleichung miteinander verbunden [57]:

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi e (n_e - Zn_i) \quad (4.34)$$

Hierbei entspricht Z dem Ionisationsgrad und n_i der Ionendichte im Plasma. Abbildung

4.15 zeigt die Amplitude $\log(2|E_x/E_r|^2)$ als Funktion der Frequenz ω/ω_0 und des Ortes x/λ . Es wird auf die Darstellung des longitudinalen elektrostatischen Feldes E_x zurückgegriffen, da diese Größe die gewünschten Informationen wesentlich prägnanter hervorhebt als im Fall der Elektronendichte-Verteilung. Um den Ort der Elektronendichte-Oszillationen zu bestimmen, muss die Ableitung bezüglich der x-Koordinate berücksichtigt werden.

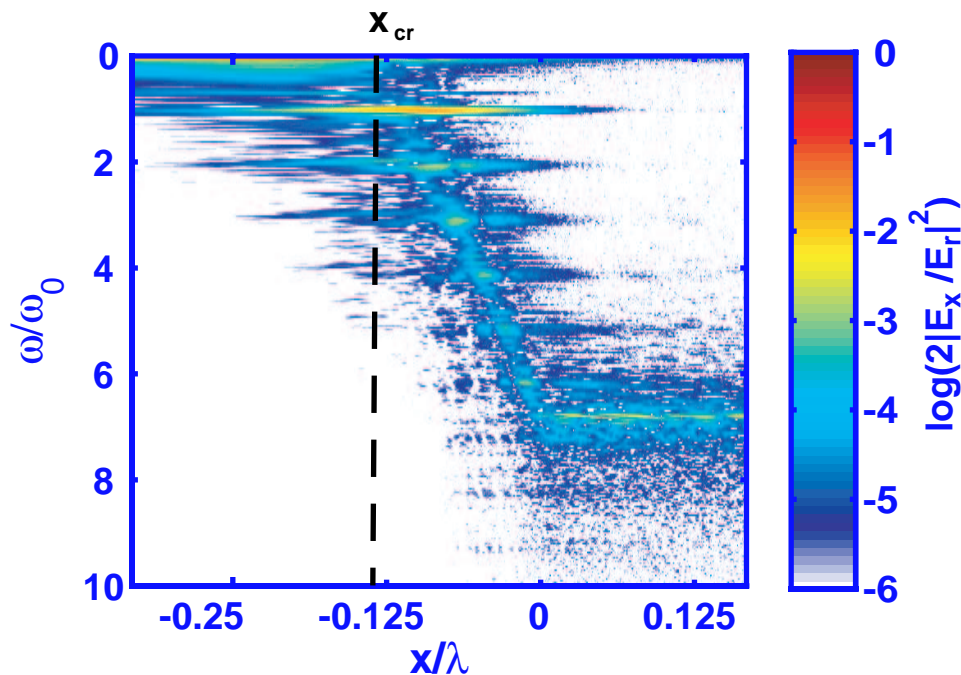


Abbildung 4.15: Räumlich aufgelöstes Spektrum des longitudinalen Feldes $2|E_x/E_r|^2$ in logarithmischer Darstellung. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} \approx 45.56$, $L/\lambda = 0.04$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

In Abbildung 4.15 sieht man diskrete Maxima bei Frequenzen, die den N-ten Harmonischen der Laserfrequenz ω'_0 entsprechen. Die höchste Ordnung der Harmonischen wird durch die Plasmafrequenz eingeschränkt. Zwischen den Maxima sind nahezu konstante Beiträge zum longitudinalen Feld E_x/E_r , deren Frequenz der lokalen Plasmafrequenz entspricht. Eine mögliche Ursache für diese Beiträge wird zu einem späteren Zeitpunkt im Laufe dieser Arbeit gegeben.

Die Lage der Maxima ist mit den jeweiligen lokalen Plasmafrequenzen $\omega_p/\omega_0 = N$ identisch. Bei genauerer Betrachtung einer einzelnen Frequenz können weitere lokale Maxima im Bereich vor und nach dem globalen Maximum lokalisiert werden. Die Orte dieser lokalen Maxima entsprechen aber den Frequenzen für Harmonische mit der Ordnungen $(N \pm 1, N \pm 2, \dots)$. Auch hier werden nur Harmonische beobachtet, deren Frequenz unterhalb der Plasmafrequenz liegt. Zur Verdeutlichung werden in der folgenden Abbildung 4.16 die Spektren des longitudinalen elektrostatischen Feldes für zwei verschiedene Orte x/λ dargestellt, die einer Elektronendichte von $n_e/n_{cr} = 16$ und $n_e/n_{cr} = 25$ entsprechen. Aus Abbildung 4.16 kann man entnehmen, dass die Elektronendichte nicht nur mit der lokalen Plasmafrequenz oszilliert, sondern dass auch diese Oszillation von Harmonischen begleitet wird. Deutlich vom Untergrund der Simulation

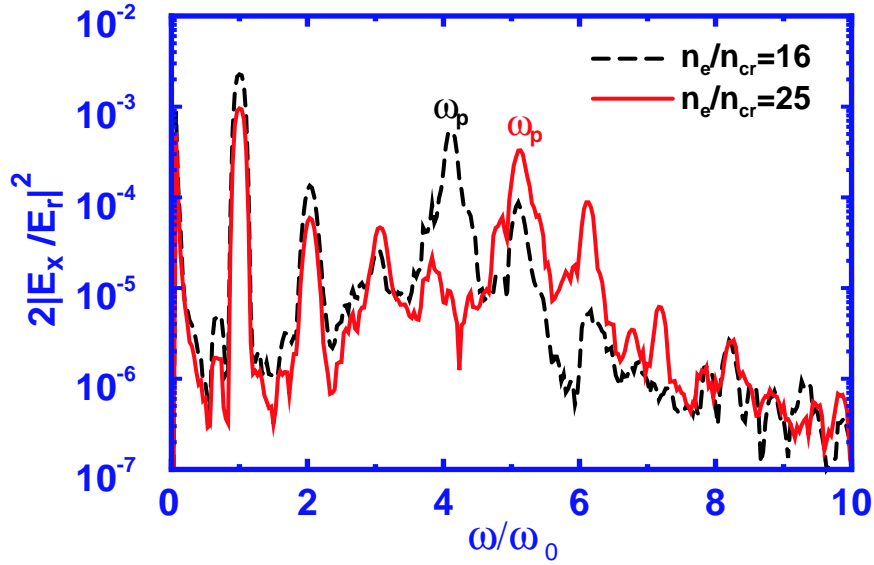


Abbildung 4.16: Spektrum des longitudinalen elektrostatischen Feldes $2|E_x/E_r|^2$ an Orten, die den Elektronendichten $n_e/n_{cr} = 16$ und $n_e/n_{cr} = 25$ entsprechen. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.04$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

hervorgehoben sind ausschließlich Harmonische mit Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz.

Die unterschiedlichen Spektren des longitudinalen Feldes an den verschiedenen Orten bieten eine mögliche Erklärung für den räumlichen Verlauf der spektralen Intensität $2|fm/f_r|^2$. Wie oben beschrieben, kann der Strom $\mathbf{j}_{y,N\omega'_0}$ durch die Beiträge $\mathbf{j}_{y,N\omega'_0} \sim n_{e,(N-1)\omega'_0} \mathbf{v}'_{\omega'_0}$ und $\mathbf{j}_{y,N\omega'_0} \sim n_{e,N\omega'_0} \mathbf{v}'_{\omega'=0}$ generiert werden. Betrachtet man beispielsweise die 5. Harmonische, so können verschiedene Quellen in der Inhomogenität des Plasma lokalisiert werden. Bei einer Elektronendichte von $n_e/n_{cr} = 25$ kann die 5. Harmonische durch Kopplung an das strömende Plasma mit der Geschwindigkeit \mathbf{V} erzeugt werden. Die 5. Harmonische kann aber auch an der Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 16$ generiert werden. Hier wird der Strom $\mathbf{j}_{y,5\omega'_0}$ gemäß $\mathbf{j}_{y,5\omega'_0} \sim n_{e,4\omega'_0} \mathbf{v}'_{\omega'_0}$ und $\mathbf{j}_{y,5\omega'_0} \sim n_{e,5\omega'_0} \mathbf{v}'_{\omega'=0}$ erzeugt. Diese Befunde unterstützen die Eingangs aufgestellte Vermutung, dass der stark fluktuierende Intensitätsverlauf der Größe $2|fm/f_r|^2$ auf die konstruktive und destruktive Interferenz der elektromagnetischen Felder, die von verschiedenen Orten innerhalb des inhomogenen Plasmabereichs emittiert werden, zurückzuführen ist.

Betrachtet man z. B. die Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 16$, so stellt sich die Frage, welcher der beiden angesprochenen Quellströme der dominanter ist? Ohne eine explizite Analyse der Geschwindigkeitsverteilungen durchzuführen, kann diese Frage beantwortet werden. Wie oben erwähnt, ist die spektrale Geschwindigkeitskomponente der strömenden Elektronen größer als die der im Laserfeld oszillierenden Elektronen. Daher kann geschlossen werden, dass auch die Harmonischen-Erzeugung durch die Kopplung der Elektronendichte-Oszillationen an das strömende Plasma dominiert wird. Diese These wird durch die Emission der Harmonischen mit Frequenzen unterhalb der Plasmafrequenz bestärkt. Würde die Kopplung der Elektronendichte-Oszillationen an das evaneszente Laserfeld überwiegen, so würde die maximale Frequenz der

Harmonischen überhalb der Plasmafrequenz liegen.

Offen bleibt nur noch die Frage, wie die Oszillationen in der Elektronendichte angeregt werden. Das treibende elektromagnetische Feld oszilliert mit der Frequenz ω'_0 und kann nicht direkt die Oszillationen bei Harmonischen dieser Frequenz treiben.

Ein möglicher Mechanismus, der für das Anregen der Oszillationen verantwortlich ist, wird beim Betrachten der Bewegung der zeitlichen Entwicklung der Elektronendichte deutlich. In Abbildung 4.17 wird der zeitliche Verlauf der Elektronendichte-Verteilung während der maximalen Intensität des Laserimpulses dargestellt. Man erkennt im Vergleich zum Modell des oszillierenden

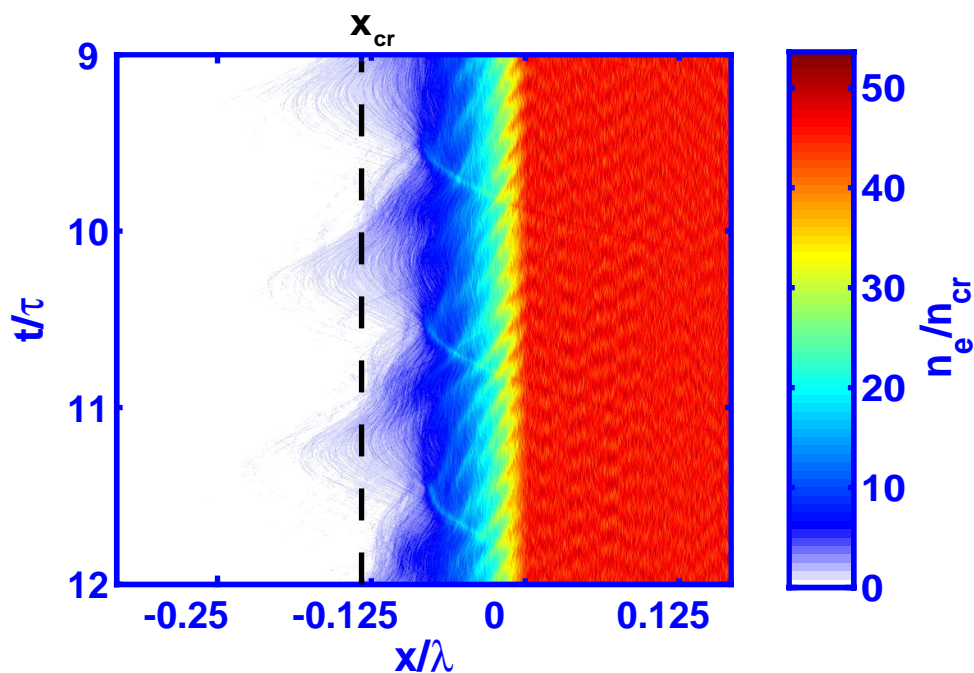


Abbildung 4.17: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte n_e/n_{cr} während der maximalen Laserintensität. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.04$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

Spiegels eine stark anharmonische Bewegung der Elektronendichte. Die Schicht, die die kritische Elektronendichte repräsentiert, überstreicht einen Bereich von $\delta x/\lambda \approx 0.04$. Die Auslenkung der Bewegung ist vergleichbar mit der Skalenlänge L/λ des Plasmas. Die Begriffsbildung der „verstärkten“ Emission der Harmonischen hängt mit der Amplitude der Oszillation der kritischen Elektronendichte zusammen. Berechnet man die Intensität der Harmonischen mit Hilfe des oszillierenden Spiegel Modells, so ergeben sich Harmonische auf einem nicht nachweisbaren Niveau. Die Anregung zusätzlicher Elektronendichte-Oszillationen in der inhomogenen Region des Plasmas führt zu einer „Verstärkung“ der Harmonischen bis zur Plasmafrequenz.

Bei der Bewegung der kritischen Elektronenschicht in das Plasma hinein, kommt es zu einer starken Kompression des Plasmas in dem Bereich der Inhomogenität. Dadurch wird die Plasmafrequenz erhöht, und die Rückstellkraft des Plasmas wird vergrößert. Die Bewegung der Schicht aus dem Plasma führt zu einer Abnahme der Elektronendichte und die Rückstellkraft

des Plasmas nimmt ab. Dies stimmt auch mit der zeitlichen Entwicklung des longitudinalen elektrostatischen Feldes E_x überein. Wird das Plasma „zusammengedrückt“, so bildet sich ein nach Abbildung 4.18 starkes, positives Feld E_x aus, das sich fast bis zu der maximalen Elektrodendichte erstreckt.

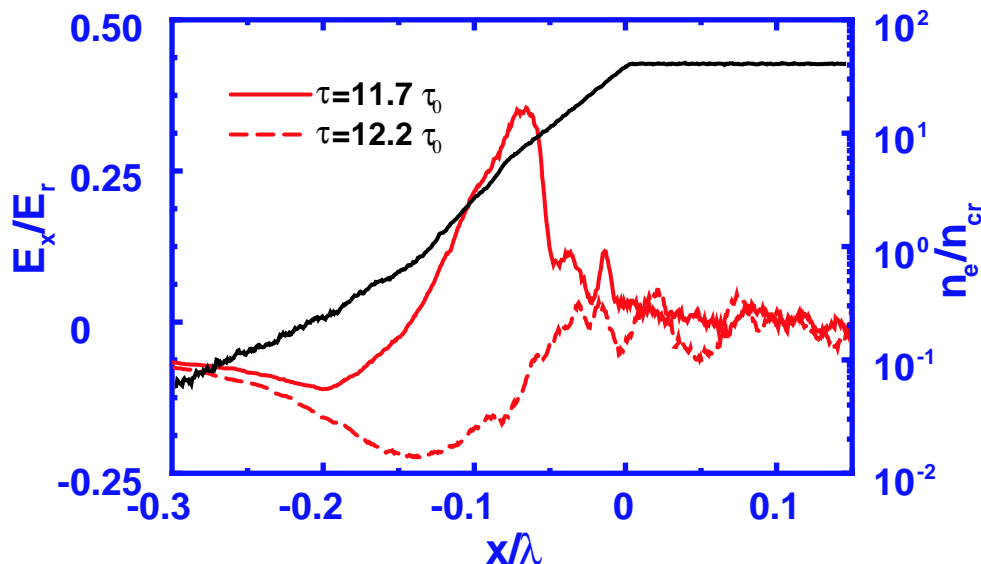


Abbildung 4.18: Zeitliche Entwicklung des longitudinalen elektrostatischen Feldes E_x/E_r für die Zeitpunkte $\tau/\tau_0 = 11.7$ und $\tau/\tau_0 = 12.2$. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.04$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

Dieses longitudinale Feld E_x führt zu einer elektrischen Kraft auf die Elektronen, die die Elektronen in negative x-Richtung beschleunigt. Wird hingegen das Plasma wieder „auseinander gezogen“, so bildet sich nur ein relativ kleines, negatives longitudinales Feld aus, das auf den vorderen Bereich des inhomogenen Plasmas konzentriert ist. Eine Beschleunigung der Elektronen durch die zugehörige Kraft kann vernachlässigt werden. Die Elektronen in der Plasma-Inhomogenität werden also während einer Laserperiode τ einmal „angestoßen“. Durch dieses „Anstoßen“ wird es möglich, Oszillationen bei der zur jeweiligen Elektronendichte gehörenden Plasmafrequenz zu treiben. Die Frequenz ω_0 der treibenden Kraft favorisiert die Anregung ganzzahliger Harmonischer der Grundfrequenz.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass für den in diesem Abschnitt betrachteten Parameterbereich die Emission der Harmonischen aus der Inhomogenität des Plasmas erfolgt. Durch die Wechselwirkung mit dem einfallenden Laserimpuls wird eine Vielzahl von Elektronendichte-Oszillationen in der Inhomogenität angeregt. Die Frequenzen dieser Oszillationen entsprechen ganzzahligen Vielfachen der Laserfrequenz. Durch die Kopplung des strömenden Plasmas an die Elektronendichte-Oszillationen werden die Ströme generiert, die die Quelle für die Emission der Harmonischen bilden. Aufgrund der räumlichen Trennung verschiedener Strom-

quellen einer einzelnen Harmonischen und der Dispersion des Plasmas wird ein sehr komplexer Intensitätsverlauf innerhalb der Plasma-Inhomogenität beobachtet.

Skalenlänge $L/\lambda \approx 0.1$

In diesem Bereich zeigen die berechneten Spektren einen drastischen Einbruch der Intensität der Harmonischen (siehe Abbildung 4.10). In Abbildung 4.19 wird erneut die spektrale Intensität $2|fm/f_r|^2$ dargestellt. Im Gegensatz zur Abbildung 4.13 werden keine diskreten Maxima an

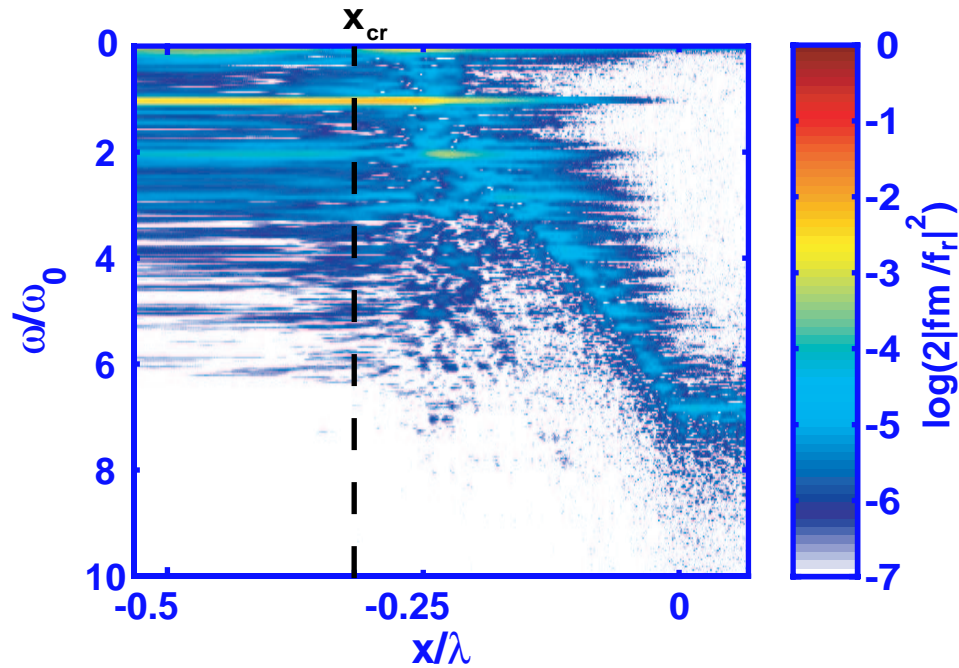


Abbildung 4.19: Räumlich aufgelöstes Spektrum der Intensität $2|fm/f_r|^2$ in logarithmischer Darstellung. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} \approx 45.56$, $L/\lambda = 0.09$; **Laserimpuls:** $a_o = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

Orten mit einer Elektronendichte beobachtet, die den kritischen Elektronendichten der Harmonischen der Laserfrequenz entsprechen. Zusätzlich erkennt man ein „Band“ mit nahezu konstanter Intensität $2|fm/f_r|^2$, das sich in den Bereich mit zunehmender Elektronendichte erstreckt. Die Frequenz innerhalb dieses „Bandes“ wird durch die Elektronendichte bzw. der zugehörigen Plasmafrequenz bestimmt.

Eine spektrale Analyse des longitudinalen elektrostatischen Feldes E_x/E_r zeigt, dass keine deutlichen Oszillationen der Elektronendichte in dem inhomogenen Bereich des Plasmas angeregt werden, deren Frequenz ganzzahligen Vielfachen der Laserfrequenz entsprechen. Auf eine explizite Darstellung wird an dieser Stelle verzichtet. Nach Abbildung 4.19 beschränkt sich die Emission der elektromagnetischen Strahlung auf den Bereich der kritischen Elektronendichte. Dies lässt vermuten, dass die Emission der Harmonischen im Fall noch ausgedehnterer Skalenlängen durch die kritische Elektronendichte bestimmt wird. Diese Untersuchung wird im nächsten Abschnitt durchgeführt.

Skalenlänge $L/\lambda > 0.1$

Für noch größere Skalenlänge L/λ zeigen die berechneten Spektren wieder Harmonische. Auffallend ist, dass in diesem Bereich der Harmonischen-Erzeugung keine Begrenzung durch die maximale Plasmafrequenz gegeben ist. Analog zu den vorhergehenden Betrachtungen wird erneut zu Beginn der räumliche Verlauf der spektralen Intensität $2|fm/f_r|^2$ analysiert.

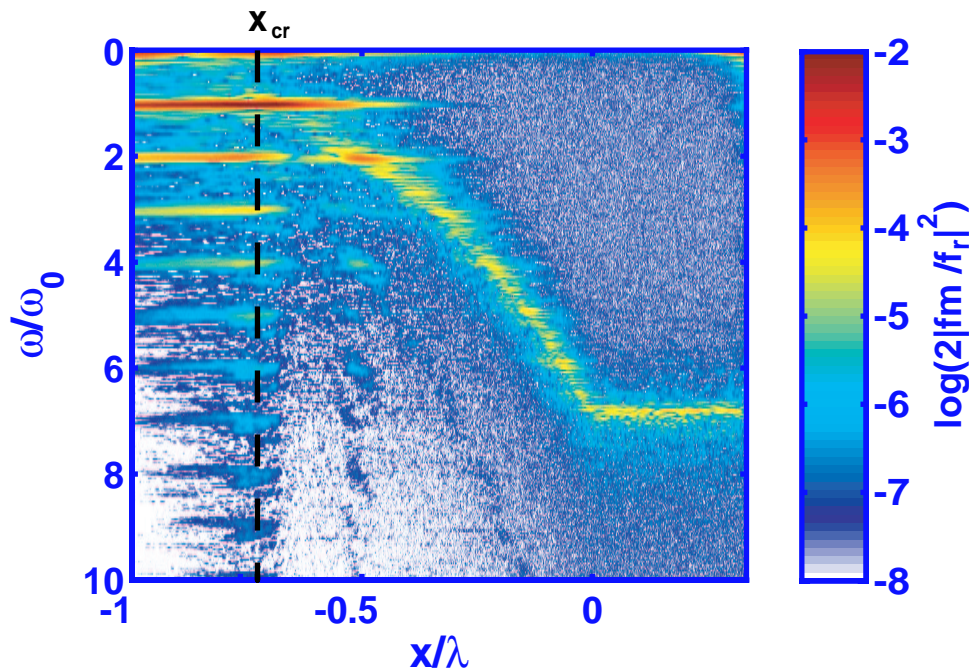


Abbildung 4.20: Räumlich aufgelöste, spektrale Intensität $2|fm/f_r|^2$. **Plasma-Parameter:** $n_{e\max}/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.2$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

Aus der Abbildung 4.20 wird eindeutig ersichtlich, dass, wie erwartet, die Harmonischen am Ort der kritischen Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx 1$ erzeugt werden. Es können keine Beiträge von Orten höherer Elektronendichte lokalisiert werden. Betrachtet man das Spektrum des longitudinalen elektrostatischen Feldes $2|E_x/E_r|^2$ in Abbildung 4.21, so erkennt man, dass sich im Bereich der kritischen Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 1$ diskrete Oszillationen ausbilden. Die Frequenzen dieser Oszillationen entsprechen wiederum Harmonischen der Laserfrequenz. Zusätzlich wird ein „Band“ mit nahezu konstanter spektraler Intensität beobachtet. Die Frequenz dieser Beiträge entspricht der lokalen Plasmafrequenz innerhalb des inhomogenen Plasmabereichs. Wieder stellt sich die Frage nach dem dominanten Beitrag für den Strom $j_{y, N\omega'_0}$. Sowohl die konstante Strömungsgeschwindigkeit als auch die Oszillation der Elektronen im Laserfeld können durch eine Kopplung an eine entsprechende Elektronendichte-Oszillation den Strom für die Harmonischen generieren. Welcher der beiden Mechanismen dominant ist für die Harmonischen-Erzeugung kann während dieser Arbeit nicht geklärt werden, sollte aber eine weitere Motivation für zukünftige Arbeiten geben.

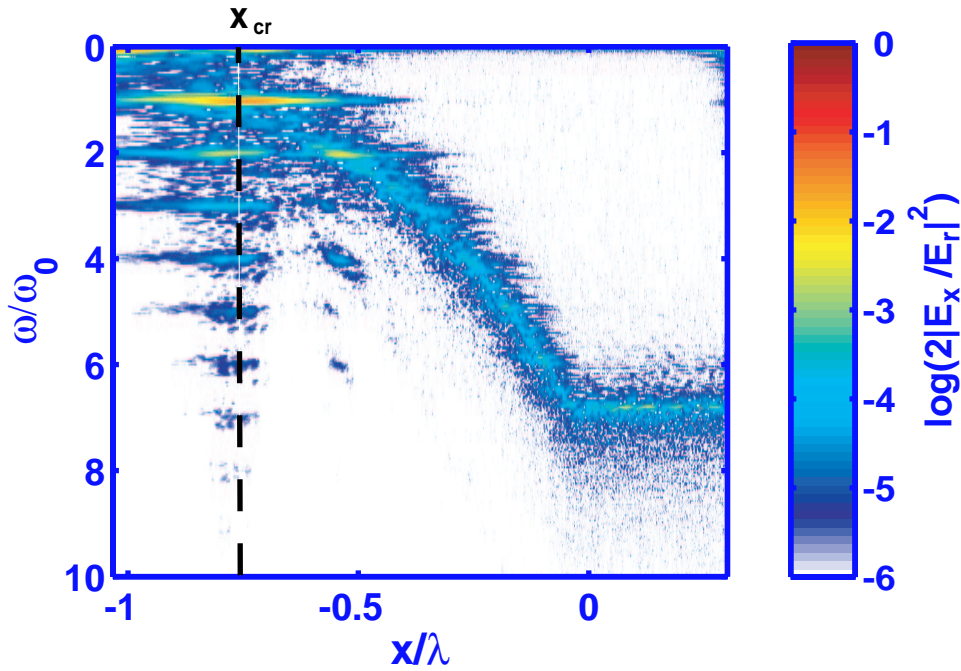


Abbildung 4.21: Räumlich aufgelöstes Spektrum des longitudinalen elektrostatischen Feldes $2|E_x/E_r|^2$ in logarithmischer Darstellung. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.2$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.3$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

Abschließend wird anhand einer PIC-Simulation versucht die Ursache für die nahezu konstanten Beiträge des longitudinalen Feldes E_x/E_r , deren Frequenzen mit der lokalen Plasmafrequenz übereinstimmen, aufzudecken. Die Parameter der Simulation entsprechen der vorherigen Simulation, lediglich wird in dem hier betrachteten Fall auf eine Anregung mit einem Laserimpuls verzichtet. Die Beiträge des longitudinalen Feldes E_x/E_r , die für hohe Plasmadichten $n_e/n_{cr} > 4$ beobachtet werden, lassen schon vermuten, dass die Anregung dieser Oszillationen nicht an das elektromagnetische Feld des Laserimpulses gebunden ist. Das einfallende elektromagnetische Feld ist in diesem Bereich schon so stark abgeschwächt, dass ein möglicher Einfluss ausgeschlossen werden kann. Dies wird auch durch die PIC-Simulation ohne Laserimpuls bestätigt, wie in Abbildung 4.22 dargestellt wird. Trotz der fehlenden Anregung durch den Laserimpuls kommt es zu der Ausbildung eines elektrostatischen Feldes E_x/E_r mit einer Frequenz ω/ω_0 , die der Plasmafrequenz ω_p/ω_0 an dem jeweiligen Ort entspricht. Die Größe der Beiträge ist ein wenig geringer als im Fall mit der Anregung durch den Laserimpuls. Dies lässt vermuten, dass die thermische Geschwindigkeit der Elektronen für die Anregung der Oszillationen verantwortlich ist. Die Wechselwirkung des Laserimpulses mit dem Plasma führt zu einer höheren thermischen Geschwindigkeit der Elektronen aufgrund von stoßfreien Absorptionsmechanismen [63], die wiederum zu einer stärkeren Anregung der Elektronendichte-Oszillationen führt.

In diesem Abschnitt ist gezeigt worden, dass für größere Skalenlänge $L/\lambda \approx \mathcal{O}(10^{-1})$ die Emission der Harmonischen mit der Oszillation der kritischen Elektronenschicht verbunden ist. Ein Einfluss höherer Plasmadichten kann ausgeschlossen werden. Die Anregung von Elektronen-

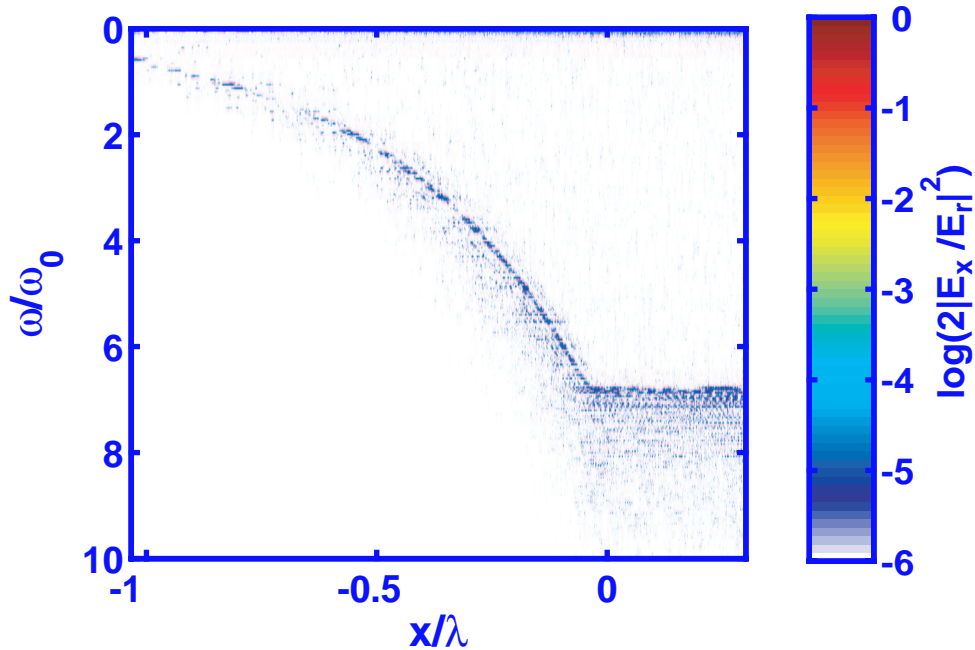


Abbildung 4.22: Räumlich aufgelöstes Spektrum des longitudinalen elektrostatischen Feldes $2|E_x/E_r|^2$ in logarithmischer Darstellung. Es erfolgt keine Anregung durch einen Laserimpuls. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.2$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0$.

dichte-Oszillation in der inhomogenen Region des Plasmas wird durch eine PIC-Simulation ohne anregenden Laserimpuls auf die thermische Bewegung der Elektronen zurückgeführt.

4.2.2 Anregung mit s-polarisierten Laserimpulsen

Wie in der Einleitung zu diesem Kapitel erwähnt worden ist, existieren zur Zeit keine theoretischen Untersuchungen zur Harmonischen-Erzeugung an ausgedehnten Skalenlänge $L/\lambda > 0$ mit s-polarisierten Laserimpulsen. Im Widerspruch zum Modell des oszillierenden Spiegels sind in den Experimenten mit f_s -Laserimpulsen keine Harmonischen bei der Anregung der Probenoberfläche mit s-polarisierten Laserimpulsen beobachtet worden. Eine mögliche Erklärung für diese Begebenheit könnte die Ausbildung einer endlichen Skalenlänge L/λ sein. Zur Klärung der Situation wird analog zum Fall der p-Polarisation eine entsprechende Untersuchung anhand von PIC-Simulationen durchgeführt. Die maximale Plasmadichte beträgt $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$ und die Region des Plasmas mit konstanter Elektronendichte $n_{e,max}/n_{cr}$ erstreckt sich über $\Delta x = 0.5\lambda$. Die betrachteten Skalenlängen L/λ liegen in dem Bereich $L/\lambda = 0.01 \dots 0.35$. Charakteristisch für die Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung im Fall der p-Polarisation und sehr kurzer Skalenlängen $L/\lambda \leq 0.09$ ist, dass die kritische Elektronenschicht n_{cr} mit einer Amplitude $s_0 \approx L$ oszilliert. Im Fall der s-Polarisation ist die Wahl eines deutlich höheren Vektorpotentials $a_0 = 1$ notwendig, um eine Oszillation mit einer vergleichbaren Amplitude s_0 anzutreiben. Der gewählte Einfallswinkel beträgt $\theta = 45^\circ$. Für die Skalenlängen $L/\lambda = 0.02$ und $L/\lambda = 0.1$ werden

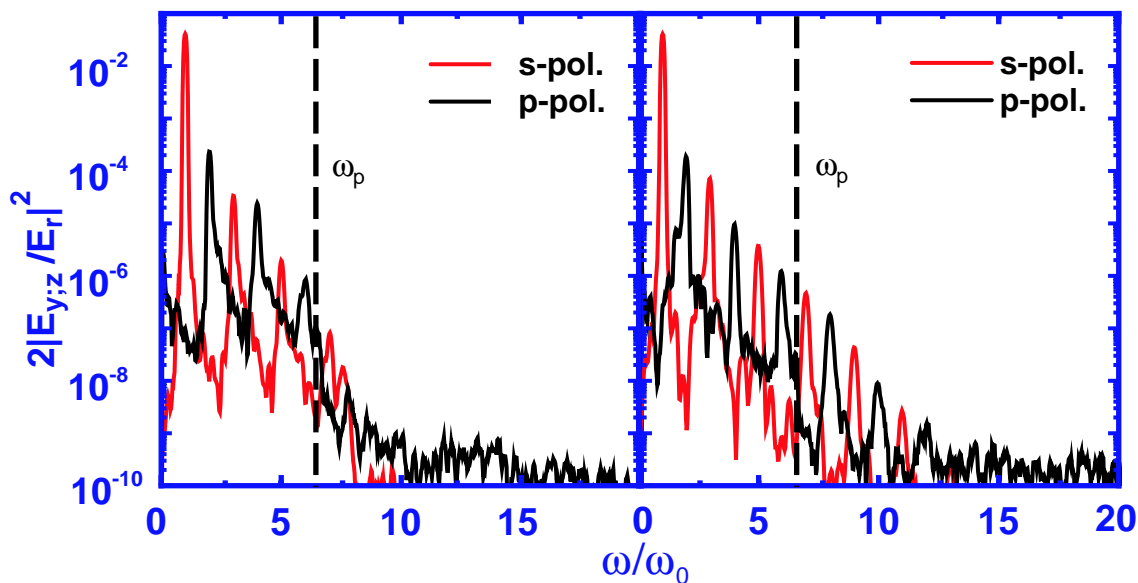


Abbildung 4.23: Berechnete Spektren $2|E_{y;z}/E_r|^2$ des reflektierten Laserimpulses für die Skalenlängen a) $L/\lambda = 0.02$ und b) $L/\lambda = 0.1$. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 45.56$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

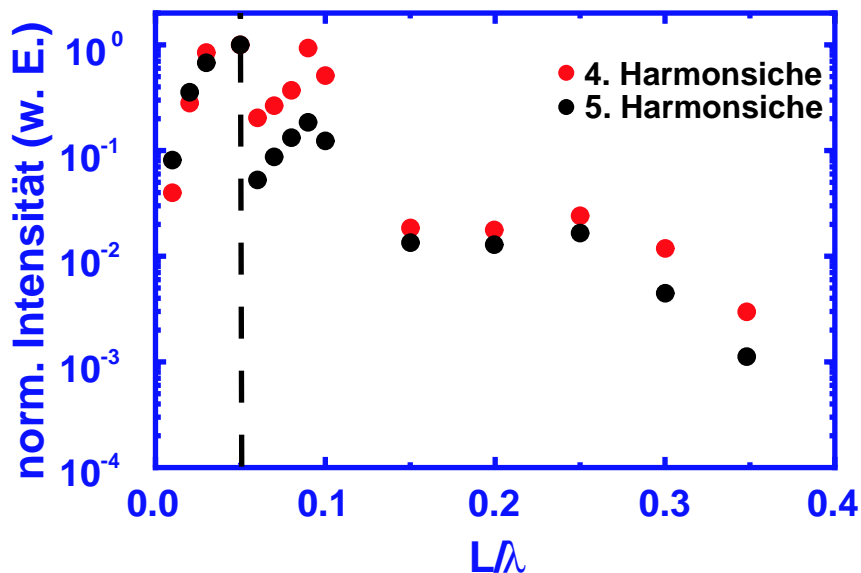


Abbildung 4.24: Normierte Intensität der 4. und 5. Harmonischen in Abhängigkeit von der Skalenlänge des Plasmas L/λ . Die eingezeichnete Linie markiert den Bereich der „verstärkten“ Emission bis zu einer durch die Plasmafrequenz bestimmten Ordnung. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 45.56$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

die berechneten Spektren des reflektierten Laserimpulses in Abbildung 4.23 dargestellt. Analog zu den Betrachtungen im Fall von p-polarisierten Laserimpulsen wird auch hier zum einen die „verstärkte“ Emission der Harmonischen bis zu einer Ordnung beobachtet, die durch die Plasmafrequenz ω_p bestimmt wird. Für größere Skalenlänge $L/\lambda \geq 0.03$ wird diese „Einschränkung“ aufgehoben und es erfolgt ein monotoner Abfall der Harmonischen-Intensität mit der Ordnung, wie in Abbildung 4.23 b) gezeigt wird. Die Effizienz der 4. und 5. Harmonischen wird in Abbildung 4.24 angegeben. Die gestrichelte Linie trennt den Bereich der „verstärkten“ Emission der Harmonischen bis zu einer bestimmten Ordnung von dem Bereich der Harmonischen Emission ohne diese Einschränkung. Ein drastischer Einbruch der Harmonischen-Intensität wie im Fall der p-Polarisation kann bei dem Übergang zwischen den Bereichen nicht beobachtet werden. Auch erfolgt der Übergang für wesentlich kürzere Skalenlänge $L/\lambda \approx 0.03$. Für noch größere Skalenlänge $L/\lambda \geq 0.1$ wird ein Abfall der Harmonischen-Intensität beobachtet.

Skalenlänge $L/\lambda < 0.02$

In diesem Bereich wird die „verstärkte“ Emission der Harmonischen bis zu einer bestimmten Ordnung beobachtet. Für Ordnungen oberhalb dieser Grenze fällt die Intensität der Harmonischen um mehrere Größenordnungen bis unterhalb der Nachweisgrenze der PIC-Simulationen. Die Frequenz der Harmonischen mit der höchsten Ordnung (7. Ordnung in Abbildung 4.23 a) liegt oberhalb der Plasmafrequenz ω_p . Eine Erklärung für diese Tatsache ergibt sich während der weiteren Analyse der zugrunde liegenden Physik, die zu der Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung in diesem Fall führt.

Die Harmonischen werden aus der Inhomogenität des Plasmas emittiert. Zunächst werden die ungeraden, s-polarisierten Harmonischen betrachtet. Der Anteil der s-polarisierten elektromagnetischen Welle, der in die negative x-Richtung propagiert, wird in der eindimensionalen Simulation durch die Größe $gp = 1/2(E_z + cB_y)$ beschrieben. Die räumlich aufgelöste Darstellung der Intensität $2|gp/g_r|^2$ erfolgt in Abbildung 4.25³. Zusätzlich ist die Lage der kritischen Elektronenschicht n_{cr} und der Elektronenschicht, deren Dichte dem Vierfachen der kritischen Elektronendichte entspricht, eingezeichnet. Auch im Fall der s-Polarisation werden die Harmonischen in dem inhomogenen Bereich des Plasmas erzeugt. Der Entstehungsort der verschiedenen Harmonischen wird dabei im Wesentlichen durch das evaneszente elektromagnetische Feld des einfallenden Laserimpulses bestimmt, wie aus dem räumlichen Verlauf der spektralen Intensität $2|gp/g_r|^2$ der fundamentalen Frequenz geschlossen werden kann. Zur weiteren Verdeutlichung wird der räumliche Verlauf der 5. Harmonischen gesondert dargestellt. Der räumliche Verlauf der spektralen Intensität $2|gp_{5\omega'_0}/g_r|^2$ (Abbildung 4.26) weist ähnliche Charakteristika auf wie im Fall der p-Polarisation. Die räumliche Abhängigkeit wird durch einen eher komplizierten Verlauf bestimmt. Verfolgt man den Verlauf der Intensität aus dem Plasma heraus, so kommt es nach dem Durchlaufen eines lokalen Maximums am Ort der Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx 16$ zu einem starken Abfall der Harmonischen-Intensität über mehr als eine Größenordnung. Danach baut sich die Intensität erneut auf und wächst bei der weiteren Propagation sehr schwach an.

³Wieder wird eine entsprechende Größe eingeführt, um mit dimensionslosen Größen zu arbeiten. Hier ist es die Größe g_r und es gilt $g_r = m\omega'_0 c/e$.

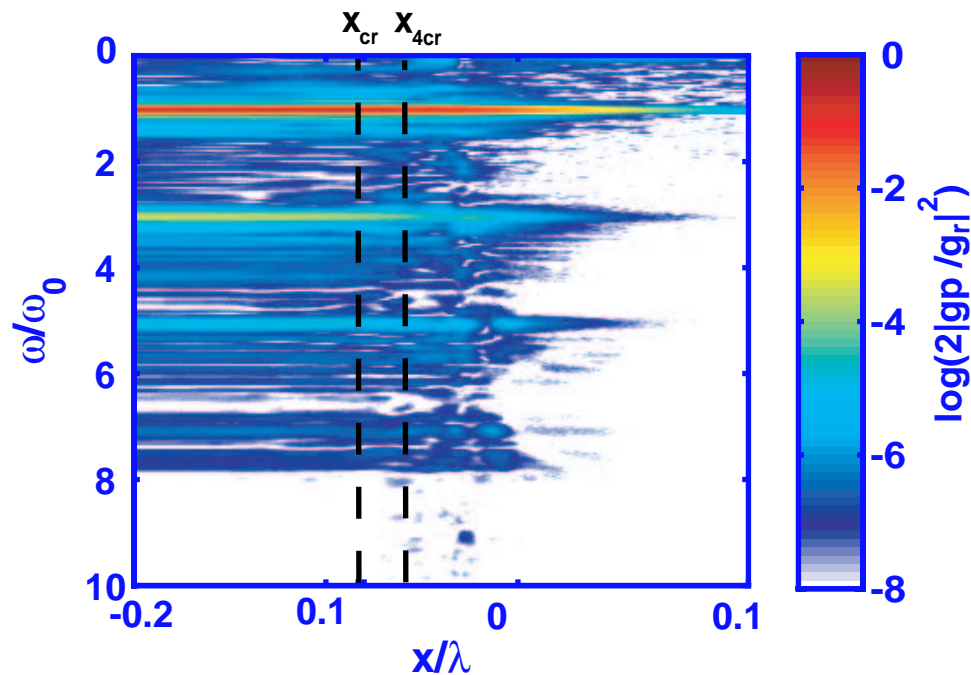


Abbildung 4.25: Räumlich aufgelöstes Spektrum der Intensität $2|gp/gr|^2$. Plasma-Parameter: $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.02$; Laserimpuls: $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

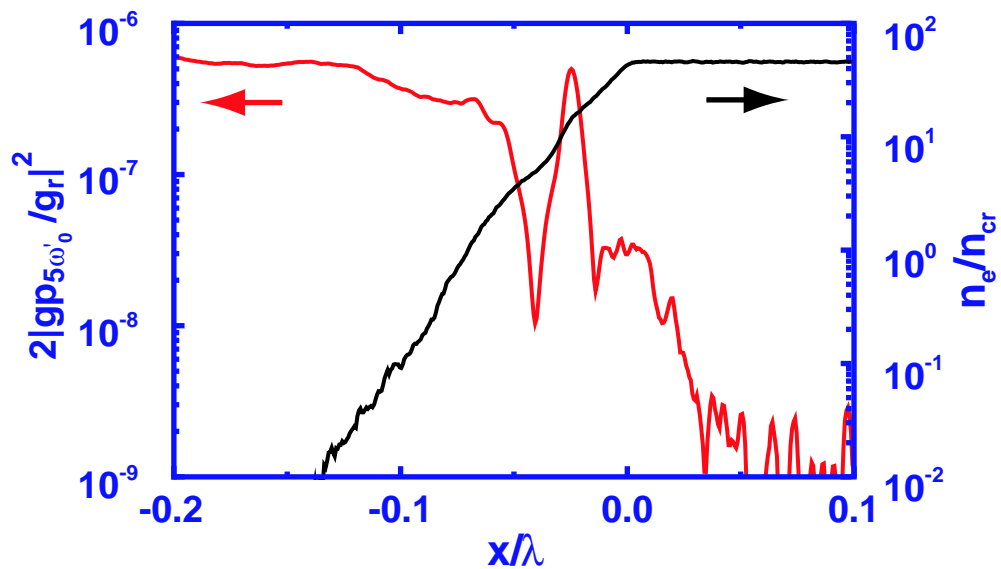


Abbildung 4.26: Räumlicher Verlauf der Intensität $2|gp_{5\omega_0}/gr|^2$ der 5. Harmonischen. Plasma-Parameter: $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.02$; Laserimpuls: $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

Dieses Verhalten legt nahe, dass analog zur p-Polarisation die Harmonischen durch die Kopplung des elektromagnetischen Feldes an Oszillationen der Elektronendichte entstehen und dass die Dispersion des Plasma berücksichtigt werden muss.

Die Harmonischen gerader Ordnung hingegen sind p-polarisiert. Beiträge werden auch hier fast ausschließlich in dem aus der Inhomogenität emittierten Spektrum der p-polarisierten elektromagnetischen Welle gefunden. Dieser Anteil wird durch die Größe fm/f_r beschrieben, wie in Abschnitt 4.2.1 dargelegt worden ist. Das räumlich aufgelöste Spektrum $2|fm/f_r|^2$ in Abbildung

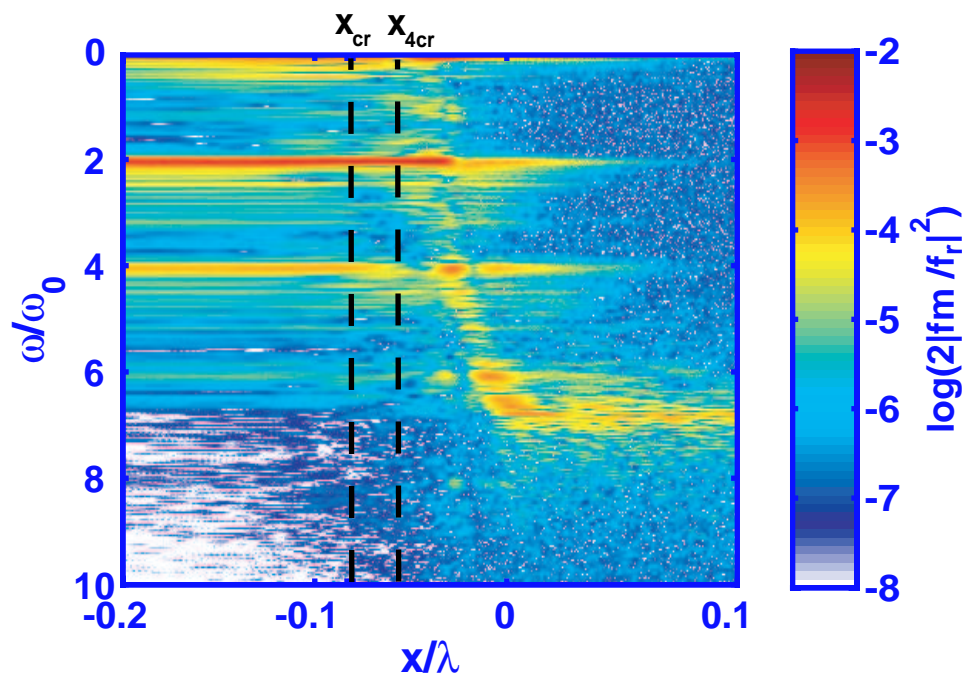


Abbildung 4.27: Räumlich aufgelöstes Spektrum der Intensität $2|fm/f_r|^2$. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.02$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

4.27 zeigt, dass die Harmonischen gerader Ordnung ein globales Maximum an den Orten ausbilden, an denen die Plasmafrequenz ω_p mit der Frequenz der Harmonischen $N\omega'_0$ übereinstimmt. Bei der Propagation der Harmonischen aus dem Plasma weist die Intensität erneut einen komplizierten Verlauf auf. Exemplarisch wird dies an der 4. Harmonischen überprüft (Abbildung 4.28).

Die Quellen für die s- und p-polarisierten Harmonischen sind jeweils die Ströme j_y und j_z . Wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, kann der Beitrag zum Strom $j_{i,N\omega'_0}$ (i : y - oder z -Komponente) bei der Frequenz $N\omega'_0$ durch mehrere Beiträge erzeugt werden. Sowohl der Beitrag $n_{(N-1)\omega'_0}\mathbf{v}_{\omega'_0}$ als auch der Beitrag $n_{\omega'}\mathbf{v}_{\omega'=0}$ kommen in Betracht. Außerdem muss die Dispersion des Plasmas berücksichtigt werden.

Im Fall der s-Polarisation können die p-polarisierten Harmonischen jedoch nur durch die Beiträge $n_{\omega'}\mathbf{v}_{\omega'=0}$ generiert werden, da die durch das elektromagnetische Feld verursachte Oszillation der Elektronen mit der Frequenz ω'_0 entlang der z -Richtung erfolgt. Entsprechend können die s-polarisierten Harmonischen nur durch den Term $n_{(N-1)\omega'_0}\mathbf{v}_{\omega'_0}$ erzeugt werden. Diese Be-

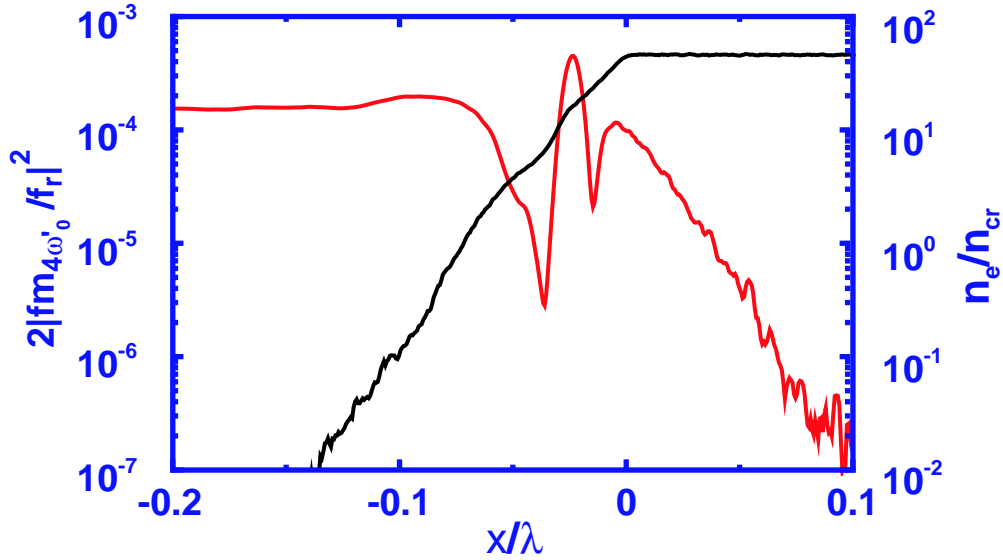


Abbildung 4.28: Räumlicher Verlauf der Intensität $2|fm/f_r|^2$ der 4. Harmonischen. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.02$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

trachtungsweise ist analog zur Harmonischen-Erzeugung, die im Zusammenhang des einfachen Modells des oszillierenden Spiegels entwickelt worden ist. Dies erklärt auch sehr schön, weshalb einzelne Harmonische jenseits der Plasmafrequenz beobachtet werden können. Liegt die Harmonische der Elektronendichte-Oszillation nur ein wenig unterhalb der Plasmafrequenz, so wird durch die Kopplung an das elektromagnetische Feld eine Harmonische mit der Frequenz erzeugt, die oberhalb der Plasmafrequenz liegt. Im Gegensatz zu der Situation bei der Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen ist hier die Intensität des einfallenden Laserimpulses groß genug, um effektiv die Oszillation der Elektronen entlang der y' -Achse zu treiben.

Die bisher erzielten Aussagen führen zu der Forderung, dass das Spektrum des longitudinalen Feldes $2|E_x/E_r|^2$ nur Frequenzkomponenten enthält, die ganzzahligen Vielfachen von $2\omega'_0$ entsprechen. Dies wird auch durch die Auswertung der PIC-Simulation (Abbildung 4.29) bestätigt. Die Lage der Frequenzkomponenten entspricht jeweils den „resonanten“ Elektronendichten n_e/n_{cr} . Dieses Ergebnis ist auch konsistent mit der Aussage, dass die Oszillationen der Elektronendichte in der Inhomogenität des Plasmas durch die Bewegung der Schicht, die die kritische Elektronendichte n_{cr} repräsentiert, angetrieben werden. Die treibende Kraft im Fall der s-Polarisation ist die nichtlineare Kraft \mathbf{F}_{NL} (Gleichung 4.19), die mit einer Frequenz $2\omega'_0$ oszilliert. Entsprechend oszilliert auch die Schicht, die die kritische Elektronendichte n_{cr} repräsentiert, mit einer Frequenz $2\omega'_0$. Dieser Sachverhalt kann aus Abbildung 4.29 und Abbildung 4.30 entnommen werden. Analog zur Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen führt die Anwesenheit einer endlichen Skalenlänge in dem hier betrachteten Parameterbereich zu einer „verstärkten“ Emission der Harmonischen bis zu einer Ordnung, die durch die Plasmafrequenz bestimmt wird. Wieder ist der grundlegende Mechanismus zur Erzeugung der Harmonischen die Kopplung des elektromagnetischen Feldes an Oszillationen der Elektronendichte. Die Frequenz der Elektronendichte-Oszillationen entsprechen dabei ganzzahligen Vielfachen der 2. Harmonischen

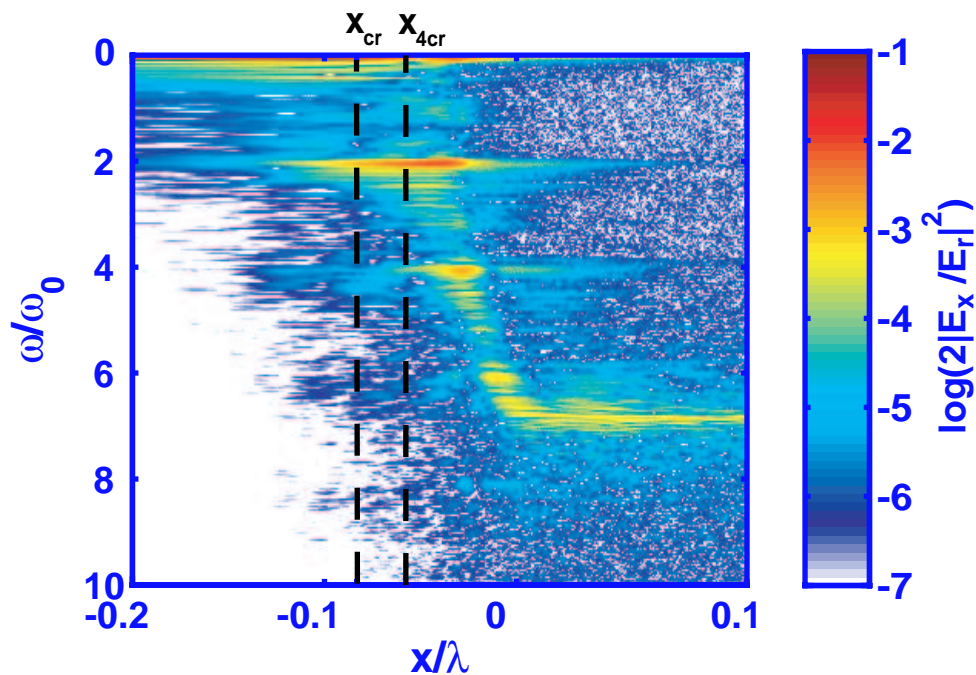


Abbildung 4.29: Räumlich aufgelöstes Spektrum des longitudinalen Feldes $2|E_x/E_r|^2$. Plasma-Parameter: $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.02$; Laserimpuls: $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

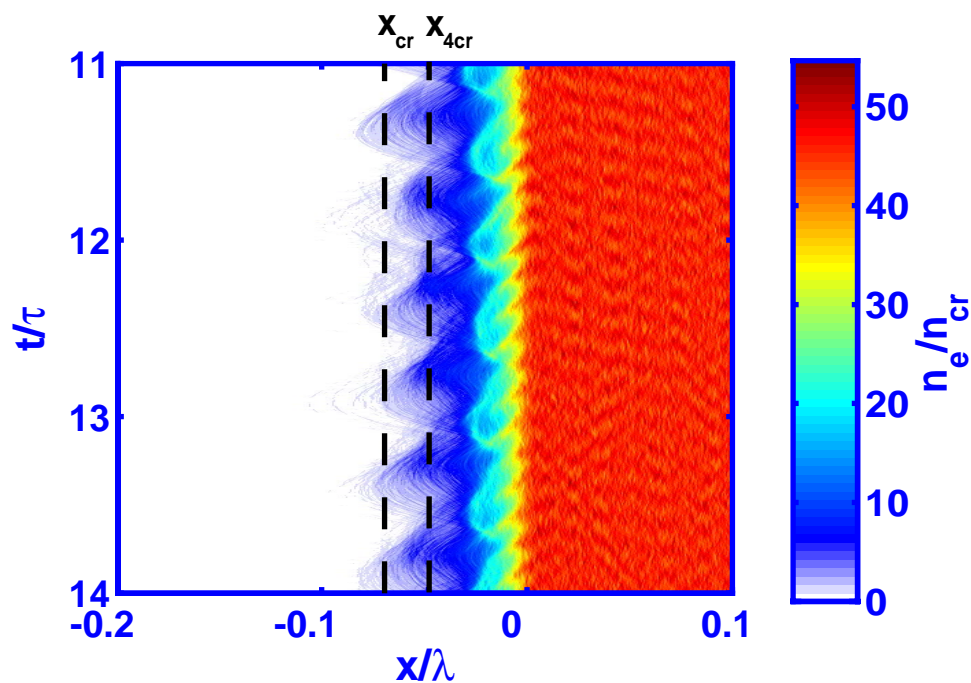


Abbildung 4.30: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte n_e/n_{cr} . Plasma-Parameter: $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.02$; Laserimpuls: $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

der Laserfrequenz. Dies hängt mit der Frequenz der nichtlinearen Kraft \mathbf{F}_{NL} zusammen, die aus der Anregung mit s-polarisierten Laserimpulsen resultiert. Die Oszillationen der Elektronendichte bilden durch Kopplung an das elektromagnetische Feld des Laserimpulses die Stromquellen für die s-polarisierten, ungeraden Harmonischen. Die p-polarisierten, geraden Harmonischen der Laserfrequenz werden durch das mit konstanter Geschwindigkeit strömende Plasma in Verbindung mit den Elektronendichte-Oszillationen generiert.

Endliche Skalenlänge $L/\lambda > 0.03$

Ein ganz anderes Bild der Harmonischen-Erzeugung ergibt sich bei der Betrachtung größerer Skalenlängen L/λ . Die Ordnung der berechneten Harmonischen im Spektrum des reflektierten Laserimpulses werden hier nicht durch die Plasmafrequenz ω_p begrenzt, wie in Abbildung 4.23 b) dargestellt. Erneut wird der räumliche Verlauf der spektralen Intensitäten $2|gp/g_r|^2$ und $2|fm/f_r|^2$ untersucht (Abbildung 4.31 und Abbildung 4.32). Fast unabhängig von der Ord-

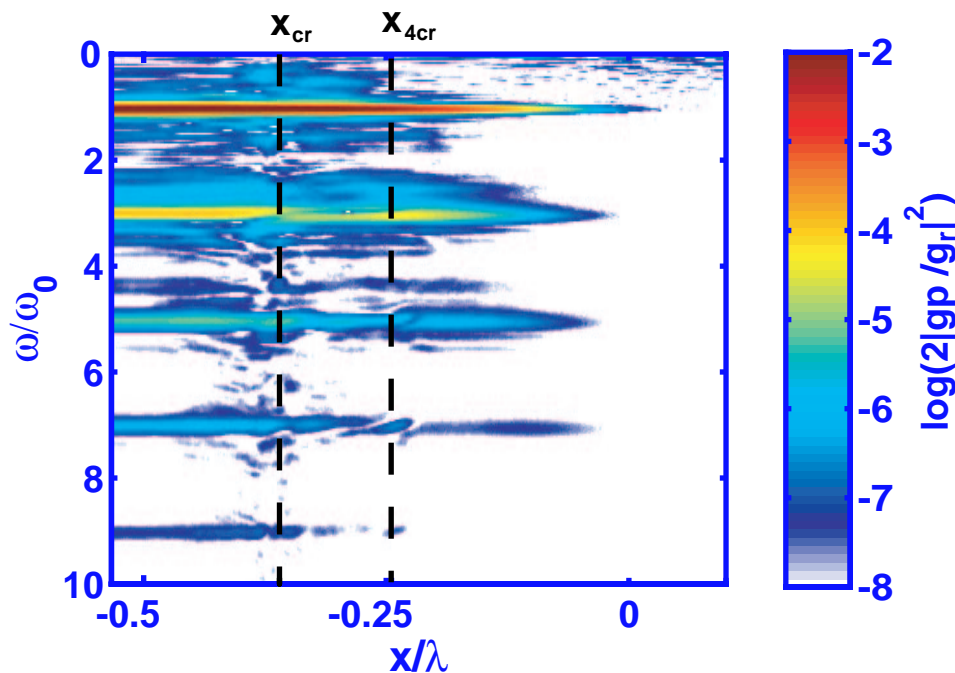


Abbildung 4.31: Räumlich aufgelöste, spektrale Intensität $2|gp/g_r|^2$ in logarithmischer Darstellung. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.1$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

nung zeigt der räumliche Verlauf der Intensität $2|gp/g_r|^2$ für die verschiedenen Harmonischen deutliche Beiträge für $x < -0.1$. In diesem Bereich ist die Plasmadichte $n_e/n_{cr} < 10$. Dies gilt auch für die Fundamentale. Daraus lässt sich wieder schließen, dass die Intensitätsbeiträge der Harmonischen direkt an das evaneszente elektromagnetische Feld der fundamentalen Laserstrahlung gekoppelt sind. Analog zu den Betrachtungen im Fall der p-Polarisation, wird nicht allein eine Elektronendichte-Oszillation mit der Frequenz $2N\omega'_0$ am Ort der Elektronendichte

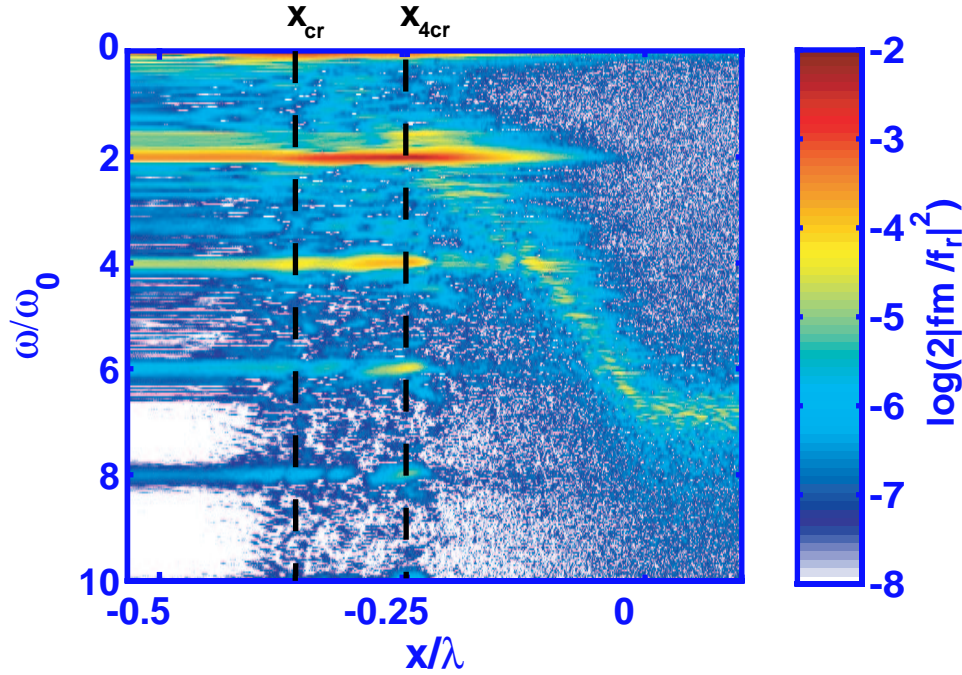


Abbildung 4.32: Räumlich aufgelöste spektrale Intensität $2|fm/f_r|^2$ in logarithmischer Darstellung. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.1$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

$n_e/n_{cr} \sim 4N^2\omega_0'^2$ angeregt, sondern auch Harmonische der Frequenz $2\omega_0'$. Innerhalb der Inhomogenität des Plasma wird deshalb eine Harmonische bestimmter Ordnung an verschiedenen Orten erzeugt. Dies führt zu den bereits beschriebenen Interferenzeffekten zwischen den von den räumlich getrennten Quellen emittierten Harmonischen und erklärt die Struktur in der räumlichen Intensitätsverteilung der jeweiligen Harmonischen. Die p-polarisierten, geraden Harmonischen werden durch die Kopplung der Elektronendichte-Oszillationen $n_{N\omega_0'}$ an die Strömungsgeschwindigkeit des Plasmas $\mathbf{v}_{\omega'=0}$ erzeugt. Dementsprechend sollte der Verlauf der spektralen Intensität $2|fm/f_r|^2$ ausgeprägte Maxima an den Orten besitzen, die eine besonders große Amplitude der Elektronendichte-Oszillation aufweisen.

Entsprechend werden die p-polarisierten, geraden Harmonischen in dem Bereich der Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx 1 \dots 4$ erzeugt. Die Beiträge, die für höhere Plasmadichten n_e/n_{cr} beobachtet werden, sind wesentlich schwächer als im Fall der ungeraden Harmonischen und sind aufgrund der deutlichen räumlichen Trennung sicherlich nicht für die Emission der Harmonischen verantwortlich. Wie oben beschrieben, werden die p-polarisierten Harmonischen mit der Frequenz ω' durch den Strom $\hat{j}_y \sim n_{\omega'}v_{\omega'=0}$ erzeugt. Folglich sollte das Spektrum des longitudinalen Feldes E_x/E_r nur Beiträge in dem Bereich haben, die einerseits ganzzahligen Vielfachen der Frequenz $2\omega_0'$ entsprechen und andererseits mit dem Bereich für die Oszillationen bei $n_e/n_{cr} \approx 1 \dots 4$ übereinstimmen. Die Bestätigung hierfür befindet sich in Abbildung 4.33. Entsprechend interessant ist die zeitliche Entwicklung der Elektronendichte n_e/n_{cr} , die in der nachfolgenden Abbildung 4.34 aufgezeichnet ist.

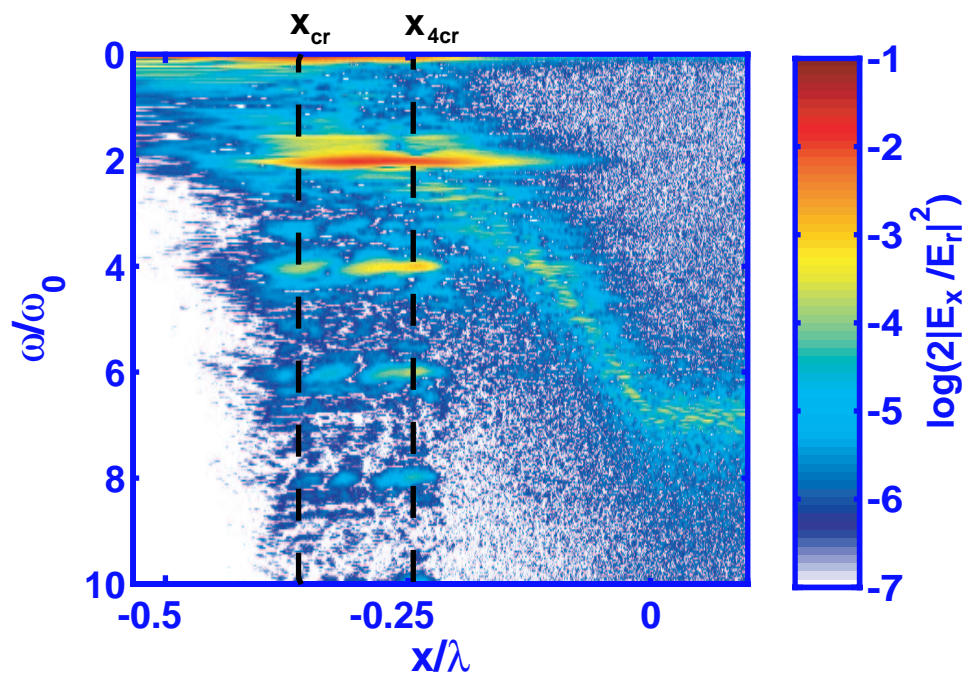


Abbildung 4.33: Räumlich aufgelöstes Spektrum des longitudinalen elektrostatischen Feldes $2|E_x/E_r|^2$ in logarithmischer Darstellung. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.1$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

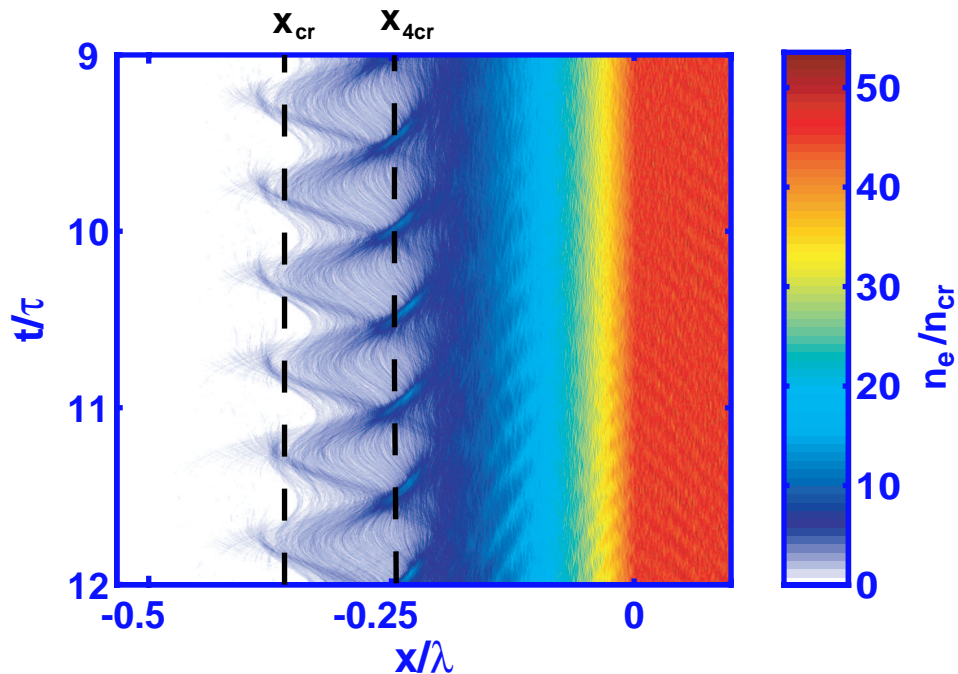


Abbildung 4.34: Zeitliche Entwicklung der Elektronendichte n_e/n_{cr} während der maximalen Intensität des Laserimpulses. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 45.56$, $L/\lambda = 0.1$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 45^\circ$, s-Polarisation.

Die Emission der Harmonischen in diesem Parameterbereich wird im wesentlichen durch die Elektronendichte-Oszillationen im Bereich $n_e/n_{cr} \approx 1 \dots 4$ bestimmt. Der Einfluss höherer Plasmadichten kann vernachlässigt werden. Die Oszillationen besitzen wie im Fall kürzerer Skalenlängen nur Frequenzkomponenten, die ganzzahligen Vielfachen der 2. Harmonischen der Laserfrequenz entsprechen. Durch Kopplung des elektromagnetischen Feldes an diese Oszillationen werden s-polarisierte, ungerade und p-polarisierte, gerade Harmonische erzeugt. Die räumliche Trennung verschiedener Stromquellen über die oben spezifizierte Region resultiert in starken Intensitätsfluktuationen der Harmonischen in diesem Bereich.

4.2.3 Vergleich mit anderen Publikationen

Abschließend werden die hier vorgestellten Ergebnisse mit den Resultaten früherer Publikationen verglichen. Ein einfaches, qualitatives Bild einer *linearen Modenkopplung* für die Emission der Harmonischen bis zur Plasmafrequenz wurde mit den ersten Experimenten zur Erzeugung der höheren Harmonischen geliefert [52, 53]. Hierbei wird die einfallende elektromagnetische Welle (ω_0, k_0) in eine lokalisierte elektrostatische Mode (ω_p, k_p) umgewandelt. Dieser Prozess wurde in den Publikationen als Resonanz-Absorption bezeichnet [44] und erfolgt am Ort der kritischen Dichte ist $\omega_0 = \omega_p$. Durch eine Kopplung der elektrostatischen Mode mit dem elektromagnetischen Feld wird eine Stromdichte $j_{2\omega_0} \propto n_{\omega_0} v_{\omega_0}$ erzeugt, die eine Quelle für die 2. Harmonische der elektromagnetischen Welle (ω_0, k_0) bildet. Ein Teil der 2. Harmonischen propagiert in das Plasma und kann so eine elektrostatische Mode bei $4n_c$ mit der Frequenz $2\omega_0$ anregen. Dies führt wiederum zur Erzeugung der 3. Harmonischen, die ihrerseits wieder resonant ist bei $9n_{cr}$, und so weiter. Der grundlegende Gedanke der Modenkopplung entspricht den in den dargelegten Ergebnissen der PIC-Simulationen. Die PIC-Simulationen von Abschnitt 4.2 und folgende zeigen, dass die Kopplung der elektromagnetischen Welle (ω_0, k_0) an die Elektronendichte-Oszillationen $(N\omega_0)$ in der Plasma-Inhomogenität zu der Emission der Harmonischen höherer Ordnungen führt. Den Begriff der Resonanz-Absorption aber auf die vorliegende Situation zu übertragen, ist sicherlich aufgrund der „großen“ Amplitude ($L \approx s_0$) der Elektronendichte-Oszillationen im Bereich der kritische Dichte nicht angebracht.

Angezweifelt werden muss auch, dass die erzeugten Harmonischen die Oszillationen der Elektronendichte in der Inhomogenität treiben. Dies lässt sich aber leicht mit einer PIC-Simulation überprüfen. Betrachtet man den senkrechten Einfall des Laserimpulses, so erwartet man nach den vorausgegangenen Betrachtungen nur ungerade Harmonische, da das Plasma im Fall des senkrechten Einfalls ruht ($|\mathbf{V}| = 0$). Wenn die Harmonischen für die Anregung der Elektronendichte verantwortlich sind, sollte das Spektrum des longitudinalen elektrischen Feldes E_x/E_r auch nur ungerade Harmonische beinhalten. Der senkrechte Einfall des Laserimpulses wird für eine Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 70.14$ betrachtet. Dem Bereich mit konstanter Elektronendichte wird eine Skalenlänge $L/\lambda = 0.01$ vorgelagert. Das normierte Vektorpotential des Laserimpulses beträgt wie im Fall der s-Polarisation $a_0 = 1$. Unter diesen Bedingungen wird das Spektrum von Abbildung 4.35 berechnet. In dem Spektrum werden, wie erwartet, nur ungerade Harmonische beobachtet. Das Spektrum des longitudinalen elektrostatischen Feldes $2|E_x/E_r|^2$ besitzt aber

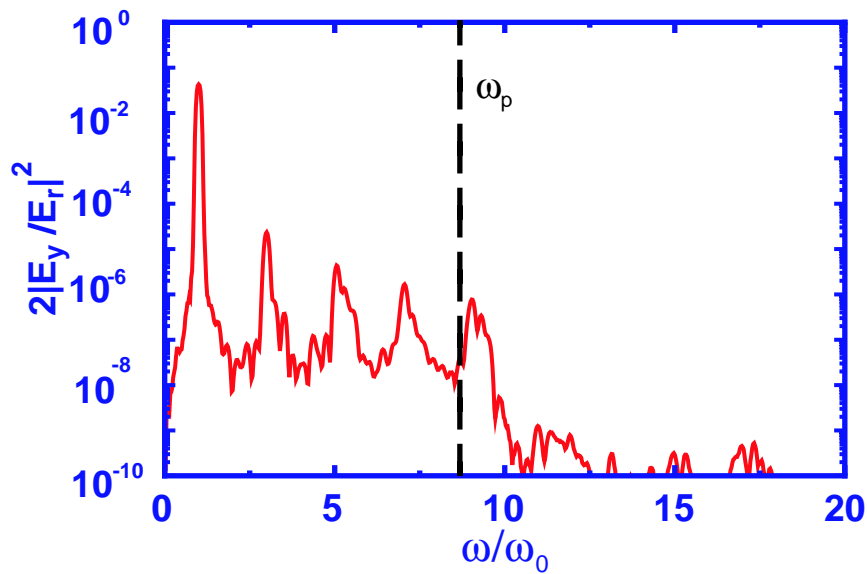


Abbildung 4.35: Berechnetes Spektrum $2|E_y/E_r|^2$ des reflektierten Laserimpulses. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 70.14$, $L/\lambda = 0.01$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 0^\circ$.

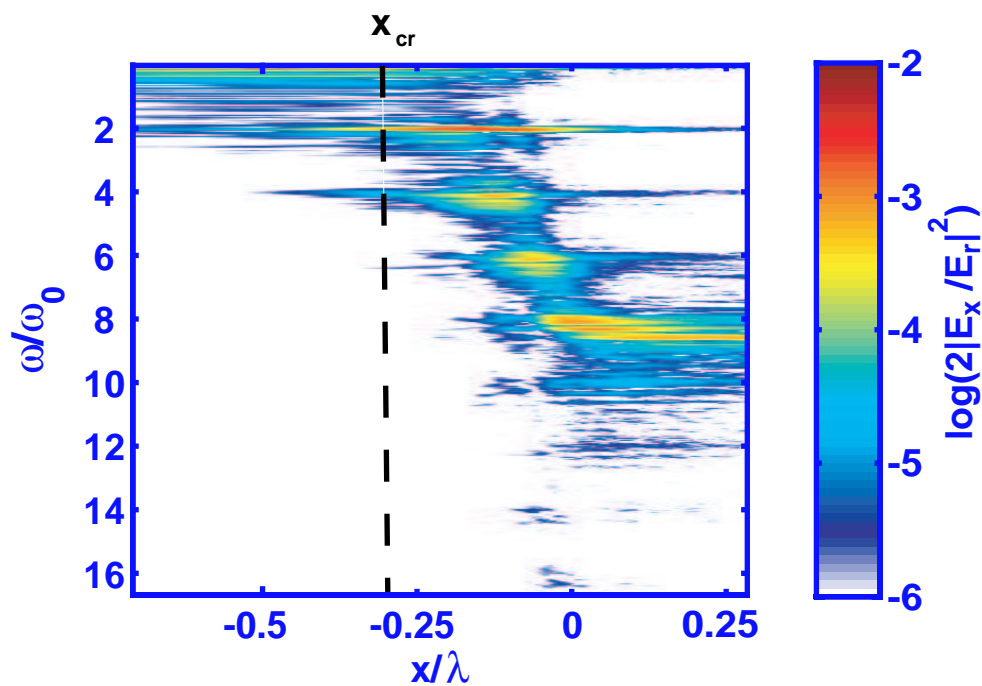


Abbildung 4.36: Räumlich aufgelöstes Spektrum des longitudinalen elektrostatischen Feldes $2|E_x/E_r|^2$ in logarithmischer Darstellung. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 70.14$, $L/\lambda = 0.01$; **Laserimpuls:** $a_0 = 1$, $\theta = 0^\circ$.

nur Harmonische gerader Ordnung wie Abbildung 4.36 zeigt. Eine Anregung durch die jeweilige Harmonische kann also vollständig ausgeschlossen werden.

Interessant an dem berechneten Spektrum des reflektierten Laserimpulses ist auch die Ausbildung eines blauverschobenen Satelliten in der spektralen Verteilung der jeweiligen Harmonischen. Diese blauen Satelliten in der spektralen Verteilung findet ihren Ursprung in der zusätzlichen Anregung von Elektronendichte-Oszillationen, die bezüglich der Harmonischen-Frequenz zu höheren Frequenzen verschoben sind. Eine mögliche Erklärung für die blauverschobenen Oszillationen der Elektronendichte kann aber nicht gegeben werden. Die erzielten Ergebnisse zur Skalenlängen-Abhängigkeit sind konsistent mit PIC-Simulationen, die von Lichters et al. [16] publiziert worden sind. Für einen Vergleich muss die unterschiedliche Definition der Skalenlänge L/λ berücksichtigt werden⁴. Für kurze Skalenlängen $L/\lambda < 0.6$ wurden dort Harmonische-Spektren berechnet, die durch die Plasmafrequenz ω_p begrenzt sind. Für Skalenlängen $L/\lambda > 0.6$ berechneten die PIC-Simulationen Harmonische-Spektren ohne die Begrenzung durch die Plasmafrequenz ω_p . Ein „Zusammenbrechen“ der Harmonischen-Erzeugung, wie in den hier vorliegenden PIC-Simulationen, wird jedoch nicht beobachtet. Eine mögliche Erklärung wird durch die Anregung mit einem höheren Vektorpotential gegeben. Dieses ermöglicht auch bei kürzeren Skalenlängen, die Oszillation der kritischen Elektronenschicht mit hinreichend großer Amplitude anzutreiben, so dass eine effiziente Erzeugung der Harmonischen ohne die Einschränkung durch die Plasmafrequenz erfolgt.

Auch hat Lichters [50] in Anlehnung an das einfache Modell der Modenkopplung, die „verstärkte“ Emission der Harmonischen hoher Ordnung bis zur Plasmafrequenz erklärt. Begründet wird diese Vorgehensweise durch die Beobachtung eines starken elektromagnetischen Feldes E_y in der Plasma-Inhomogenität im Fall von p-polarisierten Laserimpulsen. Der Ort und die Frequenz dieser Felder stimmt mit den jeweiligen resonanten Elektronendichten überein. Die Analyse der PIC-Resultat ist jedoch nicht in der hier präsentierten Tiefe durchgeführt worden und beschränkt sich mehr auf eine qualitative Beschreibung des Effekts. Mögliche Dispersionseffekte werden überhaupt nicht berücksichtigt.

Weiterführende Modelle, die in diesem Kontext entwickelt wurden, beruhen auf einem nicht-relativistischen Flüssigkeitsmodell. Unter der Annahme eines idealisierten, stufenförmigen Verlaufs der Plasmadichte, berechnete Bezerrides et al. [52] eine analytische Lösung für die Beschleunigungs- und Oszillationsamplitude eines Elektronenflüssigkeitselements in der überdichten Region des Plasmas. Mit Hilfe der Lamor-Formel wurde in einem weiteren Schritt die elektromagnetische Strahlung berechnet. Die Fourier-Analyse dieser Strahlung reproduzierte sehr schön die typischen Merkmale der im Experiment mit ns -Lasern bestimmten Spektren. Dieses Modell kann aber nicht durch die in dieser Arbeit durchgeführten PIC-Simulationen bestätigt werden. Für den Fall eines stufenförmigen Elektronendichte-Verlaufs mit einer maxi-

⁴Für die Umrechnung der Skalenlänge zwischen einem exponentiellen und einem linearen, räumlichen Verlauf der Elektronendichte n_e/n_{cr} gilt: $L_{exp} = L_{linear}(n_{cr}/n_{c,max})_{linear} \ln(n_{e,max}/n_{cr})_{exp}$. Die Größen mit der zusätzlichen Bezeichnung „linear“ beziehen sich auf einen linearen, räumlichen Verlauf der Plasmadichte n_e/n_{cr} . Entsprechendes gilt für die zusätzliche Kennzeichnung „exp“, die für „exponentiell“ steht. Grundlage für die Umrechnung bildet die Annahme, dass die kritische Elektronenschicht n_{cr} für beide räumliche Verläufe an demselben Ort lokalisiert ist.

malen Elektronendichte von $n_{e,max}/n_{cr} = 45.56$ kann nur die 2. Harmonische im berechneten Spektrum des reflektierten Laserimpulses bestimmt werden. Aus diesem Grund wird das Modell zur Erklärung der Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung in dem hier betrachteten Kontext verworfen.

Detaillierte, numerische Berechnungen basierend auf einem nicht-relativistischen Flüssigkeitsmodell wurden von Grebogi et al. [53] durchgeführt. Vom idealisierten, stufenförmigen Dichteverlauf des Plasmas wurde abgesehen und ein realistischerer Dichteverlauf angenommen. Um ein physikalisch signifikantes Ergebnis zu erhalten, wurde die Flüssigkeitsgleichung bis zum Auftreten des *Wellenbrechens* integriert. Dies führte zu einer Begrenzung der Integrationszeit in der Größenordnung $\mathcal{O}(\omega_0^{-1})$ und schloß Aussagen über die Laser-Plasma-Wechselwirkung auf einer Zeitskala der Laserimpulsdauer aus. Dennoch war es möglich, das Spektrum der elektromagnetischen Strahlung zu bestimmen. Auch hier wurde das beobachtete „Abschneiden“ der Spektren reproduziert. Auch dieses Flüssigkeitsmodell zeigte, dass die Harmonischen aus dem überkritischen Teil des Plasmas emittiert werden. In der Plasma-Inhomogenität wurde an den Orten der resonanten Elektronendichte die Ausbildung von Plasmaoszillationen beobachtet, deren Frequenz nicht der zugehörigen resonanten Plasmafrequenz entsprachen. So wurden z.B. am Ort der Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 64$ Plasmaoszillationen mit der Frequenz $7\omega_0$ und $9\omega_0$ beobachtet. Die Emission der Harmonischen wurde durch eine Kopplung dieser Oszillationen an das transmittierte elektromagnetische Feld begründet.

Grundsätzlich kann dies auch ein weiterer Mechanismus zur Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung sein. In den hier präsentierten PIC-Simulationen besteht das Spektrum der Elektronendichte-Oszillationen aus einer Vielzahl von Harmonischen der Laserfrequenz ω_0 . Neben dem Beitrag der Oszillation bei der fundamentalen Frequenz ω_0 wird das Spektrum durch die Komponente bei Frequenz dominiert, die der lokalen Plasmafrequenz entspricht. Im weiteren Gegensatz zu den Befunden von Grebogi et al. ist die spektrale Intensität der Harmonischen, die direkt unterhalb der Frequenz der Harmonischen liegt, stark abgeschwächt (1–2 Größenordnungen). Aus diesen Ergebnissen kann geschlossen werden, dass auch dieses Modell die betrachtete Situation nicht richtig beschreibt.

Interessant ist die Frage nach dem Einfluss des Wellenbrechens auf die Emission der Harmonischen bzw. die Anregung der Elektronendichte-Oszillationen in der Inhomogenität des Plasmas. In der Dissertation von T. Engers [64] führte der Effekt des Wellenbrechens zu einer Erhöhung der Intensität der 2. Harmonischen in der numerischen Berechnung. Zu diesem Zweck wurde die Helmholtz-Gleichung durch einen zusätzlichen Stoßterm ν_{Welle} erweitert, der die Absorption der elektromagnetischen Strahlung durch Wellenbrechen berücksichtigte. In den PIC-Simulationen wird der Effekt des Wellenbrechens natürlich berücksichtigt. Leider kann das Wellenbrechen jedoch nicht einfach „ab-“ bzw. „zugeschaltet“ werden, wie bei der Untersuchung von T. Engers. Hier müssen bei zukünftigen Untersuchungen Methoden gefunden werden, die mögliche Zusammenhänge offen legen.

4.3 Relativistische Intensitäten $a_0 > 1$

Die Frage, die sich nach den bisherigen Betrachtungen stellt, ist, ob man eine effiziente Erzeugung hoher Harmonischer jenseits der Plasmafrequenz ω_p im Bereich sehr kurzer Skalenlängen erwarten kann. Im Rahmen des oszillierenden Spiegel Modells kann man aus den Abbildungen 4.4 und 4.8 entnehmen, dass für große Oszillationsamplituden der Bewegung ($s_0/\lambda \approx 0.07$) die Abhängigkeit der Harmonischen-Intensität von der Ordnung sehr schwach ist. Ein ähnliches Verhalten wird auch in PIC-Simulationen beobachtet. Für ein Plasma mit der Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 18.06$ und einem stufenförmigen Plasmaverlauf werden für s- und p-polarisierte Anregung mit einer Laserintensität von $a_0 = 3$ die in Abbildung 4.37 dargestellten Spektren berechnet. Das Vektorpotential entspricht einer Intensität von $I = 2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$. Für die Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen werden Har-

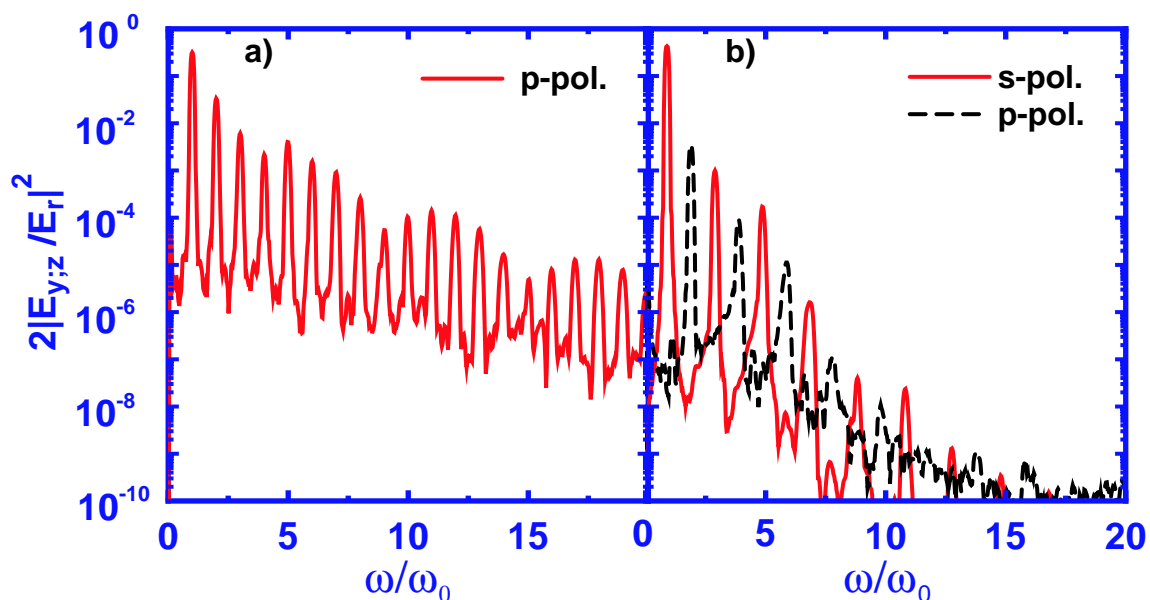


Abbildung 4.37: Spektrum des reflektierten Lichts für einen Laserimpuls mit der Amplitude $a_0 = 3$ und einer Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 18.06$. Anregung mit a) p-polarisiertem, b) s-polarisiertem Laserimpuls. **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 18.06$, $L/\lambda = 0$; **Laserimpuls:** $a_0 = 3$, $\theta = 45^\circ$.

monische bis zur 50. Ordnung berechnet. Zur besseren Übersicht wird nur ein Teil des Spektrums bis zur 20. Ordnung dargestellt. Die Konversionseffizienz der 15. Harmonischen beträgt in der Abbildung 4.37 ca. 10^{-5} . Die Harmonischen-Erzeugung ist weniger effizient für den Fall der Anregung mit s-polarisierten Laserimpulsen. In der Publikation [58] wird gezeigt, dass entscheidend für die Emission der Harmonischen trotz der relativistischen Oszillationsgeschwindigkeiten \mathbf{v}_\perp der Elektronen im Laserfeld nur der Phasenmodulations-Mechanismus ist. Die Bewegung der reflektierenden Oberfläche erreicht ebenfalls relativistische Geschwindigkeiten. Die Masse der Elektronen wird abhängig von der Geschwindigkeit und die Bewegung der Oberfläche wird stark

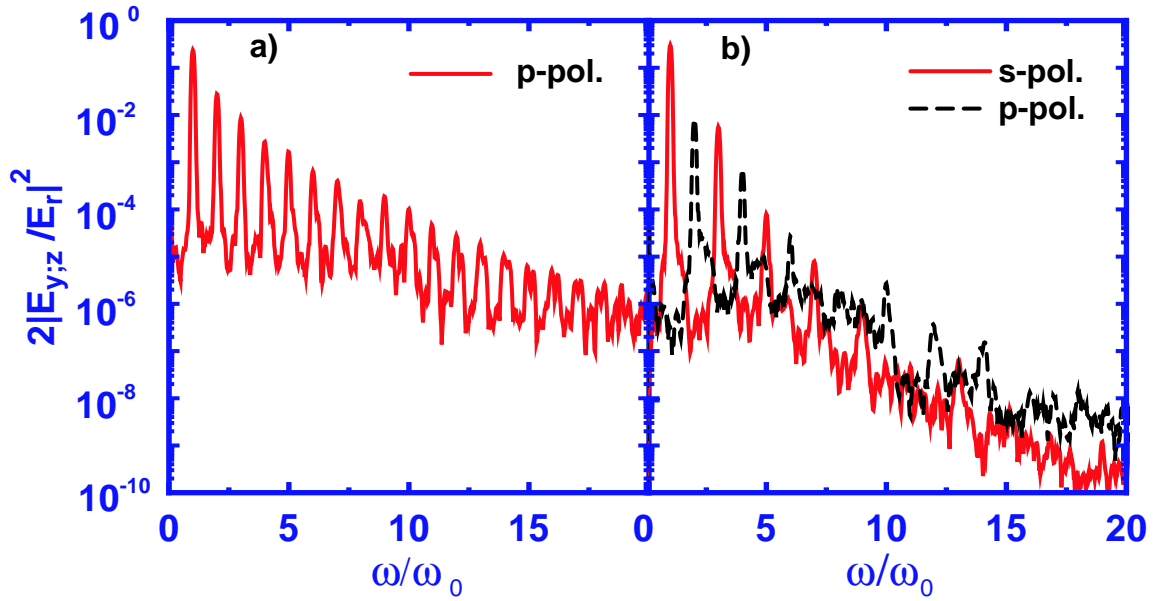


Abbildung 4.38: Spektrum des reflektierten Lichts für einen Laserimpuls mit der Amplitude $a_0 = 3$ und einer Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 108$. Die Skalengänge des Plasmas beträgt $s_0/\lambda = 0.05$. Anregung mit a) p-polarisiertem, b) s-polarisiertem Laserimpuls.

anharmonisch. Dies führt zu einer effizienteren Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung. Für eine detailliertere Analyse sei auf [58] verwiesen. Ein Vergleich mit Spektren, die unter der zusätzlichen Berücksichtigung einer endlichen Skalengänge $L/\lambda = 0.01$ berechnet werden, zeigt keinen ausgeprägten Einfluss der Skalengänge L/λ .

Die betrachtete Elektronendichte des Plasma liegt aber um mindestens eine Größenordnung unter den im Experiment erzeugten Elektronendichten von $n_e/n_{cr} \approx 100 - 400$. Schätzt man die Amplitude der Oberflächen-Oszillation mit Hilfe von Gleichung 4.22 ab, so berechnet man eine Amplitude von $s_0/\lambda \approx 5 \times 10^{-3}$ unter der Voraussetzung eines Plasmas mit einer Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 100$ bei einer Anregung mit einem p-polarisierten Laserimpuls mit $a_0 = 3$. Gemäß Gleichung 4.27 ist aufgrund dieser sehr kleinen Oberflächen-Oszillation keine effektive Erzeugung der Harmonischen zu erwarten. Interessant ist nun die Frage, ob auch in diesem Plasmadichte-Bereich eine ähnlich effiziente Erzeugung der Harmonischen möglich ist. Hierzu werden Simulationen mit einer Plasmadichte $n_e/n_{cr} = 108$ und einer Skalengängen $L/\lambda = 0.05$ untersucht (Abbildung 4.38). Die endliche Skalengänge L/λ ermöglicht eine effiziente Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung im Fall von hohen Elektronendichten $n_e/n_{cr} = 108$. Auch bei der Anregung mit s-polarisierten Laserimpulsen wird eine mit niedrigen Elektronendichten vergleichbare Erzeugung der Harmonischen beobachtet. Eine „verstärkte“ Emission der Harmonischen bis zur Plasmafrequenz ω_p kann in diesen Fällen nicht beobachtet werden. Dennoch unterscheiden sich die Spektren im Vergleich zu den Simulationen mit niedriger Plasmadichte. Im Fall der p-Polarisation können für Harmonische mit einer Ordnungszahl größer 7 neben den eigentlichen Harmonischen zusätzliche Intensitätsbeiträge beobachtet werden, die eine leicht hö-

here Frequenz besitzen. Dieses Phänomen ist auch schon bei den Simulationen unter senkrechtem Einfall beobachtet worden und scheint in Verbindung mit den relativistischen Intensitäten zu stehen. Eine Aufklärung des physikalischen Mechanismus kann aber während dieser Arbeit nicht durchgeführt werden.

Auch das Spektrum im Fall der Anregung mit s-polarisierten Laserimpulsen zeigt eine Anomalie. Für s- und p-polarisierte Harmonische wird ein monotoner Abfall der Harmonischen mit der Ordnung beobachtet. Abweichend von diesem Befund liegt die Intensität der 8. und der 11. Harmonischen um eine Größenordnung unterhalb der Größe, die man unter Annahme eines monotonen Abfalls mit der Ordnung erwarten würde. Auch dieses Phänomen wird während dieser Arbeit nicht näher untersucht.

Die Oszillationsamplitude der kritischen Elektronendichte s_0/λ ist unabhängig von der Polarisation des anregenden Laserimpulses hinreichend groß, so dass die Erzeugung der Harmonischen mit Hilfe des oszillierenden Spiegel Modells beschrieben werden kann. Auf eine ausführlichere Untersuchung wird aber an dieser Stelle verzichtet, da die betrachteten Intensitäten außerhalb des experimentell zugänglichen Intensitätsbereich liegen.

4.4 Einfluss des Bereichs mit konstanter Plasmadichte

Aus den bisherigen Ergebnissen kann eine effiziente Erzeugung Harmonischer, deren Frequenz oberhalb der Plasmafrequenz ω_p liegt, mit p-polarisierten Laserimpulsen und Intensitäten $a_o \leq 1$ für Elektronendichten $n_e/n_{cr} > 100$ ausgeschlossen werden. In Experimenten von A. Tarasevitch et al. [20] und Teubner et al. [43] konnten aber Harmonische jenseits der Plasmafrequenz ω_p detektiert werden, obwohl die Parameter dieser Experimente in dem oben beschriebenen Bereich liegen.

In den Experimenten von Teubner et al. wurde die Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung durch Anregung mit der 2. Harmonischen eines Ti:Saphir Lasersystems untersucht. In Abhängigkeit von dem gewählten Festkörpermaterial konnten Harmonische bis zur 18. Ordnung detektiert werden. Ein gemeinsames Merkmal der verschiedenen Spektren war ein stark modulierter Abfall der Harmonischen-Intensität mit der Ordnung. Charakteristisch war, dass ein lokales Intensitätsminimum für die Harmonischen im Bereich der Plasmafrequenz ω_p auftrat. Teubner erklärte diesen Sachverhalt mit einer Erweiterung des Modell des oszillierenden Spiegels. Unter zusätzlicher Berücksichtigung der nichtlinearen Kraft \mathbf{F}_{NL} in diesem Modell wurden auch Modulationen im Spektrum der Harmonischen berechnet. Die Lage der lokalen Minima wurde durch das Verhältnis von Lorentzkraft \mathbf{F}_L und nichtlinearer Kraft \mathbf{F}_{NL} bestimmt. Berücksichtigt man jedoch die in den Experimenten vorliegenden Verhältnisse, so kann die Lage der Minima nicht erklärt werden.

Eine interessante Alternative zu dieser Erklärung findet sich in den Arbeiten von Ondarza-Rovira et al. [65, 66]. In diesen Arbeiten wurde eigentlich die Plasma-Emission mit der Frequenz ω_p und deren Harmonischen untersucht. Ondarza-Rovira deckte aber auch einen Zusammenhang zwischen der Emission der von ihm bezeichneten „Kombinationslinie“, deren Schwerpunkt bei der Frequenz $1.5\omega_p$ zentriert ist, und der Emission von Harmonischen in diesem Frequenzbereich

auf. Die spektrale Breite dieser Struktur betrug ca. $\Delta\omega/\omega_0 = 10$. In diesem Bereich kam es zu einer „verstärkten“ Emission der Laser-Harmonischen. Das mit einer PIC-Simulation berechnete Spektrum in [65] reproduziert das von Teubner et al. gemessene Spektrum sehr schön. Die Parameter der PIC-Simulationen entsprechen den experimentellen Bedingungen. Es wird aber im Gegensatz zu den hier gezeigten Simulationen eine sehr viel längere Plasmasäule angenommen, die eine Ausdehnung von $\Delta x = 10\lambda$ besitzt. Versuche dieses Ergebnis mit einer kürzeren Plasmasäule zu reproduzieren sind im Rahmen dieser Arbeit gescheitert. Die maximale Länge der Plasmasäule, die zur Berechnung der PIC-Simulationen aufgrund der vorhandenen Computer-Hardware berücksichtigt werden kann, liegt bei $\Delta x = 6\lambda$ für ein Plasma mit der Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 108$.

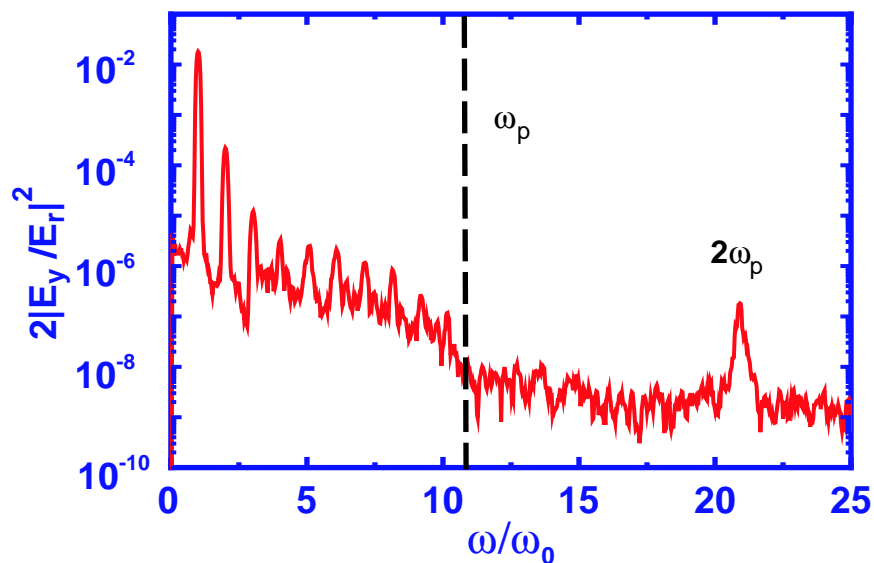


Abbildung 4.39: Berechnetes Spektrum $2|E_y/E_r|^2$ des reflektierten Laserimpulses. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 108$, $L/\lambda = 0.01$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.7$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

Auffallend ist das Verhältnis der Intensitäten der Fundamentalen und 2. Harmonischen der Plasmafrequenz ω_p in Abbildung 4.39. Die Intensität der 2. Harmonischen ist deutlich gegenüber der Intensität der Fundamentalen erhöht im Gegensatz zu den Simulationen von Ondarza-Rovira. Als mögliche Erklärung für die Ausbildung der „Kombinationslinie“ wird von Ondarza-Rovira et al. ein parametrischer Zwei-Plasmonen-Zerfall der ω_p -Emission in der Plasma-Inhomogenität angegeben. Dies würde auch sehr schön die beobachtete, „verstärkte“ Emission der Harmonischen in diesem Bereich erklären. Durch den Zwei-Plasmonen-Zerfall wird das Spektrum der elektrostatischen Oszillationen in der Plasma-Inhomogenität mit zusätzlichen Frequenzen erweitert. Kommt es zu einer Kopplung zwischen den Oszillationen in der Plasma-Inhomogenität mit den Frequenzen $1.5\omega_p$ und ω_p , so kann eine „verstärkte“ Emission der Harmonischen im Bereich der Frequenz $1.5\omega_p$ analog zu den Betrachtungen in Abschnitt 4.2 auftreten.

Wie im weiteren Verlauf der Arbeit noch ausführlicher dargelegt wird, bildet sich die parametrische Plasma-Instabilität des Zwei-Plasmonen-Zerfalls bei einer Elektronendichte n_e aus, die $n_e \approx n_{cr}/4$ entspricht. Für ein Plasma mit der Elektronendichte $n_e/n_{cr} = 100$ bedeutet dies,

dass der Zwei-Plasmonen-Zerfall bei einer Elektronendichte von $n_e/n_{cr} \approx 25$ erfolgt.

Wie oben gezeigt wurde, bilden sich während der Laser-Plasma-Wechselwirkung bei dieser Elektronendichte Plasma-Oszillationen mit der Frequenz $\omega = 5\omega_0$ aus. Die Präsenz dieser Oszillation ist eine mögliche Erklärung für das Einsetzen des Zwei-Plasmonen-Zerfalls. Denn einfache Abschätzungen für die Schwelle der parametrischen Instabilität zeigen, dass eine signifikante Entwicklung der Instabilität ausgeschlossen werden kann.

Das Fehlen der $1.5\omega_p$ -Emission in den hier aufgeführten PIC-Simulationen ist auch konsistent mit der hier dargelegten Theorie. Durch das niedrige Intensitätsniveau der Plasmaemission bei ω_p in diesen Simulationen spielt der Einfluss der parametrischen Plasma-Instabilität keine Rolle. Anders ist dieser Sachverhalt für die von Ondarza-Roivra durchgeführten Simulationen. Hier wird eine dominante Emission auf einem relativen Intensitätsniveau von $\sim 10^{-4}$ bezüglich der fundamentalen Laserstrahlung beobachtet.

4.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel ist ausgehend vom bekannten Modell des oszillierenden Spiegels die Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung an Festkörper-Oberflächen untersucht worden. Mit Hilfe von numerischen PIC-Simulationen wird detailliert die Erzeugung der Harmonischen im Fall der Ausbildung endlicher Plasma-Dichtegradienten untersucht. Um einen direkten Vergleich mit den im weiteren Verlauf der Arbeit durchgeführten Experimenten zu ermöglichen, werden die physikalischen Parameter der Simulation weitestgehend aus den experimentellen Vorgaben abgeleitet. Eine Ausnahme bildet die Wahl der Intensität bei der Untersuchung zur Anregung mit s-polarisierten Laserimpulsen.

Für nicht-relativistische Intensitäten werden im Fall der p-Polarisation mit zunehmender Skalenlänge des Plasmas drei verschiedene Situationen beobachtet:

1. Für sehr kurze Skalenlänge $L/\lambda \sim \mathcal{O}(10^{-2})$ wird eine „verstärkte“ Emission der Harmonischen bis zur Plasmafrequenz ω_p beobachtet. Die Harmonischen werden durch die Kopplung des strömenden Plasmas an Oszillationen der Elektronendichte in dem inhomogenen Bereich des Plasmas erzeugt. Innerhalb der Inhomogenität bilden sich Oszillationen der Elektronendichte aus, die wiederum ganzzahligen Harmonischen der Laserfrequenz entsprechen. Aufgrund der räumlichen Trennung verschiedener Stromquellen für eine einzelne Harmonische innerhalb der Inhomogenität und der Dispersion des Plasmas weist die räumliche Abhängigkeit der Harmonischen-Intensität eine sehr komplizierte Struktur auf.
2. Die Einschränkung der Emission der Harmonischen bis zur Plasmafrequenz wird für ausgedehntere Skalenlängen $L/\lambda \sim \mathcal{O}(10^{-1})$ in den Simulationen nicht mehr beobachtet. Analog zum Modell des oszillierenden Spiegels wird hier ein monotoner Abfall der Harmonischen mit der Ordnung beobachtet. Die Intensität der Harmonischen ist vergleichbar mit der für kurze Skalenlängen. Die Harmonischen-Erzeugung ist an die Oszillation der kritischen Elektronenschicht gekoppelt. Aus diesem Grund erfolgt keine Begrenzung durch die Plasmafrequenz.

3. Für einen kleinen Bereich von Skalenlängen $L/\lambda \approx 0.09$ zwischen den beiden oben beschriebenen wird eine sehr deutliche Abnahme der Harmonischen-Intensität bis unterhalb der Nachweisgrenze in den PIC-Simulationen beobachtet. Aufgrund der räumlichen Ausdehnung der Plasma-Inhomogenität in diesem Bereich können die Elektronendichte-Oszillationen in der Inhomogenität des Plasmas nicht mehr angeregt werden. Andererseits ist die Oszillation der kritischen Elektronendichte noch nicht hinreichend groß, um effektiv Harmonische zu erzeugen.

Analoge Untersuchungen werden für die Anregungen mit s-polarisierten Laserimpulsen durchgeführt. Unter der Verwendung der gleichen Plasma-Parameter muss hier eine deutlich höhere Intensität gewählt werden, um Harmonische mit vergleichbarem Intensitätsniveau zu berechnen. Im Einklang mit dem Modell des oszillierenden Spiegels werden unabhängig von der Skalenlänge des Plasmas gerade, p-polarisierte und ungerade, s-polarisierte Harmonische beobachtet. Für sehr kurze Skalenlänge $L/\lambda \sim \mathcal{O}(10^{-1})$ wird erneut eine „verstärkte“ Emission der Harmonischen bis zu einer Ordnung, die durch die Plasmafrequenz bestimmt wird, beobachtet. Die Frequenz der maximalen Ordnung kann hierbei oberhalb der Plasmafrequenz liegen. Ursache für dieses Verhalten ist die Kopplung des elektromagnetischen Feldes des Laserimpulses an Elektronendichte-Oszillationen in der Inhomogenität des Plasmas. Die Frequenz dieser Oszillationen entspricht ganzzahligen Vielfachen der 2. Harmonischen der Laserfrequenz. Befindet sich die größte Frequenz der Elektronendichte-Oszillation nur ein wenig unterhalb der Plasmafrequenz, so liegt die Frequenz der mit dieser Oszillation verbundenen Harmonischen oberhalb der Plasmafrequenz.

Für viel kürzere Skalenlängen $L/\lambda > 0.05$ als im Fall der Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen erfolgt die Emission der Harmonischen ohne eine Einschränkung durch die Plasmafrequenz. Ein monotoner Abfall der Intensität der Harmonischen mit der Ordnung wird beobachtet. In diesem Bereich werden die Harmonischen im Bereich der Plasmadichte $n_e/n_{cr} \approx 1 \dots 4$ generiert. Höhere Plasmadichten sind nicht ausschlaggebend für die Harmonischen. Ein „Einbruch“ der Harmonischen-Intensität wie im Fall der Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen kann nicht beobachtet werden.

Für stark relativistische Intensitäten $a_0 \geq 3$ wird unabhängig von der Polarisation der einfallenden Laserimpulse auch für sehr kurze Skalenlängen $L/\lambda \sim \mathcal{O}(10^{-1})$ ein monotoner Abfall der Harmonischen-Intensität mit der Ordnung ohne eine Einschränkung durch die Plasmafrequenz gefunden. Die Bewegung der kritischen Elektronenschicht wird in diesem Fall hinreichend groß, so dass die Emission aus der Inhomogenität vernachlässigt werden kann und ein Erzeugungsmechanismus analog zum Modell des oszillierenden Spiegels für die Harmonischen-Emission betrachtet werden kann.

Kapitel 5

Experimentelle Ergebnisse

Die Experimente, die am IEP der Universität Essen durchgeführt worden sind, werden im Weiteren vorgestellt. Sie lassen sich in zwei Klassen unterteilen. Zum einen wird die Harmonischen-Erzeugung durch Anregung der Festkörperoberfläche mit Hilfe der frequenzverdoppelten Laserimpulse des Ti:Saphir-Lasersystems durchgeführt, um eine ungewollte Ausbildung eines ausgedehnten Vorplasmas zu minimieren. Die erreichten Spitzenintensitäten liegen im Bereich von $a_0 = 0.2 \dots 0.3$. In diesen Experimenten werden verschiedene Festkörpermateriale verwendet, deren resultierende Plasma-Elektronendichte n_e (unter der Annahme vollständiger Ionisation) im Bereich von $n_e/n_{cr} = 2 - 108$ liegt, und somit einen direkten Vergleich mit den PIC-Simulationen bzw. dem Modell des oszillierenden Spiegels zulassen.

In der zweiten Klasse von Experimenten wird mit der fundamentalen Laserstrahlung gearbeitet und die Ausdehnung der Harmonischen-Erzeugung in den relativistischen Bereich untersucht. Das Kapitel schließt mit einem Ausblick auf die weitere Entwicklung im Bereich der Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung ab.

5.1 Experimenteller Aufbau

Um die theoretischen Betrachtungen des vorherigen Abschnitts zu verifizieren, sind eine Vielzahl von Experimenten durchgeführt worden. Dabei wird auf einen experimentellen Aufbau zurückgegriffen, der im Zuge früherer Experimente von von der Linde et al. [54] entwickelt worden ist. An dieser Stelle wird deshalb nur kurz auf den prinzipiellen Aufbau eingegangen und für weiterführende Informationen wie z. B. zur Justierung des EUV-Spektrometers sei auf vorhergehende Arbeiten [67] verwiesen. Der Aufbau wird für die Erzeugung höherer Harmonischer sowohl mit den fundamentalen Laserimpulsen als auch mit der 2. Harmonischen verwendet. Lediglich die Optiken müssen der Wellenlänge angepasst werden. Die Abbildung 5.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Experiments. Der einfallende Laserimpuls wird durch den Umlenkspiegel auf einen nicht-axialen parabolischen Spiegel gelenkt. In dessen Fokus befindet sich die Festkörperprobe, die auf einer x-z-Translationsbühne befestigt wird. Während des Experiments wird die Probe zwischen den Laserimpulsen verfahren, um die Wechselwirkung des Laserimpulses mit einer un-

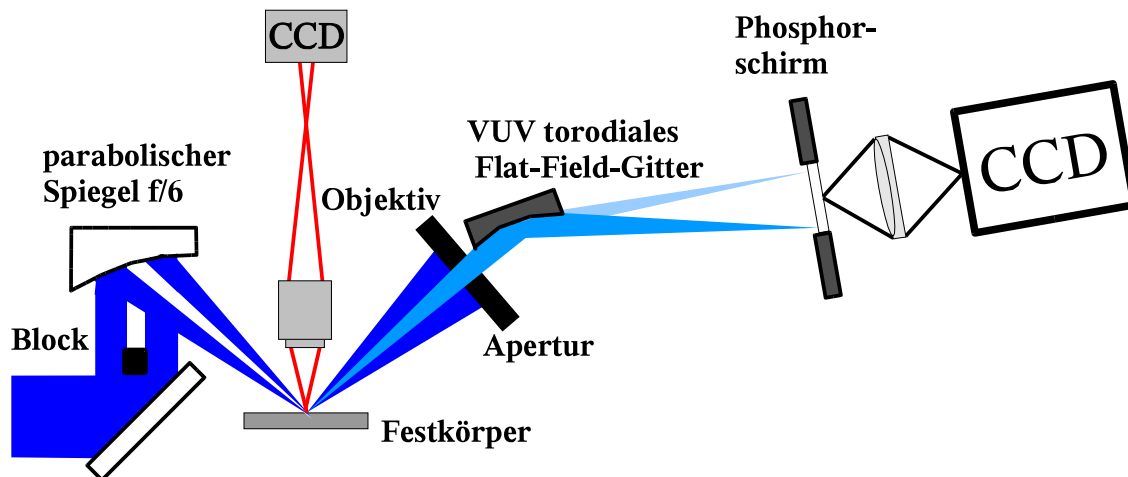


Abbildung 5.1: Experimenteller Aufbau zur Erzeugung von Harmonischen hoher Ordnung (Schema).

beschädigten Oberfläche zu gewährleisten. Bei dem verwendeten torodialen Flachfeld-Gitter¹ handelt es sich um ein abbildendes Spektrometer, so dass in der oben gewählten Geometrie die vom Plasma emittierte bzw. reflektierte Strahlung in die spektrale Ebene des Spektrometers abgebildet wird. In dieser Ebene steht zusätzlich ein Phosphorschirm, der die einfallende VUV-Strahlung in sichtbares Licht (Fluoreszenzmaximum bei $\lambda_{max} = 545 \text{ nm}$) konvertiert. Bei dem Phosphor handelt es sich um ein Galdolinium Oxysulfid:Terbium ($\text{Gd}_2\text{O}_2\text{S:Tb}$) Phosphor, Typ P43 der Firma Sylvania. Dieses Licht wird mit Hilfe einer weiteren 1:1 Abbildung, die auf dem Einsatz handelsüblicher Objektive (1: 1,2/85 mm) der Marke Canon basiert, auf einen rückseitig gedünnten CCD-Chip² mit einem hohen dynamischen Bereich von 16 *bit* abgebildet. Diese Vorgehensweise dient zum Schutz des teuren CCD-Chips vor der Zerstörung durch den intensiven Laserimpuls, da unglücklicherweise die Nullte Ordnung des Gitters in unmittelbarer Nähe des zu beobachtenden spektralen Bereichs ($\Delta\lambda = 10 - 110 \text{ nm}$) des Spektrometers liegt. Um das Gitter selber vor dem intensiven Laserimpuls zu schützen, wird ein weiterer „Trick“ angewandt. Ein Teil des einfallenden Impulses wird durch eine kleine Scheibe geblockt. Dies hat keinen Einfluss auf die Fokussierbarkeit des Laserimpulses, ermöglicht aber, den reflektierten Laserimpuls mit einer einfachen, geometrischen Apertur von den höheren Harmonischen zu trennen. Der Durchmesser der Scheibe wird so gewählt, dass das Gitter optimal geschützt wird. Zur Kontrolle der Justierung während des Experiments wird ein hochauflösendes Objektiv eingesetzt, das die Festkörperoberfläche abbildet und so eine Kontrolle über die Lage des Fokus während des Experiments ermöglicht.

Für den Vergleich der Experimente mit den numerischen PIC-Simulationen ist es noch wichtig, die Effizienz der Harmonischen bezüglich der Energie bzw. der Intensität des anregenden Laserimpulses zu kennen. Grundlage für diese Berechnungen bilden die in [67] angegebenen Daten, die hier noch einmal kurz aufgeführt werden. Die Konversionseffizienz des Phosphor-

¹Firma Jobin Yvon

²Firma Physik Instrumente

schirms ist für eine Wellenlänge von 80 nm mit $\eta_{ccd}/\eta_{phos} = 10^{-3}$ angegeben, zeigt aber keine ausgeprägte Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Reflektivität des Gitters hängt vor allem im kurzwelligen spektralen Bereich hingegen stark von der Wellenlänge ab und muss deshalb für die jeweilige Harmonische aus dem Datenblatt des Herstellers entnommen werden. Für eine Wellenlänge von 80 nm beträgt dieser Wert $\eta_g = 0.05$. Das Gitter erfasst einen Raumwinkel von $\Delta\Omega_{Gitter} = 6.0 \times 10^{-4}\text{ sr}$. Der Raumwinkel in dem die Harmonischen abgestrahlt werden, wird durch die Divergenz des anregenden Laserimpulses $\Delta\Theta$ gegeben und skaliert gemäß $\Delta\Omega_n = \Delta\Theta/\sqrt{n}$ [20]. Für die 5. Harmonische beträgt $\Delta\Omega_{80\text{ nm}} = 1.1 \times 10^{-2}\text{ sr}$ bei der Anregung mit der 2. Harmonischen ($f/6$ -Fokussierung).

Die Quanteneffizienz des CCD-Chips für die Fluoreszenz-Wellenlänge des Phosphors beträgt $\eta_q = 0.2$. Eine Zählrate der CCD-Kamera entspricht der Auslösung von 6 Elektronen im CCD-Chip. Mit diesem Vorgang ist die Absorption der Energie von $E_e = 3.5 \times 10^{-18}\text{ J}$ verbunden. Aus diesen Werten errechnet man am Beispiel der Harmonischen, deren Wellenlänge im Bereich $\lambda \approx 80\text{ nm}$ liegt, folgende Werte. Die Empfindlichkeit des Messsystems beträgt:

$$\eta_{ges} = \eta_g \eta_q \frac{\eta_{phos}}{\eta_{ccd}} = 10^{-5} \quad (5.1)$$

Als Funktion der Zählrate Z berechnet man in einem weiteren Schritt die gesamte Energie E_{ges} , die im Bereich der Wellenlänge $\lambda \approx 80\text{ nm}$ detektiert wird.

$$E_{ges} = \frac{\Delta\Omega_{80\text{ nm}} E_e Z}{\Delta\Omega_{Gitter} \eta_{ges}} \quad (5.2)$$

Daraus ergibt sich bezüglich der Energie der anregenden Laserimpulse E_p die Konversionseffizienz ζ :

$$\zeta = \frac{E_{ges}}{E_p} \quad (5.3)$$

Der systematische Fehler in der Berechnung der Konversionseffizienz wird durch die Bestimmung der Empfindlichkeit des Phosphors dominiert. In der Dissertation von A. Orisch [67] wird dies detailliert untersucht und ein systematischer Fehler von einer Größenordnung angegeben. Derselbe Fehler wird bei der Angabe Konversion bezüglich der spektralen Intensität berücksichtigt. Hier wird die Konversion als Verhältnis der maximalen, spektralen Intensitäten von n -ter Harmonischer und des anregenden Laserimpulses angegeben:

$$\zeta_{spec;n} = \frac{E_{ges}}{E_p} \frac{\Delta\omega_{Laser}}{\Delta\omega_{Harm.}} \quad (5.4)$$

Hierbei entspricht $\Delta\omega_{Laser}$ der spektralen Breite ($FWHM$) des anregenden Laserimpulses, $\Delta\omega_{Harm.}$ der spektralen Breite ($FWHM$) der betrachteten Harmonischen. Diese Größe ist unter der zusätzlichen Berücksichtigung der Normierung der PIC-Simulationen für den direkten Vergleich zwischen Experiment und PIC-Simulation ausschlaggebend.

5.2 Anregung mit der 2. Harmonischen

Im Folgenden werden die Ergebnisse präsentiert, die mit der 2. Harmonischen der Laserimpulse bestimmt worden sind. Durch die nichtlineare Konversion sollte die Qualität der Laserimpulse drastisch verbessert und die Bildung eines Vorplasmas auch bei der Verwendung von Materialien mit niedriger Plasmaschwelle vermieden werden (siehe Kapitel 2). Um einen optimalen Vergleich mit PIC-Simulationen zu ermöglichen, werden für die Messungen Materialien verwendet, die unter der Annahme einer vollständigen Ionisation in Plasmadichten im Bereich von $n_e/n_{cr} = 2 - 108$ resultieren. Die Energie der Laserimpulse beträgt 25 mJ . Mit der oben abgeschätzten Impulsdauer von ca. 120 fs und einer $f/6$ -Fokussierung führt dies zu einer Intensität von $I_s = 5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Das resultierende Vektorpotential beträgt somit $a_0 = 0.2$.

Als erstes Festkörpermaterial wird Glas mit einer Festkörperdichte von $\rho = 2.5 \text{ g/cm}^3$ verwendet. Wesentlicher Bestandteil von Glas ist SiO_2 , so dass man eine Elektronendichte von $7.5 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ unter der Annahme vollständiger Ionisation und der Vernachlässigung anderer chemischer Elemente, die in den meisten Gläsern vorhanden sind, berechnet. Die kritische Dichte für eine elektromagnetische Welle mit einer Wellenlänge $\lambda_0 = 400 \text{ nm}$ liegt bei $n_e = 6.9 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Das Verhältnis n_e/n_{cr} beträgt also $n_e/n_{cr} = 108$. Aus dem hier angegebenen Parametern lässt sich folgern, dass eine Harmonischen-Erzeugung vom Typ „verstärkte“ Emission bis zur Plasmafrequenz zu beobachten sein sollte. Die Harmonischen bis zur 10. Ordnung sollten deutlich (um mehrere Größenordnungen) „verstärkt“ gegenüber den Harmonischen höherer Ordnung sein. Dies wird klar durch die Messung bestätigt (Abbildung 5.2). Gezeigt wird

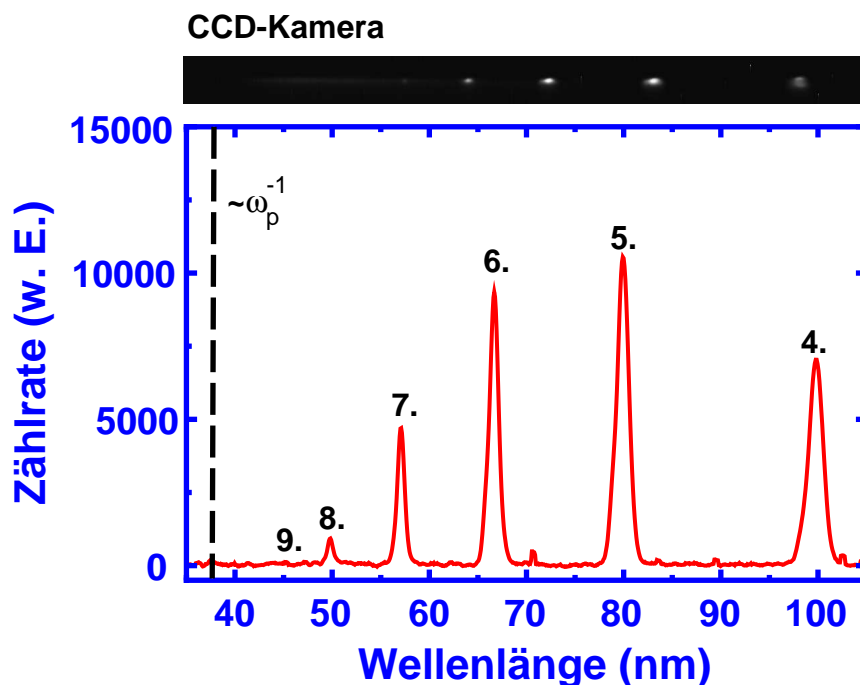


Abbildung 5.2: Integriertes VUV-Spektrum der reflektierten, frequenzverdoppelten Laserimpulse für eine Glas-Probe. Die Integration erfolgt über 180 Laserimpulse.

hier das Bild der CCD-Kamera und ein senkrecht zur spektralen Ebene integriertes Spektrum. Grundlage dieser Aufnahme ist eine zeitliche Integration über 180 Laserimpulse. Deutlich zu erkennen sind Harmonische bis zur 9. Ordnung.

Zur Bestätigung der experimentellen Beobachtungen wird ein Vergleich mit einer PIC-Simulation vorgenommen, die exakt die experimentellen Bedingungen widerspiegelt. Lediglich eine Skalenlänge von $L/\lambda = 0.01$, die in Einklang mit den oben bestimmten Impulsparametern ist, wird angenommen. Man sieht eine hervorragende Übereinstimmung der PIC-Simulationen (Ab-

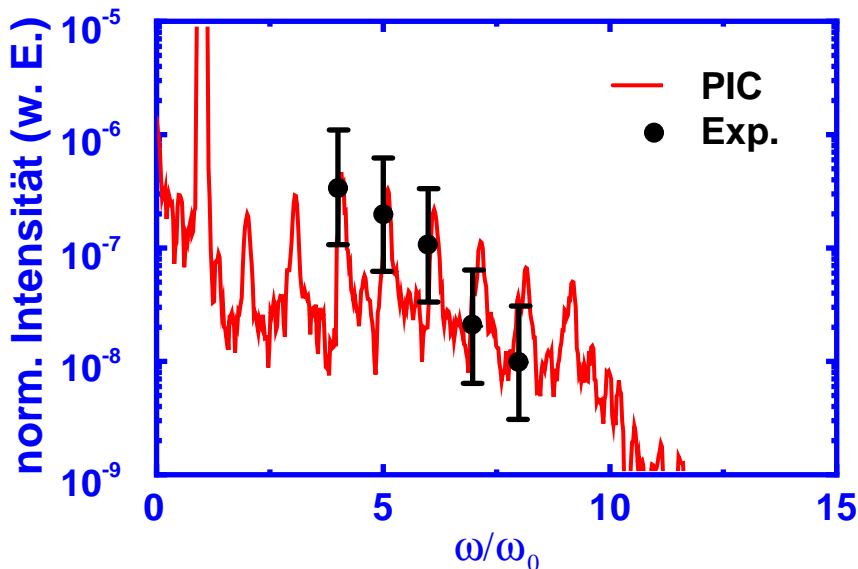


Abbildung 5.3: Vergleich zwischen PIC-Simulation und Experiment im Fall einer Glasprobe. Die experimentellen Werte berechnen sich nach Gleichung 5.4. Parameter der PIC-Simulation: **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 108$, $L/\lambda = 0.01$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.2$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

bildung 5.3) mit den aus den Experimenten bestimmten Effizienzen. Ausschlaggebend für die Fehlerbalken ist vor allem die Unsicherheit in der Konversion des Phosphorschirms, die durch einen Faktor 10 gegeben ist [67].

Um die „verstärkte“ Emission der Harmonischen bis zur Plasmafrequenz zu verifizieren, werden Festkörpermateriale verwendet, deren Festkörperdichte sukzessiv in niedrigeren Plasma-Elektronendichten resultiert. CR-39 ist ein Kunststoff, der als Detektormaterial in der Kern- und Elementarteilchenphysik verwendet wird. Mit Hilfe der chemischen Formel $C_{12}H_{18}O_7$ und einer Festkörperdichte $\rho = 1.3 \text{ g/cm}^3$, errechnet man eine Elektronendichte $n_e = 4.2 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ bzw. ein von Verhältnis $n_e/n_{cr} = 60$. Wie erwartet, können in Abbildung 5.4 nur Harmonische bis zur 7. Ordnung eindeutig detektiert werden. Auch hier wird eine Überprüfung der erzielten Ergebnisse mit einer entsprechenden PIC-Simulation durchgeführt. Wieder lassen sich die experimentellen Ergebnisse sehr schön mit der PIC-Simulation reproduzieren (Abbildung 5.5).

Polystyrol ist ein Kunststoff, der besser als Kunststoffglas bekannt ist. Er zeichnet sich durch eine sehr geringe Festkörperdichte ρ von $\rho = 1.0 \text{ g/cm}^3$ aus und besteht nur aus Kohlen- und

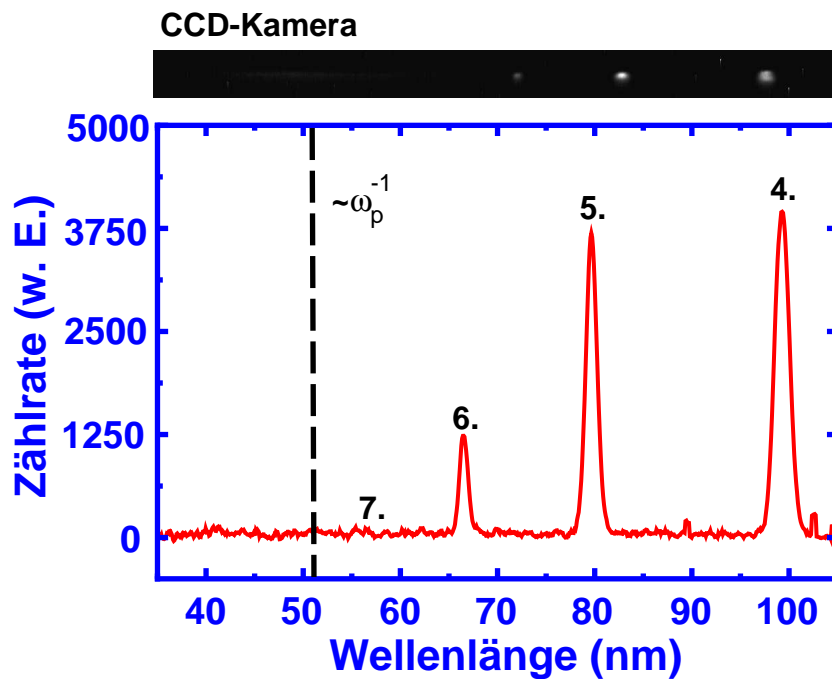


Abbildung 5.4: Integriertes VUV-Spektrum der reflektierten, frequenzverdoppelten Laserimpulse für eine CR39-Probe. Die Integration erfolgt über 180 Laserimpulse.

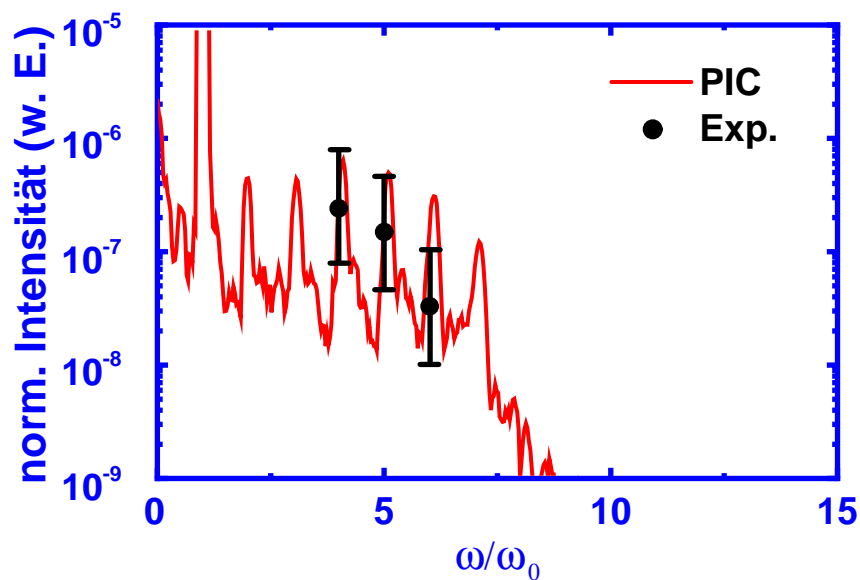


Abbildung 5.5: Vergleich zwischen PIC-Simulation und Experiment im Fall der CR39-Probe. Die experimentellen Werte berechnen sich nach Gleichung 5.4. Parameter der PIC-Simulation: **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 60$, $L/\lambda = 0.01$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.2$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

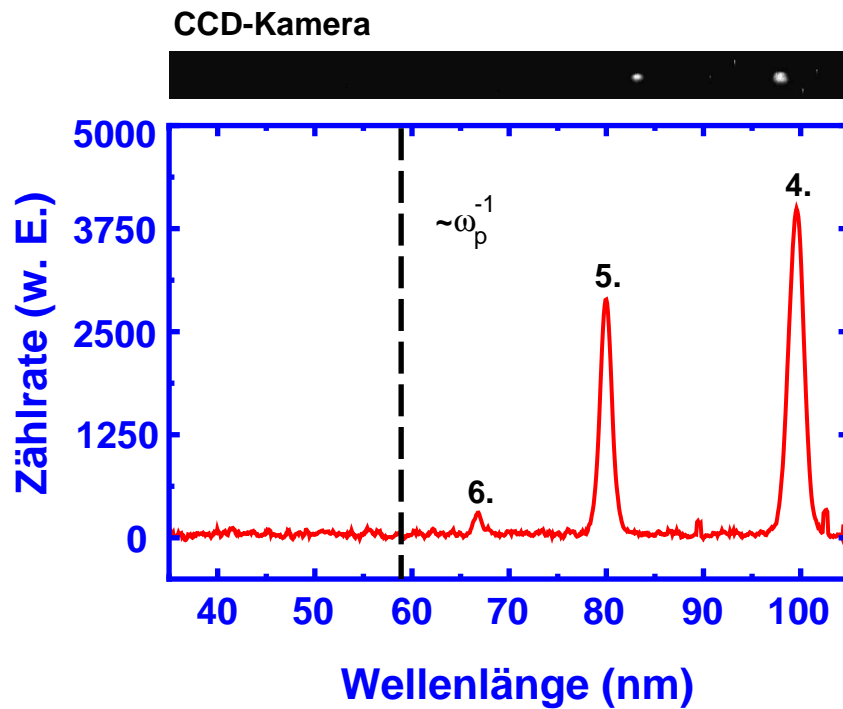


Abbildung 5.6: Integriertes VUV-Spektrum der reflektierten, frequenzverdoppelten Laserimpulse für eine Polystyrol-Probe. Die Integration erfolgt über 180 Laserimpulse.

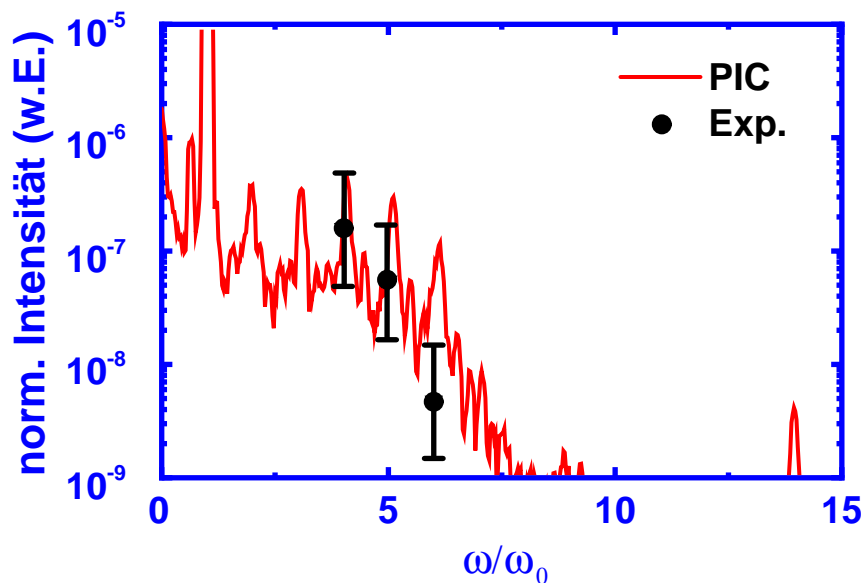


Abbildung 5.7: Vergleich zwischen PIC-Simulation und Experiment im Fall der Polystyrol-Probe. Die experimentellen Werte berechnen sich nach Gleichung 5.4. Parameter der PIC-Simulation: **Plasma-Parameter:** $n_{e,max}/n_{cr} = 48$, $L/\lambda = 0.01$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.2$, $\theta = 45^\circ$, p-Polarisation.

Wasserstoff (C_8H_8). Aus diesen Parametern errechnet man eine Elektronendichte von $n_e = 3.3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ und ein Verhältnis $n_e/n_{cr} = 48$. Auch hier bestätigt die Messung (Abbildung 5.6) im Wesentlichen die Vorhersage basierend auf dem Modell der „verstärkten“ Emission bis zur Plasmafrequenz. Harmonische bis zur 6. Ordnung lassen sich detektieren. Ein Vergleich mit der dem Experiment entsprechenden PIC-Simulation in Abbildung 5.7 zeigt eine sehr schöne Übereinstimmung.

Geringere Plasma-Elektronendichten lassen sich mit konventionellen Festkörpermaterien nicht erzeugen, so dass ein Wechsel in den Gültigkeitsbereich des Modells vom oszillierenden Spiegel in dem hier untersuchten Intensitätsbereich nicht möglich ist. Eine Alternative zu den konventionellen Festkörpermaterien bilden die sogenannten *Aerogele*, eine neue Entwicklung auf dem Gebiet der strukturierten *Materie*³. Aerogele sind sehr poröse und extrem leichte Stoffe. Die poröse Struktur besteht zu 1-15 % aus fester Materie und wird vom anwesenden Umgebungsgas gefüllt. Aerogele können aus den verschiedensten Stoffen, wie Gläsern, Metalloxiden, Kunststoffen usw., hergestellt werden. Kommerziell erhältlich sind zur Zeit auf Quarzglas, Aluminium und Kohlenstoff basierende Aerogele.

Auf einer mikroskopischen Skala bestehen die Aerogele aus 1 – 10 nm großen Partikeln, die an langen Ketten aneinander gereiht sind. Die Ketten selber haben viele Kontaktierungspunkte, so dass ein stabiles, dreidimensionales Netzwerk entsteht. Der Abstand zwischen den Ketten beträgt ca. 10 – 100 nm. Die so entstehenden Poren werden mit dem Umgebungsgas gefüllt, da die Struktur offen ist. Das Porenvolumen hat einen Anteil von 85 - 99 % am Gesamtvolumen des Aerogels. Aufgrund der hier beschriebenen Struktur streuen Aerogele vorwiegend kurzwelliges Licht und erscheinen deshalb leicht bläulich.

In den Experimenten werden zwei Quarzglas-Aerogele verwendet, die von verschiedenen Herstellern gefertigt worden sind und sich in der Dichte ρ unterscheiden. Ein Aerogel ist von der Firma Airglass geliefert worden. Die Dichte beträgt $\rho = 0.15 \text{ g/cm}^3$. Unter der Annahme der vollständigen Ionisation ergibt sich eine Elektronendichte von $n_e = 4.5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Bezüglich der Anregung mit der 2. Harmonischen errechnet man ein Verhältnis $n_e/n_{cr} \approx 6.5$. Das andere Aerogel ist bei der Firma Marktech Inc. erworben worden. Die Dichte ist noch geringer und wird mit $\rho = 0.05 \text{ g/cm}^3$ bestimmt. Unter der oben genannten Bedingung berechnet man so eine Elektronendichte $n_e = 1.5 \times 10^{22} \text{ g/cm}^3$ und ein Verhältnis $n_e/n_{cr} = 2.2$. Schon bei der einfachen, visuellen Kontrolle der Oberflächen kann man beobachten, dass die Oberfläche des Aerogels der Firma Airglass sehr rau ist und kleinere Defekte besitzt. Hingegen können beim Aerogel der Firma Marktech Inc. keine Beeinträchtigungen festgestellt werden.

Für beide Aerogel-Typen können keine Harmonischen hoher Ordnung im Experiment detektiert werden. Im Fall des dichteren Aerogels werden starke Störungen in der räumlichen Intensitätsverteilung des reflektierten Laserimpulses beobachtet. Dies ist vermutlich, auf die schon visuell beobachtete Rauigkeit der Oberfläche zurückzuführen. Unterstützt wird diese Annahme durch das Ausbleiben der räumlichen Störungen im Fall des leichteren Aerogels. Hier wird im reflektierten Laserimpuls die Intensitätsverteilung des Einfallenden reproduziert. In diesem

³Eine schöne Übersicht zum Thema Aerogel befindet sich auf der Internetseite „<http://eande.lbl.gov/ECS/aerogels/satoc.htm>“.

Fall ist es möglich, ein EUV-Spektrum des vom Plasma emittierten Lichts aufzunehmen (Abbildung 5.8). Die Abbildung zeigt eine Vielzahl von einzelnen Linien, die mit verschiedenen

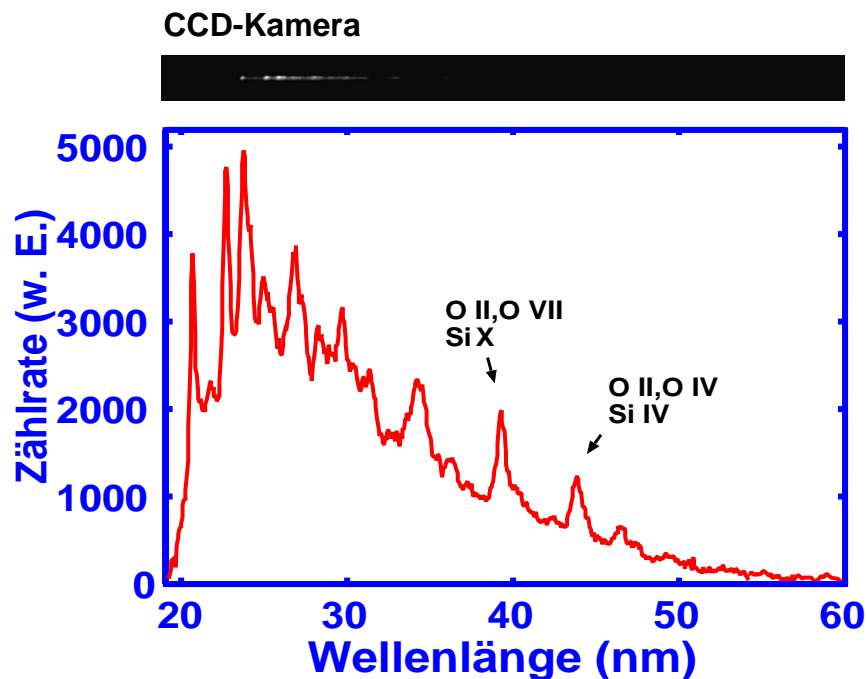


Abbildung 5.8: Integriertes EUV-Spektrum einer Aerogel-Probe mit der Dichte $\rho = 0.05 \text{ g/cm}^3$. Die Intensität der anregenden Laserimpulse beträgt $I_s = 8 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. Die Integration erfolgt über 20 Laserimpulse.

Ionisationszustände von Silizium und Sauerstoff übereinstimmen. So stimmt z. B. die Signalspitze bei 39 nm mit der beobachteten Emissionslinie eines Übergangs von Si^{10+} , O^{2+} und O^{7+} überein. An dieser Stelle muss auch betont werden, dass das abgebildete EUV-Spektrum ohne den Einsatz eines Aluminiumfilters aufgenommen worden ist und die Qualität der Streulichtunterdrückung im EUV-Spektrometer demonstriert. Der Grund für die Abwesenheit der Harmonischen ist jedoch zur Zeit nicht bekannt. Eine Möglichkeit wäre die Ausbildung von Plasma-Inhomogenitäten, die auf einer räumlichen Skala der Kettenabstände von $10 - 100 \text{ nm}$ erfolgen könnten. In der reflektierten Intensitätsverteilung des anregenden Laserimpulses verursachen diese Inhomogenitäten keine wesentlichen Störungen, da ihre räumliche Skala sehr viel kleiner als die Laserwellenlänge ist. Im Vergleich zum Wellenlängenbereich der höheren Harmonischen könnten sie aber sehr wohl das Emissionsverhalten der Harmonischen stark beeinflussen. Aufgrund von Beugungseffekten an diesen Störungen kann es zu einer Änderung der Divergenz der abgestrahlten Harmonischen kommen. Da das verwendete Spektrometer nur einen sehr begrenzten Raumwinkel $\Delta\Omega_{\text{Gitter}} = 6.0 \times 10^{-4} \text{ sr}$ in Reflexionsrichtung beobachtet, könnte dies den Verlust des Harmonischen Signals erklären.

5.3 Anregung mit der Fundamentalen

Weitere interessante Aspekte werden im Zusammenhang der Erzeugung höherer Harmonischer beim Übergang zu relativistischen Intensitäten ($a_0 > 1$) erwartet. Wie in dem theoretischen Teil zur Harmonischen-Erzeugung gezeigt, sollte es für relativistische Intensitäten von $I \approx 10^{19} \text{ W/cm}^2$ möglich sein, Harmonische jenseits der Plasmafrequenz zu beobachten. Die maximale Spitzenintensität, die während der Experimente zur Verfügung steht, erreicht $I_s = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ bei der fundamentalen Wellenlänge des Lasersystems $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$. Dies entspricht einem normierten Vektorpotential von $a_0 = 1.2$. Die Motivation der folgenden Untersuchungen ist es, experimentell zu überprüfen, ob die Harmonischen-Erzeugung für diesen Intensitätsbereich möglich ist und welche Charakteristiken die beobachteten Spektren besitzen. Können Harmonische jenseits der Plasmafrequenz beobachtet werden? Probleme können durch das eingeschränkte Kontrastverhältnis auftreten. Bei einer Spitzenintensität von $I_s = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ beträgt die Intensität 1 ps vor dem Impulsmaximum bereits $I_{\pm 1 \text{ ps}} \approx 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Dies liegt oberhalb der Ionisationsschwelle der meisten Festkörpermaterialien, so dass die Ausbildung eines Plasmas einige ps vor der eigentlichen Wechselwirkung mit dem $f\text{s}$ -Laserimpulse nicht ausgeschlossen werden kann.

Eine weitere Schwierigkeit in der Erweiterung der Harmonischen-Erzeugung in den relativistischen Bereich liegt in der Entwicklung von Oberflächen-Instabilitäten, deren Ausbildung für relativistische Intensitäten vorhergesagt wird [68, 69]. Einen möglichen Hinweis auf die Entwicklung von Oberflächen-Instabilitäten wurde in den Messungen von A. Tarasevitch et al. beobachtet [20]. Beim Übergang zu Intensitäten im Bereich von $I_s \approx 10^{18} \text{ W/cm}^2$ wurde eine massive Störung des reflektierten Strahls beobachtet. Begleitet von der Emission von „grünem“ Licht wurden die reflektierten Laserimpulse in den gesamten Halbraum vor dem Festkörperprobe gestreut.

Die Untersuchungen zum Übergang zu relativistischen Intensitäten werden deshalb mit einfachen Untersuchungen zur räumlichen Energieverteilung der reflektierten Laserimpulse begonnen. Zu diesem Zweck wird das EUV-Spektrometer entfernt und ein Beobachtungsschirm aufgestellt, der von einer CCD-Kamera (Sony *8 bit*) mit einer geeigneten Abbildungsoptik beobachtet wird (Abbildung 5.9). Zusätzlich kommen verschiedene Farbfilterkombinationen zum Einsatz, die eine Selektion der zu beobachtenden Wellenlänge ermöglicht. Auf diese Weise ist es möglich, die räumliche Verteilung des reflektierten Laserimpulses als Funktion der Intensität und Wellenlänge aufzunehmen, wie es in Abbildung 5.10 dargestellt ist. Hierbei kann auch beim Übergang zu relativistischen Intensitäten keine dramatische Störung der räumlichen Energieverteilung des Laserimpulses noch „grünes“ Licht beobachtet werden. Die reflektierte Energieverteilung des fundamentalen Laserimpulses zeigt keine ausgeprägte Abhängigkeit von der Laserintensität. Lediglich für Intensitäten von $I_s = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ wird zusätzlich ein erhöhtes Streulichtniveau registriert. Um Rückschlüsse auf die Intensitätsabhängigkeit der räumlichen Energieverteilung der Harmonischen ziehen zu können, wird auch die Energieverteilung der generierten 2. Harmonischen untersucht. Der untere Teil der Abbildung 5.10 zeigt die CCD-Bilder für verschiedene Intensitäten. Zur Selektion der 2. Harmonischen wird ein BG 39 Farbfilter verwendet. Die Transmission

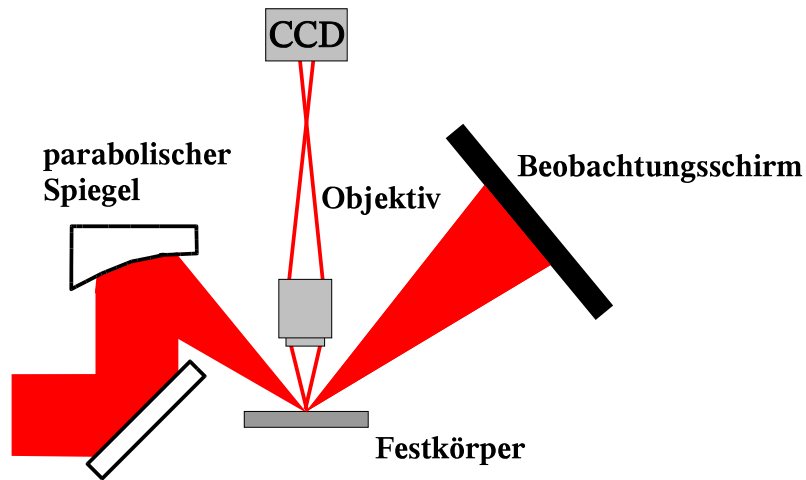


Abbildung 5.9: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der räumlichen Energieverteilung des reflektierten Laserimpulses und der generierten 2. Harmonischen.

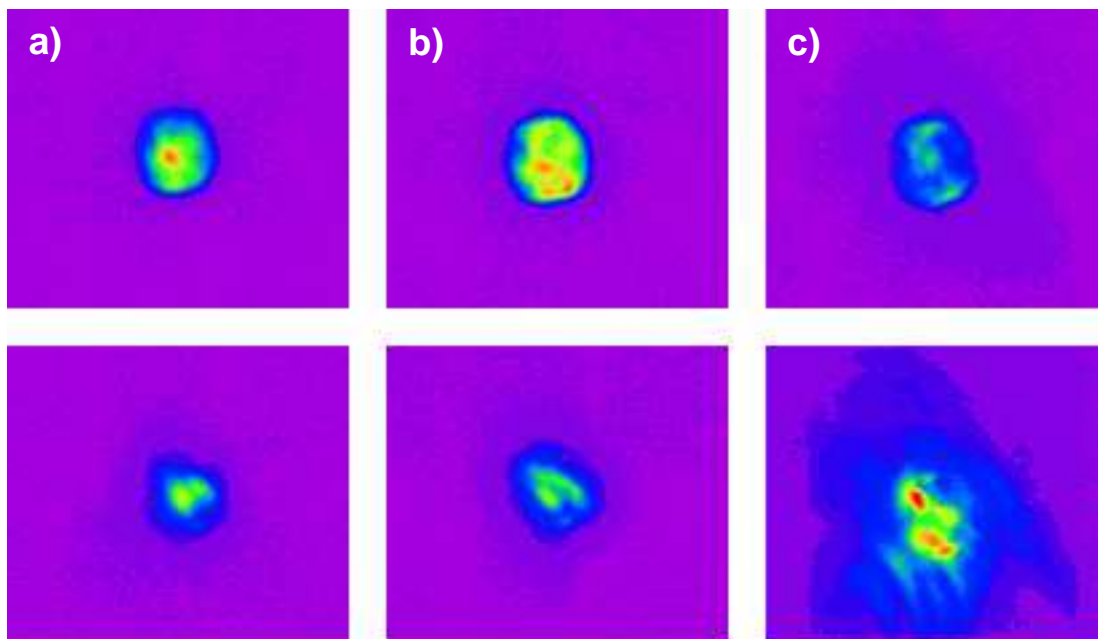


Abbildung 5.10: Räumliche Energieverteilung eines einzelnen, reflektierten Laserimpulses (obere Reihe) und der jeweils emittierten 2. Harmonischen (untere Reihe) bei der Anregung einer Quarzglas-Probe mit einer Intensität von a) $I_s = 2 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$, b) $I_s = 7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ und c) $I_s = 1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$.

dieses Filters beträgt $\approx 10^{-5}$ für die Wellenlänge $\lambda = 800 \text{ nm}$. Im Gegensatz zur fundamentalen Energieverteilung wird hier eine „plötzliche“ Vergrößerung der Divergenz der abgestrahlten 2. Harmonischen beim Übergang zu der Intensität $I_s = 10^{18} \text{ W/cm}^2$ beobachtet.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, dass für den zugänglichen Intensitätsbereich der Einfluss möglicher Oberflächen- und anderer parametrischer Plasma-Instabilitäten weitestgehend ausgeschlossen werden kann. Es sollte deshalb eigentlich möglich sein, höhere Harmonische über den gesamten Intensitätsbereich zu beobachten.

Da die Plasmaschwelle bei Quarzglas-Proben bekanntlich höher ist als bei anderen Festkörpern, werden zunächst diese Proben verwendet, um die Ausbildung eines Plasmas vor der eigentlichen Laser-Plasma-Wechselwirkung möglichst zu unterdrücken. Messungen bei niedrigeren Intensitäten im Bereich von $I_s = 2-5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ bestätigen die in früheren Experimenten [67] erzielten Ergebnisse. Zur Aufnahme eines Harmonischen Spektrums ist es hierbei notwendig über ca. 30 Laserimpulse zu integrieren. Harmonische bis zur 17. Ordnung können detektiert werden. Ab einer Intensität von $I_s = 1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ist es dann möglich, das Harmonischen-Spektrum mit einem einzelnen Laserimpuls zu erzeugen (Abbildung 5.11). Analog zu den Mes-

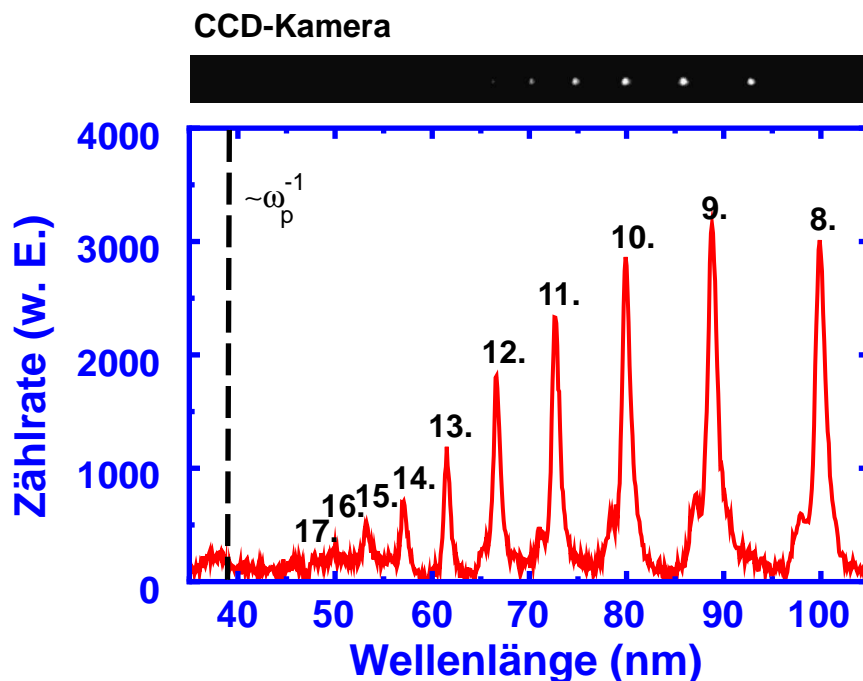


Abbildung 5.11: VUV-Spektrum, das durch Anregung eines einzelnen Laserimpulses mit der Intensität $I_s = 1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ erzeugt worden ist. Als Festkörpermateriale kommt Quarzglas zum Einsatz.

sungen unter Anregung durch die 2. Harmonische wird das senkrecht zur spektralen Ebene integrierte Spektrum der Harmonischen und das CCD-Kamerabild gezeigt. Trotz der Erhöhung der Laserintensität um fast eine Größenordnung können auch in diesem Fall nicht mehr als Harmonische bis zur 17. Ordnung beobachtet werden. Die Effizienz bezüglich der 10. Harmonischen vergrößert sich auf $\zeta = 1 \times 10^{-6}$. Auch eine Integration über mehrere Laserimpulse ermöglicht

nicht, Harmonische jenseits der 17. Ordnung nachzuweisen. Interessant ist die zusätzliche, zu kürzeren Wellenlängen verschobene Komponente der Harmonischen. Dieses Phänomen ist auch in den PIC-Simulationen im Bereich relativistischer Intensitäten beobachtet worden. Eine Erklärung ist im Rahmen dieser Arbeit nicht gefunden worden. Mit höheren Intensitäten sollte dieses Phänomen sich vermutlich stärker ausprägen. Im Weiteren wird mit noch höheren Intensitäten versucht, Harmonische jenseits der Plasmafrequenz zu beobachten. Abbildung 5.12 zeigt ein Harmonischen-Spektrum bei $I_s = 2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, das über 60 Laserimpulse integriert worden ist. Deutlich erkennt man, dass keine Harmonischen höherer Ordnung als im vorherigen

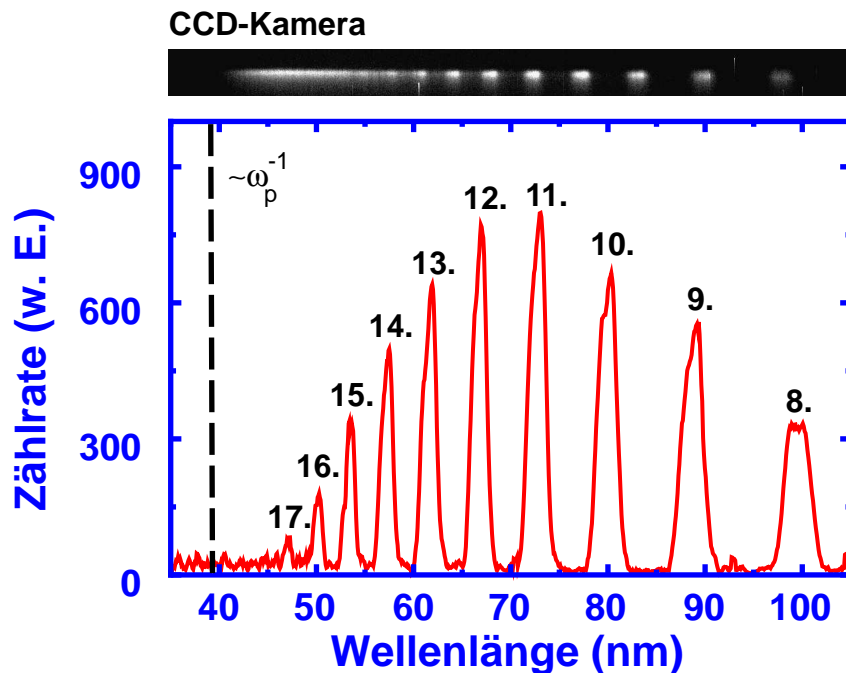


Abbildung 5.12: Integriertes VUV-Spektrum der reflektierten, fundamentalen Laserimpulse bei Anregung einer Quarzglas-Probe mit der Intensität $I_s = 2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Die Integration erfolgt über 60 Laserimpulse.

Spektrum beobachtet werden können. Auffallend ist die Zunahme der spektralen Breite der Harmonischen. Für die 10. Harmonische wird ein Anwachsen der spektralen Breite von $\Delta\lambda \approx 1.5 \text{ nm}$ für eine Intensität von $I_s = 1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ auf $\Delta\lambda \approx 2.8 \text{ nm}$ beobachtet. Der Beitrag der zu kürzeren Wellenlänge verschobenen Komponente wird so groß, dass die beiden Beiträge mit Hilfe des Spektrometers nicht mehr getrennt aufgelöst werden können. Die Effizienz der Harmonischen fällt trotz der höheren Intensität um fast eine Größenordnung auf den Wert $\zeta = 3 \times 10^{-7}$. Für die Berechnung wird die Emission der Harmonischen mit demselben Raumwinkel wie im vorherigen Fall vorausgesetzt. Die 2. Harmonische zeigt aber für Intensitäten im Bereich von $> 10^{18} \text{ W/cm}^2$ eine erhöhte Divergenz, so dass die Abnahme des Harmonischen-Signals womöglich durch die Divergenz-Änderung zu erklären ist. Verstärkt wird diese Vermutung durch die Messung bei der maximalen Intensität $I_s = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Es kommt zu einer Aufspaltung der Harmonischen, die stark an den Effekt der *Selbstphasenmodulation* in der nichtlinearen Optik erinnert

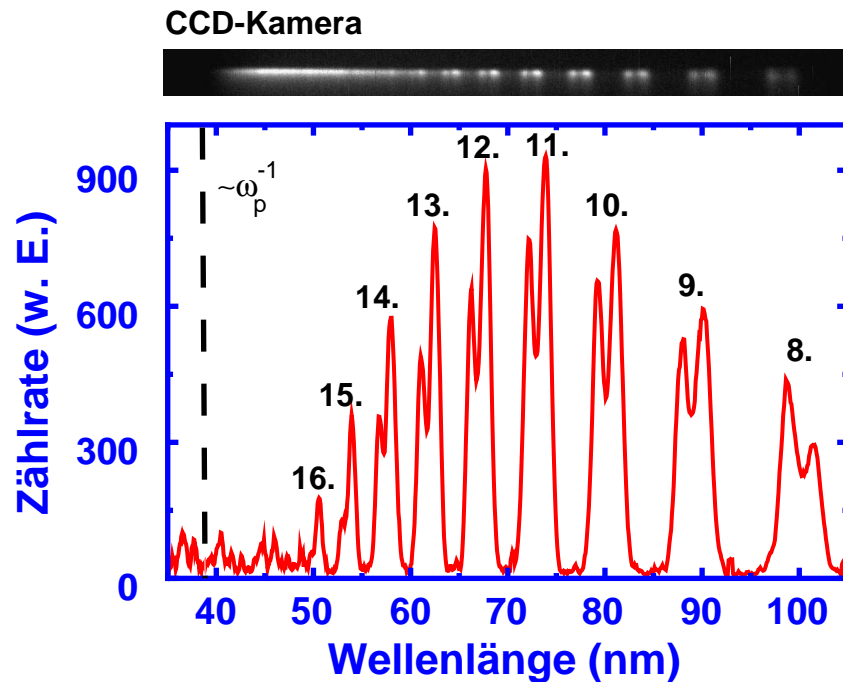


Abbildung 5.13: Integriertes VUV-Spektrum der reflektierten, fundamentalen Laserimpulse bei Anregung einer Quartzglas-Probe mit der Intensität $I_s = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Die Integration erfolgt über 60 Laserimpulse.

[29]. Die spektrale Breite der 10. Harmonischen wächst auf $\Delta\lambda \approx 3.4 \text{ nm}$. Grundlage der Selbstphasenmodulation bildet in der nichtlinearen Optik die $\chi^{(3)}$ -Suszeptibilität eines Materials. Im Bereich der Laser-Plasma-Wechselwirkung ist die Selbstphasenmodulation ein rein relativistischer Effekt, der die bestimmten Intensitäten von oberhalb von 10^{18} W/cm^2 bestätigen würde. Der Brechungsindex n_{pl} des Plasmas ist in diesem Fall nicht nur eine Funktion der Elektronendichte, sondern auch über den relativistischen Parameter γ eine Funktion der Intensität. Für ein stoßfreies Plasma berechnet sich der Brechungsindex nach [70]:

$$n_{pl} = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega\gamma}\right)^2}$$

Ansonsten ist die Theorie mit der nichtlinearen Optik identisch [71]. Eine einfache Abschätzung zeigt jedoch, dass die Physik der Selbstphasenmodulation nicht die zusätzlichen spektralen Komponenten erklären kann. Vielmehr wird als Ursache für die beobachtete Aufspaltung der Harmonischen, die Anregung von zusätzlichen Elektronendichte-Oszillationen, wie im Fall des senkrechten Einfalls in der in Abschnitt 4.2.3 präsentierten PIC-Simulation beobachtet, vermutet. Schließlich wird versucht, die Anzahl der detektierbaren Harmonischen durch die Wahl verschiedener Probenmaterialien zu erhöhen. Exemplarisch wird hier eine Messung präsentiert, die mit einer Polystyrol-Probe durchgeführt worden ist. In der Abbildung 5.14 wird das bei einer Intensität von $I_s = 2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ aufgenommene Spektrum dargestellt. Wie erwartet, können aber nur Harmonische bis zur Plasmafrequenz ω_p gemessen werden.

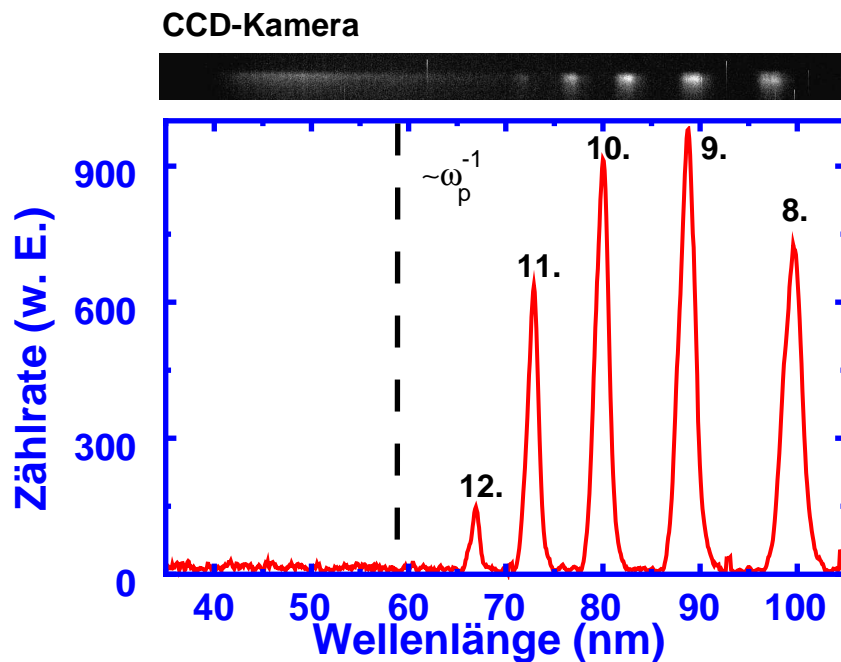


Abbildung 5.14: Integriertes VUV-Spektrum der reflektierten, fundamentalen Laserimpulse bei Anregung einer Polystyrol-Probe mit einer Intensität $I_s = 2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. Die Integration erfolgt über 60 Laserimpulse.

Abschließend wird noch der Versuch unternommen, Harmonische mit Hilfe von s-polarisierten Laserimpulsen zu erzeugen. Über den gesamten Intensitätsbereich ist es jedoch nicht möglich, mit dem verwendeten EUV-Spektrometer höhere Harmonische zu beobachten. Für Intensitäten oberhalb $> 10^{18} \text{ W/cm}^2$ kann im reflektierten Licht die generierte 2. Harmonische auf der Eingangsapertur des EUV-Spektrometers visuell beobachtet werden. Eine mögliche Erklärung für die fehlenden Harmonischen könnte mit der schlechteren Impulsqualität bei höheren Intensitäten verbunden sein. Die aus den hohen Intensitäten resultierende, längere Skalenlängen ist vielleicht schon hinreichend groß, so dass die Harmonischen-Erzeugung nicht mehr durch den inhomogenen Plasmabereich bestimmt wird. Die Erzeugung der Harmonischen ist dann im Bereich der Plasmadichte $n_e/n_{cr} = 1 \dots 4$ lokalisiert. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, ist auch im analogen Bereich bei der Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen die experimentelle Detektion der Harmonischen nicht möglich.

5.4 Doppelimpuls-Experiment: Harmonische hoher Ordnung

Ein Vergleich des Experiments von Tarasevitch et al. [20] mit PIC-Simulationen ist aufgrund der hohen Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx 400$, wie oben dargelegt, nicht möglich. Ein Ausweg aus dieser Situation bildet erneut die Anregung mit der 2. Harmonischen. Um einen direkten Vergleich zwischen den Experimenten und den PIC-Simulationen zu ermöglichen, wird erneut ein Doppelimpuls-Experiment durchgeführt. Als Festkörpermateriale wird zu diesem Zweck

Polystyrol-Glas verwendet. Aus den in Abschnitt 4.2.1 präsentierten Ergebnissen, kann auf eine normierte Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx 48$ geschlossen werden. Das Prinzip des Experiments wird in Abbildung 5.15 skizziert.

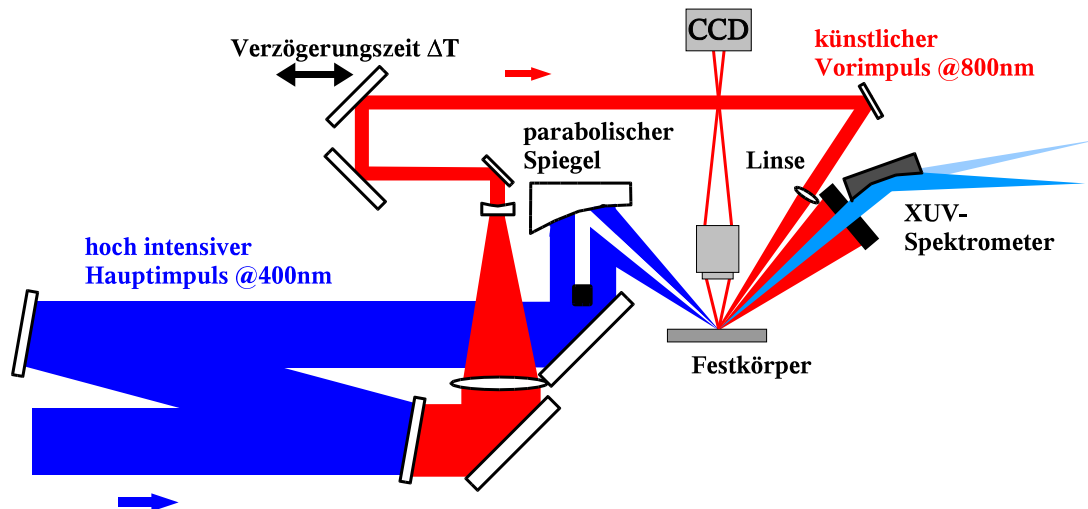


Abbildung 5.15: Prinzip des Doppelimpuls-Experiments.

Der künstliche Vorimpuls wird aus der Fundamentalen generiert, die nach der Erzeugung der 2. Harmonischen zur Verfügung steht. Der Vorimpuls wird zunächst teleskopiert und nach dem Durchlaufen einer einstellbaren Verzögerungsstrecke auf den Festkörper mit einer Linse fokussiert. Der Fokusdurchmesser beträgt $d = 30 \mu\text{m}$ und ist einen Faktor 10 größer als der Fokus des Laserimpulses der 2. Harmonischen. Dieses Größenverhältnis soll einen möglichen Einfluss räumlicher Abhängigkeiten während der Wechselwirkung ausschließen und eine optimale Überlappung zwischen den beiden Brennpunkten ermöglichen. Die Intensität des künstlichen Vorimpulses beträgt $I_v = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Die räumliche Überlappung wird während des gesamten Experimentes mit Hilfe eines hochauflösenden Objektivs beobachtet. Auch der Abgleich des Nullpunktes der Verzögerungsstrecke erfolgt mit dieser Methode. Beim Überschreiten des Nullpunktes wird ein schneller Anstieg der Intensität der 2. Harmonischen im Beobachtungskanal registriert. Dieses Phänomen ist unmittelbar an den „sprunghaften“ Anstieg der Reflektivität bei der Bildung des Plasmas durch den künstlichen Vorimpuls verbunden [67]. Dies ermöglicht eine Definition des Nullpunktes in einem Fehlerintervall $\Delta t = \pm 100 \text{ fs}$. Die Abhängigkeit des Harmonischen Signals für die 4. und 5. Harmonische als Funktion der Verzögerungszeit ΔT ist in Abbildung 5.16 aufgetragen (obere Skala). Die Energie der Harmonischen bleibt bis zu einer Verzögerungszeit $\Delta T = 0.5 \text{ ps}$ nahezu konstant. Danach erfolgt ein Abfall der Harmonischen-Energie auf einem sehr kurzen Zeitintervall von 0.5 ps um fast zwei Größenordnungen. Die Abnahme der Harmonischen kann unabhängig von der Ordnung wieder durch eine Exponentialfunktion $\exp(-\Delta T/\Delta T_s)$ beschrieben werden. Der charakteristische Parameter ΔT_s beträgt $\Delta T_s \approx 100 \text{ fs}$. Die obere Skala bezieht sich auf die aus der Verzögerungszeit ΔT abgeschätzte Skalenlänge L/λ , die auf der Grundlage des vorgestellten, isothermischen Modells der Expansion

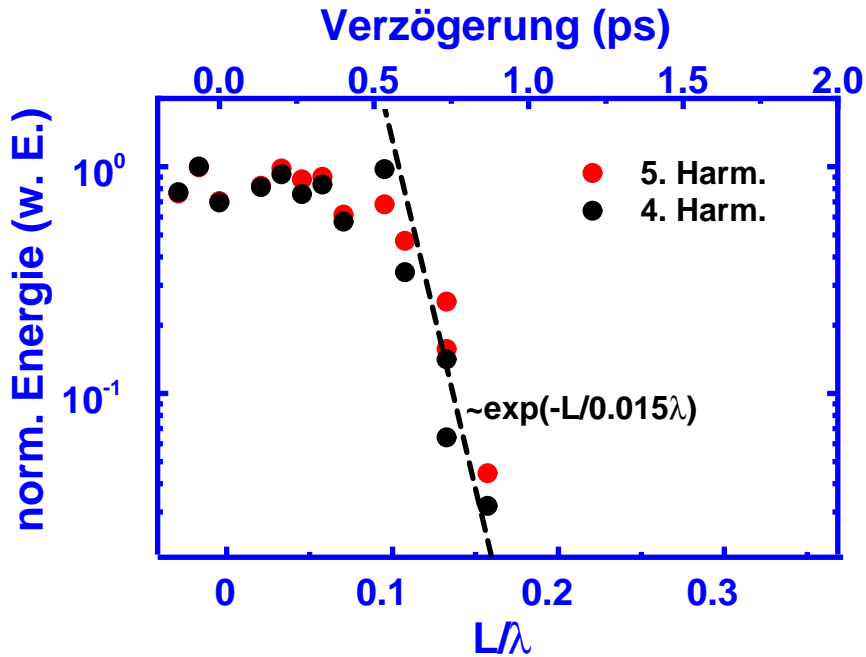


Abbildung 5.16: Normierte Energie der 4. und 5. Harmonischen als Funktion der Verzögerungszeit (obere Skala). Die untere Skala bezieht sich auf eine abgeschätzte Skalenzlänge L/λ .

des Plasmas berechnet wird. Unter Berücksichtigung der Intensität des künstlichen Vorimpulses wird eine Elektronentemperatur von $T_e = 100 \text{ eV}$ und eine Expansionsgeschwindigkeit von $v_T = 7.2 \times 10^6 \text{ cm/s}$ abgeschätzt. Aus diesem Wert lässt sich $v_T = 0.18 \lambda/\text{ps}$ berechnen. Die Energie der Harmonischen ist bis zu einer Skalenzlänge $L/\lambda \approx 0.09$ konstant und fällt dann um 2 Größenordnungen bis zu einer Skalenzlänge $L/\lambda \approx 0.2$ ab. Auch hier kann die Abnahme der Harmonischen-Energie unabhängig von der Ordnung durch eine Exponential-Funktion $\exp(-L/L_s)$ beschrieben werden. Für den Parameter L_s wird der Wert $L_s = 0.015\lambda$ ermittelt. Dies ist im Einklang mit den Messungen von Tarasevitch et al. [20]. Die gestrichelte Linie in Abbildung 5.16 beschreibt den ermittelten, exponentiellen Verlauf. Für größere Verzögerungszeiten ΔT können keine Harmonische beobachtet werden. Der Übergang zu dem Bereich der Emission der Harmonischen ohne die Einschränkung durch die Plasmafrequenz, der in den PIC-Simulationen beobachtet worden ist, kann im Experiment nicht verifiziert werden. Der experimentell beobachtete Abfall der Harmonischen ist im Einklang mit den Vorhersagen der PIC-Simulationen in Abschnitt 4.2.1. Auch hier wird für Skalenzlänge im Bereich $L/\lambda \approx 0.09$ ein starker Abfall der Harmonischen-Intensität beobachtet.

5.5 Hinweise auf Plasma-Instabilitäten in ausgedehnten Plasmen

Die Ergebnisse des vorherigen Kapitel führen zu der Fragestellung, warum keine Harmonischen hoher Ordnung für große Verzögerungszeiten ΔT detektiert werden können. In diesem Bereich

kommt es zu keiner „verstärkten“ Abstrahlung der Harmonischen bis zur Plasmafrequenz ω_p , da der Einfluss der maximalen Plasmadichte $n_{e,max}$ ausgeschlossen wird. Gemäß den eindimensionalen PIC-Simulationen ist für die Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung nur das Oszillationsverhalten der kritischen Elektronendichte n_{cr} ausschlaggebend.

Sicherlich muss jedoch berücksichtigt werden, dass die eindimensionalen Simulationen eine ganze Reihe von physikalischen Effekten ausschließen, deren Natur zwei- oder dreidimensional ist und die einen störenden Einfluss auf die Harmonischen-Erzeugung haben können. Die zu betrachtenden physikalischen Effekte sind sehr vielfältig.

Räumliche Deformation der kritischen Elektronenschicht, die sich senkrecht zum Dichtegradienten ∇n_e des Plasmas entwickeln, könnten zu einem Verlust der kollimierten Emission der Harmonischen führen.

Im unterkritischen Plasmabereich der Plasma-Inhomogenität kann der Laserimpuls bereits durch die Ausbildung parametrischer Plasma-Instabilitäten merklich degeneriert werden, so dass die Intensität des Laserimpulses am Ort der kritischen Elektronendichte n_e deutlich verringert wird. Die Untersuchung der Laser-Plasma-Wechselwirkung mit fs -Laserimpulsen verhindert die Ausbildung parametrischer Instabilitäten, die an Fluktuationen in der Ionendichteverteilungen gekoppelt sind, da die Ionen wegen ihrer großen Masse während der Wechselwirkung als statisch angesehen werden können. Die Instabilitäten, die sich aus Störungen der Elektronendichte-Verteilung n_e entwickeln können, sind der Zwei-Plasmonen-Zerfall und die Stimulierte-Raman-Streuung [44]. Diese Instabilitäten können sich jeweils für Plasmadichten $n_e \approx \frac{1}{4}n_{cr}$ und $n_e \leq \frac{1}{4}n_{cr}$ entwickeln. Eine ausführlichere Einführung in den Kontext der parametrischen Instabilitäten erfolgt in Kapitel 6. Dort wird die Entwicklung des Zwei-Plasmonen-Zerfall und der Stimulierten-Raman-Streuung detaillierter untersucht.

Um den möglichen Einfluss von Plasma-Instabilitäten auf die Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung zu untersuchen, wird, wie im Fall von relativistischen Intensitäten, die von der Probe reflektierte und emittierte Strahlung in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit des künstlichen Vorimpulses mit Hilfe eines Beobachtungsschirms untersucht. Eine 8 bit CCD-Kamera versehen mit einer entsprechenden Abbildungsoptik ermöglicht die Aufzeichnung der beobachteten, reflektierten Energieverteilungen. Wieder kann durch die entsprechende Wahl von Farbfiltern der Wellenlängenbereich selektiert werden. Abbildung 5.17 zeigt den schematischen Aufbau.

Für diese Untersuchung wird die Probe mit der fundamentalen Laserstrahlung angeregt. Der Hauptimpuls wird auf eine Spitzenintensität von $I_s = 7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ mit einem Fokussdurchmesser von $6 \mu\text{m}$ ($FWHM$) fokussiert. Der künstliche Vorimpuls, der vom Hauptimpuls mit den Spiegeln AS1 aus- und AS2 eingekoppelt wird (Abbildung 5.17) und dessen Verzögerungszeit bezüglich des Hauptimpulses mit Hilfe einer Verzögerungsstrecke variiert werden kann, wird mit demselben nicht-axialen parabolischen Spiegel auf einen Durchmesser von $19 \mu\text{m}$ ($FWHM$) fokussiert. Dies führt zu einer Spitzenintensität von $I_v = 1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$.

Die Anregung mit der Fundamentalen ermöglicht, neben der reflektierten Fundamentalen auch die emittierte 2. Harmonische zu untersuchen. Ebenso kann die 3/2-Harmonische beobachtet werden, die mit der parametrischen Instabilität des Zwei-Plasmonen-Zerfalls und der Stimulierten-Raman-Streuung gekoppelt ist. Die Wellenlänge der 3/2-Harmonischen entspricht

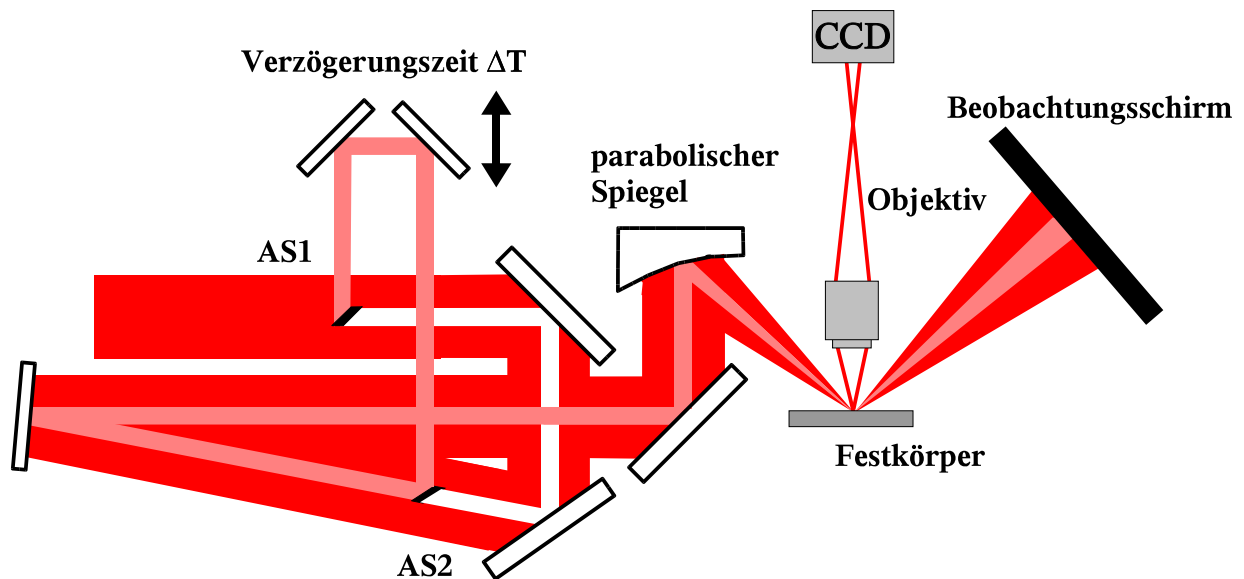


Abbildung 5.17: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung der räumlichen Energieverteilung der reflektierten Laserimpulse und der generierten 2. Harmonischen als Funktion der Verzögerungszeit zwischen dem künstlichen Vorimpuls und dem intensiven Laserimpuls.

$\lambda_{3/2} = 533 \text{ nm}$ und ist eindeutig durch die Emission von „grünem“ Licht zu verifizieren. In Abhängigkeit von den konkreten Plasma-Parametern kann aber auch die durch Stimulierte-Raman-Streuung erzeugte Strahlung rein visuell beobachtet werden. In diesem Fall muss die Frequenz ω_e der beteiligten Elektronen-Plasmawelle deutlich kleiner sein als die der anregenden fundamentalen Strahlung ω_0 ($\omega_0 \ll \omega_e$). Auf die Entwicklung der Stimulierten-Raman-Streuung kann dann durch die Emission von „rötlicher“ Strahlung geschlossen werden. Zusätzlich besteht auch Möglichkeit, dass die Elektronen-Plasmawelle durch Summenfrequenz-Mischung mit der Fundamentalen die Strahlung der 3/2-Harmonischen generiert. Die Klassifizierung für das Auftreten der verschiedenen Instabilitäten ist sehr kompliziert und im Bereich der f_s -Wechselwirkung bisher nicht experimentell untersucht worden. Für detailliertere Informationen sei auf Kapitel 6 verwiesen.

In der ersten Versuchsreihe wird die CCD-Kamera mit einem RG695 Kanten-Filter versehen. Wie oben bereits erwähnt wurde, transmittiert dieser Filter elektromagnetische Strahlung oberhalb von 695 nm vollständig. Die Strahlung der 2. Harmonischen und der parametrischen Plasma-Instabilitäten wird in dieser Konfiguration nicht beobachtet. Die Abbildung 5.18 zeigt die räumliche Energieverteilung der reflektierten, fundamentalen Laserimpulse in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit ΔT des künstlichen Vorimpulses. Zusätzlich werden auch die aus den Verzögerungszeiten berechneten Skalenlängen L/λ angegeben, die mit Hilfe des oben vorgestellten Modells für die isotherme Expansion des Plasmas bestimmt worden sind. Die Struktur innerhalb der räumlichen Energieverteilung in Abbildung 5.18, die bis zu der Verzögerungszeit $\Delta T = 8.3 \text{ ps}$ beobachtet werden kann, hängt mit der Methode der Auskopplung des künstlichen Vorimpulses zusammen und spiegelt die räumliche Energieverteilung des Laserimpulses vor der Wechselwir-

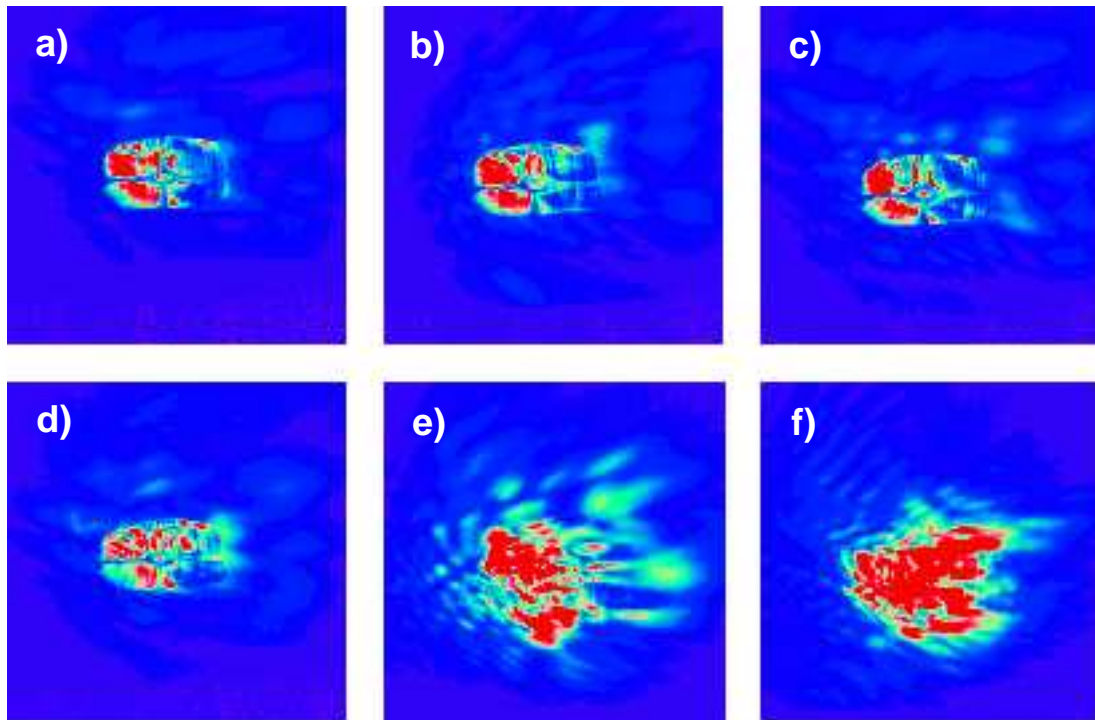


Abbildung 5.18: Räumliche Verteilung der reflektierten, fundamentalen Laserimpulse in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit ΔT des künstlichen Vorimpulses. a) $\Delta T = -0.4 ps$, $L/\lambda = 0$; b) $\Delta T = 0 ps$, $L/\lambda = 0$; c) $\Delta T = 3.6 ps$, $L/\lambda = 0.5$; d) $\Delta T = 8.3 ps$, $L/\lambda = 1.0$; e) $\Delta T = 10.3 ps$, $L/\lambda = 1.3$ und f) $\Delta T = 20 ps$, $L/\lambda = 2.5$.

kung mit der Probenoberfläche wider. Für größere Verzögerungszeiten $\Delta T \geq 10.3 ps$ werden massive Störungen in der reflektierten Energieverteilung beobachtet. Die Information über die räumliche Energieverteilung zu dem Zeitpunkt vor der Wechselwirkung geht vollständig verloren. Die zugehörige Skalenlänge L/λ liegt in der Größenordnung der Laserwellenlänge λ . Einhergehend wird bei dieser Skalenlänge $L/\lambda \approx 1$ die kollimierte Emission der 3/2-Harmonischen in zwei verschiedene Emissionsrichtungen beobachtet. Diese Emission erfolgt für größere Verzögerungszeiten $\Delta T \geq 30 ps$ in den gesamten Halbraum vor der Probe.

Störungen in der räumlichen Energieverteilung werden auch bei der Aufzeichnung der emittierten 2. Harmonischen beobachtet, wie in Abbildung 5.19 dargestellt wird. Für diese Messreihe wird die CCD-Kamera mit einem BG39 Farbfilter versehen, der den Wellenlängenbereich der 2. Harmonischen ($\lambda_{2\omega_0} = 400 nm$) transmittiert.

Die Emission der 2. Harmonischen erfolgt für kurze Verzögerungszeiten $\Delta T \leq 0.13 ps$ in einem kollimierten Stahl. Wiederum ist die Ursache für die in dem Strahl zu beobachtende Struktur die Methode zur Erzeugung des künstlichen Vorimpulses. Für leicht größere Verzögerungszeiten $\Delta T \geq 0.2 ps$ werden jedoch bereits massive Störungen der emittierten Energieverteilung beobachtet. Dies bedeutet, dass bereits für eine abgeschätzte Skalenlänge $L/\lambda \approx 0.03$ die räumliche Energieverteilung stark gestört wird und die 2. Harmonische um einen Faktor 4 größeren Raumwinkel abgestrahlt wird. Auch für noch größere Verzögerungszeiten ΔT , die an dieser Stelle

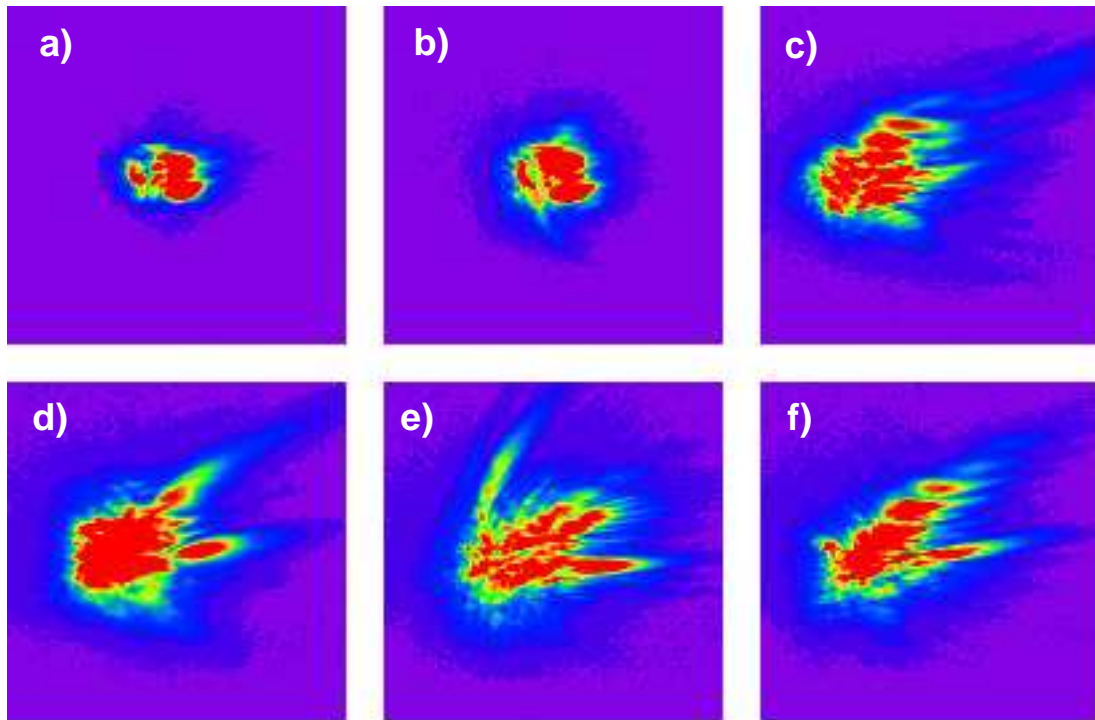


Abbildung 5.19: Räumliche Energieverteilung der emittierten 2. Harmonischen in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit ΔT des künstlichen Vorimpulses: a) $\Delta T = 0 \text{ ps}$, $L/\lambda = 0$; b) $\Delta T = 0.13 \text{ ps}$, $L/\lambda = 0.02$; c) $\Delta T = 0.20 \text{ ps}$, $L/\lambda = 0.03$; d) $\Delta T = 0.45 \text{ ps}$, $L/\lambda = 0.06$; e) $\Delta T = 0.9 \text{ ps}$, $L/\lambda = 0.11$ und f) $\Delta T = 2.30 \text{ ps}$, $L/\lambda = 0.29$.

nicht dargestellt werden, ändert sich dieses Verhalten nicht. Die kleinste Skalenlänge L/λ bei der die Störungen auftreten, ist um ca. einen Faktor 50 kleiner als im Fall der fundamentalen Wellenlänge.

Zur Zeit existieren leider keine Theorien, die dieses Verhalten erklären können. Die von Macchi et al. [68, 69] beschriebenen Störungen der reflektierenden Plasmaoberfläche sind für die vorliegende Situation ausgeschlossen. Der dort beschriebene parametrische Zerfall der einfallenden Laserstrahlung in zwei Oberflächenwellen kann nur an einem diskreten Plasma-Vakuum-Übergang stattfinden.

Für große Verzögerungszeiten $\Delta T \geq 20 \text{ ps}$ setzt die Emission der 3/2-Harmonischen ein, die im nächsten Kapitel detaillierter untersucht wird. Ein Einfluss der parametrischen Instabilitäten auf die Harmonischen-Erzeugung kann daher ausgeschlossen werden. Die Signaturen der parametrischen Instabilität werden für Verzögerungszeiten beobachtet, die nach den vorliegenden Ergebnissen die Erzeugung der Harmonischen vollständig ausschließen.

5.6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel ist die Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung experimentell untersucht worden. Dies geschieht zum einen durch die Anregung mit der 2. Harmonischen des Ti:Saphir-

Lasersystems im Bereich nicht-relativistischer Intensitäten. In den Experimenten werden Harmonische bis zur Plasmafrequenz beobachtet. Außerdem wird eine sehr schöne qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den Ergebnissen der PIC-Simulationen erzielt, deren Parametern sich direkt aus den experimentellen Begebenheiten ableiten. Lediglich die Skalenlänge des Plasma muss aus den Parametern des Laserimpulses abgeschätzt werden.

Versuche mit dem Einsatz von Aerogelen Plasmadichten zu erzeugen, die eine Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung gemäß des Modells vom oszillierenden Spiegel ermöglichen sollen, sind gescheitert.

Die Erzeugung der Harmonischen durch Anregung mit der 2. Harmonischen wird auch in einem Doppelimpuls-Experiment ausgenutzt, um die Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung von der Skalenlänge explizit zu untersuchen. Erneut wird in diesen Experimenten nur ein starker Abfall der Harmonischen mit der Skalenlänge beobachtet. Die in den PIC-Simulationen beobachtete Harmonischen-Erzeugung ohne die Einschränkung durch die Plasmafrequenz kann nicht beobachtet werden. Eine mögliche Erklärung wird in Experimenten gefunden, die durch Anregung mit der fundamentalen Laserstrahlung durchgeführt werden. Hier werden starke räumliche Störungen in der räumlichen Energieverteilung der generierten 2. Harmonischen für sehr kurze Verzögerungszeiten $\Delta T \geq 200 \text{ fs}$ beobachtet. Diese räumlichen Effekte werden in der eindimensionalen PIC-Simulation nicht berücksichtigt.

In einer weiteren Reihe von Experimenten wird versucht durch Anregung mit der Fundamentalen Harmonische jenseits der Plasmafrequenz zu erzeugen. Hier ist es erstmals aufgrund der hohen Intensität von $\approx 10^{18} \text{ W/cm}^2$ möglich, das Spektrum der Harmonischen mit einem einzelnen Laserimpuls zu detektieren. Die Anzahl der Harmonischen ist aber durch die Plasmafrequenz begrenzt. Im Bereich der relativistischer Intensitäten besitzen die Harmonischen eine zu kürzeren Wellenlängen verschobene zusätzliche Komponente, die sich mit immer höheren Intensitäten stärker ausprägt. Dieses Phänomen ist auch in den PIC-Simulationen beobachtet worden. Eine Erklärung kann aber nicht gegeben werden. Über den gesamten zugänglichen Intensitätsbereich ist es im Fall von s-polarisierten Laserimpulsen nicht möglich, Harmonische hoher Ordnung zu erzeugen.

Kapitel 6

Emission der 3/2-Harmonischen

Dieses Kapitel beschäftigt sich ausführlich mit der Emission der 3/2-Harmonischen, die in den Untersuchungen zu der Skalenlängen-Abhängigkeit der Erzeugung höherer Harmonischer beobachtet worden ist. Zu Beginn wird eine kurze Einführung in die Thematik der parametrischen Plasma-Instabilitäten gegeben.

6.1 Parametrische Instabilitäten während der Laser-Plasma-Wechselwirkung hochintensiver, ultrakurzer Laserimpulse

Die Entwicklung von parametrischen Instabilitäten während der Laser-Plasma-Wechselwirkung mit hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen ist zur Zeit auf der experimentellen Seite nur sehr wenig untersucht worden. Einerseits wird durch die Wechselwirkung mit ultrakurzen Laserimpulsen stets auf die Ausbildung kurzer Skalenlängen L/λ geschlossen, die eine Entwicklung von parametrischen Instabilitäten hinreichend unterdrücken sollen. Die häufig beobachtete Emission der 3/2-Harmonischen während der Wechselwirkung mit ultrakurzen Laserimpulsen wird stets mit der Ausbildung langer Skalenlängen $L/\lambda \approx 100$ in Verbindung gebracht [72], die vergleichbar mit der typischen Skalenlänge bei der Anregung mit ns -Laserimpulsen ist. Gerechtfertigt wird diese Annahme durch eine unzureichende Impulsqualität (siehe Kapitel 2) der verwendeten Lasersysteme.

Setzt man die Gültigkeit der theoretischen Modelle voraus, die im Zusammenhang mit den Experimenten in dem ns -Bereich vorgestellt worden sind, so kann man eine Entwicklung der parametrischen Instabilitäten für sehr viel kürzere Skalenlängen als bei der Anregung mit ns -Laserimpulsen erwarten. Das Einsetzen parametrischer Instabilitäten in Abhängigkeit von der ausgebildeten Skalenlänge und den Parameter des Laserimpulses im fs -Zeitbereich ist weder experimentell noch theoretisch untersucht worden.

Kenntnisse über die Entwicklung der parametrischen Instabilitäten sind sicherlich von großem Interesse, da der Erfolg einer großen Anzahl von vielversprechenden Applikationen, wie z. B. die Erzeugung von ultrakurzen Röntgenimpulsen [73], die effektive Beschleunigung von Elementarteilchen [74] und neue Konzepte zur laserinduzierten Kernfusion („Fast Ignitor“) [75], von der Physik der Laser-Plasma-Wechselwirkung abhängen. Parametrische Instabilitäten können in die-

sem Zusammenhang nicht nur „unerwünscht“ sein, sondern auch wie im Fall der *selbstresonanten Laser-Plasma-Beschleuniger* die Grundlage für den gewünschten Effekt bilden [76].

Große Fortschritte sind auf dem Gebiet der theoretischen Beschreibung der parametrischen Instabilitäten gemacht worden. Die bekannten Betrachtungen sind hierbei auf den relativistischen Bereich ausgedehnt worden. Durch die Auswahl geeigneter mathematischer Verfahren ist es möglich geworden, für beliebige Plasmadichten, Laserintensitäten und Polarisierungen der Laserstrahlung, eine Analyse der verschiedenen Instabilitätsmechanismen durchzuführen. Diese Untersuchungen zeigen neue Bereiche der Instabilität, die für nicht-relativistische Laserintensitäten nicht beobachtet werden können, sowie ein Verschmelzen der verschiedenen Instabilitätsmechanismen. Für detailliertere Informationen sei auf [77, 78] verwiesen.

Leider beziehen sich die veröffentlichten Untersuchungen nur auf homogene Plasmen. Der mögliche Einfluss einer Plasma-Inhomogenität auf die Entwicklung von parametrischen Instabilitäten wird nicht untersucht. Zur Zeit können nur die Ergebnisse, die im Kontext mit der Laser-Plasma-Wechselwirkung im *ns*-Bereich erzielt worden sind, auf die Wechselwirkung im *fs*-Bereich übertragen werden und auf ihre Gültigkeit überprüft werden. Für die hier präsentierten Experimente an relativ steilen Plasma-Dichtegradienten $L/\lambda \approx 1$ fehlt gegenwärtig eine geschlossene, theoretische Beschreibung. Im Weiteren werden zunächst die Erkenntnisse, die aus den Untersuchungen mit *ns*-Laserimpulsen erzielt worden sind, resümiert. Gefolgt wird dieser Abschnitt von den am *TW*-Lasersystem des IEP durchgeführten Untersuchungen.

6.2 Theorie des Zwei-Plasmonen-Zerfalls und der Stimulierten-Raman-Streuung

Die parametrischen Instabilitäten des Zwei-Plasmonen-Zerfalls (ZPZ) und der Stimulierten-Raman-Streuung (SRS) sind bereits sehr detailliert in Experimenten mit *ns*-Laserimpulsen untersucht worden [44]. Ihre Entwicklung wird jeweils in den Regionen des Plasmas mit einer Plasmadichte von $n_e \approx n_{cr}/4$ und $n_e \leq n_{cr}/4$ im nicht-relativistischen Intensitätsbereich ermöglicht. Neue physikalische Effekte, die mit relativistischen Intensitäten verbunden sind, werden in einem späteren Abschnitt beschrieben.

In der quantenphysikalischen Beschreibung dieser Prozesse zerfällt ein Laser-Photon mit der Frequenz ω_0 und erzeugt dabei zwei Plasmonen (ZPZ) oder ein Plasmon und ein Photon (SRS) mit den Frequenzen ($\omega_e, \omega_s = \omega_0 - \omega_e$) und Wellenvektoren ($\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_s = \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_e$). Hierbei müssen folgende Bedingungen zur Energie- und Impulserhaltung erfüllt sein:

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega_s + \hbar\omega_e \quad (6.1)$$

$$\hbar\mathbf{k}_0 = \hbar\mathbf{k}_s + \hbar\mathbf{k}_e \quad (6.2)$$

Dieser Zerfall eines Laserphotons in ein Plasmon und ein Photon oder in zwei Plasmonen kann nach Kruer [44] anschaulich „klassisch“ beschrieben werden. Die Bedingungen zur Energie- und Impulserhaltung werden in der klassischen Beschreibung durch die Bedingungen zur Pha-

senanpassung ersetzt, unterscheiden sich aber von Gleichung 6.1 und 6.2 nur um den Faktor \hbar . Zunächst wird die Stimulierte-Raman-Streuung betrachtet. Wenn eine elektromagnetische Welle mit einer elektrischen Feldamplitude \mathbf{E}_L durch ein Plasma propagiert, oszillieren die Elektronen im Feld der Lichtwelle mit der Geschwindigkeit $\mathbf{v}_{osc} = e\mathbf{E}_L/m\omega_0$. Besitzt das Plasma zusätzliche Dichtefluktuationen δn_e entlang der Propagationsrichtung der Lichtwelle, die mit einer Elektronen-Plasmawelle verbunden sind, so wird ein transversaler Strom $\delta\mathbf{J} = -e\mathbf{v}_{osc}\delta n_e$ erzeugt. Werden zusätzlich die Bedingungen zur Phasenanpassung erfüllt, so wird eine gestreute Lichtwelle mit der elektrischen Feldamplitude $\delta\mathbf{E}$ abgestrahlt. Diese gestreute Lichtwelle interferiert wiederum mit der einfallenden elektromagnetischen Welle, die durch das Plasma propagiert. Durch die nichtlineare Kraft $\mathbf{F}_{NL} \sim \nabla (\mathbf{E} \cdot \delta\mathbf{E})^2$ werden die Dichtefluktuationen δn_e verstärkt und es erfolgt so eine Rückkopplung.

Der Zwei-Plasmonen-Zerfall hingegen beruht auf einer Kopplung von Elektronen-Plasmawellen mit den Frequenzen $(\omega_e, \omega_0 - \omega_e)$ durch das elektromagnetische Feld des Lasers. Das mit den Elektronen-Plasmawellen verbundene elektrostatische Feld führt zu einer räumlichen Variation des elektrischen Feldes, das sich durch zusätzliche Superposition des Laserfeldes ergibt. Die aus dem überlagerten Feld resultierende, nichtlineare Kraft verstärkt die Elektronen-Plasmawellen. Hierbei wird die Elektronen-Plasmawelle mit der Frequenz ω_e durch die Kopplung des Laserfeldes an die Elektronen-Plasmawelle mit der Frequenz $\omega_e - \omega_0$ verstärkt und umgekehrt. Dieser Vorgang beschreibt die zur Ausbildung der Instabilität notwendige Rückkopplung.

Um die Entwicklung der parametrischen Instabilität während der Laser-Plasma-Wechselwirkung zu beschreiben, wird die Wachstumsrate γ eingeführt. Dieser Parameter ermöglicht es, den Einfluss der parametrischen Instabilität für die betrachtete Situation abzuschätzen. Leider ist die Angabe eines geschlossenen Ausdrucks für die Wachstumsrate nicht immer möglich. Beispielsweise hängt im Fall der SRS die Wachstumsrate stark von der betrachteten Geometrie ab, so dass für Vorwärts-, Rückwärts- und Seitwärtsstreuung verschiedene Wachstumsraten berechnet werden. Für die ZPZ-Instabilität hingegen ist es möglich, einen geschlossenen Ausdruck für die Wachstumsrate γ im Falle eines homogenen Plasmas anzugeben [44]:

$$\gamma \simeq \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{osc}}{4} \left| \frac{(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)^2 - k^2}{k |\mathbf{k} - \mathbf{k}_0|} \right| \quad (6.3)$$

Da der Betrag des Wellenvektors der Elektronen-Plasmawelle sehr viel größer ist als der des Wellenvektors der Laserstrahlung ($k \gg k_0$), kann Gleichung 6.3 durch

$$\gamma \approx \frac{k_0 v_{osc}}{4} \sin 2\theta \quad (6.4)$$

genähert werden. Aus diesem Ausdruck wird deutlich, dass eine maximale Wachstumsrate für Elektronen-Plasmawellen berechnet wird, die unter einem Winkel von 45° bezüglich der einfallenden Laserstrahlung und der Oszillationsgeschwindigkeit \mathbf{v}_{osc} der Elektronen propagieren. In beiden Gleichungen 6.3 und 6.4 wird aber eine mögliche Energiedissipation der Elektronen-Plasmawellen vernachlässigt, die zu einer Reduzierung der Wachstumsrate γ führt und die Definition einer Schwelle für das Einsetzen der Instabilität folgert.

Mögliche Mechanismen für die Energiedissipation in einem homogenen Plasma sind Stöße zwischen den Elektronen und Ionen, sowie der Effekt der Landau-Dämpfung. In einem inhomogenen Plasma führt die Propagation der Elektronen-Plasmawellen aus dem Bereich, in dem die Bedingungen zur Phasenanpassung erfüllt werden, zu einer zusätzlichen Energiedissipation. Durch diese Mechanismen wird die Amplitude der Elektronen-Plasmawellen reduziert und die oben beschriebene Rückkopplung wird unterdrückt.

Die Energiedissipation kann die Ausbildung der Instabilität fast vollständig unterdrücken. Unter Berücksichtigung des Rosenbluth-Kriteriums [44] berechnet man für die Schwelle des Zwei-Plasmonen-Zerfalls in einem inhomogenen Plasma:

$$\left(\frac{v_{osc}}{v_{th}}\right) \simeq \frac{12}{k_0 L} \quad (6.5)$$

Hierbei steht v_{osc} für die Oszillationsgeschwindigkeit der Elektronen im Laserfeld und v_{th} wird durch die thermische Geschwindigkeit der Elektronen definiert. Das Produkt $k_0 L$ wird durch die normierte Skalenlänge des Plasmas L/λ bestimmt. Grundlage für Gleichung 6.5 bildet die Energiedissipation durch die Propagation der Elektronen-Plasmawellen aus dem Gebiet, in dem die Bedingungen zur Phasenanpassung erfüllt sind. Stöße zwischen Elektronen und Ionen oder *Landau-Dämpfung* werden nicht berücksichtigt [44].

Die Emission der $3/2\omega_0$ -Strahlung ist ein charakteristisches Merkmal der ZPZ-Instabilität, die sich in einem inhomogenen Plasma entwickelt. Der Beitrag der SRS-Instabilität zur $3/2\omega_0$ -Strahlung kann meist vernachlässigt werden. Begründet wird dies durch eine höhere Schwelle für die Entwicklung der SRS-Instabilität, die vorrangig durch die Skalenlänge des Plasmas L/λ bestimmt wird.

Die 3/2-Harmonische ist in der quantenphysikalischen Beschreibung das Ergebnis einer Kopplung eines Plasmons mit der Energie $\hbar\omega_e$ an ein Laserphoton mit der Energie $\hbar\omega_0$. Notwendige Bedingung für diesen Prozess ist wieder die Erfüllung der entsprechenden Bedingungen zur Energie- und Impulserhaltung:

$$\hbar 3/2 \cdot \omega_0 = \hbar\omega_0 + \hbar\omega_e \quad (6.6)$$

$$\hbar 3/2 \cdot \mathbf{k}_0 = \hbar\mathbf{k}_0 + \hbar\mathbf{k}_e \quad (6.7)$$

„Klassisch“ ist dies eine Summenfrequenz-Mischung (SFM) durch die Kopplung der Elektronen-Plasmawelle mit dem elektromagnetischen Feld des Laserimpulses. Die notwendigen Bedingungen zur Phasenanpassung ergeben sich aus den Gleichungen 6.6 und 6.7 durch Kürzung des Faktors \hbar .

Im Feld des Lasers oszillieren die Elektronen mit der Frequenz ω_0 . Betrachtet man eine Elektronen-Plasmawelle mit der Frequenz ω_e , die mit Elektronendichte-Fluktuationen δn_e bei der gleichen Frequenz ω_e verbunden sind, so ergibt sich ein Strom $\mathbf{j}_{3/2\omega_0} \sim n_{e,\omega_e} \mathbf{V}_{osc,\omega_0}$ bei der Frequenz $\approx 3/2\omega_0$. Dieser Strom ist die Quelle für die Emission der 3/2-Harmonischen.

Nach dem Modell, das von Gusakov [28] vorgeschlagen wird, sind die Bereiche, in denen die parametrische Instabilität (ZPZ bzw. SRS) und die SFM lokalisiert sind, im Allgemeinen räumlich voneinander getrennt. Der Wellenvektor des Plasmons ändert sich während er durch

ein inhomogenes Plasma propagiert. Die Harmonischen-Erzeugung findet in der Plasmaschicht statt, in der lokal die Bedingungen für die Phasenanpassung $\mathbf{k}_{3/2} - \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_e \approx 0$ erfüllt sind. Stoß- und Landau-Dämpfung begrenzen die Länge der Plasmonen-Propagation jeweils in und entgegen der Richtung des Plasmagradients ∇n_e .

Ein anderer Mechanismus zur Erfüllung der Phasenanpassung, die in der Emission der 3/2-Harmonischen resultiert, wird in [80] diskutiert. In diesem Fall wird die Phasenanpassung am Ort des ZPZ lokal erfüllt, indem eine zusätzliche Kopplung des ZPZ's an ionen-akustische Wellen berücksichtigt wird. In den Experimenten mit *ns*-Laserimpulsen spielt die Kopplung an ionen-akustischen Wellen eine wichtige Rolle in der nichtlinearen Sättigung der ZPZ-Instabilität [81, 82].

Die Abhängigkeit der Frequenzverschiebung $\Delta\omega \equiv \omega_e - \omega_0/2$ des Plasmons mit der Frequenz ω_e von dessen Wellenvektor \mathbf{k}_e in Bezug zu $\omega_0/2$ kann explizit angegeben werden. Mit Hilfe von Energie- und Impulserhaltung, der Dispersionsrelation für Elektronen-Plasmawellen $\omega_e^2 = \omega_{pe}^2 + 3v_e^2 k_e^2$ und der Dispersionsbeziehung für elektromagnetische Wellen $\omega_0^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$ berechnet man [82]:

$$\Delta\omega = \frac{3}{8}\omega_0 r_d^2 (2\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k}_e - k_0^2) \quad (6.8)$$

Hierbei ist r_d der Debye Radius. In der Plasmaphysik hat sich in diesem Zusammenhang die folgende Sprechweise etabliert: Das durch die einfallende elektromagnetische Welle erzeugte „blaue“ Plasmon ($\Delta\omega > 0$) propagiert anfänglich „in“ den ($\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k}_e > 0$) und das „rote“ Plasmon ($\Delta\omega < 0$) „aus“ ($\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k}_e < 0$) dem Bereich mit zunehmender Plasmadichte n_e . Normalerweise ist die Länge des Plasmonen-Wellenvektors \mathbf{k}_e deutlich größer als die des Laserphotons \mathbf{k}_0 ($\mathbf{k}_e \gg \mathbf{k}_0$).

Das Spektrum und die Winkelverteilung der emittierten 3/2-Harmonischen werden sowohl durch das Spektrum des ZPZ als auch durch die Bedingung für die Phasenanpassung der SFM bestimmt. In den Experimenten mit *ns*-Laserimpulsen besteht das Spektrum der 3/2-Harmonischen aus zwei Spitzen: Eine Komponente ist rotverschoben bezüglich des exakten Wertes von $3/2\omega_0$, die andere Spitze hingegen ist blauverschoben (Abbildung 6.1). Dies entspricht

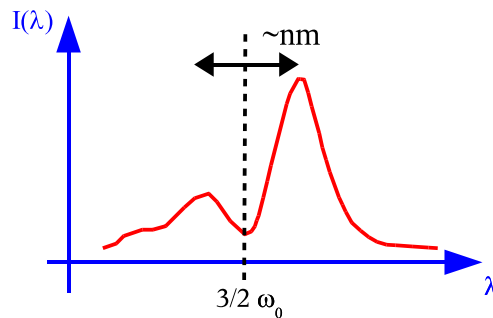


Abbildung 6.1: Schematische Darstellung eines typischen Spektrums der 3/2-Harmonischen, das in Experimenten mit *ns*-Laserimpulsen beobachtet worden ist.

den oben diskutierten „roten“ und „blauen“ Plasmonen [82, 83]. Der spektrale Abstand zwischen den beiden Spitzen beträgt typischerweise einige Nanometer. In der Regel ist die Intensität der

„blauen“ Spitze um einen Faktor 3 – 5 kleiner als die der „roten“ Komponente. Im Kontext von Gusakov's Modell wird diese Beobachtung der Tatsache zugeordnet, dass das „blaue“ Plasmon anfänglich in das Plasma propagiert und eine allgemein höhere Absorption erfährt [82, 83].

Wesentlich kompliziertere Spektren sind in Experimenten mit langwelligen CO_2 -Lasern beobachtet worden [27]. Nur die rotverschobene Komponente der 3/2-Harmonischen mit einer totalen spektralen Breite von 150 – 200 nm war präsent. Das Spektrum bestand aus einer Serie von Spitzen, die ungefähr 30 nm voneinander getrennt waren. Die Struktur des Spektrums wurde mit der Kopplung des ZPZ an ionen-akustische Wellen erklärt.

6.3 Experimentelle Untersuchungen

Zur Untersuchung der parametrischen Plasma-Instabilitäten wird das in Kapitel 5 vorgestellte Doppelimpuls-Experiment weitergeführt (Abbildung 6.2). Auch die Laserparameter entsprechen

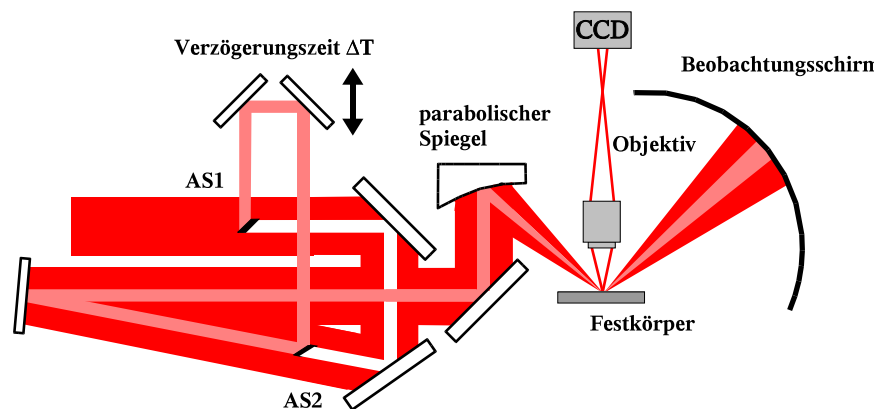


Abbildung 6.2: Experimenteller Aufbau zur Untersuchung des Zwei-Plasmonen-Zerfalls.

den dort verwendeten. Zur Erinnerung werden sie hier nochmal zusammengefasst: Der Hauptimpuls wird auf eine Spitzenintensität von $I_s = 7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ mit einem Fokusbereich von $6 \mu\text{m}$ ($FWHM$) fokussiert. Der künstliche Vorimpuls, der vom Hauptimpuls mit den Spiegeln AS1 und AS2 ausgekoppelt wird (Abbildung 6.2) und dessen Verzögerungszeit bezüglich des Hauptimpulses mit Hilfe einer Verzögerungsstrecke variiert werden kann, wird mit demselben nicht-axialen parabolischen Spiegel auf einen Durchmesser von $19 \mu\text{m}$ ($FWHM$) fokussiert. Dies führt zu einer Spitzenintensität von $I_V = 1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$. Die aus dem künstlichen Vorimpuls resultierende Skalenlänge des Plasmas $L = n_e (dn_e/dx)^{-1}$ am Ort $n_e = n_{cr}/4$ wird mit dem Hydro-Code „Medusa“¹ abgeschätzt. Die Elektronentemperatur des Plasmas nach der Wechselwirkung mit dem Vorimpuls wird mit Hilfe des Hydro-Codes mit $T_e \approx 200 \text{ eV}$ bestimmt.

Die Untersuchung der 3/2-Harmonischen-Emission wird mit einer erneuten Beobachtung der räumlichen Emission begonnen. Das von der Festkörperoberfläche reflektierte bzw. emittierte Licht wird mit einer CCD-Kamera und einer entsprechenden Abbildungsoptik auf einem Schirm

¹Der Hydro-Code „Medusa“ stand während dieser Zeit über eine Internetseite von Paul Gibbon zur Verfügung. Dies ist zur Zeit jedoch nicht mehr der Fall.

als Funktion der Verzögerungszeit beobachtet. Der Schirm besitzt eine zylindrische Form, deren Achse durch den Fokus des parabolischen Spiegels verläuft. Die Strahlung der reflektierten Fundamentalen und emittierten 2. Harmonischen wird mit geeigneten optischen Farbfiltern, in diesem Fall einer Kombination aus BG39 und OG480, abgeschwächt.

Die räumliche Energieverteilung als Funktion des Winkels für verschiedene Verzögerungszeiten ΔT wird in Abbildung 6.3 für einen Einfallswinkel von 38° der Fundamentalen dargestellt. Neben den CCD-Bildern wird ein Querschnitt der Energieverteilung für die verschiedenen Bilder dargestellt. Für kurze Verzögerungszeiten ist nur der kollimierte Strahl der reflektier-

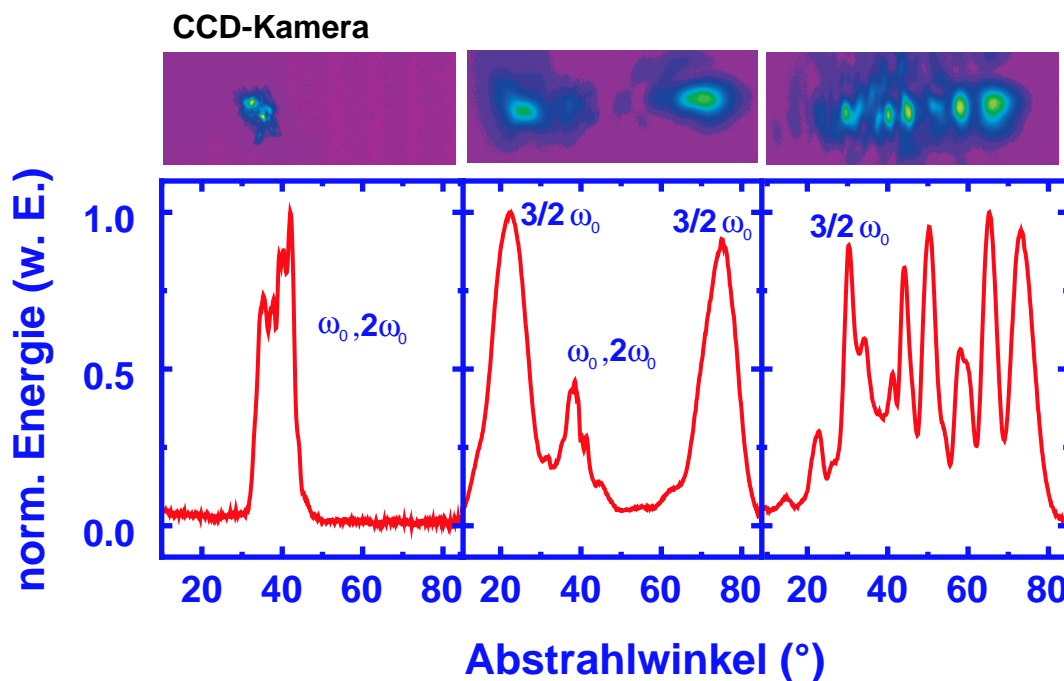


Abbildung 6.3: Winkelverteilung der von der Oberfläche emittierten Strahlung für verschiedene Verzögerungszeiten ΔT : a) $\Delta T = 2.5 \text{ ps}$, $L \sim 0.3\lambda_0$; b) $\Delta T = 25 \text{ ps}$, $L \sim 1.1\lambda_0$, c) $\Delta T = 35 \text{ ps}$, $L \sim 1.4\lambda_0$.

ten Fundamentalen und der emittierten 2. Harmonischen anwesend. Allerdings lässt sich von einer bestimmten Verzögerungszeit an die grüne Emission der 3/2-Harmonischen beobachten. Interessant ist, dass für einen bestimmten Bereich von Verzögerungszeiten die Emission der 3/2-Harmonischen sehr kollimiert und gerichtet in die Richtungen 25° und 75° bezüglich der Normalen zur Probenoberfläche erfolgt. Die Zwei-Strahl-Emission wird auch unter anderen Einfallswinkeln in einem Bereich zwischen $30^\circ - 60^\circ$ beobachtet, wie in der folgenden Abbildung 6.4 dargestellt. Für größere oder kleiner Einfallswinkel fehlt der Emissionskegel, der zu größeren Winkeln gehört. Für alle Verzögerungszeiten und alle Einfallswinkel im Bereich von $20^\circ - 70^\circ$ wird keine Harmonischen-Emission in Rückwärtsrichtung beobachtet.

In der Abbildung 6.5 wird die Energie der 3/2-Harmonischen in Abhängigkeit der Verzögerungszeit (untere Skala) und Skalenlänge (obere Skala) dargestellt. Die gestrichelten, vertikalen

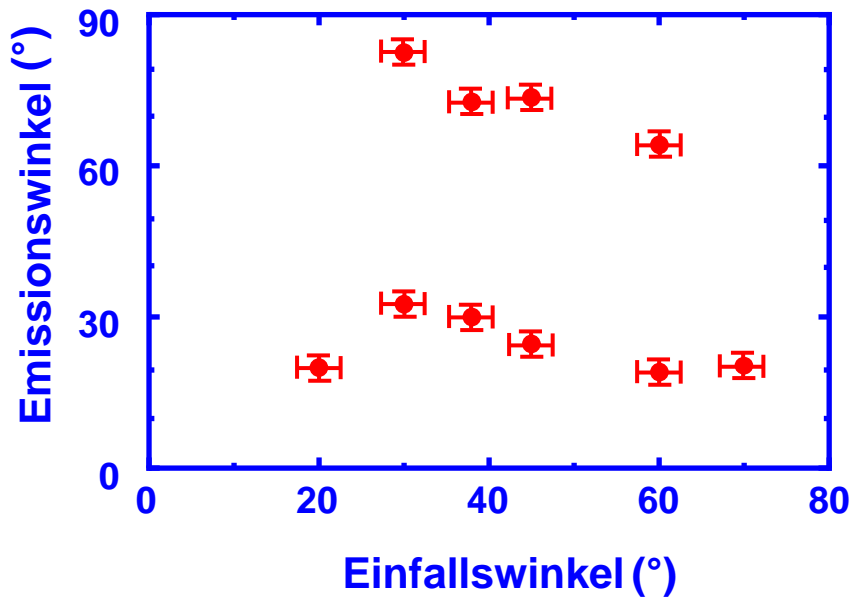


Abbildung 6.4: Emissionswinkel der 3/2-Harmonischen in Abhängigkeit des Einfallswinkels des anregenden Laserimpulses.

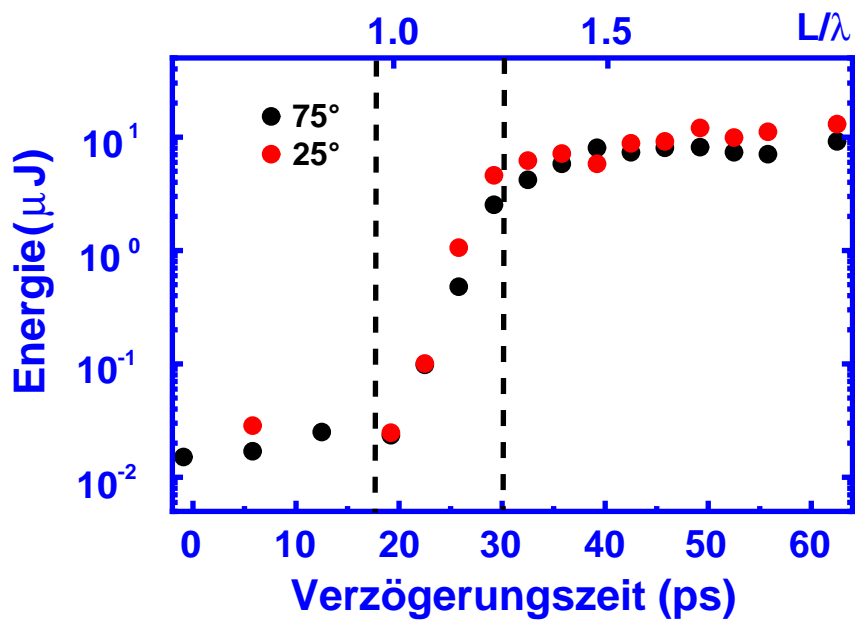


Abbildung 6.5: Energie der 3/2-Harmonischen in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit.

Linien markieren den Bereich, in dem die Emission der 3/2-Harmonischen kollimiert erfolgt. Man erkennt klar, dass sich die Plasma-Instabilität bereits an sehr steilen Skalenlängen L entwickelt. Die Energie der Emission in Richtung von 25° und 75° ist ungefähr gleich. Die gesamte Energie der 3/2-Harmonischen beträgt ca. $10 \mu J$ bei einer Verzögerungszeit von $30 ps$ ($L \approx 1.2 \lambda_0$). Dies entspricht einer Konversionseffizienz von 5×10^{-4} .

In einem weiteren Schritt werden nun die spektralen Charakteristika der 3/2-Harmonischen-Emission analysiert. Zu diesem Zweck werden die Spektren der beiden kollimierten Strahlen getrennt untersucht. Die Kalibrierung des Spektrometers (Gitter 600 l/mm, Fokallänge 500mm) wird mit Hilfe der 2. Harmonischen eines Nd:YAG Lasers (532 nm), die fast exakt mit der $3/2\omega_0$ ($533 \pm 1 nm$) übereinstimmt, überprüft. Die Genauigkeit der Kalibrierung und das Auflösungsvermögen des Spektrometers beträgt ca. $0.1 nm$.

Das Spektrum der 3/2-Harmonischen besitzt eine fluktuierende Substruktur (Abbildung 6.6), die auf das thermische Rauschen der Plasmonen, von der die parametrische Instabilität sich entwickelt, zurückzuführen ist. Die charakteristische Breite der einzelnen Spitzen ($\Delta\lambda \approx 7 nm$)

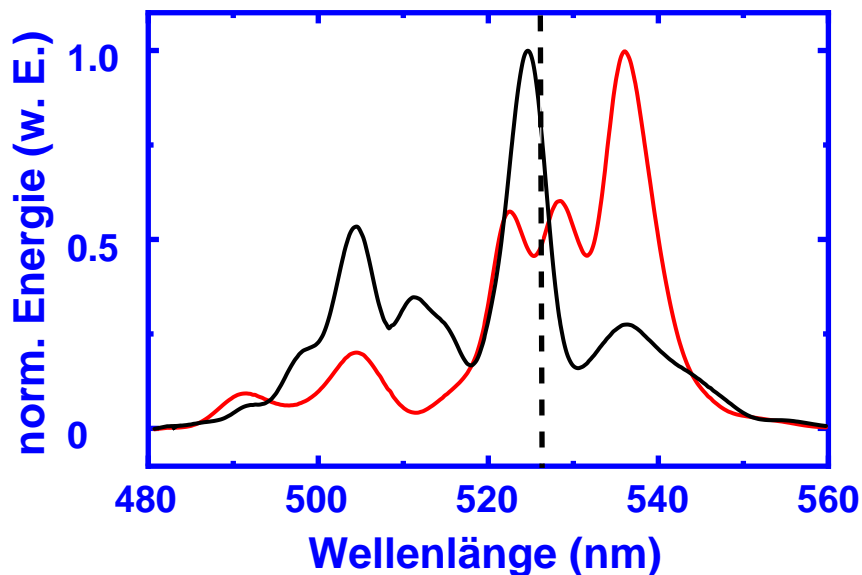


Abbildung 6.6: Spektren der 3/2-Harmonischen, die mit einem einzelnen Laserimpulspar (künstlicher Vorimpuls und intensiver Hauptimpuls) aufgenommen worden sind. Die Verzögerungszeit ΔT beträgt $\Delta T = 34 ps$. Die Spektren sind in der Emissionsrichtung 25° detektiert worden. Die gestrichelte Linie markiert die Wellenlänge der 3/2-Harmonischen $\lambda_{3/2\omega_0} = 533 nm$.

im Spektrum ist durch die inverse zeitliche Dauer der Laserimpulse bestimmt. Im Gegensatz zu den Experimenten mit ns -Laserimpulsen macht die hier verwendete Impulsdauer eine Auflösung dieser spektralen Spitzen möglich.

Um möglichst reproduzierbare Aussagen über das Spektrum der 3/2-Harmonischen zu erzielen, werden die Spektren für die verschiedenen Emissionsrichtungen 25° und 75° über 200 Laserimpulse integriert. Die auf diese Weise bestimmten Spektren sind in den Abbildungen 6.7 und 6.8 für verschiedene Verzögerungszeiten dargestellt. Der Einfallswinkel beträgt wie bei den

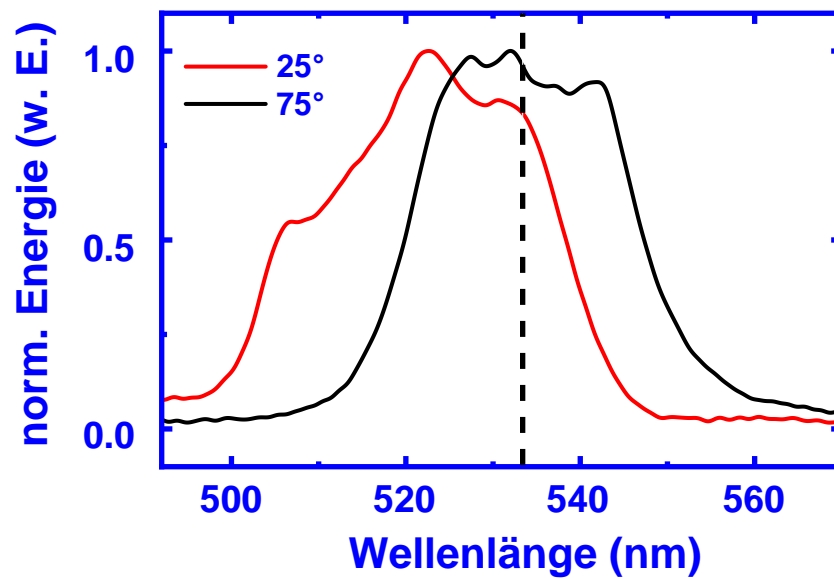


Abbildung 6.7: Über 200 Laserimpulse gemittelte Spektren in die Emissionsrichtungen 25° und 75° bezüglich der Normalen zur Probenoberfläche. Die Verzögerungszeit des künstlichen Vorimpulses beträgt $\Delta T \approx 22 \text{ ps}$. Die gestrichelte Linie markiert die Wellenlänge der 3/2-Harmonischen $\lambda_{3/2\omega_0} = 533 \text{ nm}$.

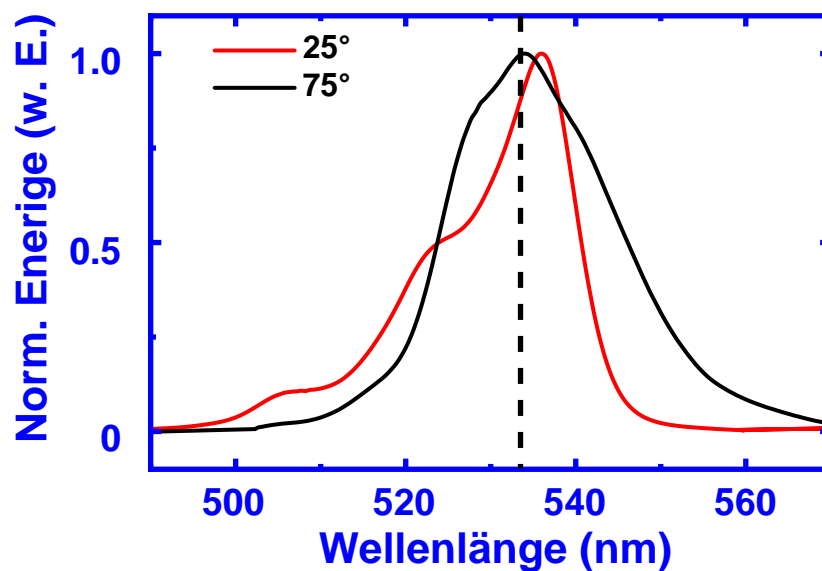


Abbildung 6.8: Über 200 Laserimpulse gemittelte Spektren in die Emissionsrichtungen 25° und 75° bezüglich der Normalen der Probenoberfläche. Die Verzögerungszeit des künstlichen Vorimpulses beträgt $\Delta T = 40 \text{ ps}$. Die gestrichelte Linie markiert die Wellenlänge der 3/2-Harmonischen $\lambda_{3/2\omega_0} = 533 \text{ nm}$.

vorherigen Spektren wieder $\theta = 38^\circ$. Für eine Verzögerungszeit von $\Delta T = 22 \text{ ps}$ (Abbildung 6.7) wird die 3/2-Harmonischen-Emission in Form von zwei kollimierten Strahlen generiert (siehe Abbildung 6.3). Im Gegensatz zu dem gemäß [28] erwarteten Spektrum besitzen die beobachteten Spektren keine Doppelspitzen-Struktur. Das Spektrum der kollimierten Emission in Richtung 75° ist bei 533 nm zentriert. Das zur 25° -Richtung gehörende Spektrum ist stark zu kürzeren Wellenlängen verschoben. Diese Charakteristik ist sehr ungewöhnlich für die Emission der 3/2-Harmonischen. Etwas schmalere Spektren werden für eine Verzögerungszeit von $\Delta T = 40 \text{ ps}$ (Abbildung 6.8) beobachtet. Bei dieser Verzögerungszeit erfolgt die Emission über einen großen Winkelbereich. Die Spektren sind bei einem Winkel von 25° und 75° mit einem Öffnungswinkel kleiner als 0.3 sr bestimmt worden.

6.4 Diskussion der parametrischen Instabilität und der 3/2-Harmonischen Emission

Eine Besonderheit der theoretischen Beschreibung der fs -Laserwechselwirkung an steilen Plasmagradienten ist, dass zumindest für kurze Skalenlängen L/λ eine eindimensionale Betrachtung des Plasmas ausreichend ist. Außerdem sind die zu betrachtenden Plasma-Instabilitäten rein „elektronischer Natur“, da die Ionen während der Wechselwirkung auf der fs -Zeitskala als „unbeweglich“ angenommen werden können. Die Kopplung der Elektronen-Plasmawellen an ionenakustische Wellen [80] kann deshalb vernachlässigt werden. In diesem Fall kann der Wellenvektor der Plasmonen, die für die 3/2-Harmonischen-Emission verantwortlich sind, aus der Bedingung zur Phasenanpassung, wie in Abbildung 6.9 dargestellt, bestimmt werden.

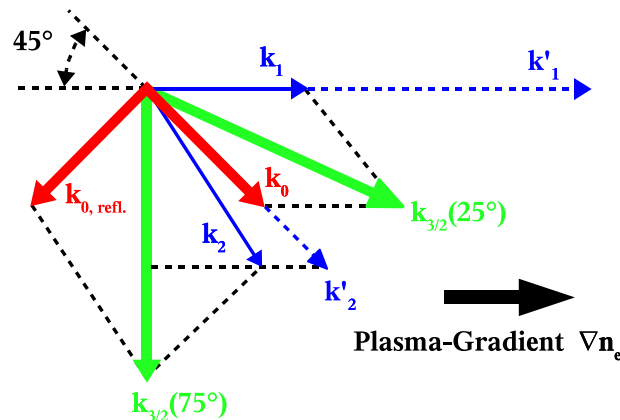


Abbildung 6.9: Mögliche Phasenanpassung zur Erzeugung der 3/2-Harmonischen.

Berücksichtigt man, dass aufgrund der Plasmadispersion die Komponente der Wellenvektoren parallel zum Elektronen-Dichtegradienten verkürzt werden, so ändert sich zum einen der Betrag und zum anderen die Richtung der Wellenvektoren. Für die Länge des Wellenvektors der fundamentalen Laserstrahlung berechnet man $|\mathbf{k}_0| \approx 0.87 \omega_0/c$ und für den entsprechenden Wellenvektor der 3/2-Harmonischen $|\mathbf{k}_{3/2}| \approx 1.4 \omega_0/c$ bei einer Plasmadichte von $n_e/n_c = 1/4$.

Der Einfallswinkel der fundamentalen Laserstrahlung wird von 38° auf 45° und der Emissionswinkel der 3/2-Harmonischen von 75° auf 90° vergrößert. Man erkennt, dass die Strahlen der Harmonischen bei 25° und 75° von Plasmonen \mathbf{k}_1 und $\mathbf{k}_2 \approx \mathbf{k}_0$ generiert werden, die entlang des Plasmagradients propagieren. Gemäß Abbildung 6.7 unterscheiden sich die Spektren.

Die Intensität der Laserimpulse in dem durchgeführten Experiment könnte bei der bestimmten Skalenlänge L/λ die Schwelle sowohl für die ZPZ- als auch für die SRS-Instabilitäten überschreiten. Jedoch ist die hohe Verstärkung für Plasmonen mit \mathbf{k} in Richtung 45° bezüglich \mathbf{k}_0 über ein breites Spektrum typisch für die ZPZ-Instabilität [44]. Das entlang des Plasmagradients propagierende Plasmon mit dem anfänglichen Wellenvektor \mathbf{k}'_1 ändert sehr schnell seinen Betrag. Diese „blauen“ Plasmonen, die zunächst in das Plasma propagieren, verkürzen ihren Wellenvektor \mathbf{k}'_1 , bis die Bedingungen für die Phasenanpassung zur Summenfrequenz-Mischung erfüllt sind (Abbildung 6.9). Aufgrund der hohen Temperatur des Plasmas und der kurzen Skalenlänge kann eine Absorption aufgrund von Stößen vernachlässigt werden. Dies favorisiert die Erfüllung der Phasenanpassung für die Erzeugung der 3/2-Harmonischen über einen breiten spektralen Bereich. Im Gegensatz hierzu propagiert das „rote“ Plasmon aus dem Plasma und sein Wellenvektor $|\mathbf{k}|$ wird vergrößert. Dieser Unterschied im Verhalten der Plasmonen könnte die Blauverschiebung der Spektren (Abbildung 6.7) erklären. Das ZPZ-Plasmon, das entlang der Plasmaoberfläche mit einem Winkel von 45° bezüglich \mathbf{k}_0 propagiert, wird effizient verstärkt. In Analogie zum „roten“ Plasmon wird aber die Bedingung zur Phasenanpassung nicht erfüllt und die Erzeugung der 3/2-Harmonischen wird unterdrückt.

Der normierte Plasmonenweg während des Laserimpulses lässt sich gemäß

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{v_g \tau}{c T_0} \approx 0.5 \left(\frac{kc}{\omega_0} \right) T_e (keV) \quad (6.9)$$

abschätzen. Hierbei ist v_g die Plasmonen-Gruppengeschwindigkeit, τ die Impulsdauer, T_0 die zeitliche Periode der Laserwellenlänge, und T_e ist die Elektronentemperatur in der Einheit (keV). Für eine grobe Abschätzung wird die Länge des Plasmonenwellenvektors entsprechend $|\mathbf{k}| = \omega_0/c$ und $T_e = 2 keV$ gewählt. Hieraus ergibt sich $l = \lambda$. Die kurze Skalenlänge L/λ ermöglicht es den Plasmonen, während der Wechselwirkungszeit ihren Wellenvektor hinreichend zu ändern. Größere Skalenlängen sollten somit zu schmaleren Spektren führen. Dies ist konsistent mit den experimentellen Beobachtungen (siehe Abbildung 6.8).

Das Plasmon mit $\mathbf{k}'_2 \approx \mathbf{k}_0$ in Abbildung 6.9 kann auch durch den ZPZ-Zerfall entstehen. Während es in das Plasma propagiert, muss es, um die Bedingung zur Phasenanpassung zu erfüllen, nur „ein wenig“ die Länge des Wellenvektors ändern. Die Emission der 3/2-Harmonischen in Richtung 90° zur Normalen der Probenoberfläche wird aus dem Plasma mit einem Emissionswinkel von 75° aufgrund der Plasmadisersion abgestrahlt. Aber gemäß Gleichung 6.8 muss das Spektrum, das mit diesem ZPZ-Plasmon verbunden ist, blauverschoben sein. Die Abweichung von der Wellenlänge $\lambda = 533 nm$ sollte bei einer Elektronentemperatur $T_e = 2 keV$ ungefähr $\sim 3 nm$ betragen. Berücksichtigt man im Weiteren noch die Verbreiterung durch die Impulsdauer ($\sim 7 nm$), in Übereinstimmung mit der spektralen Breite der Spitzen in Abbildung 6.6, kann man schließen, dass der „rote“ Anteil des Plasmonenspektrums sich nicht über einige Nanometer

erstrecken sollte. Dies steht jedoch im Widerspruch zu den experimentell bestimmten Spektren der 3/2-Harmonischen. Betrachtet man hingegen ein SRS-Plasmon mit $\mathbf{k}'_2 \approx \mathbf{k}_0$, so lässt sich das experimentell bestimmte Spektrum leicht erklären. Aus den Dispersionsbeziehungen für das Laserphoton und SRS-Plasmon berechnet man ein zu $|\mathbf{k}| \approx \omega_0/c$ gehörendes Spektrum der 3/2-Harmonischen, das unter der Annahme einer Elektronentemperatur von $T_e = 2 \text{ keV}$ bei $3/2\omega_0$ zentriert ist. Diese Temperatur ist für die vorliegenden experimentellen Bedingungen realistisch. Unglücklicherweise ist die Schwelle für die SRS-Instabilität in einem inhomogenen Plasma normalerweise deutlich höher als für die ZPZ-Instabilität [44, 81]. Das bedeutet, dass dies im Widerspruch zur einheitlichen Schwelle für die Emission in die Richtungen 25° und 75° steht.

Eine mögliche Erklärung für dieses ungewöhnliche Verhalten ist, dass eine hybride SRS-ZPZ-Instabilität angeregt wird [78, 77, 84]. Auf der Grundlage von [44] ergibt sich für eine normierte Vektoramplitude $a_0 = 0.6$ und eine Elektronentemperatur von $T_e \approx 2 \text{ keV}$, dass die Skalenlänge, die die Schwelle für die SRS- bzw. ZPZ-Instabilität bestimmt, sich nur um einen Faktor 2 unterscheidet. Offensichtlich ist auch, dass für $\mathbf{k} \approx \mathbf{k}_0$ die Wechselwirkung von Elektronen-Plasmawelle mit dem elektromagnetischen Feld des Laserimpulses unweigerlich sowohl eine elektromagnetische (SRS) als auch eine elektrostatische (ZPZ) Antwort hervorruft. Mit anderen Worten bedeutet dies einfach, dass für $\mathbf{k} \approx \mathbf{k}_0$ eine Kombination aus ZPZ- und SRS-Instabilität angeregt wird. Die Verstärkung der Instabilität im schwach relativistischen Bereich wird in [77] berechnet und zeigt für ein homogenes Plasma mit $n_e/n_{cr} = 1/4$ und $a_0 = 0.2$ maximale Niveaus für zwei Plasmawellen. Die zugehörigen Wellenvektoren sind durch $\mathbf{k} \approx (1.1 - 1.2) \mathbf{k}_0$ (Hybrid-Instabilität) und für ein breites Spektrum von \mathbf{k} in Richtung 45° zu \mathbf{k}_0 (ZPZ) gegeben.

Die im Experiment bestimmten Spektren sind ungewöhnlich breit. Man beachte, dass die relative Verschiebung der Wellenlänge $\Delta\lambda/\lambda_{3/2}$ sehr viel größer als in den vorhergehend dokumentierten ist [27]. Das dem Spektrum der 3/2-Harmonischen zugrunde liegende Plasmonenspektrum ist sogar noch breiter, da nicht alle Plasmonen die Bedingung zur Phasenanpassung für die Summenfrequenz-Mischung erfüllen. Aus der Abbildung 6.7 entnimmt man, dass die Abweichung von der zentralen Wellenlänge 533 nm auf der „blauen Seite“ des Spektrums 30 nm erreicht. Dies überschreitet deutlich die durch Gleichung 6.8 erlaubte Ausdehnung. Die Länge des \mathbf{k} -Vektors der Plasmonen wird durch die Landau-Dämpfung begrenzt. Die einschränkende Bedingung für die Länge des \mathbf{k} -Vektors wird durch $kr_d \leq 0.4$ [44] gegeben. Gleichzeitig gilt aber auch $k_0 r_d \approx 0.08 \sqrt{T_e (\text{keV})}$ bei $n_e/n_{cr} = 1/4$. Setzt man dies in Gleichung 6.8 ein, so ergibt sich

$$\Delta\lambda_{3/2} \approx 8.5 \sqrt{T_e (\text{keV})} - 0.84 \cdot T_e (\text{keV}) \quad (6.10)$$

Diese Funktion durchläuft ein Maximum mit einer Größe von 20 nm für eine Temperatur von $T_e \approx 20 \text{ keV}$. Eine Temperatur die sehr viel größer ist als die, die man unter den gegebenen experimentellen Bedingungen erwartet. Der Ursprung dieser Diskrepanz ist zur Zeit nicht verstanden. Ein möglicher Einfluss von Doppler-Verschiebung sowie einer Blauverschiebung durch Ionisationseffekte kann vernachlässigt werden. Die Spektren der reflektierten Fundamentalen und emittierten 2. Harmonischen zeigen keine deutlichen Verschiebungen. Wie man aus Abbildung

6.6 entnehmen kann, beträgt die Verbreiterung der Spektren aufgrund der kurzen Impulsdauer nur 7 nm . Sättigungseffekte, die durch die Wechselwirkung mit ionen-akustischen Wellen hervorgerufen werden und die typisch für die Laser-Plasma-Wechselwirkung mit ns -Lasern sind, spielen auf der hier betrachteten fs -Zeitskala keine Rolle. Der große spektrale Bereich der 3/2-Harmonischen-Emission, der einem breiten Instabilitätsbereich im \mathbf{k} -Raum entspricht, könnte ein Anzeichen dafür sein, dass der Einfluss der Landau-Dämpfung entweder aufgrund der sehr kurzen Skalenlänge oder aufgrund von Störungen in der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen schwächer wird.

6.5 PIC-Simulationen

Natürlich wäre an dieser Stelle ein Vergleich zwischen PIC-Simulationen und den durchgeführten Experimenten analog zur Harmonischen-Erzeugung sicherlich sehr lehrreich. Die Identifizierung der verschiedenen Instabilitätsmechanismen sollte in der numerischen Simulation eindeutig durchgeführt werden können. Wie schon im Kapitel zur Erzeugung der Harmonischen erwähnt, schließt die eindimensionale Geometrie der LPIC-Simulationen die Entwicklung elektromagnetischer und elektrostatischer Wellen mit einem Wellenvektor \mathbf{k} aus, dessen y - und z -Komponenten von Null verschieden sind (im transformierten Bezugssystem \mathbf{K}'). Die eindimensionale Betrachtungsweise selektiert also ein Spektrum bestimmter elektrostatischer und elektromagnetischer Wellen.

Werden Signaturen von Plasma-Instabilitäten im reflektierten Spektrum berechnet, muss berücksichtigt werden, dass nicht alle möglichen \mathbf{k} -Vektoren an diesem Prozess beteiligt sind. Trotz dieser unvollständigen Beschreibungsweise ist es möglich, Aspekte der Instabilität des ZPZ und der SRS mit Hilfe einer eindimensionalen PIC-Simulation zu beobachten. Im Folgenden werden die Prozesse aufgeführt, die in der eindimensionalen PIC-Simulation berücksichtigt werden:

- Stimulierte-Raman-Streuung

Wie oben beschrieben, zerfällt bei diesem Prozess eine elektromagnetische Welle in eine Elektronen-Plasmawelle und eine gestreute Lichtwelle. Im Kontext der eindimensionalen PIC-Simulationen sind alle beteiligten Wellenvektoren kollinear. Dies ist aber im Laborsystem \mathbf{K} nicht der Fall. Begründet wird diese Tatsache durch die unterschiedlichen Frequenzen und Dispersionsrelationen der beteiligten Wellen. Die y -Komponente der rücktransformierten Wellenvektoren ist dabei proportional zu der Frequenz der betrachteten Wellen. Dies wird aus Gleichung 4.3 ersichtlich. Für die inverse Transformation muss nur ein zusätzliches Minuszeichen berücksichtigt werden. Bei gleicher Frequenz besitzen die Wellenvektoren von elektrostatischer und elektromagnetischer Welle unterschiedliche Propagationsrichtung im Laborsystem \mathbf{K} , wohingegen im bewegten Bezugssystem \mathbf{K}' beide Wellenvektoren kollinear propagieren.

In Abbildung 6.10 wird dieser Sachverhalt anhand eines SRS-Photons mit der Frequenz $\omega_s = 0.6\omega_0$ verdeutlicht. In der dargestellten, vereinfachten Situation fällt der Laserimpuls mit einem Einfallswinkel von $\theta = 38^\circ$ auf ein homogenes Plasma mit der Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx 0.151$. Zusätzlich wird eine Elektronentemperatur von 1 keV angenommen. Die Rück-

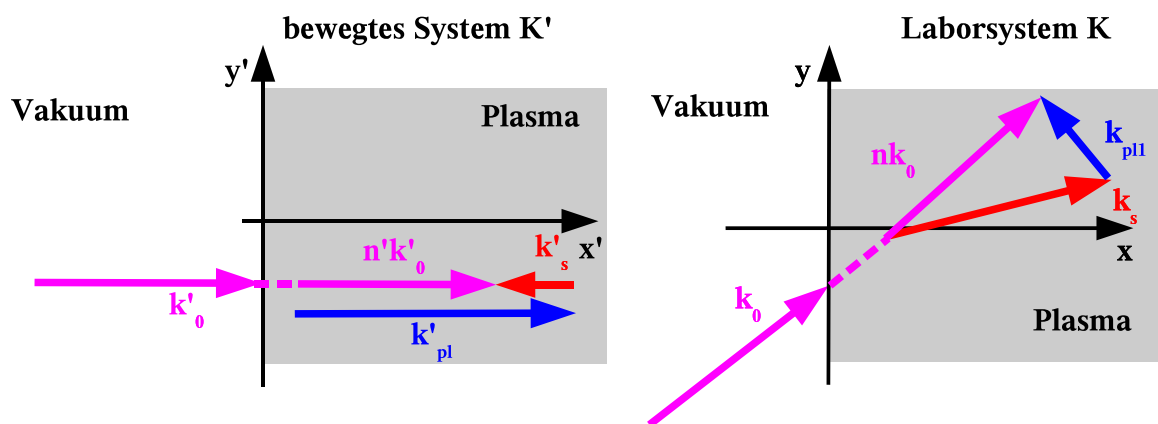


Abbildung 6.10: SRS-Instabilität im bewegten Bezugssystem \mathbf{K}' und im Laborsystem \mathbf{K} . Die Frequenz des SRS-Photons beträgt $\omega_s = 0.6\omega_0$. Die betrachtete Plasmadichte beträgt $n_e/n_{cr} = 0.151$ und die Elektronentemperatur $T_e = 1\text{ keV}$. Der Einfallswinkel des Laserimpulses beträgt $\theta = 38^\circ$. $\mathbf{k}_{pl}, \mathbf{k}'_{pl}$: Wellenvektor der elektrostatischen Welle; $\mathbf{k}_0, \mathbf{k}'_0$: Wellenvektor der Laserstrahlung; $\mathbf{k}_s, \mathbf{k}'_s$: Wellenvektoren der gestreuten Lichtwelle, n, n' : Brechungsindex des Plasmas.

transformation in das Laborsystem \mathbf{K} berechnet einen Winkel von $\approx 28^\circ$ zwischen dem Wellenvektor der Laserstrahlung und der gestreuten Lichtwelle. Der Winkel zwischen dem Wellenvektor der Laserstrahlung und der elektrostatischen Welle beträgt $\approx 40^\circ$. Hinter der einfachen, kollinearen Geometrie im bewegten Bezugssystem \mathbf{K}' „versteckt“ sich eine Anordnung von Wellenvektoren, die nur in der zweidimensionalen Ebene die Bedingungen zur Phasenanpassung im Laborsystem \mathbf{K} erfüllt.

- Zwei-Plasmonen-Zerfall

Auch der Zwei-Plasmonen-Zerfall kann sich in der eindimensionalen PIC-Simulation ausbilden. Die Instabilität wird aber wie die SRS-Instabilität nicht vollständig beschrieben, d. h. nicht alle möglichen Elektronen-Plasmawellen, die die Bedingung zur Phasenanpassung im dreidimensionalen Raum erfüllen, werden in der eindimensionalen PIC-Simulation berücksichtigt. Auch dies lässt sich wieder durch die Gegenüberstellung der Situationen im bewegten Bezugssystem \mathbf{K}' und im Laborsystem \mathbf{K} verdeutlichen. Im bewegten Laborsystem \mathbf{K}' sind in Abbildung 6.11 alle beteiligten Wellenvektoren kollinear. Die Rücktransformation zeigt aber deutlich, dass die verschiedenen Wellenvektoren im Laborsystem nicht kollinear propagieren. Die Winkel von $\approx 36^\circ$ und $\approx 57^\circ$ zwischen den Wellenvektoren der Plasmonen und dem Wellenvektor der Laserstrahlung resultieren in einem von Null verschiedenen Verstärkungsfaktor für die Instabilität. Dieser entspricht aber nicht der maximalen Verstärkung, die unter der vollständigen (mehrdimensionalen) Betrachtung des Prozesses für einen Winkel von $\approx 45^\circ$ zwischen den Wellenvektoren der Laserstrahlung und den Plasmonen möglich wäre.

Betrachtet man den Fall eines überkritischen, inhomogenen Plasmas entsprechend der experimentellen Situation, müssen für das Verständnis des reflektierten elektromagnetischen Spek-

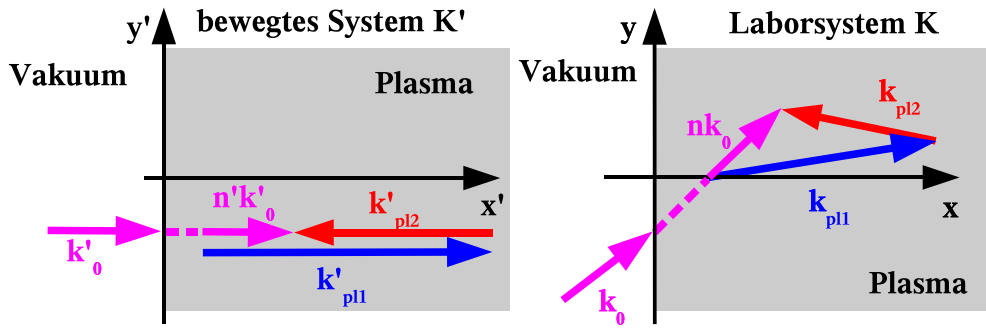


Abbildung 6.11: ZPZ-Instabilität im bewegten Bezugssystem \mathbf{K}' und im Laborsystem \mathbf{K} . Die Frequenz des „blauen“ Plasmons beträgt $\omega = 0.51\omega_0$. Die Plasmadichte beträgt $n_e/n_{cr} = 0.222$ und die Elektronentemperatur $T_e = 1\text{ keV}$. Der Einfallswinkel des Laserimpulses beträgt $\theta = 38^\circ$. \mathbf{k}_{pli} , \mathbf{k}'_{pli} : Wellenvektor der elektrostatischen Wellen $i = 1$ und $i = 2$; \mathbf{k}_0 , \mathbf{k}'_0 : Wellenvektor der Laserstrahlung, n' , n : Brechungsindex des Plasmas.

trums analoge Überlegungen für den Prozess der Summenfrequenz-Mischung durchgeführt werden. Auch hier werden nicht alle möglichen Prozesse berücksichtigt.

Eine geschlossene Untersuchung der angesprochenen parametrischen Plasma-Instabilitäten erfordert den Einsatz eines zweidimensionalen PIC-Codes, der während dieser Arbeit aber leider noch nicht zur Verfügung stand². Berechnungen mit einem dreidimensionalen PIC-Code sind nicht zwingend notwendig, da alle möglichen Bedingungen zur Phasenanpassung in einer zweidimensionalen Ebene erfüllt werden können.

Der Aspekt der Stimulierten-Raman-Streuung, der zur Emission von elektromagnetischer Strahlung in oder entgegen der Richtung der Laserpropagation führt, kann mit Hilfe eindimensionaler PIC-Simulationen unter der Annahme des senkrechten Einfalls des Lasers auf das Plasma untersucht werden. Dies ist in der Vergangenheit auch ausführlich geschehen [85]. Die Untersuchungen bezogenen sich wieder auf „lange“ ns -Laserimpulse. Die gewählten Skalenlängen L/λ lagen in der Größenordnung von $L/\lambda \approx 100$. Erste Hinweise auf die Entwicklung von parametrischen Instabilitäten bei der Anwesenheit kürzerer Skalenlängen $L/\lambda \approx 2$ und der Simulation von fs -Laserimpulsen finden sich in [86]. Diese numerischen Simulationen basierten ebenfalls auf dem Einsatz von LPIC. Neben der Emission der 3/2-Harmonischen wurden auch höhere Ordnungen 5/2, 7/2, ... beobachtet. Die Signaturen der Instabilitäten in dieser Veröffentlichung wurden mit der ZPZ-Instabilität in Verbindung gebracht, die wie oben dargelegt worden ist, „unvollständig“ in einem eindimensionalen PIC-Code beobachtet werden kann.

Im weiteren Verlauf wird eine eindimensionale PIC-Simulation präsentiert, die die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit unterstützen soll. In dem reflektierten elektromagnetischen Spektrum werden eine Vielzahl von Signaturen verschiedener Instabilitätsmechanismen beobachtet. Diese geben einen erneuten Hinweis auf eine mögliche hybride Entwicklung der Instabilitäten des Zwei-Plasmonen-Zerfalls und der Stimulierten-Raman-Streuung.

²Hier bietet sich der Einsatz des zweidimensionalen PIC-Codes XOOPIC an, der von der TechX-Cooperation zur freien Nutzung zur Verfügung gestellt wird. Diese Möglichkeit eröffnete sich leider erst zum Ende der Arbeit und konnte deshalb nicht eingesetzt werden.

Die PIC-Simulation soll die experimentellen Bedingungen möglichst präzise widerspiegeln. Das normierte Vektorpotential a_0 wird entsprechend der Laserintensität $I_s = 7 \times 10^{17} \text{W/cm}^2$ mit $a_0 = 0.6$ gewählt. Da die Ausbildung der parametrischen Instabilitäten auch mit der Impulsdauer verbunden ist, wird eine Impulsdauer von $\Delta\tau = 90 \tau_0$ gewählt und ist damit vergleichbar mit der von dem Ti:Saphir-Lasersystem generierten Impulsdauer von $\tau_p = 120 \text{fs}$. Lediglich die Impulsformen unterscheiden sich. Der Einfallswinkel beträgt $\theta = 38^\circ$. Außerdem wird eine Skalenlänge von $L/\lambda = 1.5$ angenommen. Dieser Wert entspricht dem Bereich der beobachteten, isotropen Emission der 3/2-Harmonischen. Die PIC-Simulationen, die zur Untersuchung der Harmonischen höherer Ordnung durchgeführt worden sind (siehe Abschnitt 4.1.4), haben gezeigt, dass für größere Skalenlänge $L/\lambda \geq 0.2$ der Einfluss der maximalen Plasmadichte $n_{e,max}$ vernachlässigt werden kann. Da vor allem die Emission der 3/2-Harmonischen, sowie die zugrunde liegende Stimulierte-Raman-Streuung, untersucht werden sollen, wird eine maximale Plasmadichte von $n_{e,max}/n_{cr} = 5.1$ gewählt. Der Anteil der 3/2-Harmonischen, der entlang des Gradienten ∇n_e in das Plasma propagieren, wird an dem Ort mit der Plasmadichte $2.25 n_e/n_{cr}$ reflektiert. Elektromagnetische Strahlung bei der 5/2-Harmonischen und höheren Ordnungen wird hingegen von der gewählten Plasma-Konfiguration transmittiert. Da diese Strahlung aber nicht im Experiment untersucht worden ist, wird auch an dieser Stelle auf eine weiterführende Untersuchung dieses Mechanismus verzichtet. Ein weiterer Vorteil der niedrigen Plasmadichte $n_e/n_{cr} = 5.1$ ist, dass bei einer realistischen Elektronentemperatur von $T_e \approx 200 \text{eV}$ eine im Vergleich zu den Simulationen bei Festkörperdichten größere Zellgröße gewählt werden kann. Trotz der „großen“ Ausdehnung des Plasmas über 8λ , inklusive der Skalenlänge L/λ , ermöglicht dies, die Simulationszeit auf ca. 24 Stunden zu begrenzen. Einschränkungen für die zeitliche und räumliche Auflösung der zu beobachtenden Phänomene ergeben sich hierdurch aber nicht. Abbildung 6.12 zeigt das unter den oben beschriebenen Bedingungen berechnete Spektrum der elektromagnetischen Strahlung, das von dem Plasma emittiert bzw. reflektiert wird. Deutlich vom „Untergrund“ der Simulation hervorgehoben, sieht man zwischen der Fundamentalen und den ganzzahligen Harmonischen bis zur 3. Ordnung Strukturen im reflektierten Spektrum. Die Strukturen bestehen aus einer Vielzahl einzelner Spitzen. Die minimale spektrale Breite der Spitzen in den einzelnen Strukturen beträgt $\Delta\omega \approx 0.02 \omega_0$ im Einklang mit der spektralen Breite des einfallenden Laserimpulses. Hingegen ergibt eine Analyse der spektralen Verteilung des reflektierten Laserimpulses $\Delta\omega \approx 0.03 \omega_0$.

Für die beobachteten Ergebnisse werden nun Erklärungen gegeben, die nicht weiter durch eine ausführliche Analyse der PIC-Simulation verifiziert werden. Grund für diese Vorgehensweise ist der hohe Aufwand an Datenverarbeitung, der mit den „langen“ Skalenlängen verbunden ist.³

Die Emission der Strahlung im Frequenzbereich $\geq 0.5 \omega_0$ wird mit der Stimulierten-Raman-Streuung in Verbindung gebracht. Die Analyse der Bedingungen zur Phasenanpassung zeigen, dass in der eindimensionalen Geometrie diese erfüllt werden können. Der Einfluss der Landau-Dämpfung kann für diesen Frequenzbereich vernachlässigt werden.

³Würde man das Spektrum des elektromagnetischen Feldes über den gesamten Bereich der Inhomogenität des Plasmas mit Hilfe einer Fouriertransformation berechnen, so würde ein freier Arbeitsspeicher von größer 4GB benötigt. Dieses Problem kann durch zusätzliche Zwischenspeicherung der Daten auf die Festplatte umgangen werden, bedeutet aber zugleich die Entwicklung zusätzlicher Routinen.

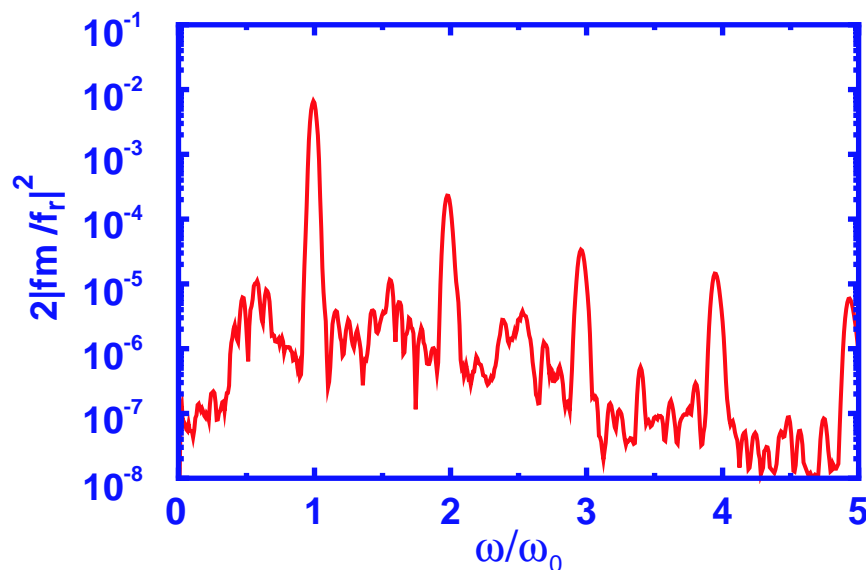


Abbildung 6.12: Spektrum des reflektierten Laserimpulses unter Vorgabe der folgenden Simulationsparameter. **Plasma-Parameter:** $n_e/n_{cr} = 5.1$, $L/\lambda = 1.5$; **Laserimpuls:** $a_0 = 0.6$, $\theta = 38^\circ$, $\Delta\tau = 90\tau_0$, p-Polarisation.

In der eindimensionalen PIC-Simulation ist auch die anschließende Summenfrequenz-Erzeugung zwischen der elektrostatischen Welle mit der Frequenz $< 0.5\omega_0$ und der Laserstrahlung enthalten, wie man an den Beiträgen im Spektrum mit Frequenzen $\approx 1.4\omega_0$ entnehmen kann. Die Spitzen im Spektrum mit Frequenzen $\geq 1.5\omega_0$ können durch den Zwei-Plasmonen-Zerfall erklärt werden. Sowohl für die Instabilität als auch für die anschließende Summenfrequenz-Mischung können die Bedingungen zur Phasenanpassung unter den oben angeführten, einschränkenden Bedingungen erfüllt werden. Spektrale Beiträge mit Frequenzen im Bereich $\approx 1.53\omega_0$ liegen aber auch hier in einem Bereich, der eine Unterdrückung der Landau-Dämpfung fordert.

Beiträge, die bei halbzahligen Harmonischen höherer Ordnung ($5/2, 7/2, \dots$) im Spektrum auftreten, sind an Prozesse höherer Ordnung gekoppelt, wie z. B. der Stimulierten-Raman-Harmonischen-Erzeugung (SRHE) [77].

Diese Befunde unterstützen das vorgeschlagene Bild der hybriden Entwicklung der Instabilitäten des Zwei-Plasmonen-Zerfalls und der Stimulierten-Raman-Streuung unter den im Experiment bestimmten Bedingungen. Die mit den PIC-Simulationen berechneten Spektren bestehen im Einklang mit den experimentellen Beobachtungen aus Spitzen, deren spektrale Breite umgekehrt proportional zur der Impulsdauer ist. Auch können keine spektralen Verschiebungen der fundamentalen Laserstrahlung und der höheren Harmonischen beobachtet werden, die eine Erklärung der Ausdehnung des berechneten Spektrums der 3/2-Harmonischen in den „blauen“ Spektralbereich geben. Der Effekt der Doppler-Verschiebung kann deshalb erneut für die in beiden Situationen beobachtete Blauverschiebung der 3/2-Harmonischen-Spektren ausgeschlossen werden. Interessant ist auch die Verbreiterung des reflektierten, fundamentalen Laserimpulses. Ein möglicher Mechanismus, der zu dieser Verbreiterung führt, ist die relativistische Selbstpha-

senmodulation [71], die der Laserimpuls während der Propagation im unterkritischen Teil des Plasmas erfährt. Experimentell ist dies nicht überprüft worden.

6.6 Zusammenfassung

Zusammenfassend sind in diesem Kapitel neue Eigenschaften von parametrischen Plasma-Instabilitäten an relativ steilen Plasma-Dichtegradienten im schwach relativistischen Intensitätsbereich vorgestellt worden. In den Experimenten wird gezeigt, dass die Instabilität des Zwei-Plasmonen-Zerfalls sich an sehr kurzen Skalenlängen des Plasmas unter Ausbildung eines sehr breiten Plasmonenspektrums entwickelt. Eine kollimierte Emission der 3/2-Harmonischen kann erreicht werden. Aufgrund des eindimensionalen Charakters des Plasmas und der „elektronischen Natur“ der Instabilität können die Spektren und die Winkelverteilung der Emission einfach erklärt werden. Grundlage dieser Erklärung bildet die räumliche Trennung der Zwei-Plasmonen-Zerfalls bzw. der Stimulierten-Raman-Streuung und der nachfolgenden Summenfrequenz-Mischung, die zur Emission der 3/2-Harmonischen führt.

Die hier vorgestellten Resultate setzen eine Grenze für eine instabilitätsfreie Laser-Plasma-Wechselwirkung für relativistische Intensitäten.

Die für die Schwelle der Instabilität bestimmte Skalenlänge kann genutzt werden, um die Skalenlänge des Plasmas während der Wechselwirkung abzuschätzen. Die gemessene maximale Konversionseffizienz der 3/2-Harmonischen liegt im Bereich derer, die mit *ns*-Laserimpulsen bestimmt worden ist. Zu beachten ist hier jedoch, dass die Emission für einen bestimmten Bereich kollimiert erfolgt.

Zur Unterstützung der experimentellen Beobachtungen wird erneut eine eindimensionale PIC-Simulation herangezogen. Obwohl die Einschränkung der Simulation auf eine Dimension nur eine unvollständige Beschreibung von parametrischen Plasma-Instabilitäten ermöglicht, unterstützen die Ergebnisse die experimentellen Beobachtungen und die Erklärungsansätze.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Erzeugung Harmonischer hoher Ordnung während der Wechselwirkung hochintensiver, ultrakurzer Laserimpulse untersucht. Hierbei werden neben den experimentellen Ergebnissen PIC-Simulationen vorgestellt, die nicht nur die Experimente bestätigen, sondern auch zum physikalischen Verständnis der Harmonischen-Erzeugung wesentlich beitragen.

Die Ordnung der Harmonischen-Emission ist bei der Anregung mit einem p-polarisierten Laserimpuls in dem während der Arbeit zugänglichen Intensitätsbereich ($I < 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$) durch die Plasmafrequenz begrenzt. Dieses Ergebnis kann aufgrund der hohen Impulsqualität sowohl mit der fundamentalen Wellenlänge für relativistische Laserfelder ($a_0 > 1$) als auch mit der 2. Harmonischen im nicht-relativistischen Intensitätsbereich ($a_0 = 0.3$) nachgewiesen werden. Entscheidend für den Nachweis ist der Einsatz von Festkörpern, die unter der Annahme der vollständigen Ionisation in verschiedenen Elektronendichten resultieren. Bestätigt wird diese Annahme durch die Anzahl der im Experiment detektierten Harmonischen.

Die experimentellen Untersuchungen bei der Anregung mit der 2. Harmonischen können mit Hilfe von eindimensionalen PIC-Simulationen modelliert werden. Wählt man die Parameter der PIC-Simulation entsprechend den experimentellen Vorgaben, so können die gemessenen Spektren qualitativ und quantitativ reproduziert werden. Im Einklang mit der Impulsqualität wird eine Skalenlänge in der Größenordnung von $L/\lambda = \mathcal{O}(10^{-2})$ angenommen. Eine ausführliche Analyse der elektrostatischen und elektromagnetischen Felder im inhomogenen Bereich des Plasmas zeigt, dass die Harmonischen aus diesem Bereich emittiert werden. Der physikalische Mechanismus, der für die Emission der Harmonischen verantwortlich ist, basiert auf der Anregung von Elektronendichte-Oszillationen im inhomogenen Bereich des Plasmas. Die Frequenzen dieser Oszillationen entsprechen geraden und ungeraden Harmonischen der Laserfrequenz. Die Intensität dieser Harmonischen wird maximal, wenn die Frequenz der Elektronendichte-Oszillation mit der lokalen Plasmafrequenz übereinstimmt. Das räumlich aufgelöste Spektrum der Elektronendichte-Oszillationen zeigt aber auch, dass unabhängig vom Ort die spektrale Intensität aus mehreren Harmonischen besteht. Die maximale Ordnung wird wieder durch die Plasmafrequenz begrenzt. Eine mögliche Erklärung für die Anregung der Elektronendichte-Oszillationen im inhomogenen Bereich des Plasmas wird durch die Bewegung der kritischen Elektronenschicht gegeben. Die mit

der Bewegung verbundenen elektrostatischen Felder „stoßen“ die Elektronendichte-Oszillationen in der inhomogenen Region des Plasmas an.

Mit den Elektronendichte-Oszillationen sind Ströme verbunden, die die Quelle der Harmonischen-Emission bilden. Die Quellströme einer Harmonischen können aufgrund der nicht-relativistischen Intensitäten auf zwei verschiedene Arten erzeugt werden. Im bewegten Bezugssystem der PIC-Simulation wird der zu einer Harmonischen gehörige Strom durch die Kopplung der Elektronendichte-Oszillationen an das strömende Plasma generiert. Alternativ koppelt das evaneszente elektromagnetische Feld an die Elektronendichte-Oszillationen. Der dominante Anteil des Stroms wird durch die Kopplung des strömenden Plasmas an die Elektronendichte-Oszillationen gebildet. Würde die Kopplung des evaneszenten elektromagnetischen Feldes überwiegen, so wäre die höchste Frequenz der Harmonischen nicht durch die Plasmafrequenz begrenzt. Das elektromagnetische Feld einer Harmonischen innerhalb des inhomogenen Bereichs des Plasmas fluktuiert stark. Als Ursache für die starken Intensitätsschwankungen werden die Dispersion des Plasmas und Interferenzeffekte zwischen den aus verschiedenen Regionen des inhomogenen Plasmas emittierten Harmonischen angeführt.

Die gefundene Übereinstimmung zwischen PIC-Simulationen und experimentellen Ergebnissen bei Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen motiviert eine Ausdehnung der numerischen Untersuchung für die Situation ausgedehnter Skalenlängen $L/\lambda = \mathcal{O}(10^{-1})$. Für diese Skalenlänge werden Spektren des reflektierten bzw. emittierten elektromagnetischen Feldes berechnet, die Harmonische ohne die Begrenzung durch die Plasmafrequenz zeigen. Das Intensitätsniveau der berechneten Harmonischen ist vergleichbar mit dem bei sehr kurzen Skalenlängen $L/\lambda = \mathcal{O}(10^{-2})$ und sollte einen experimentellen Nachweis ermöglichen. Im Gegensatz zu der Situation bei sehr kurzen Skalenlängen ist die Emission der Harmonischen auf den Bereich der kritischen Elektronenschicht begrenzt. Die Untersuchung des longitudinalen elektrostatischen Feldes zeigt, dass das Spektrum der Elektronendichte-Oszillationen in der Nähe der kritischen Elektronendichte aus einer Vielzahl von geraden und ungeraden Harmonischen besteht. Auch hier können die Quellströme durch die Kopplung an das strömende Plasma und das evaneszente elektromagnetische Feld entstehen. Der dominante Anteil kann aber in dieser Situation nicht eindeutig bestimmt werden.

Getrennt werden die beiden angeführten charakteristischen Bereiche der Harmonischen-Erzeugung durch einen Dritten, in dem die berechneten Spektren eine effiziente Erzeugung der Harmonischen ausschließen. Die Intensität der berechneten Spektren liegt um 1 – 2 Größenordnungen unterhalb dem Niveau, das für die Situation mit sehr kurzer Skalenlänge berechnet worden ist. Im räumlich aufgelösten Spektrum des longitudinalen elektrostatischen Feldes können Harmonische weder in der Nähe der kritischen Elektronenschicht noch für höhere Plasmadichten ausgemacht werden. Die gewählte Intensität ist so gering, dass sowohl die anharmonische Oszillation der kritischen Elektronenschicht als auch die Anregung von Elektronendichte-Oszillationen in der inhomogenen Region des Plasmas unterdrückt werden. Dieser Bereich der Harmonischen-Erzeugung ist in dieser Arbeit erstmalig verifiziert worden.

Experimentell wird die Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung von der Skalenlänge durch ein Doppelimpuls-Experiment untersucht. Hierbei wird auf der Oberfläche eines Festkörpers

durch einen ultrakurzen Vorimpuls mit einer Intensität von 10^{14} W/cm^2 ein Plasma erzeugt. Nach einer frei wählbaren Verzögerungszeit trifft der hochintensive Laserimpuls mit einer Intensität von $7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ auf das während dieser Zeit expandierte Plasma. Unter der Annahme eines einfachen, isothermischen Modells kann die Verzögerungszeit in die Skalenlänge des Plasmas umgerechnet werden. Um einen direkten Vergleich mit den PIC-Simulationen zu ermöglichen, wird zur Erzeugung des hochintensiven Laserimpulses die p-polarisierte 2. Harmonische verwendet. Im Experiment zeigt die Anwesenheit des künstlichen Vorimpulses für Verzögerungszeiten von 0.5 ps keine Auswirkung auf die Harmonischen-Erzeugung. Die Verzögerungszeit entspricht einer abgeschätzten Skalenlänge von $L/\lambda \approx 0.1$. Für größere Verzögerungszeiten bzw. Skalenlängen wird ein starker Abfall der Harmonischen-Intensität beobachtet. Unabhängig von der Ordnung der Harmonischen kann dieser Abfall durch eine Exponential-Funktion $\exp(-L/L_s)$ mit $L_s = 0.015 \lambda$ beschrieben werden. Die Ordnung der detektierten Harmonischen wird für alle Verzögerungszeiten durch die Plasmafrequenz begrenzt. Dieser Befund bestätigt frühere Messungen von Tarasevitch et al. [20]. Lediglich der Zeitpunkt, bei dem der Abfall der Harmonischen-Intensität einsetzt, ist in den beiden Experimenten verschieden.

Für sehr kurze Skalenlängen $L/\lambda < 0.1$ bestätigen erneut die PIC-Simulationen die experimentellen Ergebnisse. Die PIC-Simulationen zeigen in diesem Bereich eine vernachlässigbare Abhängigkeit der Harmonischen-Erzeugung von der Skalenlänge. Wie oben beschrieben, wird auch für Skalenlängen in der Größenordnung $L/\lambda \approx 0.1$ eine starke Abnahme der Harmonischen-Intensität im Einklang mit den experimentellen Ergebnissen berechnet. Im Gegensatz zu den berechneten Spektren ist es im Experiment nicht möglich, für große Skalenlängen $L/\lambda > 0.1$ Harmonische zu detektieren. Hier berechnen die PIC-Simulationen Harmonische ohne die Beschränkung durch die Plasmafrequenz auf einem Intensitätsniveau, das eine experimentelle Beobachtung ermöglichen sollte.

Als mögliche Ursache für das Fehlen der Harmonischen im Spektrum der reflektierten Strahlung wird die Ausbildung von räumlichen Störungen in der inhomogenen Plasmaschicht vermutet. Die Ausdehnung dieser Störungen sollte vergleichbar mit der Wellenlänge der Harmonischen sein. Eine Erklärung, die durch die experimentelle Untersuchung der reflektierten, räumlichen Energieverteilung in Abhängigkeit von der Verzögerung des künstlichen Vorimpulses unterstützt wird. Die Experimente werden mit dem fundamentalen, p-polarisierten Laserimpuls durchgeführt. Diese Vorgehensweise ermöglicht es, nicht nur die räumliche Energieverteilung des reflektierten Laserimpulses zu beobachten, sondern auch die der 2. Harmonischen. Während die räumliche Energieverteilung des reflektierten, fundamentalen Laserimpulses keine Störungen für Verzögerungszeiten $< 10 \text{ ps}$ zeigt, weist die Energieverteilung der 2. Harmonischen bereits starke Störungen für Verzögerungszeiten im Bereich $> 200 \text{ fs}$ auf. Erklärt werden kann das unterschiedliche Verhalten der Energieverteilungen durch die Berücksichtigung der zugehörigen Wellenlängen.

Ausgangspunkt für die Ausdehnung der Harmonischen-Erzeugung in den relativistischen Intensitätsbereich bildet ebenfalls die experimentelle Untersuchung der räumlichen Energieverteilung der reflektierten bzw. vom Plasma emittierten Strahlung. Die Untersuchungen sind auf die Anregung mit der fundamentalen Wellenlänge des Ti:Saphir-Lasersystems beschränkt, da nur

für diese Wellenlänge entsprechend hohe Intensitäten erzeugt werden können. In Abhängigkeit von der Intensität des anregenden Laserimpulses werden keine auffälligen Störungen der räumlichen Energieverteilung des reflektierten Laserimpulses beobachtet. Jedoch wird beim Übergang zu Intensitäten von 10^{18} W/cm^2 eine „plötzliche“ und sehr ausgeprägte Zunahme der Divergenz der 2. Harmonischen beobachtet. Drastische Störungen der räumlichen Energieverteilung, wie sie in [20] beschrieben werden, können nicht beobachtet werden. Auch ist es nicht möglich, die 3/2-Harmonische zu beobachten. Die Ursache für die Zunahme der Divergenz der 2. Harmonischen muss aber nicht unbedingt in der hohen Intensität begründet sein. Die Intensität liegt in einem Bereich, in dem die beschränkte Impulsqualität die Experimente beeinflussen kann. Die Ausbildung einer störenden Plasmabildung aufgrund des bestimmten Kontrastverhältnisses kann nicht vollständig ausgeschlossen werden.

Auch im relativistischen Intensitätsbereich ($a_0 > 1$) können Harmonische detektiert werden. Experimente mit verschiedenen Festkörperproben bestätigen, dass auch hier die Ordnung der Harmonischen durch die Plasmafrequenz begrenzt wird. Für Intensitäten im Bereich von 10^{18} W/cm^2 ist die Effizienz der Harmonischen-Erzeugung so hoch, dass das Spektrum der Harmonischen mit einem einzelnen Laserimpuls bestimmt werden kann. Die Effizienz der 10. Harmonischen beträgt bezüglich der Energie des anregenden Laserimpulses 10^{-6} . Für höhere Intensitäten nimmt die Effizienz der Harmonischen-Erzeugung wieder ab. Dies ist sehr wahrscheinlich mit der zu erwartenden, größeren Skalenlänge des Plasmas bei sehr hohen Laserintensitäten verbunden. Interessant ist die Ausbildung zusätzlicher Komponenten im Spektrum der Harmonischen. Für Intensitäten oberhalb von 10^{18} W/cm^2 nimmt die spektrale Breite der Harmonischen zu und zeigt bei der maximalen Laserintensität von $3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ eine Aufspaltung der Harmonischen, der stark an den Effekt der Selbstphasenmodulation in der nichtlinearen Optik erinnert. Eine Erklärung für diesen Effekt kann in der vorliegenden Arbeit aber nicht gegeben werden. Abschätzungen, die auf der relativistischen Selbstphasenmodulation in Plasmen basieren, schließen einen möglichen Zusammenhang aus.

Die Möglichkeit zur Erzeugung von relativistischen Intensitäten wird genutzt, um die Harmonischen-Erzeugung mit s-polarisierten Laserimpulsen zu untersuchen. Leider ist es nicht möglich, Harmonische in der reflektierten Strahlung zu detektieren. Lediglich wird auf der Eingangsapertur des Spektrometers die 2. Harmonische visuell beobachtet. Ein direkter Vergleich mit PIC-Simulationen ist aufgrund der hohen normierten Plasmadichte $n_e/n_{cr} > 200$ und den damit verbundenen numerischen Anforderungen nicht möglich. Deshalb werden die Untersuchungen bei einer deutlich niedrigeren Plasmadichte durchgeführt. Für Intensitäten mit $a_0 > 1$ werden im Spektrum der reflektierten Strahlung Harmonische berechnet. Hier können erneut zwei verschiedene charakteristische Bereiche bestimmt werden. Für sehr kurze Skalenlängen $L/\lambda = \mathcal{O}(10^{-2})$ wird die Ordnung der Harmonischen wieder durch die Plasmafrequenz bestimmt. Für sehr viel kürzere Skalenlängen und ohne eine starke Abnahme der Harmonischen-Intensität wird ein Wechsel in den Bereich der Harmonischen-Erzeugung vollzogen, der eine Emission der Harmonischen ohne die Begrenzung durch die Plasmafrequenz vorhersagt. Analog zum Modell des oszillierenden Spiegels sind in beiden Bereichen die geraden Harmonischen p-polarisiert und die ungeraden s-polarisiert. Die Emission der Harmonischen basiert auf der

Anregung von Elektronendichte-Oszillationen in der inhomogenen Region des Plasmas. Die Frequenzen dieser Elektronendichte-Oszillationen entsprechen ganzzahligen Vielfachen der Frequenz $2\omega_0$. Im Fall sehr kurzer Skalenlängen $L/\lambda < 0.04$ zeigt das räumlich aufgelöste Spektrum der Elektronendichte-Oszillationen, dass die Beiträge über die gesamte, inhomogene Region des Plasmas verteilt sind. Die Intensität der Oszillationen wird maximal, wenn die Frequenz der Harmonischen mit der lokalen Plasmafrequenz übereinstimmt. Für größere Skalenlängen ist die Anregung von Elektronendichte-Oszillationen auf den Bereich des Plasmas mit einer Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx 1 \dots 4$ beschränkt. In beiden Situationen sind die Quellströme der emittierten Harmonischen an die Elektronendichte-Oszillationen gekoppelt. Im bewegten Bezugssystem der PIC-Simulationen werden die geraden, p-polarisierten Harmonischen durch die Kopplung der Elektronendichte-Oszillationen an das strömende Plasma hervorgerufen. Die s-polarisierten, ungeraden Harmonischen werden durch das evaneszente elektromagnetische Feld in Verbindung mit den angesprochenen Elektronendichte-Oszillationen erzeugt. Dieser Zusammenhang steht im Einklang mit der Beobachtung, dass die Ordnung der Harmonischen durch die Plasmafrequenz begrenzt wird. Die maximale Frequenz der Harmonischen kann aber dennoch oberhalb der Plasmafrequenz liegen.

Sowohl der Intensitätsverlauf der p-polarisierten, geraden als auch der der s-polarisierten, ungeraden Harmonischen weist innerhalb des inhomogenen Plasmabereichs einen fluktuierenden Verlauf auf. Verantwortlich für dieses Verhalten ist sowohl die Dispersion des Plasmas als auch Interferenzeffekte, die aus der räumlichen Trennung verschiedener Quellen einer Harmonischen resultieren. Aufbauend auf diesen Ergebnissen wird vermutet, dass die Harmonischen im Experiment aufgrund einer zu großen Skalenlänge nicht detektiert werden können. Eine schon sehr kleine Skalenlänge in der Größenordnung $L/\lambda \approx 4 \times 10^{-2}$ würde die Harmonischen-Erzeugung auf den Bereich des Plasmas mit der Elektronendichte $n_e/n_{cr} \approx 1 \dots 4$ beschränken. Analog kann bei der Anregung mit p-polarisierten Laserimpulsen die Harmonischen-Erzeugung experimentell auch nicht nachgewiesen werden, wenn die Erzeugung auf den Bereich der kritischen Elektronendichte beschränkt ist.

Die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit bilden einen ersten, wichtigen Schritt für das Verständnis der Harmonischen-Erzeugung an Festkörperoberflächen. Dennoch gibt es eine Reihe offener Fragen, die einen Anstoß für zukünftige Untersuchungen geben sollten. Im Vordergrund sollte die Erzeugung hoher Harmonischer ohne die Begrenzung durch die Plasmafrequenz stehen. Zu diesem Zweck ist es sinnvoll, ein physikalisches Verständnis für das Fehlen der Harmonischen im Fall ausgedehnter Plasma-Dichtegradienten zu entwickeln. Hier bietet sich der Einsatz eines zweidimensionalen PIC-Codes an, der z. B. mögliche Hinweise auf die Ausbildung von räumlichen Störungen in der inhomogenen Region des Plasmas geben könnte. Die so gewonnenen Erkenntnisse vereinfachen die Wahl der Methode, die zu einer experimentellen Überprüfung der physikalischen Mechanismen führt. Das Verständnis dieser Mechanismen ist zwingend erforderlich, um gesicherte Vorhersagen über die Harmonischen-Erzeugung im Fall „tief“ relativistischer Intensitäten zu machen. In der vorliegenden Arbeit wird gezeigt, dass auch für diesen Intensitätsbereich erst die Annahme einer „kleinen“ endlichen Skalenlängen von $L/\lambda \approx 0.05$ eine effektive Erzeugung der Harmonischen hoher Ordnung ohne die Einschränkung durch die Plasmafrequenz

möglich macht. Eine ungünstige Skalierung der vermuteten Störungen mit der Intensität des Laserimpulses könnte auch bei so kurzen Skalenlängen eine effektive Erzeugung der Harmonischen verhindern.

In dem vorgestellten Doppelimpuls-Experiment zur Untersuchung der reflektierten bzw. emittierten, räumlichen Energieverteilung wird auch für sehr große Verzögerungszeiten $\Delta T > 20 ps$ die Emission der 3/2-Harmonischen beobachtet. Dieses Ergebnis löst die systematische Untersuchung der Entwicklung von parametrischen Plasma-Instabilitäten während der Laser-Plasma-Wechselwirkung mit f_s -Laserimpulsen aus. Auch hier können neue Erkenntnisse im Experiment erzielt werden. Für einen Einfallswinkel von $\theta = 38^\circ$ wird bei Anregung mit der fundamentalen Laserwellenlänge im schwach relativistischen Intensitätsbereich ($a_0 = 0.6$) die Emission der 3/2-Harmonischen bereits für sehr kurze Skalenlängen $L/\lambda \approx 1$ beobachtet. Die Emission erfolgt kollimiert in zwei verschiedene Richtungen $\approx 25^\circ$ und $\approx 75^\circ$. Für größere Skalenlängen wird die 3/2-Harmonische unkollimiert in den gesamten vor der Festkörperprobe befindlichen Halbraum emittiert. Die Emission in zwei verschiedene Emissionsrichtungen wird für Einfallswinkel im Bereich von $\theta = 35^\circ \dots 60^\circ$ beobachtet. Das Spektrum der emittierten 3/2-Harmonischen unterscheidet sich sehr stark von den mit ns -Laserimpulsen gemessenen Spektren. Die bestimmten Spektren sind sehr breit und lassen auf ein noch sehr viel breiteres Plasmonen-Spektrum schließen. Spektren, die mit einem einzelnen Doppelimpuls aufgenommen werden, weisen eine stark fluktuierende Struktur auf. Die minimale Breite dieser Strukturen wird durch die Impulsdauer des Laserimpulses bestimmt. Im Bereich der kollimierten Emission decken die über mehrere Laserimpulse gemittelten Spektren eine Abhängigkeit von der Emissionsrichtung ($\approx 25^\circ$ und $\approx 75^\circ$) auf.

Aufgrund der kurzen Skalenlängen und der Anregung mit ultrakurzen Laserimpulsen wird für die physikalische Erklärungen der experimentellen Ergebnisse eine einfache, eindimensionale Beschreibung des Plasmas herangezogen, in der die Ionen als unbeweglich angesehen werden. Grundlage der physikalischen Erklärung bildet die räumliche Trennung der parametrischen Instabilität und der nachfolgenden Summenfrequenz-Mischung, die zur Emission der 3/2-Harmonischen führt. Die Propagation der Plasmonen innerhalb der Inhomogenität des Plasmas ist mit einer Änderung der zugehörigen Wellenvektoren verbunden. Diese Änderung ermöglicht es bestimmten Plasmonen, die Bedingung zur Phasenanpassung für den Prozess der Summenfrequenz-Mischung zu erfüllen. Basierend auf diesem Modell wird gezeigt, dass die kollimierte Emission in die Richtung $\approx 25^\circ$ mit den Plasmonen zusammenhängt, die durch die Instabilität des Zwei-Plasmonen-Zerfalls hervorgerufen werden. Die Emission in Richtung $\approx 75^\circ$ kann nicht durch den Zwei-Plasmonen-Zerfall erklärt werden. Hier wird die Ausbildung einer Hybriden-Instabilität vermutet. Sowohl Emissionsrichtung als auch das zugehörige Spektrum lassen sich sehr schön mit der Ausbildung der Stimulierten-Raman-Streuung erklären. Zur Unterstützung der experimentellen Beobachtungen wird erneut eine eindimensionale PIC-Simulation herangezogen. Obwohl die Einschränkung der Simulation auf eine Dimension nur eine unvollständige Beschreibung der parametrischen Plasma-Instabilitäten ermöglicht, unterstützen die Ergebnisse die experimentellen Beobachtungen und die Erklärungsansätze. Auch in der PIC-Simulation enthält das berechnete Spektrum für eine etwas größere Skalenlänge von $L/\lambda = 1.5$ Si-

gnaturen sowohl der Stimulierten-Raman-Streuung als auch des Zwei-Plasmonen-Zerfalls. Auch Prozesse höherer Ordnung sind in dem berechneten Spektrum enthalten. Aufgrund numerischer Einschränkungen wird auf eine ausführliche Untersuchung dieser PIC-Simulation aber verzichtet. Mit der rasanten Entwicklung der Computertechnologie sollten aber bald auch für diese Situationen Untersuchungen möglich werden, die die Physik der Instabilitätsmechanismen aufdecken. Mit Hilfe der eindimensionalen PIC-Simulation ließe sich schon klären, ob das von Guskov [28] vorgeschlagene Modell der räumlichen Trennung von parametrischer Instabilität und Summenfrequenz-Mischung auf den fs -Zeitbereich übertragen werden kann. Zweidimensionale PIC-Simulationen würden das Bild noch weiter vervollständigen, da auch hier die kollimierte Emission bestätigt werden kann. Experimentell gibt es auch noch zahlreiche interessante Fragestellungen. Im Bereich der kollimierten Emission könnte beispielsweise die Entwicklung der hybriden Instabilität, bestehend aus Zwei-Plasmonen-Zerfall und Stimulierter-Raman-Streuung, durch den Nachweis des Photons bestätigt werden, das aus dem Prozess der Stimulierten-Raman-Streuung hervorgeht. Interessant ist auch die Frage, ob mit kürzeren Impulsdauern die Entwicklung der Instabilitäten unterdrückt wird. Mit kürzeren Laserimpulsen können natürlich auch wiederum höhere Spitzenintensitäten erreicht werden, die eine Ausdehnung der Untersuchungen von parametrischen Instabilitäten in den relativistischen Bereich ermöglichen. Die hier gewonnenen Erkenntnisse berühren nur einen kleinen Teil von physikalischen Effekten, die mit der Ausbildung parametrischer Instabilität während der Wechselwirkung von hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen mit Plasmen verbunden sind. Ein möglichst vollständiges Bild von der Entwicklung parametrischer Instabilitäten ist aber im Hinblick auf die erfolgreiche Umsetzung vieler Applikationen zwingend notwendig. Da dieses Feld von der experimentellen Seite kaum untersucht worden ist, bietet sich hier eine Vielzahl von Möglichkeiten, neue Erkenntnisse auch mit kleineren TW -Lasersystemen zu erzielen.

Die Laser-Plasma-Wechselwirkung mit hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen steht vor einer spannenden Entwicklung. Mit der Fertigstellung der ersten PW -Lasersysteme (*Petawatt*, $1 PW = 10^{15} W$) werden neue Bereiche der Wechselwirkung erschlossen [87], die sicherlich mit einer Fülle von neuen physikalischen Effekten einhergeht. Spektakuläre Erkenntnisse werden hier bei der Erzeugung von Plasmazuständen erwartet, die man sonst ausschließlich im extraterrestrischen Raum antrifft [88].

Aber auch mit den kleineren TW -Lasersystemen können wichtige Beiträge zum Verständnis der Laser-Plasma-Wechselwirkung unter der Anregung mit hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen erzielt werden. Vorteil der kleineren Lasersysteme ist die höhere Wiederholrate, sowie eine meist höhere Impulsqualität. Neue Entwicklungen wie Impulsformer [89, 90] und der Einsatz adaptiver Optiken [37] werden aber auch bei den kleineren Systemen eine stetige Entwicklung zu immer höheren Spitzenintensitäten fördern. Auch das Lasersystem des IEP soll durch eine Verkürzung der Impulsdauer auf $\approx 40 fs$ und dem Einsatz einer adaptiven Optik den Intensitätsbereich von $\approx 5 \times 10^{19} W/cm^2$ erschließen. Dieser Umbau eröffnet erstmals die Möglichkeit zur Untersuchung der Laser-Plasma-Wechselwirkung im „tief“ relativistischen Bereich am IEP und wird das Verständnis der Erzeugung höherer Harmonischer und der Entwicklung von parametrischen Plasma-Instabilitäten für diesen Intensitätsbereich erweitern.

Anhang A

Anhang

A.1 Charakterisierung von hochintensiven, ultrakurzen Laserimpulsen mit hohem dynamischen Bereich

A.1.1 Messung ultrakurzer Laserimpulse

Für die Bestimmung des zeitlichen Intensitätsverlaufs ultrakurzer Laserimpulse stehen keine Methoden zur Verfügung, die auf einer rein elektronischen Detektion (z. B. Photodetektor und Oszilloskop) beruhen. Heutzutage wird die typische Dauer der Antwortfunktion schneller Photodetektoren in der Größenordnung von $\delta\tau \approx 10\text{ ps}$ begrenzt. Schnelle, digitale Speicheroszilloskope arbeiten im Frequenzbereich von einigen GHz . Dies entspricht einer Zeitauflösung im sub- ns -Zeitbereich. Somit liegt die Begrenzung der zeitlichen Auflösung um mehrere Größenordnungen oberhalb der charakteristischen Zeitskala der ultrakurzen Laserimpulse.

Auf dem Gebiet der Impulsdagnostik haben sich deshalb Methoden basierend auf optischen Korrelationsmessungen durchgesetzt. Hierbei wird von dem elektronischen System (Detektor und Auswertelektronik) nur die Energie des Signals gemessen, die Zeitauflösung des Detektorsystems spielt deshalb eine untergeordnete Rolle. Am Anfang dieser Entwicklung standen intensitätsabhängige und interferometrische Korrelationsverfahren, die eine Abschätzung für die zeitliche Dauer und den Intensitätsverlauf der ultrakurzen Laserimpulse ermöglichen [35]. Moderne Impulsdagnostiken, wie das *FROG*- (*F*requency *R*esolved *O*ptical *G*ating) [41] und das *SPI-DR*-Verfahren (*S*pectral *P*hase *I*nterferometry for *D*irect *E*lectric *F*ield *R*econstruction) [91], eröffnen hingegen die Möglichkeit zur vollständigen Charakterisierung der ultrakurzen Laserimpulse. Diese Methoden bestimmen sowohl das elektrische Feld des Laserimpulses als auch die zugehörige Phase des Feldes. Mit Hilfe einer Fouriertransformation können die entsprechenden Größen sowohl im Zeit als auch im Frequenzraum berechnet werden. Die Kenntnis des elektrischen Feldes $E(\omega)$ und der zugehörigen Phase $\phi(\omega)$ im Frequenzraum ermöglicht eine optimale Kompression der Laserimpulse nach der Verstärkung durch den gezielten Abgleich des Impulstrecker und -kompressor-Systems. Der Einsatz von zusätzlichen Impulsformer wie z. B. *Dazzler* [89], *LCD-Phasenmodulatoren* [90] etc. zeigt hier neue Wege auf.

Leider besitzen diese vielversprechenden Impulsdagnostiken zur Zeit nur einen sehr be-

schränkten dynamischen Messbereich von 2-3 Größenordnungen, d. h. der Intensitätsverlauf eines ultrakurzen Laserimpulses kann bezüglich des Impulsmaximum bis auf ein Niveau von $10^{-2} \dots 10^{-3}$ bestimmt werden. Dieser dynamische Bereich ist aber nicht ausreichend für eine wohl definierte Charakterisierung des Laserimpulses, die eine Aussage über die einsetzende Plasmabildung bei der Wechselwirkung des Laserimpulses mit einer Festkörperoberfläche ermöglichen soll. Wie in dieser Arbeit gezeigt wird, hängt die Physik der Wechselwirkung sehr stark von der Ausbildung des Plasma-Dichtegradienten ab.

Impulsmessungen mit hohem dynamischen Bereich (> 5 Größenordnungen) sind mit untergrundfreien, intensitätsabhängigen Korrelationsmessungen bestimmt worden. Hier haben sich im Bereich der Diagnostik hochintensiver, ultrakurzer Impulse Korrelationsmessungen 3. Ordnung gegenüber den Autokorrelationsmessungen 2. Ordnung durchgesetzt [35]. Vorteil dieses Verfahrens ist das Aussagen über die Symmetrie des Laserimpulses und somit Rückschlüsse auf die Impulsform gezogen werden können. Die Intensitäts-Korrelationsfunktion $K_3(\tau_c)$ ist über die Beziehung

$$K_3(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I^2(t - \tau_c)dt \quad (\text{A.1})$$

definiert. Die Messung der Funktion $K_3(\tau_c)$ involviert zwei nichtlineare Prozesse. In dem weiter unten vorgestellten Korrelatoraufbau wird die 2. Harmonische des Laserimpulses in einem nichtlinearen Kristall erzeugt. Danach erfolgt in einem weiteren nichtlinearen Kristall die Erzeugung der 3. Harmonischen des Laserimpulses durch Summenfrequenz-Mischung von 2. Harmonischer und Fundamentaler des Laserimpulses. Die Summenfrequenz-Mischung erfolgt in Abhängigkeit der Verzögerungszeit τ_c zwischen den beiden Laserimpulsen und ist direkt proportional zur Intensitäts-Korrelationsfunktion nach Gleichung A.1. Voraussetzung hierfür ist, dass die Bedingung zur Phasenanpassung $\Delta k = 0$ über das gesamte Spektrum des Laserimpulses erfüllt ist. Experimentell kann dies nur eingeschränkt erfüllt werden, da eine exakte Phasenanpassung nur für einen kleinen Bereich von Wellenvektor erfüllt wird (siehe Kapitel 2). Entscheidend für eine möglichst repräsentative Messung des Laserimpulses ist die geeignete Wahl der nichtlinearen Kristalle.

Eine Auswahl wird an dieser Stelle anhand der spektralen Akzeptanz $\Delta\lambda$ des betrachteten, nichtlinearen Prozesses begründet. Definiert wird die spektrale Akzeptanz durch die Abnahme der Intensität des nichtlinearen Signals um den Faktor $1/2$ bei einer Wellenlänge $\lambda_0 \pm \Delta\lambda/2$. Hierbei ist der nichtlineare Prozess für die Wellenlänge λ_0 optimiert. Diese Beschreibung ist mit den Betrachtungen in Kapitel 2, die auf der Differenz in den Gruppengeschwindigkeiten basieren, identisch [35]. Im Zusammenhang mit der Charakterisierung ultrakurzer Laserimpulse ermöglicht die spektrale Akzeptanz eine anschaulichere Beschreibung der Physik. Komponenten des Laserspektrums, die weit außerhalb der spektralen Akzeptanz der nichtlinearen Kristalle liegen, tragen nicht zum Signal der Korrelationsmessung bei und können so zu einer fehlerhaften Bestimmung des zeitlichen Intensitätsverlaufes führen. Um dies zu verhindern, wird eine spektrale Akzeptanz gefordert, die dem Fünffachen der spektralen Halbwertsbreite des Laserimpulses entspricht. Da die Impulsdauer des Lasersystem in naher Zukunft auf $\tau_p \approx 40 \text{ fs}$ verkürzt werden soll, wird die Dimensionierung der Kristalle direkt für diese Impulsdauer durchgeführt. Eine Laserimpuls-

dauer von $\tau_p \approx 40 \text{ fs}$ entspricht einer spektralen Breite von $\Delta\lambda_{\text{Laser}} \approx 25 \text{ nm}$. Grundlage für die weiteren Berechnungen ist eine minimale spektrale Akzeptanz von $\Delta\lambda \approx 125 \text{ nm}$ bei der fundamentalen und $\Delta\lambda \approx 88 \text{ nm}$ bei der frequenzverdoppelten Laserwellenlänge. Die spektrale Akzeptanz der 2. Harmonischen wird aus dem Wert für die Fundamentale durch Division mit $\sqrt{2}$ abgeschätzt. Der Divisor $\sqrt{2}$ ergibt sich aus der idealisierten Frequenzverdopplung eines Spektrums mit einem Gauss-förmigen Verlauf. Die spezifizierte Anforderung wird durch den gewünschten dynamischen Bereich der Korrelationsfunktion begründet. Die spektrale Akzeptanz umfasst einen Wellenlängenbereich, indem die Intensität der spektralen Komponenten um ca. 4 Größenordnungen bezüglich der maximalen, spektralen Intensität abnehmen sollte. Dieser Wert hängt natürlich stark vom eigentlichen Verlauf der spektralen Intensität ab und soll hier als Grundlage für eine einfache Abschätzung dienen. Im Zeitbild ermöglicht dieser dynamische Bereich die Messung der Korrelationsfunktion über ca. 8 Größenordnungen. Der dynamische Bereich ist ausreichend, um selbst bei Spitzenintensitäten im Bereich von $\approx 10^{20} \text{ W/cm}^2$ die Schwelle zur Plasmabildung zu bestimmen. Tabelle A.1 schlägt zwei verschiedene Kristalltypen mit unterschiedlichen Längen für die Erzeugung der 2. Harmonischen unter den oben vorgestellten Bedingungen vor. Beide Kristalle erfüllen die Anforderungen zur Erzeugung der 2. Harmo-

Kristall	θ_c [°]	l [μm]	$\Delta\lambda$ [nm]	d_{eff} (pm/V)
BBO	29	70	≈ 140	2.0
LBO	90	100	$\approx 154 \text{ nm}$	7.5×10^{-1}

Tabelle A.1: Parameter der Kristalle zur Erzeugung der 2. Harmonischen nach [40].

nischen. Für den BBO-Kristall wird eine höhere Konversionseffizienz aufgrund der im Vergleich zum LBO-Kristall deutlich höheren effektiven, nichtlinearen Suszeptibilität erwartet. Wichtig ist aber nicht eine möglichst hohe Konversion des fundamentalen Laserimpulses in die 2. Harmonische, sondern eine quadratische Abhängigkeit der Intensität der 2. Harmonischen von der Intensität der Fundamentalen, um Gleichung A.1 zu erfüllen. Aus diesem Grund sind die beiden Kristalle als gleichwertig zu betrachten. Die Berechnungen zur Summenfrequenz-Mischung favorisieren „leicht“ den Einsatz eines LBO-Kristalls. Wie Tabelle A.2 zeigt, besitzt der LBO-Kristall eine etwas größere spektrale Akzeptanz für die Fundamentale und 2. Harmonische.

Kristall	θ_c [°]	l [μm]	$\Delta\lambda$ [nm] @800 nm	$\Delta\lambda$ [nm] @400 nm	d_{eff} (pm/V)
BBO	44	20	$\approx 128 \text{ nm}$	$\approx 58 \text{ nm}$	1.9
LBO	90	30	$\approx 140 \text{ nm}$	$\approx 77 \text{ nm}$	2.0×10^{-1}

Tabelle A.2: Parameter der Kristalle zur Summenfrequenz-Mischung nach [40].

Im dem nachfolgend beschriebenen Korrelator kommen sowohl für die Erzeugung der 2. Harmonischen als auch für die Summenfrequenz-Mischung LBO-Kristalle mit den hier bestimmten Längen zum Einsatz. Die geforderten Dimensionen der Kristalle mit Längen im Bereich von

einigen $10\ \mu\text{m}$ lassen sich heutzutage mit hoher optischer Qualität fertigen.

A.1.2 Intensitätskorrelator 3. Ordnung

Für die Impulsdagnostik besitzt das TW-Lasersystem einen eigenen Analyse-Kanal. Zu diesem Zweck wird eine Glasplatte nach der Impulskompression in den Strahlengang geschoben und ein Teil des Laserimpulses wird in den Diagnostikstrahllinie reflektiert. Neben einem Autokorrelator und einem FROG steht hier auch der Intensitätskorrelator 3. Ordnung zur Verfügung. Der schematische Aufbau des Korrelators wird in der Abbildung A.1 wieder gegeben. Der Laserimpuls

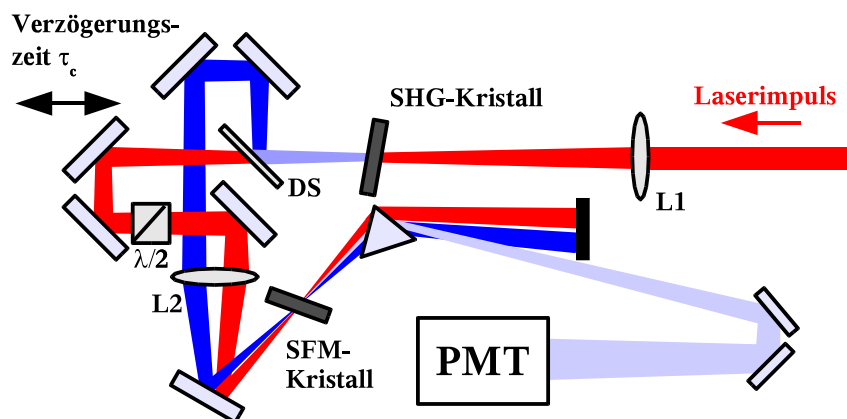


Abbildung A.1: Schematische Darstellung des Korrelators 3. Ordnung. DS: Dichroitischer Strahlteiler, L1: Linse $f = 2000\ \text{mm}$, $\lambda/2$: $\lambda/2$ -Platte Nullter Ordnung, L2: Linse $f = 200\ \text{mm}$, SHG-Kristall: LBO-Kristall $l = 100\ \mu\text{m}$, SFM-Kristall: LBO-Kristall $l = 30\ \mu\text{m}$, PMT: Photomultiplier.

wird mit einer Linse L1 ($f = 2000\ \text{mm}$) in einen LBO-Kristall mit einer Länge von $l = 100\ \mu\text{m}$ fokussiert. Kollinear propagieren dann der fundamentale Laserimpuls und die generierte 2. Harmonische zum dichroitischen Spiegel DS, der Teil eines Michelson-Interferometer ähnlichen Aufbaus ist. Der fundamentale Laserimpuls wird in den Arm des Interferometers reflektiert, dessen Länge variiert werden kann, während die 2. Harmonische in den Arm mit fester Länge propagiert. Die zeitliche Verzögerung errechnet sich aus der Längendifferenz der Arme des Interferometers. Für die anschließende Summenfrequenz-Mischung ist es noch notwendig, die Polarisation der fundamentalen Laserstrahlung durch den Einsatz einer $\lambda/2$ -Platte um 90° zu drehen. Mit Hilfe der Linse L2, die eine Brennweite von $f = 200\ \text{mm}$ besitzt, wird die Ebene des LBO-Kristall, der zur Erzeugung der 2. Harmonischen dient, in die Ebene eines weiteren LBO-Kristalls abgebildet. Die Abbildung entspricht dem $4f$ -Aufbau einer 1:1-Abbildung. In dem zweiten LBO-Kristall mit einer Länge von $l = 30\ \mu\text{m}$ erfolgt die Summenfrequenz-Mischung. Die untergrundfreie Messung der Korrelationsfunktion wird durch eine nicht-kollineare Geometrie verwirklicht. Die so erzeugte 3. Harmonische ($\lambda \approx 266\ \text{nm}$) des Laserimpulses wird von der Fundamentalen und der

2. Harmonischen durch den Einsatz eines Quarzglas-Prisma räumlich getrennt. Zur weiteren Unterdrückung von Streulichtanteilen im Wellenlängenbereich der Fundamentalen und 2. Harmonischen wird die 3. Harmonische über zwei weitere dielektrische Spiegel, deren Reflektivität für die 3. Harmonische maximiert ist, zum Photomultiplier reflektiert. Die spektrale Breite der maximalen Reflektivität beträgt $\pm 10 \text{ nm}$. Bei dem Photomultiplier handelt es sich um einen 1P28 A der Firma RCA, der mit einer zusätzlichen Verstärkerelektronik ausgerüstet worden ist. Diese Elektronik ist von Dr. A. Tarasevitch entwickelt worden und ermöglicht eine zusätzliche, optionale Verstärkung des Photomultipliersignals um einen Faktor 17. Der verstärkte und nichtverstärkte Ausgang des Photomultipliers werden mit einem 12 *bit* (quasi 14 *bit*) ADC-System der Firma C.A.E.N. ausgelesen. Die zusätzliche Umschaltung zwischen dem 12 *bit* und quasi 14 *bit* Betrieb des ADC erhöht den dynamischen Bereich der Messung um einen weiteren Faktor 4. Das Detektionssystem besitzt also einen dynamischen Messbereich von ca. 5 Größenordnungen. Mit Hilfe eines Computers wird das ADC über eine serielle RS-232 Schnittstelle ausgelesen. Ein LabView-Programm erfasst die ausgelesenen Daten in Abhängigkeit der Verzögerungszeit τ_c und wählt je nach Signalniveau die entsprechenden Verstärkung bzw. *bit*-Auflösung. Die Messung der Korrelationsfunktion über einen Zeitintervall von $\Delta\tau_c \approx \pm 4 \text{ ps}$ mit einer Auflösung von $\delta\tau_c \approx 20 \text{ fs}$ benötigt, unter der zusätzlichen Mittelung über 20 Laserimpulse pro Messpunkt, ungefähr 15 Minuten. Abbildung A.2 zeigt eine typische Korrelationsfunktion der Laserimpulse des TW-Lasersystems, die mit dem hier beschriebenen Messsystem aufgenommen worden ist. Das Messsystem ermöglicht die Bestimmung der Korrelationsfunktion der 3. Ordnung über

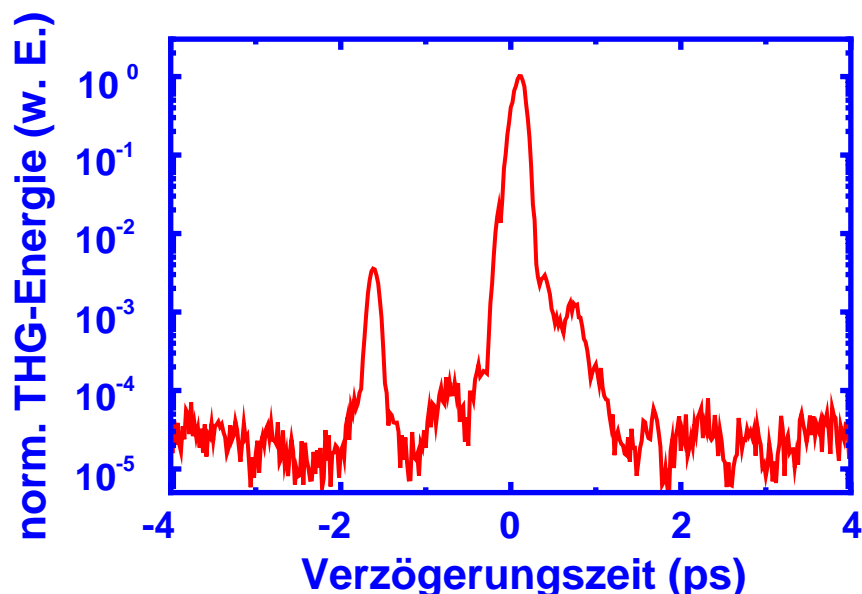


Abbildung A.2: Intensitätskorrelation 3. Ordnung der Laserimpulse des TW-Lasersystems.

einen dynamischen Bereich von fast 5. Größenordnungen. Die führende Flanke des Laserimpulses wird durch die negativen Verzögerungszeiten in der Korrelationsfunktion wiedergegeben.

Das Nebenmaxima bei ca. -1.8 ps wird nicht durch einen Vorimpuls im Lasersystem erzeugt, sondern durch eine zweifache Teilreflexion der 2. Harmonischen an den Oberflächen des ersten LBO-Kristalls. Ein Teil der im LBO-Kristall erzeugten 2. Harmonischen wird an der Oberfläche reflektiert und propagiert zur Eintrittsoberfläche zurück, wo wiederum ein Bruchteil des Impulses reflektiert wird. Der Anteil der 2. Harmonischen, der nach den beschriebenen Reflexionen von der Austrittsoberfläche des LBO-Kristalls transmittiert wird, ist für das beobachtete Nebenmaxima in der Korrelationsfunktion verantwortlich. Schätzt man den Bruchteil der an den Oberflächen reflektierten 2. Harmonischen über die Fresnel-Koeffizienten für den senkrechten Einfall ab, so erhält man für einen Brechungsindex $n_{400\text{ nm}} = 1.61$ einen Reflexionskoeffizienten $R = 5.46 \times 10^{-2}$. Entsprechend berechnet man für die zweifache Reflexion einen Wert von $R^2 = 3.0 \times 10^{-3}$. Die anschließend transmittierte 2. Harmonische sollte demnach ein Niveau von 3×10^{-3} bezüglich der direkt durch die Austrittsoberfläche transmittierten 2. Harmonischen haben. Dies führt bei der Summenfrequenz-Mischung zu einem zusätzlichen Signal auf einem Niveau von 3×10^{-3} im Verhältnis zum maximalen Korrelationssignal in guter Übereinstimmung mit Abbildung A.2. Der Zeitpunkt, zu dem das beschriebene Signal auftritt, ist durch die Länge des LBO-Kristalls und den experimentelle Realisierung der Verzögerungsstrecke bestimmt. Der im LBO-Kristall zweifach reflektierte Laserimpuls wird aufgrund der längeren optischen Wegstrecke im LBO-Kristall bezüglich des direkt transmittierten 2. Harmonischen-Impulses zeitlich verzögert. Die Verzögerungszeit kann mit Hilfe der Gruppengeschwindigkeit der 2. Harmonischen im LBO-Kristall abgeschätzt werden. Diese beträgt im LBO-Kristall $v_{g,SHG} \approx c/1.67$. Eine Kristalllänge von $l = 100\ \mu\text{m}$ und einer zusätzlichen Verkippung des Kristall von ca. 30° resultiert in einer zeitlichen Verzögerung von $\Delta\tau_c \approx 1.3\text{ ps}$. Dies stimmt nicht mit der beobachteten Zeit von 1.8 ps überein. Die Länge des Kristall beträgt demnach nicht $l = 100\ \mu\text{m}$, sondern $l = 140\ \mu\text{m}$. Für die Bestimmung der Korrelationsfunktion bei der betrachteten Impulslänge spielt dies keine weitere Rolle, da die Dimensionierung der Kristallparameter für viel kürzere Impulsdauern ausgelegt worden ist. Für kürzere Impulsdauer muss jedoch auf die exakte Einhaltung der Kristallparameter geachtet werden. Ob der hier beschriebene Beitrag für negative oder positive Verzögerungszeiten auftritt, hängt mit dem experimentellen Aufbau des Korrelators zusammen. Aus der Abbildung A.2 wird ersichtlich, dass der fundamentale Laserimpuls gegenüber dem 2. Harmonischen-Laserimpuls verzögert wird. Um die führende Flanke des Laserimpulses zu vermessen (negative Verzögerungszeiten), wird der fundamentale Laserimpuls gegenüber der 2. Harmonischen verzögert. Da der fundamentale Laserimpuls nun zeitlich dem 2. Harmonischen-Impuls hinterher läuft, wird die Summenfrequenz-Mischung mit dem zweifach reflektierten Laserimpuls möglich. Würde hingegen der 2. Harmonischen-Impuls gegenüber dem fundamentalen Laserimpuls verzögert, so würde das mit der Reflexion im LBO-Kristall verbundene Korrelationssignal auf der Seite der abfallenden Flanke der Korrelationsfunktion auftreten. In der hier betrachteten Notation würde dies positiven Verzögerungszeiten entsprechen.

A.1.3 Zusammenfassung

Nach einer kurzen Einführung in die Messmethoden zur Bestimmung des zeitlichen Intensitätsverlaufs ultrakurzer Laserimpulse wird der während dieser Arbeit entwickelte Intensitätskorrelator 3. Ordnung vorgestellt. Neben dem optischen Aufbau des Korrelators und der elektronischen Messdatenerfassung wird auch auf die Auswahl der nichtlinearen Kristalle eingegangen. Für LBO- und BBO-Kristalle werden die optimalen Kristalllängen sowohl für die Erzeugung der 2. Harmonischen als auch für die nachfolgende Summenfrequenz-Mischung bestimmt. Die Funktionsweise des Korrelators wird anhand einer Korrelationsmessung am Lasersystem des IEP demonstriert. Der Korrelator ermöglicht die Aufnahme einer Korrelationsmessung über ein Zeitintervall von 4 ps mit einem dynamischen Bereich von ca. 5 Größenordnungen. Für die Messung werden bei einer zeitlichen Auflösung von 20 fs und einer Mittelung über 20 Laserimpulse nur ca. 15 Minuten benötigt. Ein Nebenmaxima in der Korrelationsmessung wird auf eine Teilreflexion in einem der beiden nichtlinearen Kristalle zurückgeführt und ein möglicher Vorimpuls im zeitlichen Intensitätsverlauf der Laseremission ausgeschlossen.

A.2 Strahlenschutzmaßnahmen während der Wechselwirkung ultrakurzer Laserimpulse mit Materie

A.2.1 Röntgenemission bei der Wechselwirkung hochintensiver, ultrakurzer Laserimpulse

Die Wechselwirkung hochintensiver, ultrakurzer Laserimpulse mit Plasmen wird von der Emission ionisierender Strahlung begleitet [30]. Die emittierte Strahlendosis kann dabei ein gesundheitsgefährdendes Niveau erreichen. *Dosis* und *Qualität* [95] der ionisierenden Strahlung sind stark von den Parametern der Laser-Plasma-Wechselwirkung abhängig. So sind in unterkritischen Plasmen bei einer Intensität von $5 \times 10^{18}\text{ W/cm}^2$ kollimierte Elektronenstrahlen mit einer Energie von 200 MeV (*Megaelektronenvolt*, $1\text{ MeV} = 10^6\text{ eV}$) erzeugt worden [74]. Andere Experimente demonstrieren die effiziente Produktion von Protonen [92], Ionen [93] und sogar Neutronen [94]. Begleitet werden alle angeführten Prozesse von der Emission von Röntgenstrahlung. Typische Photonen-Energien liegen in der Größenordnung von einigen keV bis MeV . Die Röntgenstrahlung wird durch die Abbremsung schneller Elektronen (*Bremsstrahlung*) im Plasma und der umgebenden Materie (Festkörper, Gas) erzeugt. Überlagert wird das kontinuierliche Spektrum der Bremsstrahlung von Emissionslinien, die charakteristisch für die an der Wechselwirkung beteiligten chemischen Elemente sind.

Die Erzeugung schneller Elektronen bildet den grundlegenden Effekt zur Erzeugung der oben beschriebenen Teilchenstrahlen. Für die Erzeugung sind eine Vielzahl von Mechanismen bekannt, die für sehr unterschiedliche Wechselwirkungsparameter zu einer effizienten Beschleunigung der Elektronen führen. Populäre Beispiele sind die Brunel-Absorption bei der Laser-Plasma-Wechselwirkung an steilen Plasma-Dichtegradienten ($L \ll \lambda$) [61], die Resonanz-Absorption an ausgedehnten Plasma-Dichtegradienten $L \gg \lambda$ [44], sowie die in dieser Arbeit beschriebenen parametrischen Plasma-Instabilitäten. Intensitätsbereich und Konfiguration der hier durchge-

fürten Experimente schließen eine effiziente Erzeugung geladener Teilchenstrahlen aus, die zu einer direkten Gefährdung führen können.

Das größte Gefahrenpotential geht von der sekundären Röntgenstrahlung aus, die durch die Bremsstrahlung schneller Elektronen im Probenmaterial entsteht. Die Durchführung der Experimente unter Vakuumbedingungen bietet aber einen zusätzlichen Schutz vor der emittierten Röntgenstrahlung. Die Vakuumkammern verhindern, dass ein Experimentator sich der Quelle der Röntgenstrahlung beliebig nähert. Die Emission der Röntgenstrahlung gehorcht einem $1/r^2$ -Abstandsgesetz, so dass außerhalb der Kammern eine um ca. eine Größenordnung geringere Dosis erwartet wird als in unmittelbarer Nähe der Quelle. Auch die Stahlwände der Kammer bieten aufgrund ihres recht hohen *Massen-Schwächungskoeffizienten* [95] einen zusätzlichen Schutz gegen die emittierte Röntgenstrahlung für Photonen-Energien unterhalb von 30 keV . Die mit höheren Photonen-Energien einhergehende Abnahme des Massen-Schwächungskoeffizienten resultiert in einer fast ungestörten Transmission der Röntgenstrahlung in diesem Bereich. Zusätzlich können aber sehr leicht weitere Abschirmmaßnahmen wie Bleiplatten oder ähnliches außerhalb und innerhalb der Kammer angebracht werden, die auch für hohe Photonen-Energien eine hinreichend große Abschwächung der Röntgenstrahlung gewähren. Auf keinen Fall unterschätzt werden darf die Transmission der eingesetzten Quartzglasfenster und des Plexiglasdeckels der Vakuumkammern. Diese Materialien besitzen eine wesentlich geringere Abschwächung für Röntgenphotonen als die Stahlwände. Ein Vergleich der Parameter von Stahl und Plexiglas bei einer Photonen-Energie von $E_{ph} = 30\text{ keV}$ in Tabelle A.3 belegt dies in eindrucksvoller Weise ¹.

Material	ρ [g/cm^{-3}]	μ/ρ [cm^2/g]	T
Stahl	7.8	8.2	$< 10^{-10}$
Plexiglas	1.2	0.3	0.7

Tabelle A.3: Vergleich der Massen-Schwächungskoeffizienten für eine Photonen-Energie $E_{ph} = 30\text{ keV}$. Für die Berechnung der Transmission T wird ein exponentielles Schwächungsgesetz ($\sim \exp(-(\mu/\rho)\rho z)$) und eine Materialdicke von $z = 1\text{ cm}$ angenommen. Der Parameter ρ entspricht der Festkörperdichte des Materials.

Ein weiteres Problem ist durch die zu erwartende Impulsdauer der Röntgenstrahlung gegeben. Die Erzeugung schneller Elektronen kann nur während der unmittelbaren Wechselwirkung von Laser und Festkörper erfolgen. Aus diesem Grund wird auch die Emission der Röntgenstrahlung auf dieser Zeitskala ($< ps$) erfolgen. Die zeitliche Dauer der Röntgenemission ist somit um viele Größenordnungen kürzer als in den bisher bekannten technischen bzw. wissenschaftlichen Applikationen, in denen typische Röntgenemissionen im *ms*-Zeitbereich oder kontinuierlich erfolgen. Über die *biologischen Wirksamkeit* [95] so kurzer Röntgenimpulse sind zur Zeit keine wissenschaftlichen Untersuchungen bekannt. Bei der Auswahl der verwendeten Detektoren muss deshalb besonders sorgfältig vorgegangen werden. Viele handelsübliche Detektoren basieren auf den Einsatz von Ionisationskammern. Der Einsatz dieser Kammern kann bei der Detektion von

¹Die angegebenen Werte sind vom National Institute of Standards and Technologie (<http://www.nist.gov>) im Internet publiziert worden.

kurzen Röntgenimpulsen zu einer fehlerhaften Messung führen. Aufgrund der zeitlichen Konzentration der Röntgenimpulse können sog. „Sättigungseffekte“ auftreten. In diesem Fall werden so viele Elektronen in der Kammer erzeugt, dass es zu einem starken Anstieg der Rekombinationsrate kommt. Die Zahl der freien Elektronen nimmt somit auf dem Weg zum Anodendraht der Ionisationskammer wieder ab und das Messergebnis wird verfälscht. Dieses Verhalten kann zu einer gefährlichen Fehleinschätzung der Strahlenexposition führen. Ein einfacher Test kann durch Variation des Abstands Röntgenquelle-Detektor durchgeführt werden. Hier sollte im Wesentlichen ein $1/r^2$ -Abstandsgesetz beobachtet werden. Entfernt man den Detektor von der Röntgenquelle muss ein Abfall des gemessenen Signals beobachtet werden. Treten „Sättigungseffekte“ auf, so zeigt der Detektor in größerem Abstand höhere Werte an.

A.2.2 Eingesetzte Überwachungsmaßnahmen

Während dieser Arbeit sind vom Autor Strahlenschutzmaßnahmen in den Laborbetrieb eingeführt worden, die in erster Linie die an den Experimenten beteiligten Personen vor einer möglichen Strahlenexposition hinreichend schützen sollen. Die Dokumentation dieser Strahlenschutzmaßnahmen entspricht zusätzlich dem gesetzlichen Standard, der beim „offiziellen“ Betrieb von Röntgenquellen gemäß der Strahlenschutzverordnung [96, 97] vorgeschrieben wird. Wie oben dargelegt, liegt die Photonen-Energie der gefährdenden Röntgenstrahlung in einem Bereich $E > 40 \text{ keV}$. Zudem muss angenommen werden, dass die Röntgenstrahlung in einem Zeitintervall δt emittiert wird, das durch die Laseremission bestimmt wird. Zeitintervalle δt in der Größenordnung von $\delta t \sim \text{ps}$ sind hier realistisch. Um Strahlenschutzmaßnahmen gemäß der Strahlenschutzverordnung durchzuführen, werden zwei Dosisgrößen während einer potentiellen Strahlenexposition bestimmt. Dies ist zum einem die *Ortsdosis* H_x und die *Personendosis* H_p [95]. Beide Größen werden mit unabhängigen Detektoren bestimmt. Die Ortsdosis H_x wird mit Hilfe eines Dosisleistungsmessgeräts gemessen. Zu diesem Zweck ist das Dosisleistungsmessgerät RAM ION X der Firma Rotem Industries LTD. angeschafft worden. Dieses Messgerät ist speziell für gepulste Röntgenstrahlung ausgelegt. Messung mit Röntgenimpulsen von einer Dauer $\delta t \approx 100 \mu\text{s}$ zeigen ein lineares Ansprechen der Ionisationskammer bis zu einer Dosisleistung $H_x \approx 1 \text{ Sv/h}$ ($1 \text{ Sv} = 1 \text{ Sievert}$, $1 \text{ h} = 3600 \text{ s}$). Dieser Wert sollte deutlich über den zu erwartenden Dosisleistungen von $H_x \approx 1 \text{ mSv/h}$ liegen. Jedoch ist dieser Wert für längere Impulsdauern ermittelt worden. Das Dosimeter deckt einen Messbereich von $1 \mu\text{Sv/h}$ bis 500 mSv/h im Dosisleistungsmodus ab. Alternativ kann auch die integrierte Dosis bestimmt werden. In diesem Modus erstreckt sich der Messbereich von $1 \mu\text{Sv}$ bis 10 Sv . Unabhängig vom gewählten Modus können Photonen-Energien im Bereich von $20 \text{ keV} \dots 1.3 \text{ MeV}$ detektiert werden.

Zum Test des Gerätes sind einige Versuche durchgeführt worden. Zu diesem Zweck ist Ausnahmsweise die Laser-Festkörper-Wechselwirkung ohne zusätzliche Abschirmungsmaßnahmen durchgeführt worden. Bei einer maximalen Laserintensität von $I_s = 3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ist unter Verwendung von üblichen Glasproben am Plexiglasdeckel eine über 100 Laserimpulse integrierte Dosis von $9 \mu\text{Sv}$ direkt am Plexiglasdeckel bestimmt worden. Eine Variation des Abstandes Deckel-Detektor entsprach dem erwarteten $1/r^2$ -Abstandsgesetz. Die bestimmte Dosis sollte so-

mit dem „wahren Wert“ sehr nahe liegen. Aus der integrierten Dosis errechnet sich eine Dosis von 90 nSv pro Laserimpuls. Bei einer Wiederholrate von 10 Hz resultiert dies in einer integrierten Dosis von 3.2 mSv pro Stunde. Dieser Wert liegt mehr als einen Faktor 2 oberhalb der maximal, zulässigen Dosis von 1.5 mSv pro Jahr für nicht-strahlenexponierte Personen [95]. Durch eine zusätzliche Abschirmung des Plexiglasdeckels durch ca. 5 mm starke Aluminiumbleche konnte die Strahlendosis auf Werte unterhalb der Detektionsschwelle abgeschwächt werden. Auch an den Kammerwänden konnte keine nachweisbare Strahlenbelastung detektiert werden. Die detektierten Photonen haben somit eine Energie im Bereich von $E_{ph} \approx 10 \dots 30\text{ keV}$, der sich aus der unterschiedlichen Transmission der Röntgenstrahlung von Plexiglasdeckel und Kammerwänden, sowie dem Empfindlichkeitsbereich des Detektors ergibt. Aus diesen Messungen resultiert, dass der gewählte Detektor zur sicheren Bestimmung der Ortsdosis geeignet ist. Außerdem werden einfache Methoden zur zuverlässigen Abschirmung der gefährdenden Röntgenstrahlung aufgezeigt und überprüft.

Für die unabhängige Bestimmung der Personendosis H_p werden Gleitschattenfilmdosimeter eingesetzt. Diese Filme arbeiten im Röntgenbereich wie herkömmliche Photofilme im sichtbaren elektromagnetischen Spektrum. Da die Filme auf photochemischen Umwandlungsprozessen basieren, können Sättigungseffekte, wie bei den Ionisationskammern beschrieben, ausgeschlossen werden. Detaillierte Untersuchungen bezüglich der Detektion von kurzen Röntgenimpulsen fehlen aber derzeit noch. Wichtig ist, dass die Röntgenfilme die gesamte Röntgendosis während der Strahlenexposition integrieren. Deshalb werden die Filme in einem Abstand von einem Monat von der Personendosismessstelle des Materialprüfungsamtes in Dortmund ausgewertet. Die Gleitschattenfilmdosimeter sind personengebunden. Die für die jeweiligen Personen bestimmten Dosen werden in der Messstelle registriert und archiviert. Die Filme besitzen eine Empfindlichkeit, die einen Nachweis der integrierten Dosis H_p im Bereich von $0.1\text{ mSv} \dots 1\text{ Sv}$ ermöglicht. Photonen-Energien von $E_{ph} \approx 13\text{ keV} \dots 1.4\text{ MeV}$ tragen zu den gemessenen Dosen bei. Grundsätzlich kann auch energiereiche β -Strahlung detektiert werden. In diesem Fall ist aber die Personendosismessstelle zu informieren, da spezielle Auswertungsverfahren herangezogen werden müssen. Die Überwachung der Experimentatoren über einen Zeitraum von ca. 3 Jahren hat in keinem Fall je eine nachweisbare Dosis ergeben. Die Messung der Personendosis bestätigt somit die Dosiswerte, die im Rahmen zur Bestimmung der Ortsdosis mit dem Dosisleistungsmessgerät durchgeführt worden sind.

Während dieser Arbeit ist die Novellierung der Röntgenverordnung (2002) in Kraft getreten, die eine europäisch-einheitliche gesetzliche Grundlage für den Strahlenschutz definieren soll. In diesem Zusammenhang werden neue Kenngrößen in den Strahlenschutz eingeführt, die eine neue Anpassung der Dosimeter erfordert. Betroffen hiervon ist vor allem das RAM ION X. In der neuen Gesetzgebung wird die Kenngröße Ortsdosis durch *Umgebungs-Äquivalenzdosis* H^* (10) ersetzt. Dies hat zur Folge, dass in der Ionisationskammer des RAM ION X das Anodenmaterial getauscht werden muss. Zusätzlich ist es erforderlich, die Elektronik an die neue Messgröße anzupassen. Danach muss eine erneute gesetzliche Eichung des Detektors erfolgen. Die entsprechenden Anträge sind noch während dieser Arbeit eingeleitet worden. Der Umbau ist aber bis zur Fertigstellung jedoch noch nicht erfolgt.

Die Anpassung der Gleitschattenfilmdosimeter an die neuen gesetzlichen Bestimmungen ist bereits von Seiten der Personendosismessstelle in Dortmund umgesetzt worden. Die Grundlage für die Auswertung bildet die neue Kenngröße *Tiefen-Personendosis* $H_p(10)$.

A.2.3 Zusammenfassung

In diesem Abschnitt sind die potentiellen Gefahren durch die Emission von Röntgenstrahlung während der Laser-Plasma-Wechselwirkung sowie die durchgeführten Strahlenschutzmaßnahmen im Hochintensitätslabor vorgestellt worden. Um gesichert auszuschließen, dass einer der Experimentatoren einer gesundheitsgefährdenden Strahlenexposition ausgesetzt wird, sind zwei unabhängige Methoden zur Ermittlung der Strahlenbelastung eingeführt worden. Zu einem ist es die „in situ“-Überwachung der Ortsdosis während der Experimente mit Hilfe des Dosisleistungsmessgerätes RAM ION X. Zusätzlich wird unabhängig eine Langzeit-Überwachung der im Labor tätigen Personen mit Gleitschattenfilmdosimetern durchgeführt. Die Filmdosimeter werden von der Personendosismessstelle in Dortmund monatlich ausgewertet. Messgröße ist die Personendosis (Tiefen-Personendosis $H_p(10)$). Diese Maßnahmen lehnen sich stark an den gesetzlichen Vorschriften, die beim Umgang mit ionisierender Strahlung beachtet werden müssen an. Die Anpassung der Strahlenschutzmaßnahmen an die neuen gesetzlichen Vorschriften ist teilweise durchgeführt (Gleitschattenfilmdosimeter) bzw. eingeleitet worden (Dosisleistungsmessgerät).

Die Strahlenschutzmaßnahmen im Hochintensitätslabor müssen stetig den sich wandelnden Bedingungen angepasst und kritisch hinterfragt werden. Mit immer höheren Laserintensitäten, die mit dem beschriebenen Ausbau der Laseranlage verbunden sind, wird die Strahlenbelastung durch Röntgenstrahlung ein deutlich höheres Niveau erreichen. Mögliche Experimente zur Erzeugung geladener Teilchenstrahlen erfordern eine Erweiterung der Überwachungsmaßnahmen, die eine Detektion der entsprechenden ionisierenden Strahlung auch ermöglichen. Auch muss berücksichtigt werden, dass bei sehr hohen Laserintensitäten $I_s \geq 10^{19} \text{ W/cm}^2$ eine Belastung durch Röntgenstrahlung bzw. γ -Strahlung und β -Strahlung auf der Zeitskala einiger Stunden nach der eigentlichen Laser-Plasma-Wechselwirkung in der Vakuumkammer des Experiments nachgewiesen worden sind [98].

Auch für zukünftigen Experimenten sollte eine Strahlenbelastung der Experimentator vollständig ausgeschlossen werden. Dies ist vor allem vor dem Hintergrund zu sehen, dass über die biologische Wirksamkeit kurzer Röntgenimpulse keine wissenschaftliche Untersuchungen existieren. Moderne Dosimetriebetrachtungen basieren stets auf der Verwendung (quasi-) kontinuierlicher, ionisierender Strahlung.

Literaturverzeichnis

- [1] A. G. Michette, G. R. Morrison, C. J. Buckley (eds.), *X-ray Microscopy III*, Springer Verlag (1992)
- [2] E. A. Gibson, A. Paul, N. Wagner, R. Tobey, D. Gaudosi, S. Backus, I. P. Christov, A. Aquila, E. M. Gullikson, D. T. Attwood, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Coherent Soft X-ray Generation in the Water Window with Quasi-Phase Matching*, *Science* **302**, 95-98 (2003)
- [3] U. Stamm, H. Schwoerer, R. Lebert, *Strahlungsquellen für die EUV-Lithographie*, *Physik Journal* **1**, 33-39 (2002)
- [4] G. Margaritondo, *Introduction to Synchrotron Radiation*, Oxford University Press (1988)
- [5] J. Feldhaus and B. Sonntag, *The Vacuum Ultraviolet Free-Electron-Laser at DESY*, *Synchrotron Radiation News* **11** (1), 14-18 (1994)
- [6] H. Daido, *Review of soft x-ray laser researches and developements*, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 1513-1576 (2002)
- [7] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, *Generation of Ultrahigh Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification*, *IEEE J. of Quantum Electron.* **QE-24** (2), 398-403 (1988)
- [8] S. Backus, C. G. Durfee, H. C. Kapteyn, and M. M. Murnane, *High Power Ultrafast Laser*, *Rev. Sci. Instr.* **69**, 1207-1220 (1998)
- [9] Z. Chang, A. Rundquist, and H. Wang, M. M. Murnane and H. C. Kapteyn, *Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics*, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 2967-2970 (1997)
- [10] E. Lefebvre, G. Bonnaud, *Transparency/Opacity of a Solid Target Illuminated by an Ultrahigh-Intensity Laser Pulse*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2002 -2005 (1995)
- [11] P. Sprangle, E. Esarey, and A. Ting, *Nonlinear interaction of intense laser pulses in plasmas*, *Phys. Rev. A* **41**, 4463-4469 (1990)
- [12] W. B. Mori, C. D. Decker, and W. P. Leemans, *Relativistic harmonic content of nonlinear electromagnetic waves in underdense plasmas*, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **21**, 110-119 (1993)

- [13] S. C. Wilks, W. L. Kruer, and W. B. Mori, *Odd Harmonic Generation of Ultra-Intense Laser Pulses Reflected from an Overdense Plasma*, IEEE Trans. Plasma Sci. **21**, 120-124 (1993)
- [14] P. Gibbon, *High-Order Harmonic Generation in Plasmas*, IEEE J. Quantum Electron. **33**, 1915-1924 (1997)
- [15] S. V. Bulanov, N.M. Naumova, and F. Pegoraro, *Interaction of an ultrashort, relativistically strong laser pulse with an overdense plasma*, Phys. Plasma **1** (3), 745-757 (1994)
- [16] R. Lichters, J. Meyer-ter-Vehn, and A. Pukhov, *Short-pulse laser harmonics from oscillating plasma surfaces driven at relativistic intensity*, Phys. Plasmas **3** (9), 3425-3437 (1996)
- [17] D. von der Linde, K. Rzàzewski, *High-order harmonic generation from solid surfaces*, Appl. Physics B **63**, 499-506 (1996)
- [18] D. von der Linde, *Generation of High Order Optical Harmonics from Solid Surfaces*, Appl. Physics B **68**, 315-319 (1998)
- [19] P. Gibbon, *Harmonic Generation by Femtosecond Laser-Solid Interaction: A coherent 'Water-Window' Light Source?*, Phys. Rev. Lett. **76** (1), 50-53 (1996)
- [20] A. Tarasevitch, A. Orisch, D. von der Linde, Ph. Balcou, G. Rey, J.-P. Chambaret, U. Teubner, D. Klöpfel, and W. Theobald, *Generation of high-order spatially coherent harmonics from solid targets by femtosecond laser pulses*, Phys. Rev. A **62**, 023816 (2000)
- [21] P. A. Norreys, M. Zepf, S. Moustazis, A. P. Fews, J. Zhang, P. Lee, M. Bakarezos, C. N. Danson, A. Dyson, P. Gibbon, P. Loukakos, D. Neely, F. N. Walsh, J. S. Wark, and A. E. Dangor, *Efficient Extreme UV Harmonic Generated from Picosecond Laser Pulse Interactions with Solid Targets*, Phys. Rev. Lett. **76** (11), 1832-1835 (1996)
- [22] W. Theobald, R. Häßner, C. Wülker, and R. Sauerbrey, *Temporally Resolved Measurement of Electron Densities ($> 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) with High Harmonics*, Phys. Rev. Lett. **77** (2), 298-301 (1996)
- [23] R. Lichters and J. Meyer-ter-Vehn, *High Laser Harmonics from Plasma Surfaces: Intensity and Angular dependence, Cutoffs and Resonance Layers at Density Ramps*, Institute of Physics Conference Series **154**, Inst. Phys. Publ. Bristol, 221-230 (1997)
- [24] M. Zepf, G. D. Tsakiris, G. Pretzler, I. Watts, D. M. Chambers, P. A. Norreys, U. Andiel, A. E. Dangor, K. Eidmann, C. Gahn, A. Machacek, J. S. Wark, and K. Witte, *Role of the plasma scale length in the harmonic generation from solid targets*, Phys. Rev. E **58** (5), R5253-R5256 (1998)
- [25] S. C. Wilks, *Simulations of ultraintense laser-plasma interactions*, Phys. Fluids B **5**, 2603-2607 (1993)

- [26] N. G. Basov, V. Yu. Bychenkov, A. A. Zozulya, M. O. Kochevoi, M. V. Osipov, A. A. Rupasov, V. P. Silin, G. V. Sklizkov, V. T. Tkhonchuk, D. V. Shanditsev, and A. S. Shikanov, *Investigation of generation of the $3/2\omega_0$ harmonic produced by spherical laser irradiation of a plasma*, Sov. Phys. JETP **65** (5), 954-961 (1981)
- [27] D. M. Villeneuve, H. A. Baldis, and C. J. Walsh, *The production of $(3/2)\omega_0$ light by the two-plasmon decay instability*, Phys. Fluids **28**, 1454-1459 (1985)
- [28] N. G. Basov, Yu. A. Zakharenkov, N. N. Zorev, G. V. Sklizkov, A. A. Rupasov, and A. S. Shikanov, *Heating and Compression of Thermonuclear Targets by Laser Beam*, Cambridge University Press, Cambridge (1986)
- [29] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Willey-Interscience Publication (1984)
- [30] M. Schnürer, R. Nolte, A. Rousse, G. Grillon, G. Cheriaux, M. P. Kalachnikov, P. V. Nickles, and W. Sandner, *Dosimetric measurements of electron and photon yields from solid targets irradiated with 30 fs pulses from a 14 TW laser*, Phys. Rev. E **61** (4), 4394-4401 (2000)
- [31] C. Dietrich, *Erzeugung ultrakurzer Laserimpulse und deren Verstärkung in den Terawatt-Bereich*, Diplomarbeit (1999)
- [32] W. E. White, F. G. Patterson, R. L. Combs, D. F. Price, and R. L. Shephard, *Compensation of higher-order frequency-dependent phase terms in chirped pulse amplification systems*, Optics Letters **18**, 1343-1354 (1993)
- [33] D. von der Linde, and H. Schüler, *Breakdown threshold and plasma formation in femtosecond laser-solid interaction*, J. Opt. Soc. Am. B. **13**, 216-222 (1996)
- [34] C. Le Blanc, P. Purley, F. Salin, *Gain-narrowing and gain-shifting of ultrashort pulses in Ti:sapphire amplifiers*, Optics Communications **131**, 391-398 (1996)
- [35] J. C. Diels and W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic Press (1996)
- [36] O. Svelto, *Principles of Lasers*, Plenum Press (1989)
- [37] J. Queneuille, F. Druon, A. Maksimchuk, G. Cheriaux, and G. Mourou, *Second-harmonic generation and wave-front correction of a terawatt laser system*, Optics Letters **25**, 508-510 (2000)
- [38] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, und G. W. Weinreigh, *Generation of optical harmonics*, Phys. Rev. Lett. **7**, 118-119 (1961)
- [39] T. Ditmire, A. M. Rubenchik, D. Eimerl, and M. D. Perry, *Effects of cubic nonlinearity on frequency doubling of high-power laser pulses*, J. Opt. Soc. Am. B. **13** (4), 649-655 (1996)
- [40] *SNLO nonlinear optics code* available from A. V. Smith, Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM 87185-1423

- [41] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating: The measurement of ultrashort laser pulses*, Kluwer Academic Publishers (2002)
- [42] A. M. Streltsov, J. K. Ranka, and A. L. Gaeta, *Femtosecond ultraviolet autocorrelation measurements based on two-photon conductivity in fused silica*, Optics Letters **23**, 798-800 (1998)
- [43] U. Teubner, G. Pretzler, Th. Schlegel, K. Eidmann, E. Förster, and K. Witte, *Anomalies in high-order harmonic generation at relativistic intensities*, Phys. Rev. A **67**, 013816 (2003)
- [44] W. Kruer, *The interaction of laser with plasma*, Addison Wesley (1980)
- [45] V. Silin, *Nonlinear High-Frequency Plasma Conductivity*, Sov. Phys. JETP **20** (6), 1510-1514 (1965)
- [46] P. Calto und T. Speziale, *Strong field inverse bremsstrahlung via a Lorentz model*, Phys. Fluids **20** (1), 167-172 (1977)
- [47] R. J. Goldston and P. H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics*, IOP Publishing Ltd (1995)
- [48] R. W. Hockney and J. W. Eastwood, *Computer simulations using particles*, IOP Publishing Ltd (1998)
- [49] C. K. Birdsall and A. B. Langdon, *Computer simulations doing plasma physics*, IOP Publishing Ltd (1991)
- [50] R. Lichters, *Relativistische Wechselwirkung intensiver kurzer Laserpulse mit überdichten Plasmen: Erzeugung hoher Harmonischer*, Dissertation (1997)
- [51] R. L. Carman, C. K. Rhodes, and R. F. Benjamin, *Observation of harmonics in the visible and ultraviolet created in CO₂-laser-produced plasmas*, Phys. Rev. A **24**, 2649-2663 (1981)
- [52] B. Bezzerides, R. D. Jones, and D. W. Forslund, *Plasma Mechanism for Ultraviolet Harmonic Radiation Due to CO₂ Light*, Phys. Rev. Lett. **49** (3), 202-205 (1982)
- [53] C. Grebogi, V. K. Tripathi, and H.-H. Chen, *Harmonic generation of radiation in a steep density profile*, Phys. Fluids **26** (7), 1904-1908 (1983)
- [54] D. von der Linde, T. Engers, and G. Jenke, *Generation of high-order harmonics from solid surfaces by intense femtosecond laser pulses*, Phys. Rev. A **52** (1), R25-R28 (1996)
- [55] S. Kohlweyer, *Erzeugung von Harmonischen durch Reflexion hochintensiver Laserpulse an einem überdichten Plasma*, Dissertation 1996; S. Kohlweyer, G. Tsakiris, C.-G. Wahlström, C. Tillman, and I. Mercer, *Harmonic generation from solid-vacuum interface irradiated at high laser intensities*, Optics Communications **117**, 431-438 (1995)

- [56] A. Bourdier, *Oblique incidence of a strong electromagnetic wave on a cold inhomogeneous electron plasma. Relativistic effects*, Phys. Fluids **26** (7), 1804-1807 (1983)
- [57] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, de Gruyter (1983)
- [58] A. Tarasevitch, C. Dietrich, and D. von der Linde, *High Order Harmonic Generation from Plasma Surfaces*, Lectures in Strong Field Physics, ed. T. Brabec, and H. Kapteyn (in print)
- [59] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, Cambridge University Press (1980)
- [60] H. Hora, *Laser Plasma Physics: Forces and the Nonlinearity Principle*, SPIE Press (2000)
- [61] F. Brunel, *Not-So-Resonant, Resonant Absorption*, Phys. Rev. Lett. **59** (1), 52-55 (1987)
- [62] Abramowitz, and Stegun, *Mathematical Handbook of Functions*, Dover Press (1972)
- [63] P. Gibbon and F. Förster, *Short-Pulse laser-plasma interactions*, Plasma Physics and Controlled Fusion, **38** (6), 769-782 (1996)
- [64] T. Engers, *Wechselwirkung intensiver Femtosekunden-Lichtimpulse mit inhomogenen Laserplasmen*, Dissertation (1999)
- [65] T. J. M. Boyd and R. Ondarza-Rovira, *Plasma Line Emission from Short Pulse Laser Interactions with Dense Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **85** (7), 1440-1443 (2000)
- [66] R. Ondarza-Rovira, T. J. M. Boyd, *Plasma harmonic emission from laser interactions with dense plasma*, Phys. Plasmas **7** (5), 1520-1530 (2000)
- [67] A. Orisch, *Erzeugung hoher Harmonischer an Festkörperoberflächen mit fs-Laserimpulsen*, Dissertation (2000)
- [68] A. Macchi, F. Cornolti, F. Pegoraro, T. V. Liseikina, H. Ruhl, and V. A. Vshivkov, *Surface Oscillations in Overdense Plasmas Irradiated by Ultrashort Laser Pulses*, Phys. Rev. Lett. **87** (20), 2050004 (2001)
- [69] A. Macchi, F. Cornolti, and F. Pegoraro, *Two-surface wave decay*, Phys. Plas. **9** (5), 1704-1711 (2002)
- [70] I. Watts, M. Zepf, E. L. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, A. E. Dangor, R. Allot, R. J. Clarke, D. Neely, and P. A. Norreys, *Measurement of relativistic self-phase-modulation in plasma*, Phys. Rev. E **66**, 036409 (2002)
- [71] W. B. Mori, *The Physics of Nonlinear Optics of Plasmas at Relativistic Intensities for Short-Pulse Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **33** (11), 1942-1953 (1997)
- [72] L. Veisz, W. Theobald, T. Feurer, H. Schillinger, P. Gibbon, R. Sauerbrey, and M. S. Jovanovic, *Three-halves harmonic emission from femtosecond laser produced plasmas*, Phys. Plasmas **9**, 3197-3202 (2002)

- [73] K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, J. Blums, A. Cavalleri, C. Dietrich, A. Tarasevitch, I. Uschmann, E. Förster, M. Horn-von-Hoegen, and D. von der Linde, *Femtosecond X-ray measurement of coherent lattice vibrations near the Lindemann stability limit*, Nature **422**, 287-289 (2003)
- [74] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.-M. Aleonard, F. Burgy, J.-P. Chambaret, J.-F. Chemin, K. Krushelnick, G. Malka, S. P. D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.-P. Rousseau, J.-N. Scheurer, B. Walton, and A. E. Dangor, *Electron Acceleration by a Wake Field Forced by an Intense Ultrashort Laser Pulse*, Science **298**, 1596-1600 (2002)
- [75] R. Kodama, H. Shiraga, K. Shigemori, Y. Toyama, S. Fuijoka, H. Azechi, H. Fujita, H. Habara, T. Hall, Y. Izawa, T. Jitsuno, Y. Kitagawa, K. M. Krushelnick, K. L. Lancaster, K. Mima, K. Nagai, M. Nakai, N. Nishimura, T. Norimatsu, P. A. Norreys, S. Sakabe, K. A. Tanaka, A. Youssef, M. Zepf, T. Yamanaka, *Nuclear fission: Fast heating scaleable to laser fusion ignition*, Nature **418**, 933-934 (2002)
- [76] D. Umstadter, E. Esarey, and J. Kim, *Nonlinear Plasma Waves Resonantly Driven by Optimized Laser Pulse Trains*, Phys. Rev. Lett. **72**, 1224-1227 (1994)
- [77] H. C. Barr, P. Mason, and D. M. Parr, *Electron parametric instabilities of relativistically intense laser light in under and overdense plasma*, Phys. Plasmas **7**, 2604-2615 (2000)
- [78] B. Quesnel, P. Mora, J. C. Adam, A. Héron, and G. Laval, *Electron parametric instabilities of ultraintense laser pulses propagating in plasmas of arbitrary density*, Phys. Plasma **4** (9), 3358-3368 (1997)
- [79] J. F. Drake, P. K. Kaw, Y. C. Lee, G. Schmidt, *Parametric instabilities of electromagnetic waves in plasmas*, Phys. Fluids **17** (4), 778-784 (1974)
- [80] J. Meyer, *Mode coupling of the two-plasmon decay instability to ion-acoustic waves and the effect on (3/2)-harmonic emission*, Phys. Fluids B **4**, 2934-2941 (1992)
- [81] H. A. Baldis and C. J. Walsh, *Growth and Saturation of the two-plasmon decay instability*, Phys. Fluids **26**, 1364-1375 (1983)
- [82] D. A. Russel and D. F. DuBois, *$3/2\omega_0$ Radiation from Laser-Driven Two-Plasmon Decay Instability in an inhomogeneous Plasma*, Phys. Rev. Lett. **86**, 428-431 (2001)
- [83] P. E. Young, B. F. Lasinski, W. L. Kruer, E. A. Williams, K. G. Estabrook, E. M. Campbell, R. P. Drake, and H. A. Baldis, *Simultaneous Spectrally and Spatially Resolved Measurements of $3/2\omega_0$ Emission from Laser-Produced Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **61**, 2766-2769 (1988)
- [84] B. B. Afeyan and E. A. Williams, *Unified Theory of Stimulated Raman Scattering and Two-Plasmon Decay in inhomogeneous Plasmas: High Frequency Hybrid Instability*, Phys. Rev. Lett. **75**, 4218-4221 (1995)

- [85] K. Estabrook and W. L. Kruer, *Theory and simulation of one-dimensional Raman backward and forward scattering*, Phys. Fluids **26**, 1892-1903 (1983)
- [86] Q. L. Dong, J. Zhang, and H. Teng, *Absorption of femtosecond laser pulses in interaction with solid targets*, Phys. Rev. Lett. E **64**, 026411 (2001)
- [87] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, V. Yanovsky, *Petawatt laser pulses*, Optics Letters **24**, 163-165 (1999)
- [88] P. Chen, *Laboratory Astrophysics Using High Intensity Particle and Photon Beams*, in Superstrong Fields in Plasmas, AIP Conference Proceedings **611**, 375-382 (2001)
- [89] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann, and P. Tournois, *Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping*, Optics Letters **25**, 575-577 (2000)
- [90] G. Strobrawa, M. Hacken, Th. Feurer, D. Zeidler, M. Motzkus, F. Reichel, *A new high-resolution femtosecond pulse shaper*, Applied Physics B **72** (5), 627-630 (2001)
- [91] C. Jaconis and I. A. Walmsley, *Spectral Phase Interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses*, Optics Letters **23**, 792-794 (1998)
- [92] K. Krushelnick, E. L. Clark, M. Zepf, J. R. Davies, F. N. Beg, A. Machacek, M. I. K. Santala, M. Tatarakis, I. Watts, P. A. Norreys, and A. E. Dangor, *Energetic proton production from relativistic laser interaction with high density plasma*, Phys. Plasmas **7** (5), 2055-2061 (2000)
- [93] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, and D. Umstadter, *Forward Ion Acceleration in Thin Films Driven by a High-Intensity Laser*, Phys. Rev. Lett. **84**, 4108-4111 (2000)
- [94] H. Schwoerer, P. Gibbon, S. Düsterer, R. Behrens, C. Ziener, C. Reich, and R. Sauerbrey, *MeV x-rays and photoneutrons from femtosecond laser produced plasmas*, Phys. Rev. Lett. **86** (11), 2317-2320 (2001)
- [95] H. Reich (Hrsg.), *Dosimetrie ionisierender Strahlung*, B. G. Teubner Stuttgart (1990)
- [96] E. M. Hucko, *Röntgenverordnung*, Bundesanzeiger (1992)
- [97] *Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlung (Strahlenschutzverordnung)*, Bundesges.bl. I, 1321-1375 (1989)
- [98] R. Allott and P. Wright, *Ultra-High Intensity Laser Plasma Interactions: The Radiological Perspective*, Poster Session ULIA EUROCONFERENCES 2, Pisa, Italy, September 29th-October 3rd, 2002

Danksagung

Viele haben zu dem Gelingen dieser Arbeit beigetragen, denen ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte. An erster Stelle danke ich meiner Freundin Cordula Wünsche für ihre niemals endende Geduld und Unterstützung, die sie mir bis zur Fertigstellung dieser Arbeit gewährt hat. Natürlich möchte ich mich bei Herrn Prof. von der Linde für die Möglichkeit zur Promotion und die vielen Hilfestellungen während der letzten Jahre bedanken. Zu tiefstem Dank verpflichtet bin ich auch Herrn Dr. A. Tarasevitch für die wissenschaftliche Führung und Betreuung während dieser Arbeit.

Dank gilt auch dem „Röntgen-Club“ für die vielen gemeinsamen Stunden im Labor und das Korrekturlesen der vorliegenden Arbeit. Hier müssen vor allem Herr Dr. K. Sokolowski-Tinten und Herr Dr. Ch. Blome genannt werden.

Keine Arbeit in der Experimental-Physik kann ohne die vielfältige Unterstützung der Mitarbeiter in der Mechanik- und Elektronik-Werkstatt entstehen. Deshalb bedanke ich mich an dieser Stelle bei Herrn Feinmechaniker-Meister M. Bieske und Herrn Dr. B. Proff für ihre Hilfe und Geduld bei der Anfertigung der benötigten mechanischen und elektronischen Komponenten, sowie diverser LabView-Programme.

Ich möchte an dieser Stelle auch die Gelegenheit nutzen, meinen Eltern Doris und Gerhard Dietrich für die Möglichkeit zum Studium und die vorbehaltlose Unterstützung während der letzten Jahre zu danken.