
Entwicklung kohärenter Lichtquellen im XUV-Regime

Dissertation
zur Erlangung des Grades
"Doktor der Naturwissenschaften"

vorgelegt dem
Fachbereich 08
Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg - Universität
in Mainz

von
Boris Ecker
geb. in Frankenthal (Pfalz)

Mainz, Dezember 2012
D77

Tag der mündlichen Prüfung: 18.11.2013

Diese Arbeit wurde durch die folgenden Institute und Arbeitsgruppen unterstützt:



Zusammenfassung

Plasmabasierte Röntgenlaser sind aufgrund ihrer kurzen Wellenlänge und schmalen spektralen Bandbreite attraktive Diagnose-Instrumente in einer Vielzahl potentieller Anwendungen, beispielsweise in den Bereichen Spektroskopie, Mikroskopie und EUV-Lithografie. Dennoch sind Röntgenlaser zum heutigen Stand noch nicht sehr weit verbreitet, was vorwiegend auf eine zu geringe Pulsenergie und für manche Anwendungen nicht hinreichende Strahlqualität zurückzuführen ist. In diesem Zusammenhang wurden in den letzten Jahren bedeutende Fortschritte erzielt. Die gleichzeitige Weiterentwicklung von Pumpasersystemen und Pumpmechanismen ermöglichte es, kompakte Röntgenlaserquellen mit bis zu 100 Hz zu betreiben. Um gleichzeitig höhere Pulsenergien, höhere Strahlqualität und volle räumliche Kohärenz zu erhalten, wurden intensive Studien theoretischer und experimenteller Natur durchgeführt.

In diesem Kontext wurde in der vorliegenden Arbeit ein experimenteller Aufbau zur Kombination von zwei Röntgenlaser-Targets entwickelt, die sogenannte Butterfly-Konfiguration. Der erste Röntgenlaser wird dabei als sogenannter Seed für das zweite, als Verstärker dienende Röntgenlasermedium verwendet (injection-seeding). Auf diese Weise werden störende Effekte vermieden, welche beim Entstehungsprozess des Röntgenlasers durch die Verstärkung von spontaner Emission zustande kommen. Unter Verwendung des ebenfalls an der GSI entwickelten Double-Pulse Grazing Incidence Pumpschemas ermöglicht das hier vorgestellte Konzept, erstmalig beide Röntgenlasertargets effizient und inklusive Wanderwellenanregung zu pumpen.

Bei einer ersten experimentellen Umsetzung gelang die Erzeugung verstärkter Silber-Röntgenlaserpulse von $1 \mu\text{J}$ bei 13.9 nm Wellenlänge. Anhand der gewonnenen Daten erfolgte neben dem Nachweis der Verstärkung die Bestimmung der Lebensdauer der Besetzungsinversion zu 3 ps . In einem Nachfolgeexperiment wurden die Eigenschaften eines Molybdän-Röntgenlaserplasmas näher untersucht. Neben dem bisher an der GSI angewandten Pumpschema kam in dieser Strahlzeit noch eine weitere Technik zum Einsatz, welche auf einem zusätzlichen Pumpimpuls basierte. In beiden Schemata gelang neben dem Nachweis der Verstärkung die zeitliche und räumliche Charakterisierung des Verstärkermediums. Röntgenlaserpulse mit bis zu 240 nJ bei einer Wellenlänge von 18.9 nm wurden nachgewiesen. Die erreichte Brillanz der verstärkten Pulse lag ca. zwei Größenordnungen über der des ursprünglichen Seeds und mehr als eine Größenordnung über der Brillanz eines Röntgenlasers, dessen Erzeugung auf der Verwendung eines einzelnen Targets basierte. Das in dieser Arbeit entwickelte und experimentell verifizierte Konzept birgt somit das Potential, extrem brillante plasmabasierte Röntgenlaser mit vollständiger räumlicher und zeitlicher Kohärenz zu erzeugen.

Die in dieser Arbeit diskutierten Ergebnisse sind ein wesentlicher Beitrag zu der Entwicklung eines Röntgenlasers, der bei spektroskopischen Untersuchungen von hochgeladenen Schwerionen eingesetzt werden soll. Diese Experimente sind am Experimentierspeicherring der GSI und zukünftig auch am High-Energy Storage Ring der FAIR-Anlage vorgesehen.

Abstract

Due to their short wavelength and very narrow spectral bandwidth, plasma-based x-ray lasers present an interesting diagnostic tool for a variety of applications, amongst them spectroscopy, microscopy and EUV-lithography. However, up to date x-ray lasers find only limited use in applications, which is related to low pulse energies and an insufficient quality of the x-ray laser beam. Within this context, tremendous efforts have been achieved over the last few years. The simultaneous improvement of pump laser systems as well as pumping mechanisms lead to compact x-ray laser sources operated with up to 100 Hz. To achieve both, higher pulse energies and beam quality, including full spatial coherence, intense theoretical and experimental studies have been performed.

In the presented work, a new experimental design has been developed that allows for pumping two independent x-ray laser targets at the same time. Within the so-called Butterfly configuration, the x-ray laser pulse generated by the first target is used as a seed pulse. It is injected into the second x-ray laser medium, which acts as an amplifier. This results in the circumvention of undesirable effects, which are related to the amplification of spontaneous emission and limit the beam quality of the x-ray laser. For the first time, the Butterfly setup provides an efficient pumping scheme for both the seed- and the amplifier-target, including travelling wave excitation.

A first experimental campaign has succeeded in demonstrating a seeded and amplified silver x-ray laser at 13.9 nm and 1 μ J pulse energy. In addition, the measured data reveals the 3 ps lifetime of the population inversion within the silver plasma. In a follow-up experiment, a molybdenum x-ray laser at 18.9 nm was characterized. In addition to the regular pumping scheme used at GSI, a novel pumping strategy has been deployed, which relies on an additional pumping pulse. Seeded x-ray laser operation has been demonstrated in both schemes, resulting in x-ray laser pulses of up to 240 nJ. The peak brilliance of the amplified x-ray laser was two orders of magnitude larger compared to the original seed pulses, and more than one order of magnitude larger compared to an x-ray laser based on a single target. The experimental setup developed and deployed in this work holds the promise to provide extremely brilliant plasma-based x-ray lasers with full temporal and spatial coherence.

Thus, the presented experimental concept presents a highly interesting alternative to the currently more common approach relying on high-order harmonic pulses as a seed source.

The results obtained and discussed in this work are a valuable contribution in the development of an x-ray laser for spectroscopy experiments on highly-charged heavy-ions. These experiments are scheduled at the experimental storage ring at GSI, as well as the high-energy storage ring of the future FAIR facility.

Inhaltsverzeichnis

I. Überblick kohärenter Lichtquellen im XUV-Bereich	1
1.1. Anwendungsbereiche plasmabasierter Röntgenlaser	1
1.2. Geschichte plasmabasierte Röntgenlaser	6
1.2.1. Quasi-Steady-State Pumpschema	6
1.2.2. Transientes Pumpschema und Wanderwellenanregung	7
1.2.3. Grazing Incidence Pumping	9
1.2.4. Röntgenlaser basierend auf optischer Feldionisation	11
1.2.5. Pumpen von Röntgenlasern durch elektrische Entladungen	12
1.2.6. Übergänge in inneren Schalen	12
1.3. Erzeugung hoher Harmonischer und parametrische Verstärkung	14
1.3.1. Das mikroskopische Modell	14
1.3.2. Makroskopische Response / Phasen Anpassung	16
1.3.3. Parametrische Verstärkung von Harmonischen - XPA	17
1.3.4. Attosekundenpulse	18
1.3.5. Verstärkung hoher Harmonischer in Röntgenlasermedien	19
1.4. Kombination zweier Röntgenlasermedien	22
1.5. Röntgenlaser im Kontext von Spektroskopieexperimenten	23
1.6. Freie-Elektronen-Laser	26
II. Theoretische Grundlagen	29
2.1. Grundlegende Begriffe der Plasmaphysik	29
2.2. Inverse Bremsstrahlung	33
2.3. Lichtausbreitung in Plasmen	35
2.4. Dynamik des Röntgenlaserplasmas	38
2.5. Maxwell-Bloch Simulationen	41
2.6. Eigenschaften transienter Röntgenlaser	43
III. Das PHELIX Lasersystem	47
3.1. Chirped Pulse Amplification	47
3.2. Das fs-Frontend	48
3.3. Das ns-Frontend	49
3.4. Der Vorverstärker	50
3.5. Der Hauptverstärker	51

3.6. Experimentierplätze	52
IV. Seeding Experimente	56
4.1. Silber-Röntgenlaser - Mai 2011	56
4.1.1. Anforderungen an das Lasersystem	56
4.1.2. Vorbereitung des Experiments	57
4.1.3. Das Butterfly Konzept	58
4.1.4. Experimenteller Aufbau	61
4.1.5. Durchführung des Experiments	62
4.1.6. Auswertung und Ergebnisse	66
4.1.7. Maxwell-Bloch Simulationen	69
4.1.8. Zusammenfassung	70
4.2. Molybdän-Röntgenlaser - April/Mai 2012	72
4.2.1. Anforderungen an das Lasersystem	73
4.2.2. Experimenteller Aufbau	73
4.2.3. Überblick und Messung der Pumpparameter	75
4.2.4. Durchführung und Ergebnisse	75
4.2.5. Zusammenfassung	83
Abschließende Zusammenfassung und Ausblick	87
Literaturverzeichnis	100

Liste verwendeter Abkürzungen und Akronyme

AC	Achromat
AOM	Akustooptischer Modulator
ASE	Amplification of Spontaneous Emission
AWG	Arbitrary Waveform Generator
CPA	Chirped Pulse Amplification
cw	Continous Wave
DC	Capillary Discharge Röntgenlaser
DGRIP	Double-Pulse Grazing Incidence Pumping
ESR	Experimental Storage Ring, GSI
EUV	Extreme Ultraviolet
FEL	Free Electron Laser
Fsfe	Femtosekunden-Frontend
FSU	Friedrich-Schiller-Universität Jena
FWHM	Full Width at Half Maximum
GRIP	Grazing Incidence Pumping

GSI	GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung
HH	High-Order Harmonics
HHG	High-Order Harmonics Generation
HIJ	Helmholtz-Institut Jena
IOQ	Institut für Optik und Quantenelektronik der FSU
IR	Infrarot
LCLS	Linac Coherent Light Source
LLNL	Lawrence Livermore National Laboratory
MOPA	Master Oscillator Power Amplifier
MZ	Mach-Zehnder Interferometer
Nsfe	Nanosekunden-Frontend
OFI	Optische Feldionisation
PHELIX	Petawatt High-Energy Laser for Heavy Ion Experiments
QSS	Quasi-Steady-State
SLAC	Stanford Linear Accelerator Center
TB1	Turning Box 1, PHELIX Laserbay
TB2	Turning Box 2, PHELIX Laserbay
TCE	Transient Collisional Excitation
TGRIP	Triple-Pulse Grazing Incidence Pumping
Ti:Sa	Titan-Saphir
TW	Travelling Wave oder Terawatt
XPA	X-ray Parametric Amplification
XRL	X-ray Laser

Überblick kohärenter Lichtquellen im XUV-Bereich

In diesem Kapitel werden Anwendungsbereiche, Quellen und Erzeugungsmechanismen von kohärenter Strahlung im EUV- und weichem Röntgenbereich zwischen 50 nm und 1 nm vorgestellt. Die Erzeugung und Eigenschaften plasmabasierter Röntgenlaser (X-ray laser, XRL) steht dabei im Vordergrund, gefolgt von der Erzeugung hoher Harmonischer (HH) und deren parametrischer Verstärkung (XPA). Ein besonderes Augenmerk bei der Entwicklung plasmabasierter Röntgenlaser an der GSI liegt auf deren Einsatz bei spektroskopischen Untersuchungen schwerer, hochgeladener Ionen. Dieser Thematik ist ein weiterer Abschnitt dieses Kapitels gewidmet. Zur Vervollständigung des Bildes der kohärenten XUV- und Röntgenquellen wird abschließend ein kurzer Überblick über die Funktionsweise der Freielektronen-Laser (FEL) gegeben.

1.1. Anwendungsbereiche plasmabasierter Röntgenlaser

In den letzten Jahren wurden in der Entwicklung plasmabasierter Röntgenlaser enorme Fortschritte erzielt. Als Folge hiervon steigt die Zahl der Anwendungen, in welcher von der kurzen Wellenlänge oder der schmalen Bandbreite dieser EUV-Quellen profitiert wird, stetig an. Wichtige Schritte der Röntgenlaserentwicklung auf dem Weg zur Anwendungsreife sind ein kompaktes Design („table-top“-Instrumente) sowie die durch die Untersuchung effizienterer Pumpmechanismen sinkende Anforderung an die Pumpenergie, welche entweder durch ein IR-Lasersystem oder durch elektrische Entladungen zur Verfügung gestellt wird. Insbesondere das Zusammenspiel mit der Entwicklung von Dioden-gepumpten IR-Lasersystemen hin

zu Pulsenergien von 1 J bis 10 J und hohen Pulswiederholraten von über 1 Hz führte in den letzten Jahren zu bemerkenswerten Fortschritten in der Anwendungsreife der Röntgenlaser [FRL⁺09]. Die kürzestwellenlängigen Röntgenlaser, die heute in dem für Anwendungen interessanten Bereich von > 1 Hz Pulswiederholrate betrieben werden können, sind Silber (5 J IR, 2.5 Hz, 10 μ J bei 13.9 nm) und Tellur (5.5 J IR, 1 Hz, 2 μ J bei 10.9 nm) [MAL⁺10], [AMW⁺10]. 2012 gelang die Demonstration des ersten mit 100 Hz betriebenen Röntgenlasers, welcher auf Molybdän als Targetmaterial basierte (<1 J IR, 100 Hz, 18.9 nm) [Roc13].

Voraussetzung für den Einsatz eines Röntgenlasers in einer spezifischen Anwendung ist die genaue Kenntnis seiner Eigenschaften:

- Anzahl der Photonen eines Pulses $\#_{\text{Ph}}$ bzw. Pulsenergie $E_{\text{XRL}} = \#_{\text{Ph}} h\nu_{\text{XRL}}$
- Pulsdauer τ
- relative spektrale Bandbreite $\Delta\lambda/\lambda$
- Quellgröße $\Delta x \cdot \Delta y$
- Divergenz θ_x, θ_y
- räumliche Kohärenz
- zeitliche Kohärenz
- Pulswiederholrate
- Richtungsstabilität
- Maß der statistischen Schwankungen dieser Größen

Die fünf erstgenannten Größen definieren die Brillanz

$$B = \frac{\#_{\text{Ph}} \text{ in } 0.1\% \text{ BW}}{\tau \Delta x \Delta y \theta_x \theta_y}, \quad (1.1)$$

eine Größe, die häufig als vergleichendes Maß für verschiedene Lichtquellen (Synchrotronstrahlung, Freie-Elektronen-Laser, etc.) verwendet wird. Typischerweise wird hierfür die Einheit $\frac{1}{\text{s mm}^2 \text{ mrad}^2}$ benutzt. Bezüglich der relativen Bandbreite (BW) der Strahlungsquellen sind verschiedene Normen gebräuchlich. Bei Lichtquellen mit kontinuierlichem Spektrum wird in der Regel die Zahl der Photonen innerhalb von 0.1% oder 0.01% der relativen spektralen Breite angegeben. Zum Vergleich von plasmabasierten Röntgenlasern mit Synchrotronen und Freie-Elektronen-Lasern ist die Brillanz nur ein bedingt geeignetes Maß, da die relative Bandbreite von Röntgenlasern mit $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \sim (1 - 5) \times 10^{-5}$ weit unterhalb von 0.1% liegt, jedoch bei der Berechnung der Brillanz nicht weiter gewichtet wird. Abbildung 1.1 gibt einen Überblick der Brillanz verschiedener EUV-, XUV- und Röntgenlichtquellen zusammen mit dem dazugehörigen Spektralbereich.

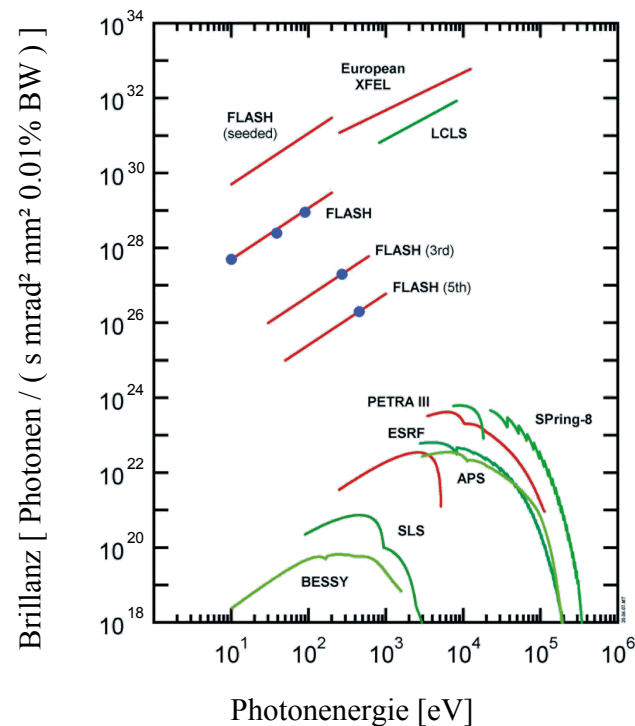


ABBILDUNG 1.1. Vergleich verschiedener Strahlungsquellen anhand deren Brillanz. Nach [Htt].

Im Folgenden werden verschiedene Anwendungsbereiche plasmabasierter Röntgenlaser exemplarisch vorgestellt. Durch ihre augenscheinlichste Eigenschaft, die im Vergleich mit dem optischen Spektralbereich kurze Wellenlänge, sind Röntgenlaser attraktive Werkzeuge für die Mikroskopie. Im Zusammenhang mit der Entwicklung von Lichtquellen mit Wellenlängen unter 5 nm wird häufig der Begriff des Wasserfensters verwendet. Hierunter versteht man den durch Absorptionskanten von Wasser und Kohlenstoff eingegrenzten spektralen Bereich zwischen 2.3 nm und 4.4 nm (vgl. Abb. 1.2). Elektromagnetische Strahlung in diesem Spektralbereich wird von Wasser kaum, von Kohlenstoff hingegen signifikant absorbiert. Ein auf einer solchen Lichtquelle basierendes Abbildungssystem ermöglicht daher die Untersuchung von in Wasser oder Eis vorliegenden biologischen Proben mit ausgezeichnetem Kontrast. Zusätzlich lassen sich aufgrund der kurzen Wellenlänge des Lichts hohe räumliche Auflösungen erzielen. Neben dem Freie-Elektronen-Laser (s. Abschnitt 1.6) sind heute auch mehrere kompakte, im Wasserfenster operierende Lichtquellen / Abbildungssysteme im Einsatz. Diese Systeme basieren bisher jedoch auf inkohärenten Lichtquellen, entweder in Form von lasergeheizten Flüssiggasstrahlen [KKN⁺06], [BvHV⁺11] oder Gasentladungen [BBSW08]. Mit ihnen können Untersuchungen von biologischen Proben bei Auflösungen von unter 50 nm und Belichtungszeiten kleiner als einer Minute durchgeführt werden [LBS⁺12]. Auch der Spektralbereich zwischen 10 nm und 20 nm ist für diesen Anwendungsfall von Interesse. Beispielsweise wurde ein mit 10 Hz betriebener Röntgenlaser

(18.9 nm) zur Erzeugung und Charakterisierung von DNA-Doppelstrangbrüchen verwendet [ZHK⁺09].

Ein weiteres im EUV-Bereich angesiedeltes Anwendungsfeld ist die EUV-Lithografie, welche auf Strahlung bei 13.5 nm Wellenlänge zurückgreift. In diesem Kontext könnten sich Silber- und Cadmium-Röntgenlaser (13.9 nm, 13.2 nm) als wertvolle Diagnoseinstrumente zur Untersuchung von lithografischen Masken herausstellen [BCS⁺10]. Des Weiteren wurde das direkte Beschreiben von Silizium-Wafern mit periodischen Strukturen anhand des Talbot-Effekts demonstriert [UIS⁺12]. Mit Hilfe des hierfür verwendeten Röntgenlasers bei 46.9 nm und dessen hoher räumlicher Kohärenz ließen sich beugungslimitierte Strukturen erzeugen [IJC⁺09].

In Kombination mit Massenspektrometern können Röntgenlaser zur hochauflösenden Untersuchung der chemischen Zusammensetzung einer Oberfläche eingesetzt werden. Hierbei wird der Röntgenlaser auf die zu untersuchende Probe fokussiert und das ablatierte Material mit Hilfe eines Massenspektrometers untersucht. Aufgrund der kurzen Wellenlänge des Röntgenlasers lässt sich auf diese Weise die Oberfläche der Probe mit hoher Auflösung abtasten. Aufgrund der kurzen Pulsdauer des Röntgenlasers entstehen dabei keinerlei thermische Verformungen der Probe, welche die weitere Untersuchung erschweren würde. Anhand der an jedem einzelnen Messpunkt der Oberfläche aufgenommenen Massenspektren kann die chemische Zusammensetzung der Oberfläche mit einer Auflösung von 250 nm rekonstruiert werden [KFD⁺12].

Letztlich soll auch der Einsatz von Röntgenlasern in der Grundlagenforschung nicht unerwähnt bleiben. Im Bereich der Plasmaphysik sind Röntgenlaser ideale Kandidaten zur interferometrischen Untersuchung des Dichteprofiles eines Plasmas [SDN⁺02] oder zur Messung von Opazitäten [EWM⁺06]. Hierbei erlaubt die im Vergleich zu gewöhnlichen Laserquellen kurze Wellenlänge des Röntgenlasers die Untersuchung von wesentlich dichteren Plasmen, wie in Kapitel 2.3 näher beschrieben.

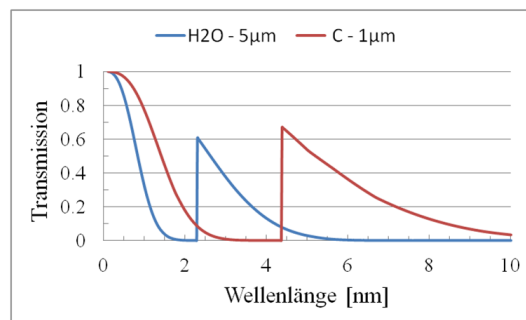


ABBILDUNG 1.2. Die Absorptionskanten von Kohlenstoff (4.4 nm) und Wasser (2.3 nm) definieren das Wasserfenster [HGD93].

In dieser Arbeit wurde die an der GSI bereits etablierte Methodik zur Erzeugung eines Röntgenlasers (Abschnitt 1.2.3) gezielt auf die spektroskopische Untersuchung von Schwerionen (Abschnitt 1.5) weiterentwickelt. Während die spektrale Bandbreite der Röntgenlaser hierfür bereits hinreichend schmal ist, stellten die bisher

erreichten Photonenzahlen und die Strahlqualität des Röntgenlasers die limitierenden Faktoren dar. Anhand des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten und in zwei individuellen Experimenten umgesetzten Konzepts wurde die Brillanz der Röntgenlaserquelle um zwei Größenordnungen erhöht, was auf eine signifikante Reduktion der Divergenz sowie eine Verstärkung der Pulsenergie zurückzuführen ist. Die im zweiten Experiment erreichte Brillanz eines Molybdän-Röntgenlasers lag bei 4×10^{23} Photonen /s /mm² /mrad² innerhalb einer relativen Bandbreite von 5×10^{-5} . Das volle Potential des hier vorgestellten experimentellen Aufbaus bezüglich der erreichten Pulsenergie, welche in den beiden Experimenten bei 1 μ J bzw. 240 nJ lag, ist dabei noch nicht vollständig ausgeschöpft worden. Durch eine geringfügige Anpassung des experimentellen Aufbaus und die Verwendung einer größeren Pumpenergie sollte die Erzeugung von zeitlich und räumlich vollständig kohärenten Röntgenpulsen von bis zu 20 μ J [OZV⁺10] und einer extrem hohen Brillanz von 10^{25} Photonen /s /mm² /mrad² in der relativen Bandbreite von 5×10^{-5} möglich sein.

Des Weiteren ermöglicht der experimentelle Aufbau die Messung der Pulsdauer des Röntgenlasers bzw. der Lebensdauer der Verstärkung innerhalb des Plasmas [EOA⁺12]. Diese Ergebnisse sind eine wertvolle Basis für die Entwicklung von Maxwell-Bloch Codes, deren Ziel die Simulation des zeitlichen Verlaufs der Besetzungsinversion im Röntgenlaserplasma ist.

1.2. Geschichte plasmabasierte Röntgenlaser

Bereits kurz nach der Erfindung des ersten Lasers (Rubin, 694.3 nm) im Jahr 1960 durch Theodore Maiman [Mai60] wurde an möglichen Technologien zur Erzeugung von Lasern im Bereich kürzerer Wellenlängen gearbeitet. 1970 gelang N.G. Basov et al. die Konstruktion des ersten Excimerlasers (Xe_2 , 172 nm). Diese bilden bis heute das Fundament vieler Industriezweige, wie beispielsweise bei lithographischen Systemen der Halbleiterindustrie. Mit Hilfe der dort eingesetzten ArF Laser (193 nm) werden Strukturen von bis zu 32 nm Größe auf Silizium-Wafer geschrieben. Mit der Inbetriebnahme großer Laseranlagen wie dem Nova Laser am Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) Anfang/Mitte der 80er Jahre wurden die ersten konkreten Vorschläge zur Erzeugung von Röntgenlasern erarbeitet. 1984 gelang am LLNL der erste experimentelle Nachweis eines Röntgenlasers ([MHR⁺85], Selen, 20.6 nm). Die seither verfolgte Entwicklung lässt sich in die folgenden Punkte einteilen:

- Erforschung neuer Pumpmechanismen (Verwendung mehrerer Laserpulse oder elektrischer Entladungen)
- Alternative Targets (Festkörper in verschiedenen Formen, Gase)
- Erreichen kürzerer Wellenlängen
- Erhöhung der Pulsenergie der Röntgenlaser
- Reduktion der Pumpenergie
- Höhere Pulswiederholraten
- Entwicklung kompakter Quellen („table-top“-Röntgenlaser)
- Verbesserung der Strahlqualität (Homogenität des Strahlprofils, räumliche und zeitliche Kohärenz)

Die gleichzeitige Realisierung all dieser Ziele ist äußerst schwierig, wodurch sich die heutige Vielfalt an verschiedenen Röntgenlaserkonzepten erklärt. Jedes der im Folgenden vorgestellten Schemata wird in verschiedenen, mit den spezifischen Eigenschaften des Röntgenlasers abgestimmten Bereichen eingesetzt.

1.2.1. Quasi-Steady-State Pumpschema

Das Quasi-Steady-State Pumpschema (QSS) war das erste experimentell umgesetzte Konzept zur Erzeugung eines Röntgenlasers. Es beruht auf einem massiven Target, das von einem Laserpuls von 100 J bis 1000 J und einer Dauer von 0.1 ns bis 1 ns gepumpt wird. Der Energieeintrag mit dieser im Vergleich zum Kehrwert der Elektronenstoßraten langen Pulsdauer führt zur Bildung eines langlebigen Verstärkermediums, dem dieses Pumpschema seinen Namen verdankt. Der zu einer Linie fokussierte Laserpuls erzeugt eine Plasmasäule, in welcher durch Elektronenstöße eine Besetzungsinversion in Ne- oder Ni-ähnlichen Ionen erzeugt wird. Durch

die Verstärkung von spontaner Emission (amplified spontaneous emission, ASE) entlang der Plasmasäule entsteht der Röntgenlaserpuls. Da sich in diesem Pumpschema keine der beiden möglichen Propagationsrichtungen auszeichnet, erfolgt die Röntgenlaseremission in beide Richtungen (vgl. Abb. 1.3). In Kombination mit der Lebensdauer der Verstärkung im Bereich von mehreren 100 ps bis 1 ns ermöglicht dieser Umstand den Einsatz halber Kavitäten (half-cavities). Hierbei wird unter Verwendung eines XUV-Spiegels einer der beiden Röntgenlaserpulse ein zweites Mal durch das Medium geführt und verstärkt. Mit diesem Schema wird der zur Zeit energiereichste Röntgenlaser am Prague Asterix Laser System (PALS) betrieben. Mit 1000 J IR Laserpulsen von 350 ps Dauer werden bei einer Wiederholrate von 25 Minuten Röntgenlaserpulse von 4 mJ bei 21.2 nm Wellenlänge erzeugt [RMP⁺02]. Das QSS-Schema weist mit einem Verhältnis zwischen IR- und XRL-Energie von 10^{-5} die größte Konversionseffizienz unter den plasmabasierten Röntgenlasern vor. Weiterhin wurde es im Rahmen der Entwicklung zu kürzeren Wellenlängen in Experimenten mit Targetmaterialien von höherer Kernladungszahl angewandt. Die bis heute kürzeste erreichte Röntgenlaserwellenlänge von 3.56 nm wurde 1992 mit Gold als Target demonstriert [MDF⁺92]. Auf der Gegenseite schließen die hohen Anforderungen an die IR-Pumpenergie auch bei dem heutigen Stand der Lasertechnologie kompakte oder höher repetierende QSS-Röntgenlaserquellen aus. Der erste entscheidende Schritt in dieser Entwicklungsrichtung bestand in der theoretischen Untersuchung und experimentellen Umsetzung des transienten Pumpschemas.

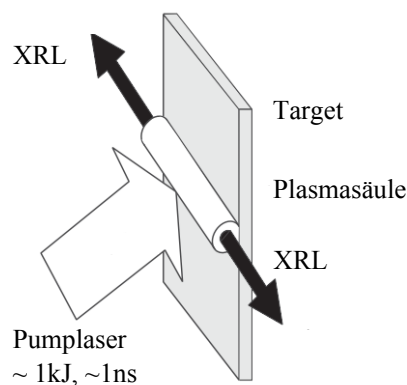


ABBILDUNG 1.3. Schematische Darstellung der Röntgenlasererzeugung im QSS-Schema. Nach [NSJ08].

1.2.2. Transientes Pumpschema und Wanderwellenanregung

Ein bedeutsamer Schritt in der Entwicklung der Röntgenlaser zu niedrigeren Pumpenergien und höheren Pulswiederholraten bestand im Übergang vom QSS- zum transienten Pumpschema. Bis heute ist es in verschiedenen Varianten das am weitesten verbreitete Konzept zur Erzeugung plasmabasierter Röntgenlaser. Es basiert auf dem Einsatz von zwei Laserpulsen, wobei der zweite auf das Target treffende Puls eine Dauer von nur wenigen Picosekunden hat. Analog zum QSS-Pumpschema

erzeugt der erste Puls mit einer zeitlichen Dauer von mehreren 100 ps bis zu 1 ns zunächst ein Plasma auf dem Target. Die Pulsparameter werden dabei so gewählt, dass der mittlere Ionisationsgrad mit der für den Lasingprozess benötigten Ionenart übereinstimmt. Nach einer zuvor optimierten Zeitspanne, während der das Plasma expandiert und die Elektronendichte- und Temperaturgradienten reduziert werden, wird der zweite, 1 ps - 10 ps lange Puls appliziert. Aufgrund des in dieser kurzen Zeit stattfindenden Energieeintrags spielt sich in diesem Szenario eine vollständig andere Plasmadynamik ab als im QSS-Schema. Innerhalb weniger Picosekunden hat das durch den ersten Puls erzeugte Plasma nicht die Möglichkeit, die eingebrachte Energie in Form von Expansion oder Ionisationsprozessen umzusetzen. Zunächst führt der Energieeintrag zu einem sprunghaften Anstieg der Elektronenstoßraten innerhalb des Plasmas, wodurch die Besetzungsinversion innerhalb der für den Röntgenlaserübergang relevanten Ionensorte erzeugt wird. Innerhalb eines Zeitfensters von wenigen Picosekunden kann die spontane Emission entlang der Plasmasäule verstärkt werden, was zur Erzeugung eines entsprechend kurzen Röntgenlaserpulses führt. Erst danach setzen Ionisationsprozesse ein, wodurch die zum Lasing-Prozess beitragenden Ionen höhere Ladungszustände erreichen und der Verstärkungsprozess unterbunden wird.

Die erste experimentelle Umsetzung eines auf dieser kurzlebigen Verstärkung basierenden Röntgenlasers gelang 1997 [NSK⁺97] in Ne-ähnlichen Titanionen (Lasing bei 32.6 nm) mit nur 15 J an Pumpenergie. Bemerkenswert hohe Verstärkungskoeffizienten von bis zu 100 /cm wurden beobachtet, wodurch die Länge des Mediums signifikant verkleinert werden konnte. Plasmasäulen von 4 mm bis 10 mm Länge sind im transienten Schema ausreichend um die Röntgenlaser bis in den Bereich der Sättigung zu verstärken. Beim QSS-Schema werden hingegen Targets bis über 2 cm verwendet. Die kurze Lebensdauer der Besetzungsinversion führt jedoch auch zu einer technologischen Herausforderung an den erzeugenden Laser. Innerhalb einer Zeitspanne von beispielsweise 10 ps legt der entlang der Plasmasäule propagierende Röntgenlaser gerade einmal 3 mm zurück bevor er im Plasma wieder absorbiert wird. Für die Verwendung von längeren Targets muss daher die Wellenfront des Pumpulserpulses angepasst werden, so dass der zu verstärkende Röntgenlaserpuls gemeinsam mit dem invertierenden Kurzpuls entlang der Targetoberfläche propagiert. Diese Wanderwellenanregung (travelling wave excitation, TW) lässt sich durch mehrere Methoden in das Pumpulsersystem implementieren. Eine Möglichkeit besteht in der Verwendung eines abgestuften Spiegels [KKT⁺02], dessen Stufenhöhe mit dem auf dem Target benötigten zeitlichen Versatz abgestimmt ist. Die Erzeugung einer kontinuierlichen Verkippung der Pulsfront ist durch den Einsatz dispersiver Elemente möglich, beispielsweise optischer Gitter [ZRG⁺10]. Insbesondere bei CPA-Lasersystemen lässt sich diese Technik durch gezielte Dejustage des finalen Pulskompressors ohne größeren Aufwand bewerkstelligen.

Eine weitere Möglichkeit, die Wanderwellenanregung in einen Röntgenlaseraufbau zu integrieren, basiert auf einer an der GSI entwickelten Fokussieranordnung [Neu03]. Hier wird der Linienfokus durch die Verwendung eines unter schrägem Einfall einjustierten sphärischen Spiegels erzeugt. Durch die resultierenden unterschiedlichen Laufzeiten, die über die Apertur des Pumpstrahls gleichmäßig verteilt sind, ergibt sich auf dem Target eine homogene, das heißt eine sich entlang

des Targets mit gleichmäßiger Geschwindigkeit ausbreitende, Wanderwelle. In der ersten experimentellen Umsetzung dieses Schemas wurde mit Hilfe des PHELIX Vorverstärkers ein 22.0 nm Zirkon-Röntgenlaser mit einer Pumpenergie von nur 2.4 J erzeugt. Die erfolgreiche Umsetzung dieser neuen Fokussiergeometrie war der Grundstein des im Folgenden beschriebenen Grazing Incidence Pumping Schemas.

1.2.3. Grazing Incidence Pumping

Ein weiterer Meilenstein auf dem Weg zu kompakten und hoch-repetierenden Röntgenlasern war die erste experimentelle Umsetzung des Grazing Incidence Pumping (GRIP) im Jahr 2004, in dem der Pumpstrahl unter streifendem Einfallswinkel auf das Target fokussiert wird. Bereits 150 mJ genügten zur Erzeugung eines Molybdän-Röntgenlasers [KDP⁺05], und mit 1 J gelang der Nachweis eines gesättigten Mo-XRL [RLH⁺04]. Beide Röntgenlaser wurden dank der niedrigen Pumpenergieanforderungen bereits mit 10 Hz betrieben.

Die signifikante Verbesserung der Konversionseffizienz lässt sich auf die durch den schrägen Einfallswinkel ermöglichte gezielte Energiedeposition im Plasma zurückführen. Unter normalen Einfall wird der Großteil der Pumpenergie durch inverse Bremsstrahlung in der Umgebung der kritischen Elektronendichte deponiert, eine Region, in welcher sehr große Dichtegradienten vorliegen. Durch diese Gradienten wird der entstehende Röntgenlaserpuls sehr schnell aus dem verstärkenden Medium herausgebrochen, wodurch die Mediumlänge signifikant verkürzt und eine effiziente Röntgenlasererzeugung erschwert wird. Durch Variation des Einfallswinkels lässt sich die Elektronendichte, in welcher die Pumpenergie eingetragen wird, beeinflussen. Die unter einem optimierten Winkel applizierte Energie wird in Dichtebereichen mit schwächeren Gradienten deponiert. Hierdurch wird sowohl der unerwünschte Effekt der Brechung aus der Verstärkungszone abgeschwächt als auch ein größeres Volumen des Plasmas invertiert. Beide Faktoren tragen zur effizienteren Erzeugung des Röntgenlaserpulses bei. Als weiteren Vorteil bewirkt der schräge Einfall des Pumpimpulses eine intrinsische Wanderwellenanregung. Typische Werte der durch die Targetoberfläche und den einfallenden Pumpstrahl definierten GRIP-Winkel liegen zwischen 15° und 25°, in Abhängigkeit des verwendeten Targetmaterials und der Wellenlänge des treibenden Lasersystems [Zie07]. Die Geschwindigkeit, mit der sich die Wellenfront entlang der Targetoberfläche bewegt, liegt in den meisten Fällen innerhalb des durch die Lebensdauer der Verstärkung begrenzten Toleranzbereichs. Zusätzliche Maßnahmen zur Manipulation der Wellenfront, wie abgestufte Spiegel oder die Verwendung optischer Gitter, werden im GRIP-Schema meist nicht benötigt.

Die Umsetzung des transienten Pumpschemas in GRIP-Geometrie ist die heute häufigste Methode zur Erzeugung plasmabasierter Röntgenlaser. Die niedrigen Anforderungen an die Pumpenergie im Bereich zwischen 1 J und 10 J werden von kommerziell erhältlichen Lasersystemen mit Pulswiederholraten von bis zu 10 Hz leicht erfüllt. In den letzten Jahren wurden auf diese Art eine Vielzahl von Elementen zur Erzeugung von Röntgenlasern unterschiedlicher Wellenlängen eingesetzt, wie in Tabelle 2 aufgeführt. Die bis heute kürzesten Wellenlängen gesättigter Röntgenlaser sind Barium ([SIBB12], 9.2 nm) und Lanthan ([AWL⁺11], 8.85 nm).

Auch Samarium-Röntgenlaser mit 7.4 nm wurden bereits im GRIP Schema erzeugt [ZRG⁺10], [AWL⁺11]. 2012 wurde weiterhin der erste 100 Hz Röntgenlaser, basierend auf Molybdän (18.9 nm) demonstriert [Roc13].

Element	Kernladungszahl	Wellenlänge [nm]
Y	39	24.0
Zr	40	22.0
Mo	42	18.9
Pd	46	14.7
Ag	47	13.9
Cd	48	13.1
Sn	50	12.0
Te	52	11.1
Ba	56	9.2
La	57	8.9
Sm	62	7.4
Au	79	3.6

TABELLE 2. Überblick verschiedener Röntgenlasermaterialien und deren Wellenlänge.

Double-Pulse Grazing Incidence Pumping - DGRIP

Eine an der GSI entwickelte Abwandlung des klassischen GRIP-Schemas basiert auf der Verwendung von Doppelpulsen anstelle zweier einzelner Strahlen [ZZB⁺08]. Während im klassischen GRIP-Aufbau der Vorpuls über eine separate Strahlführung auf das Target fokussiert wird, gelangen im DGRIP-Schema beide Pulse kollinear durch das gesamte Lasersystem und über die gleichen Fokussieroptiken auf das Target. Der Doppelpuls wird bereits im Frontend des Lasersystems mit Hilfe eines Interferometers erzeugt, wie am Beispiel des PHELIX Lasers in Kapitel III näher beschrieben. Dieses Schema ermöglicht das Design von sehr kompakten und kostengünstigen Röntgenlaserexperimenten, da nur eine Strahlführung benötigt wird.

Die Verwendung einer einzigen Fokussieroptik gewährleistet den perfekten räumlichen Überlapp der Foki beider Pulse, was im klassischen GRIP-Schema nicht intrinsisch enthalten ist. Dies ist insbesondere bei Lasersystemen mit hoher Wiederholrate (> 1 Hz) von Interesse, die einen stabilen Röntgenlaser-Betrieb über mehrere Stunden ohne intensive Wartung anstreben. Vor diesem Hintergrund wurde das an der GSI bewährte Konzept auch an der Laserix Facility in Orsay, Frankreich, implementiert. Laserix ist eine User-Facility, welche internationalen Forschergruppen Zugang zu fest installierten XUV-Quellen bietet. Neben einer auf der Erzeugung von Harmonischen hoher Ordnung (s. Abschnitt 1.3) basierenden Quelle werden hier ein mit 10 Hz betriebener Silber- und Molybdän-Röntgenlaser im μJ -Bereich angeboten.

Ein ähnliches Konzept wird am Beagle Lasersystem in Bern, Schweiz, eingesetzt. Hier werden bis zu zwei Vorpulse durch den Einsatz von Strahlteilern erzeugt, die in das Pumpasersystem eingesetzt werden können. Das Energieverhältnis und die zeitliche Abfolge der Pulse werden hier durch die Reflektivität und die relative Position der Strahlteiler zueinander bestimmt [ISB10].

1.2.4. Röntgenlaser basierend auf optischer Feldionisation

Bei der Fokussierung von intensiven Laserpulsen können elektrische Feldstärken erreicht werden, die zu einer signifikanten Deformation des bindenden Coulombpotentials von Atomkernen führen. In starken Laserfeldern befindliche Atome können dadurch entweder direkt (barrier suppression) oder durch vermehrt auftretende Tunnelprozesse ionisiert werden. Ein auf einer optischen Feldionisation (OFI) beruhender Röntgenlaser kann entweder auf einer durch Elektronenstöße verursachten Besetzungsinversion einer Ionenspezies oder auf den im Plasma auftretenden Rekombinationsprozessen basieren.

OFI-Röntgenlaser werden in der Regel durch die Fokussierung von Laserpulsen in ein Gasvolumen bei Intensitäten zwischen 10^{16} W/cm^2 und 10^{17} W/cm^2 erzeugt. Die Verstärkung von spontaner Emission erfolgt entlang des vom Pumpuls erzeugten Plasmas, so dass Pump- und Röntgenlaser kollinear propagieren. Im allgemeinen führt die in der Strahlmitte auftretende hohe Intensität zu einer lokalen Überionisation des Plasmas, so dass OFI-Röntgenlaser oft ein ringförmiges Strahlprofil vorweisen. Abhilfe kann hier durch geeignete Positionierung des Targets relativ zum Laserfokus oder durch Lichtwellenleiter (wave guides) geschaffen werden. Auch im OFI-Schema wurden hohe Verstärkungskoeffizienten von bis zu 78 /cm demonstriert [SMR⁺02], die maximal erhaltene Energie liegt jedoch nur im Bereich einiger 100 nJ. Da der Erzeugungsmechanismus eher auf Intensität als auf Energie zurückgreift, ist die Umsetzung dieses Pumpschemas auch mit Ultrakurzpulslasern und den meist damit verbundenen höheren Pulswiederholraten möglich.

1.2.5. Pumpen von Röntgenlasern durch elektrische Entladungen

Durch elektrische Entladungen in Kapillaren gepumpte Röntgenlaser (capillary discharge XRL, DC XRL) zeichnen sich durch sehr hohe Konversionseffizienz und kompakte Bauweisen aus. Ein von der inneren Oberfläche einer Kapillare ablatiertes Plasma wird durch radiale Propagation und die entstehenden magnetischen Felder komprimiert und aufgeheizt. Auch dieses Schema basiert auf der Verstärkung von spontaner Emission anhand eines Übergangs in Ne-ähnlichen Ionen, in denen die Besetzungsinversion durch Elektronenstöße erzeugt wird. Die erzeugten Plasmen zeichnen sich dabei durch sehr hohe Homogenität aus und die erreichbaren Größenverhältnisse zwischen Länge und Durchmesser liegen im Bereich von 1000 zu 1. Die erzeugten Pulse verfügen daher über ein sehr homogenes Strahlprofil, niedrige Divergenz und hohe räumliche Kohärenz. Die radial verlaufende Elektronendichte trägt dazu bei, dass der zu verstärkende Röntgenlaserpuls innerhalb der bis zu 21 cm langen Verstärkungszone eingeschlossen wird. Der erste DC-Röntgenlaser wurde 1994 an der Colorado State University (CSU) in Betrieb genommen und wurde bis heute bezüglich höheren Pulsenergien und kompakterem Design weiterentwickelt. Der mit der Größe eines PCs vergleichbare Aufbau liefert heute 1.5 ns lange Pulse von 10 μJ bei 46.9 nm und einer Wiederholrate von 12 Hz [HGMR05].

1.2.6. Übergänge in inneren Schalen

Die theoretische Untersuchung von Röntgenlasern, die auf einer Besetzungsinversion zwischen Übergängen innerer Elektronenschalen beruht, reicht bis in die späten 1960er Jahre zurück. Der erste experimentelle Zugang zu diesem Schema gelang allerdings erst 2011 [RRL⁺12], nach der Inbetriebnahme der Linac Coherent Light Source (LCLS) am Stanford Linear Accelerators (SLAC), des momentan energiereichsten Freie-Elektronen-Lasers (FEL) im Röntgenbereich, s. Abschnitt 1.6. Das verwendete Pumpschema ist in Abbildung 1.4 dargestellt. Mit Hilfe der 960 eV Photonen des FEL-Pulses wird ein Elektron aus der K-Schale eines Neonatoms ionisiert. Das verbleibende Ne^{1+} -Ion kann das entstandene Loch nun mit einem Elektron der äußeren Schalen besetzen. Die frei werdende Energie kann auf ein weiteres Elektron übertragen werden, welches daraufhin ebenfalls ionisiert (Auger-Prozess, $\text{Ne}^{1+} \rightarrow \text{Ne}^{2+} + e^-$). Alternativ kann das die K-Schale besetzende Elektron ein Photon mit einer Energie von 849 eV emittieren ($K\alpha$ -Strahlung). Das verbleibende Ne^{1+} -Ion mit der vollständig besetzten K-Schale kann nun erneut durch ein Photon des FEL-Pulses ionisiert werden ($\text{Ne}^{1+} \rightarrow \text{Ne}^{2+}$). Durch das Zusammenspiel der Ionisations- und Relaxationsraten bildet sich zwischen den Zuständen $\text{Ne}^{1+} (1s^1 2s^2 2p^6)$ und $\text{Ne}^{1+} (1s^2 2s^2 2p^5)$ eine Besetzungsinversion, durch welche die spontane Emission der 849 eV Photonen (1.46 nm Wellenlänge) entlang des Neon-Mediums verstärkt wird. Aufgrund der energiereichen Pulse des FEL von über einem Millijoule ist die Rate der $K\alpha$ -Prozesse groß genug, um trotz des konkurrierenden Auger-Prozesses die Besetzungsinversion zu erzeugen.

In diesem bislang einzigartigen Experiment wurden 849 eV-Röntgenlaserpulse mit bis zu 1 μJ nachgewiesen, was einer Konversionseffizienz von 4×10^{-3} entspricht.

Die spektrale Breite des Röntgenlaserpulses wurde zu 2 eV gemessen, begrenzt durch die Auflösung des verwendeten Spektrometers. Die theoretisch erwartete Breite des Spektrums beträgt lediglich 0.3 eV, was im Fall Fourier-limitierter Pulse einer Dauer von 5 fs entsprechen würde. Die Brillanz des Röntgenlaserpulses, definiert durch die Anzahl der Photonen pro Zeitintervall, Bandbreite, Quellgröße und Divergenz, ist nur ca. 30 mal kleiner im Vergleich zum ursprünglichen FEL-Puls und liegt damit 2-3 Größenordnungen über konventionellen plasmabasierten Röntgenlasern. Des Weiteren ist die zentrale Wellenlänge der durch den Schalenübergang definierten Röntgenlaserpulse wesentlich präziser definiert als die der FEL-Pulse, welche signifikanten Schwankungen in einem Bereich von ca. 7 eV unterliegen (vgl. Abschnitt 1.6). Die Strahlqualität des Röntgenlasers zeichnete sich durch eine geringe Divergenz von 1 mrad aus verfügt theoretischen Abschätzungen zufolge über volle räumliche und zeitliche Kohärenz.

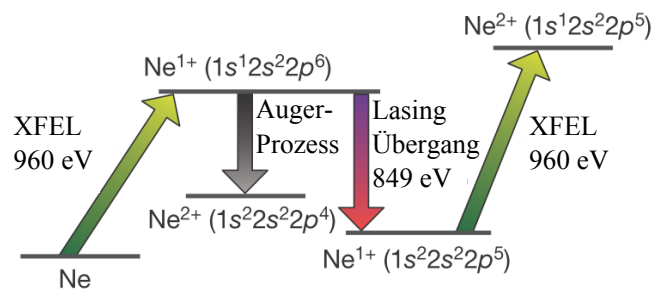


ABBILDUNG 1.4. Levelschema des Innere-Schalen Röntgenlasers. Nach [RRL⁺12].

1.3. Erzeugung hoher Harmonischer und parametrische Verstärkung

Die Erzeugung ultrakurzer IR-Laserpulse im Bereich unter einer Picosekunde und deren Fokussierung zu Intensitäten zwischen 10^{14} W/cm² und 10^{16} W/cm² ermöglichte den experimentellen Zugang zu einer Reihe von nichtlinearen Phänomenen, darunter die Erzeugung von hohen Harmonischen. Bei der Wechselwirkung eines intensiven Laserfelds mit Materie kann die Frequenzvervielfachung des ursprünglichen Laserpulses bis in den weichen Röntgenbereich beobachtet werden. Diese Röntgenpulse werden in homogenen Strahlen mit geringer Divergenz emittiert und übernehmen weiterhin die in der Regel hochqualitativen Eigenschaften des erzeugenden Lasers, wie zeitliche und räumliche Kohärenz. Die Konversionseffizienz dieses Prozesses ist jedoch sehr gering und beträgt lediglich 10^{-6} , 10^{-7} im spektralen Bereich zwischen 30 nm und 10 nm. Die erste Erzeugung hoher Harmonischer im vakuumultravioletten Bereich (VUV, < 100 nm) gelang 1987 McPherson et al. [MGJ⁺87]: Bei der Fokussierung von 248 nm Pulsen in ein Gasvolumen wurden Harmonische bis zur siebzehnten Ordnung (14.6 nm) nachgewiesen. Parallel mit der Entwicklung immer kürzerer Laserpulse gelang die Beobachtung von Harmonischen höherer Ordnung. 1997 erfolgte mit Hilfe von 26 fs langen Pulsen eines Titan:Saphir (Ti:Sa) Lasers die Beobachtung von Harmonischen bis zur Ordnung 297, entsprechend einer Wellenlänge von 2.7 nm beziehungsweise einer Photonenenergie von 460 eV [CRW⁺97]. 2005 folgte der Nachweis von hohen Harmonischen unter 1 nm entsprechend 1.3 keV [SSV⁺05], unter Benutzung eines Ti:Sa Lasers mit 5 fs Pulsdauer. Die höchste bislang erreichte Ordnung von über 5000 gelang 2012 unter Verwendung von Laserpulsen bei 3.9 μ m Wellenlänge [PCP⁺12]. Das erzeugte Spektrum erstreckte sich hierbei vom EUV-Bereich bis zu 1.6 keV (0.77 nm).

Der Entstehungsprozess der hohen Harmonischen lässt sich durch die im Folgenden beschriebene Response eines einzelnen Atoms und deren kohärente Überlagerung innerhalb eines makroskopischen Ensembles beschreiben.

1.3.1. Das mikroskopische Modell

Der Entstehungsprozess hoher Harmonischer lässt sich auf der mikroskopischen Skala in einem semiklassischen 3-Schritte-Modell veranschaulichen [Cor93]. Im Intensitätsbereich ab 10^{14} W/cm² ist das elektrische Feld eines Laserpulses hinreichend stark, um das Coulomb-Potential des Atomkerns signifikant zu deformieren (vgl. Abb. 1.5). Als Folge dieser Deformation steigt die Wahrscheinlichkeit, dass im Atom gebundene Elektronen durch den Tunneleffekt den Potentialwall des bindenden Atoms überwinden. Diese freien Elektronen werden im elektrischen Feld des Lasers beschleunigt, wobei die Bewegung der Elektronen durch die Phase des Laserfeldes zum Zeitpunkt des Tunnelprozesses bestimmt wird. Innerhalb einer Laserperiode gibt es zwei Zeitpunkte, in denen die Trajektorien der beschleunigten Elektronen wieder in die Umgebung des ursprünglichen Ions zurück führen. Im Hinblick auf die unterschiedlichen Zeiten, in denen die Elektronen diese Strecken zurücklegen, spricht man in diesem Zusammenhang von der kurzen und der langen Trajek-

torie. Wieder in der Nähe des Ions angelangt können die Elektronen rekombinieren, wobei sie die durch das Laserfeld aufgenommene Energie in Form eines Photons abgeben. Die Periodizität dieses Prozesses, der über mehrere Laserzyklen jeweils zwei Mal stattfindet, führt zu einem diskreten Spektrum der emittierten Strahlung, das aus den ungeraden Harmonischen der fundamentalen Laserfrequenz ω_0 besteht.

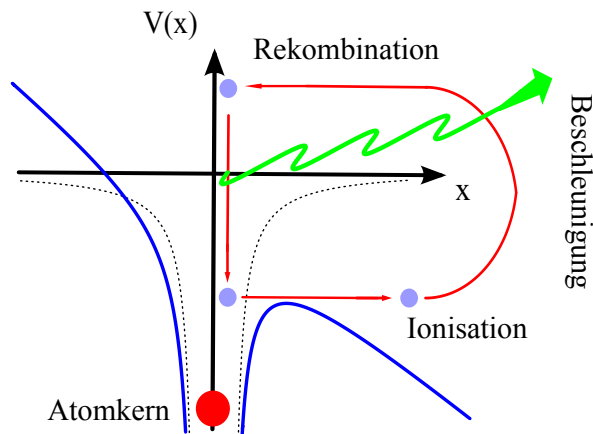


ABBILDUNG 1.5. Schematische Darstellung des Entstehungsprozesses der hohen Harmonischen im 3-Schritte-Modell.

Abbildung 1.6 zeigt ein schematisches Beispiel eines solchen Spektrums. Neben den diskreten Linien bei den ungeraden Vielfachen der Fundamentalen zeichnet sich ein typisches Harmonischenspektrum durch einen ausgeprägten Bereich konstanter Konversionseffizienz, dem sogenannten Plateaubereich aus. Ein weiteres charakteristisches Merkmal, das im Rahmen des Drei-Schritte-Modell interpretiert werden kann, ist die abrupte Stagnation der HH-Erzeugung ab einer bestimmten Grenzfrequenz ω_C (cut-off). Diese Frequenz entspricht der maximalen Energie E_C , die ein rekombinierendes Elektron durch die Beschleunigung im Laserfeld erfährt und mit der Formel

$$\hbar\omega_C = E_C = \alpha U_P + I_P \quad (1.2)$$

abgeschätzt werden kann. Hierbei stellen I_P das Ionisationspotential des Atoms und $U_P = e^2 I_L / (2mce_0 \omega_L^2)$ das ponderomotive Potential dar. Dieses beschreibt die durch das Laserfeld erfahrene mittlere kinetische Energie der Elektronen, wobei I_L und ω_L die Laserintensität und -frequenz, e und m Ladung bzw. Masse des Elektrons bezeichnen. Die dimensionslose Konstante α lässt sich im Rahmen des mikroskopischen Modells zu 3.17 bestimmen, was im Hinblick auf den intuitiven, semiklassischen Ansatz, mit den experimentell gemessenen Werten zwischen 2 und 3 gut übereinstimmt [Mey00].

Letztlich wird im Rahmen des 3-Schritte-Modells ersichtlich, dass der Erzeugungsvorgang hoher Harmonischer nur mit linear polarisierten Laserpulsen zu beobachten ist. Bei zirkularer Polarisation würden die Elektronen eine zusätzliche räumliche Beschleunigungskomponente erfahren, aufgrund welcher die Elektronen nicht mehr in die Umgebung des ionisierten Atoms zurückkehren und rekombinieren.

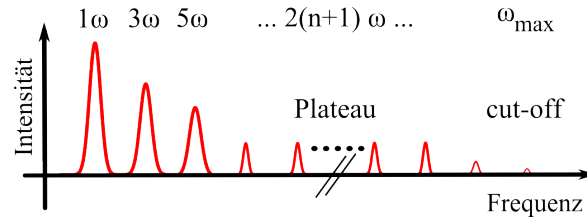


ABBILDUNG 1.6. Schematische Darstellung eines typischen Spektrums hoher Harmonischer.

1.3.2. Makroskopische Response / Phasenanpassung

Der einfachste experimentelle Zugang zur Erzeugung hoher Harmonischer besteht in der Fokussierung von Laserpulsen in ein Gasvolumen, das entweder in Form einer Gaszelle oder eines gepulsten Gasventils realisiert ist. Ein exemplarisches Beispiel eines solchen Harmonischenspektrums ist in Abb. 1.7 gezeigt. Die effiziente Erzeugung hoher Harmonischer innerhalb des makroskopischen Interaktionsbereichs zwischen Laserpuls und Gasvolumen bedingt, dass die beteiligten Gasatome mit dem erzeugenden Laserpuls räumlich und zeitlich in Phase emittieren. Die Phasenverschiebung zwischen der Fundamentalen und einer Harmonischen wird durch mehrere Faktoren beeinflusst.

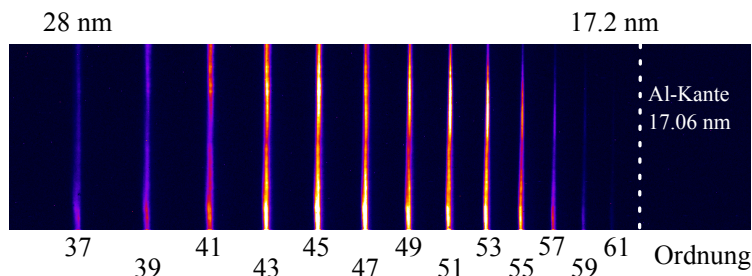


ABBILDUNG 1.7. Rohdatenbild eines Harmonischenspektrums, erzeugt durch die Fokussierung des Kurzpulsfrontends des PHELIX Lasers (10 mJ, 300 fs, 1054 nm) in Argon. Wellenlängenbereich: 28 nm (Ordnung 37) bis 17.2 nm (Ordnung 61).

Der größte Beitrag entsteht durch dispersive Effekte bei der Propagation der Laser- und Harmonispulse durch das schwach ionisierte Plasmamedium. Die resultierende Phasenverschiebung hängt von der Dichte der freien Elektronen und der Gasatome ab, welche sich im Experiment über die Regelung des Gasdrucks in der Zelle bzw. des an das Ventil angelegten Drucks manipulieren lassen. Die Dichte der freien Elektronen ist weiterhin von der Ionisationsrate und damit von der zeitlichen und räumlichen Intensitätsverteilung des Laserpulses abhängig. Neben Energie und Dauer des Laserpulses ist daher insbesondere die Fokus-Position relativ zum Gastarget ein weiterer entscheidender experimenteller Parameter. In diesem Zusammenhang ist auch die Art der Fokussierung zu beachten. Bei starker Fokussierung spielt die in der mathematischen Beschreibung Gaußscher Strahlen auftretende Gouy-Phase eine Rolle. Als maßgebende Größe kann hierfür die Rayleighlänge, die Strecke nach welcher der Strahlradius sich von seinem minimalen

Wert w_0 auf $\sqrt{2} w_0$ vergrößert, herangezogen werden. In experimentellen Konfigurationen, bei denen die Rayleighlänge signifikant größer als die Länge des Gasmediums ist, kann dieser strahlgeometrische Aspekt gegenüber den dispersiven Effekten vernachlässigt werden. Die im Rahmen des Erzeugungsmechanismus auftretenden Elektronentrajektorien unterscheiden sich in ihrer zeitlichen Dauer, was zu einem relativen Phasenversatz führt. Anhand der experimentellen Parameter Laserintensität, Gasdruck und Distanz zwischen Gastarget und Fokus ist es mittels geeigneter Phasenanpassung möglich, die über die verschiedenen Trajektorien erzeugten Harmonischen getrennt zu untersuchen. Sowohl die Breite als auch die Position der Harmonischenlinien lassen sich durch Variation dieser Pumpparameter manipulieren, und zeigen je nach untersuchter Trajektorie ein unterschiedliches Verhalten [HSA⁺10]. Dies ist besonders in Hinblick auf die in Abschnitt 1.3.5 vorgestellte Kombination einer Harmonischenquelle mit einem RöntgenlasermEDIUM von großer Bedeutung, da hier eine der Harmonischenlinien mit der durch das RöntgenlasermEDIUM vorgegebene Wellenlänge abgestimmt werden muss.

Die Erzeugung von hohen Harmonischen ist aufgrund der vergleichsweise geringen Anforderungen an das benötigte Lasersystem der am weitesten verbreitete Erzeugungsmechanismus von kohärenter Strahlung im XUV-Bereich. Forschungsschwerpunkte sind, neben der bereits erwähnten Entwicklung zu kürzeren Wellenlängen, die Erzeugung ultrakurzer Pulse im Attosekundenbereich sowie die Kombination von HH-Quellen mit Röntgenlasern.

1.3.3. Parametrische Verstärkung von Harmonischen - XPA

Bei korrekter Phasenanpassung lässt sich mit der Erhöhung des Gasdrucks oder der Vergrößerung der Länge des Mediums ein quadratischer Anstieg der Photonenzahl einer Harmonischen beobachten, der letztendlich durch die Reabsorption im Medium limitiert ist (vgl. Abb. 1.8a). Innerhalb eines kleinen Parameterbereichs weichen die experimentellen Beobachtungen jedoch stark von der klassischen Theorie hoher Harmonischer ab. Der augenscheinlichste Unterschied besteht in einem exponentiellen Anstieg der Photonenzahl einzelner Harmonischer mit steigendem Gasdruck bzw. längerer Wechselwirkungszone mit dem Medium. In einem mit dem Kurzpulsfrontend des PHELIX Lasers durchgeführten Experiment wurde in Argon eine Verstärkung des Harmonischensignals um vier Größenordnungen demonstriert (vgl. Abb. 1.8b). Weiterhin lässt sich eine spektrale Verschiebung sowie eine Verschmälerung der Harmonischenlinien beobachten (s. Abb. 1.8c), was in Hinblick auf das nicht variierte Spektrum der erzeugenden Laserpulse ebenfalls nicht mit dem klassischen Verhalten hoher Harmonischer übereinstimmt. Gleiches gilt für die beobachtete signifikante Reduktion der Strahldivergenz (Abb. 1.8d). Während einzelne dieser Aspekte auch durch eine detailliertere Beschreibung der Phasenanpassung erklärbar sind [KDG⁺10], erfordert die gleichzeitige Beobachtung all dieser Effekte eine Erweiterung der bestehenden Modelle.

Im Rahmen des XPA-Modells (X-ray Parametric Amplification, [SSH⁺10]) werden diese Beobachtungen als Verstärkungsprozess interpretiert, welcher auf einen stimulierten Emissionsprozess zurückgeführt wird. Das am Eingang des Gasmedi-

ums erzeugte HH-Signal induziert während der Propagation durch das restliche Medium den im Abschnitt 1.3.1 beschriebenen 3-Schritte-Prozess. Analog zur Funktionsweise konventioneller Laser führt diese stimulierte Emission zu einer exponentiellen Verstärkung des Lichtfelds. Mit Hilfe des XPA-Modells lassen sich dabei sowohl die Größenordnung als auch der spektrale Bereich vorhersagen, in dem die exponentielle Verstärkung beobachtbar ist. Die durch die Verstärkung auftretende Verschiebung und Verschmälerung der Harmonischenlinien lassen sich mit den aufgrund dispersiver Effekte unterschiedlichen spektralen Eigenschaften des HH-Pulses und des XPA-Mediums erklären (gain narrowing). Die Reduktion der Divergenz lässt sich durch das räumlich sehr begrenzte Gebiet zurückführen, in dem der XPA-Prozess stattfindet.

Im Rahmen der Kollaboration zwischen der GSI, der Friedrich-Schiller-Universität Jena (FSU) und des Helmholtz-Instituts Jena (HIJ) sind weitere Experimente zur detaillierteren Untersuchung der Unterschiede zwischen dem Harmonischen- und XPA-Modell am JETI Lasersystem des IOQ Jena geplant.

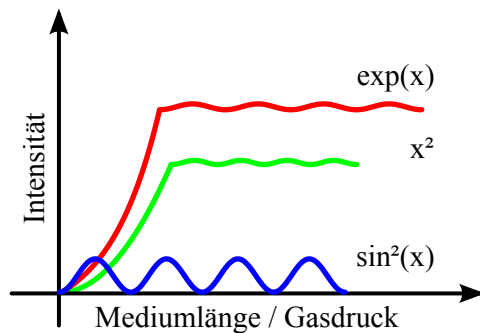
1.3.4. Attosekundenpulse

Wie bereits beschrieben zeichnet sich das Spektrum hoher Harmonischer durch diskrete, äquidistante Linien aus, welche innerhalb des Plateau-Bereichs vergleichbare Intensitäten vorweisen. Durch diese Eigenschaften verfügen hohe Harmonische über ein hohes Potential zur Erzeugung ultrakurzer Pulse. In Analogie zur Theorie der Modenkopplung lässt sich der zeitliche Intensitätsverlauf $I(t)$ von N Harmonischen (Ordnungen q_0 bis $q_0 + N - 1$) bei gleicher Amplitude und fester Phase wie folgt beschreiben [Mey00]:

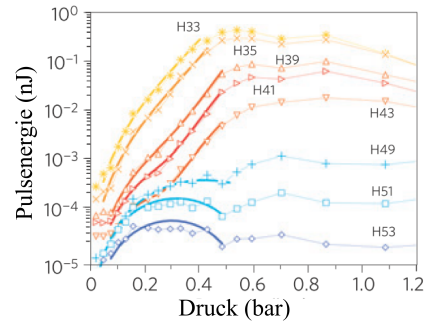
$$I(t) \propto \left| \sum_{q=q_0}^{q=q_0+N-1} \exp[-i(2q+1)\omega t] \right|^2 = \frac{\sin^2(N\omega t)}{\sin^2(\omega t)} \quad (1.3)$$

Dieses Profil beschreibt einen Zug von Pulsen, deren zeitlicher Abstand durch die halbe Laserperiode gegeben ist. Die Dauer der einzelnen Harmonischenpulse τ_{HH} ist durch $\tau_{HH} = T_L/(2N)$ gegeben und somit der Anzahl der beteiligten Harmonischen umgekehrt proportional. T_L bezeichnet hierbei die Periode des erzeugenden Laserpulses. Es sei angemerkt, dass im Gegensatz zur Modenkopplung innerhalb eines Resonators (spektraler Abstand der Moden ω) die Harmonischenlinien um 2ω getrennt sind, wodurch sich ein zusätzlicher Faktor zwei in Pulsdauer und -abstand ergibt.

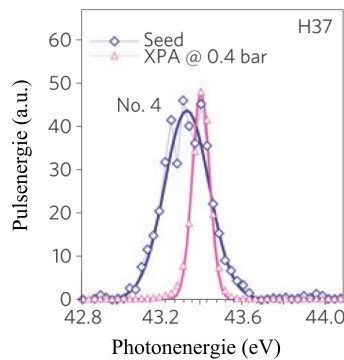
Die kürzesten experimentell nachgewiesenen Pulsdauern sind im Bereich von 20 as bis 28 as ([FGM⁺09], 1 as = 1×10^{-18} s). In einem aktuellen Experiment wurde mit extrem hohen Drücken von über 40 atm ein Harmonischenspektrum nachgewiesen, das sich mit über 0.7 keV Bandbreite vom EUV- bis in den weichen Röntgenbereich erstreckte [PCP⁺12]. Die durch das Fourierlimit beschränkte kürzest mögliche Pulsdauer dieses Spektrums liegt bei 2.5 as. Aufgrund dispersiver Effekte wurde jedoch nur eine Pulsdauer von wenigen Femtosekunden erreicht. Der Nachweis von derart kurzen Pulsen erfordert allerdings die Entwicklung neuer Messmethoden und -instrumente, welche die entsprechend großen Bandbreiten handhaben können.



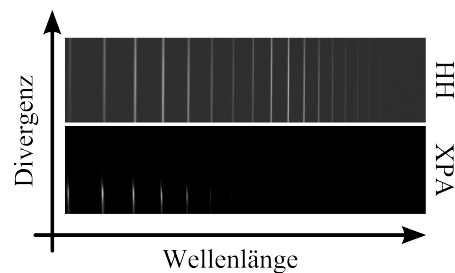
(A) Vergleich der Harmonischenintensität ohne Phasenanpassung (blau), mit Phasenanpassung (grün) und für XPA (rot).



(B) Exponentieller Anstieg und Sättigung der Harmonischenlinien der Ordnung 33 bis 41 [SSH⁺10].



(C) Spektrale Verschiebung und Verschmälerung einer XPA-Linie [SSH⁺10].



(D) Vergleich der Strahldivergenz zwischen HH (> 6 mrad FWHM) und XPA (1 mrad FWHM).

ABBILDUNG 1.8. Zusammenstellung der unterschiedlichen Eigenschaften von XPA und HH.

1.3.5. Verstärkung hoher Harmonischer in Röntgenlasermedien

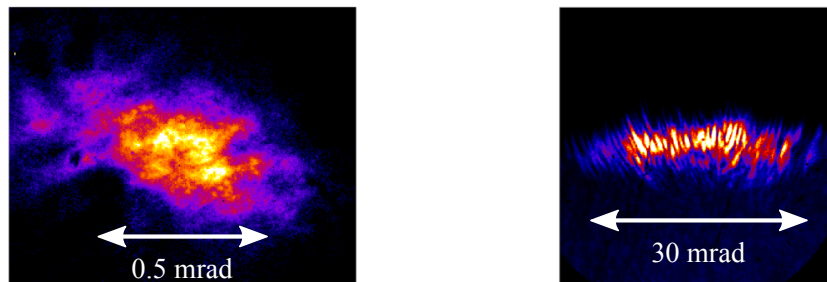
Hohe Harmonische zeichnen sich in der Regel durch eine geringe Konversionseffizienz und hohe Strahlqualität aus. Sie haben ein nahezu gaußförmiges, homogenes Strahlprofil und verfügen über volle räumliche und zeitliche Kohärenz. Abbildung 1.9a zeigt das Profil eines in Argon erzeugten Harmonischenpulses. Röntgenlaser hingegen verfügen über hohe Photonenzahlen, die Strahlqualität ist jedoch, verglichen mit hohen Harmonischen, deutlich geringer, was auf den ASE-basierten Entstehungsprozess der Röntgenlaser zurückzuführen ist (vgl. Abb. 1.9b). Die Idee, beide Lichtquellen zu kombinieren liegt daher nahe. Ein spektral, räumlich und zeitlich synchronisierter Puls einer hohen Harmonischen wird in ein Rönt-

genlasermmedium injiziert und anhand der dort vorherrschenden Besetzungsinversion verstärkt (injection seeding, im Folgenden als Seeding bezeichnet). Das Ergebnis ist ein vollständig kohärenter XUV-Puls mit einem gaußförmigen Strahlprofil. Die erste experimentelle Demonstration dieses Schemas gelang bereits 1995 mit einem im QSS-Schema gepumpten Röntgenlaser. Weitere Experimente im transienten Pumpschema und höher-repeterierenden Lasersystemen (≥ 10 Hz) folgten, erreichten das μJ -Level [ZFS⁺04] und brachten den Nachweis der vollständigen Kohärenz [WGL⁺06]. 2005 gelang die Verbesserung der Strahlqualität eines im OFI-Schema erzeugten Röntgenlasers [MSM⁺05]. Die erwarteten Resultate bzgl. der Strahlqualität wurden damit erfüllt, ein deutlicher Anstieg der Pulsenergie über die 1 μJ -Grenze blieb jedoch entgegen der theoretischen Vorhersagen aus.

Mit Hilfe der in den letzten Jahren verstärkt entwickelten Maxwell-Bloch Codes (s. Abschnitt 2.5) lässt sich die zeitliche Entwicklung der Wechselwirkung zwischen Seed und Verstärker beschreiben. Mit Hilfe dieser Codes ließ sich die Problematik des effizienten Energietransfers zwischen Röntgenlasermmedium und Harmonischenpuls auf zwei Umstände zurückführen:

Zum einen ist die Zahl der in das Röntgenlasermmedium injizierten Photonen zu gering, um sich gegen das starke ASE-Signal durchzusetzen. Neben Verlusten durch den räumlichen Überlapp zwischen HH-Puls und Verstärkermedium spielt in diesem Zusammenhang vor allem die spektrale Diskrepanz eine große Rolle. Von den vielen erzeugten Harmonischenlinien kann letztlich nur eine auf die durch das Röntgenlasermmedium vorgegebene Wellenlänge abgestimmt werden. Weiterhin ist die spektrale Breite typischer Harmonischenlinien je nach den Eigenschaften des erzeugenden Lasers um einen Faktor 50 bis 100 größer als die Breite des Plasmaübergangs, wodurch die Anzahl der für den Verstärkungsprozess zur Verfügung stehenden Photonen erneut signifikant reduziert wird.

Ebenso ist die Pulsdauer der Harmonischen (typischerweise im Bereich zwischen 10 fs und 50 fs) signifikant kürzer als die durch die Elektronenstoßraten vorgegebene Zeitskala, welche die Lebensdauer der Besetzungsinversion bestimmt (1 ps - 10 ps im transienten Pumpschema). Der effiziente Energietransfer von Röntgenlasermmedium zu Seedpuls wird daher weiter erschwert. Eine zu frühe Injektion verschenkt den Teil der innerhalb von Picosekunden in das Verstärkermedium eingebrachten Energie, der noch nicht in Form der Besetzungsinversion vorliegt. Erfolgt die Injektion zu spät, ist ein Teil der Inversion eventuell schon durch die früh einsetzende ASE verloren gegangen. Ein Mindestverlust an Pumpenergie ist in diesem Szenario daher unvermeidlich.



(A) Räumliches Profil eines Harmonischenpulses, spektral gefiltert durch einen 45° -XUV-Spiegel (ca. 20 nm). Divergenz ~ 0.5 mrad, Energie ~ 100 pJ.

(B) Strahlprofil eines auf ASE basierenden Molybdän-Röntgenlasers (18.9 nm) mit typischen „Speckle“-Modulationen. Divergenz ~ 10 mrad \times 30 mrad, Energie ~ 0.3 μ J.

ABBILDUNG 1.9. Vergleich des Strahlprofils einer hohen Harmonischen und eines Röntgenlasers.

1.4. Kombination zweier Röntgenlasermedien

Zur Verbesserung der Strahlqualität eines Röntgenlasers kann alternativ zur Injektion eines Harmonischenpulses auch ein zweiter Röntgenlaserpuls als Seed verwendet werden. Zusätzlich zu der durch den Röntgenlaser gegebenen größeren Photonenanzahl entfällt in diesem Schema die Problematik der spektralen Diskrepanz zwischen Seedpuls und Verstärkermedium. Lediglich die räumliche und zeitliche Synchronisation muss gewährleistet sein. Nachteilig sind jedoch die geringere Strahlqualität des injizierten Pulses sowie die höhere Anforderung an die vom Lasersystem zu erbringende Pumpenergie. Vor diesem Hintergrund und aufgrund der vielversprechenden Erfolge, die durch das Seeding mit Harmonischen erzielt wurden, basieren die meisten der heute durchgeführten Seed-Verstärker Experimente auf der Injektion mit hohen Harmonischen.

Im Jahr 2000 erfolgte die Charakterisierung eines Silber-Röntgenlasers (13.9 nm), welcher auf zwei im QSS-Pumpschema betriebenen Targets basierte [SDS⁺00]. Die Demonstration eines im transienten Schema gepumpten Röntgenlasers, der durch die Verstärkung in einem zweiten Medium eine nahezu beugungsbegrenzte Divergenz von 0.2 mrad aufwies, gelang 2003 [TNK⁺03]. Im gleichen Jahr gelang der Nachweis der vollständigen räumlichen Kohärenz dieses Röntgenlasers [NTN⁺03]. Beide verwendeten Targets wurden in diesen Experimenten unter normalem Einfall der IR-Pulse gepumpt. Die Wanderwellenanregung, die durch einen abgestuften Spiegel implementiert wurde, konnte dabei nur für eines der beiden Targets zur Verfügung gestellt werden.

Im Rahmen der vorliegenden Dissertation wurde dieser experimentelle Ansatz weiterentwickelt. Der in Kapitel 4.1.3 vorgestellte Aufbau bietet die Möglichkeit, beide Targets im effizienteren DGRIP-Schema zu betreiben. Neben der Reduktion der an die Pumpenergie gestellten Anforderungen bietet dieser Ansatz die im transienten Pumpschema entscheidende Wanderwellenanregung für beide Targets. Die Verwendung des DGRIP-Schemas, bei welchem die beiden zur Erzeugung des Röntgenlasers notwendigen Pulse in Form eines Doppelpulses realisiert sind, ermöglicht es den experimentellen Aufbau sehr kompakt zu gestalten. Besonders im Vergleich zum klassischen GRIP-Aufbau, bei dem für jedes Target zwei unabhängige Strahlführungen benötigt werden, stellt dies eine signifikante Vereinfachung dar.

1.5. Röntgenlaser im Kontext von Spektroskopieexperimenten

Die wesentliche Motivation für die Entwicklung von Röntgenlasern an der GSI ist deren geplanter Einsatz bei laserspektroskopischen Untersuchungen hochgeladener Schwerionen. Laserspektroskopie ist eine bewährte Methode zur Bestimmung von Spin, Momenten und Ladungsradien von Atomen und Ionen und zur Untersuchung von Isotopverschiebungen. Am Experimentierspeicherring (ESR) der GSI-Beschleunigeranlage wurden bereits mehrere Spektroskopieexperimente mit optischen Lasern durchgeführt [NHK⁺09].

Die Erweiterung dieses Konzepts auf schwerere und höher geladene Ionen ist aufgrund der mit der Kernladungszahl ansteigenden QED-Effekte von großem Interesse. In lithiumähnlichem Uran werden beispielsweise 15% der Bindungsenergie auf QED-Korrekturen zurückgeführt. Die spektroskopische Untersuchung derart schwerer Ionen mit optischen Lasern ist jedoch aufgrund der mit der Kernladungszahl schnell ansteigenden Übergangsenergien ausgeschlossen. Mit plasmabasierten Röntgenlasern mit Wellenlängen zwischen 7 nm und 24 nm ist es unter Nutzung des Dopplereffekts möglich, den $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ Übergang in lithiumähnlichen Ionen mit Kernladungszahlen zwischen 50 und 92 zu untersuchen. Die Übergangsenergien liegen, wie in Abb. 1.10 dargestellt [KBID91], im Bereich zwischen 100 eV und 300 eV, was Wellenlängen zwischen 12 nm und 4 nm entspricht. Das im Vergleich zu anderen XUV-Quellen herausragendste Merkmal der Röntgenlaser, die spektrale Bandbreite von $\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-4} - 10^{-5}$, ermöglicht dabei eine hohe Auflösung.

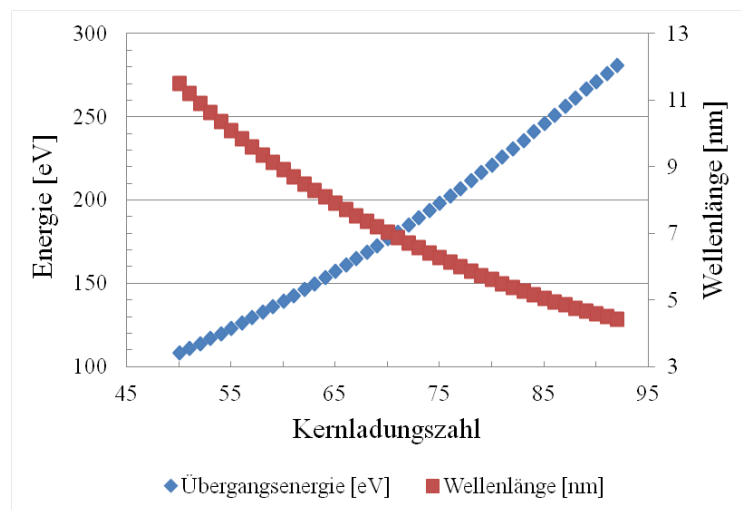


ABBILDUNG 1.10. Übergangsenergie und dazugehörige Wellenlänge des $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ Übergangs in Li-ähnlichen Ionen. Nach [KBID91].

Die Durchführung von Röntgenlaserexperimenten am ESR bedingt aufgrund der begrenzten Reflektivität von Multilayerspiegeln ($R \leq 70\%$) die Erzeugung des Röntgenlasers direkt vor Ort. Hierfür ist es notwendig, eine Strahlführung zwischen dem

PHELIX Gebäude und dem ESR einzurichten, durch die Pulse des PHELIX Vorverstärkers in die ESR-Halle transportiert werden können. Zum Erreichen der spezifizierten Pulsdauer, die nach dem Vorverstärker zunächst noch wenige Nanosekunden beträgt (vgl. 3.4), wird weiterhin ein eigener Pulskompressor am ESR eingerichtet. Der mit Hilfe der komprimierten Pulse erzeugte Röntgenlaser wird über zwei Multilayerspiegel in den ESR injiziert und mit den entgegengesetzt propagierenden gespeicherten Ionenpaketen überlagert. Am ESR können Ionenpakete mit bis zu 10^9 Teilchen auf Geschwindigkeiten bis zu $\beta = v/c = 0.74$ beschleunigt und gespeichert werden. Die maximale Geschwindigkeit ist durch die maximal mögliche Betriebsspannung des Elektronenkühlers limitiert, durch dessen Einsatz die Impulsbreite der gespeicherten Ionen auf $\Delta p/p \approx 10^{-5}$ reduziert werden kann.

Mit der entgegengesetzten Propagation von Röntgenlaserpuls und Ionenpaket (Geschwindigkeit β) wird die Wellenlänge des Röntgenlasers λ aufgrund des relativistischen Dopplereffekts zu kürzeren Wellenlängen λ' verschoben, entsprechend der Formel:

$$\lambda' = \lambda \cdot \sqrt{\frac{1 - \beta}{1 + \beta}} \quad (1.4)$$

Ein Molybdän-Röntgenlaser mit 18.9 nm Wellenlänge würde bei Ionengeschwindigkeiten β zwischen 0.4 und 0.7 zu 12 nm bis 8 nm verschoben werden. Dies wäre ausreichend, um den $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ Übergang in lithiumähnlichen Ionen bis zu einer Kernladungszahl von $Z = 67$ (Holmium) anzuregen. Möchte man umgekehrt die Ionengeschwindigkeit β berechnen, bei welcher eine gegebene Wellenlänge λ aufgrund der Dopplerverschiebung zu λ' verschoben wird, erhält man durch Umstellen von Gleichung 1.4:

$$\beta = \frac{\lambda^2 - \lambda'^2}{\lambda^2 + \lambda'^2} \quad (1.5)$$

In Abbildung 1.11 sind die Ionengeschwindigkeiten $\beta(Z)$ aufgetragen, die benötigt werden um den $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ Übergang in einem Ion mit Kernladungszahl Z anzuregen. Die einzelnen Kurven entsprechen dabei Wellenlängen von verschiedenen Röntgenlasern λ zwischen 24.0 nm und 6.7 nm, die bereits an der GSI untersucht wurden. Die horizontale blaue Linie deutet die durch den Elektronenkühler begrenzte maximale Geschwindigkeit der Ionen von $\beta = 0.74$ an. Anhand der Schnittpunkte dieser Grenze mit den einzelnen Kurven lässt sich die maximale Kernladungszahl der Ionenspezies ablesen, die durch die Dopplerverschiebung mit dem jeweiligen Röntgenlaser noch in Resonanz gebracht werden kann. Mit Hilfe eines Samarium-Röntgenlasers wäre sogar die $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ Anregung in lithiumähnlichem Uran möglich, jedoch würde hierfür nach heutigem Kenntnisstand aufgrund der hohen Anforderung an die Pumpenergie der PHELIX Hauptverstärker benötigt, der aufgrund des großen Strahldurchmessers am ESR nicht verfügbar sein wird. Die durch den PHELIX Vorverstärker gegebene maximale Pumpenergie von einigen Joule beschränkt in Kombination mit den Verlusten durch den Strahltransport und den Pulskompressor die auf dem Target verfügbare Energie. Diesbezüglich sind Molybdän oder Silber die am besten geeigneten Röntgenlasermaterialien zur Untersuchung dieses Übergangs in lithiumähnlichen Ionen am ESR.

Auch im Zusammenhang mit der im Bau befindlichen Beschleunigeranlage FAIR

ist dieses experimentelle Konzept von großem Interesse. Mit den im High-Energy Storage Ring (HESR) verfügbaren Ionengeschwindigkeiten von bis zu $\beta = 0.97$ (entsprechend $\gamma = 5$) würde die Wellenlänge des Molybdän-Röntgenlasers (18.9 nm) auf bis zu 2 nm reduziert. Hiermit käme nicht nur der $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$, sondern auch der $2s_{1/2} - 2p_{3/2}$ Übergang für spektroskopische Untersuchungen in Frage.

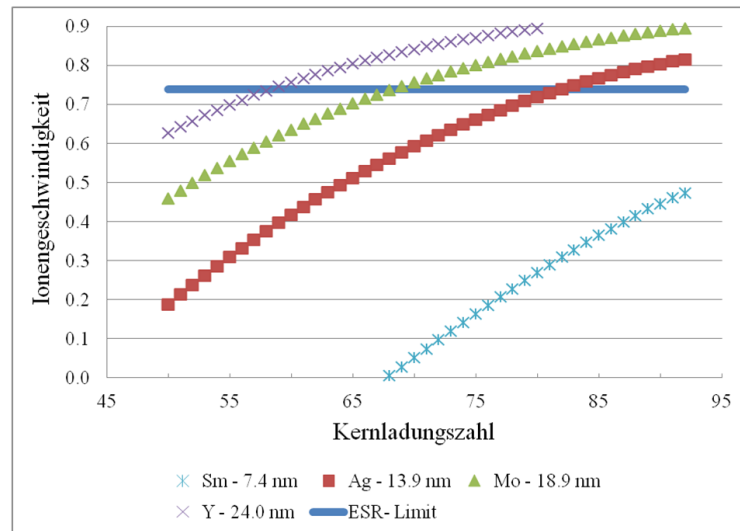


ABBILDUNG 1.11. Die in Abhängigkeit der Kernladungszahl benötigte Ionengeschwindigkeit $\beta = v/c$, um verschiedene Röntgenlaser mit Wellenlänge λ in Resonanz mit dem $2s_{1/2} - 2p_{3/2}$ Übergang ($\lambda'(Z)$) zu bringen.

1.6. Freie-Elektronen-Laser

Freie-Elektronen-Laser bilden mit großem Abstand die brillantesten Lichtquellen vom EUV- bis in den Röntgenbereich. Die Bezeichnung Laser bezieht sich dabei auf den hochqualitativen Eigenschaften der erzeugten Strahlung, beispielsweise der geringen Divergenz und der räumlichen Kohärenz, sowie auf der exponentiellen Verstärkung des Lichtsignals entlang des verstärkenden Mediums. Dieses besteht aus einem Strahl von Elektronen, welche zunächst in einem Linearbeschleuniger auf Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt werden. Hierauf folgend passiert der Elektronenstrahl eine Folge von periodischen Magnetstrukturen, sogenannte Undulatoren. In alternierenden magnetischen Feldern folgen die Elektronen einer näherungsweise sinusförmigen Trajektorie. Aufgrund der mit dieser Bewegung verbundenen Beschleunigung emittieren die Elektronen elektromagnetische Strahlung, die aufgrund der relativistischen Elektronengeschwindigkeiten einen schmalen Lichtkegel bildet. Im Verlauf der mehrere Meter langen Undulatoren findet eine Wechselwirkung zwischen dem geradlinig propagierenden Lichtfeld und dem oszillierenden Elektronenstrahl statt. Die elektrischen Felder des Lichts bewirken eine longitudinale Modulation der Elektronendichte in Form von Elektronenpaketen (microbunches), die sich synchron zu den Maxima des Lichtfelds ausbilden. Hierdurch entsteht eine feste Phasenbeziehung zwischen den Elektronenpaketen und dem elektromagnetischen Feld, so dass die im Verlauf des Undulators emittierten Lichtfelder sich konstruktiv mit dem bereits bestehenden Lichtfeld überlagern. Entlang der Undulatoren lässt sich daher eine exponentielle Verstärkung des Lichtfelds erzielen, dessen Wellenlänge durch den Abstand der periodischen Struktur der Undulatoren (Undulatorwellenlänge) definiert wird und durch Variation der Elektronengeschwindigkeit kontinuierlich angepasst werden kann.

Weltweit existieren nur wenige Freie-Elektronen-Laser, die im EUV- und Röntgenbereich betrieben werden, darunter FLASH (Deutschland, Inbetriebnahme 2005, 4.5 nm - 47 nm) und LCLS (USA, Inbetriebnahme 2009). Weitere Anlagen sind in Planung oder bereits im Aufbau, wie beispielsweise der FEL an Spring-8 (Japan), European XFEL (Deutschland) und FERMI (Italien). Der heute kürzestwellenlängige Freie-Elektronen-Laser ist der Linac Coherent Light Source (LCLS) des Stanford Linear Accelerators (SLAC). Hier werden Lichtpulse mit Photonenenergien zwischen 0.5 keV und 9.5 keV (2.5 nm und 0.13 nm) bei Pulsenergien bis zu 0.3 mJ und Dauern zwischen 40 fs und 80 fs bei Wiederholraten von bis zu 120 Hz erzeugt.

Ebenso wie plasmabasierte Röntgenlaser basiert die Erzeugung von FEL-Pulsen auf der Verstärkung von spontaner Emission (SASE, self-amplified amplification of spontaneous emission). Dies limitiert nicht nur die zeitliche Kohärenz der FEL-Pulse (2 fs Kohärenzzeit bei 30 fs Pulsdauer am LCLS, [GWF⁺12]), sondern führt auch zu signifikanten Schwankungen des relativ breiten Spektrums ($\Delta\lambda/\lambda \approx 10^{-2}$, 10^{-3}). Wie auch bei klassischen Röntgenlasern ist es daher erstrebenswert, diese mit dem SASE-Prozess einhergehenden unerwünschten Eigenschaften durch die Injektion eines Seed-Pulses zu unterbinden. Eine vielversprechende Umsetzung dieses Konzepts wurde 2012 am LCLS demonstriert. Hier wurde der in der ersten Hälfte der Undulatorstrecke erzeugte FEL-Puls durch einen auf Diamant basierenden

Monochromator modifiziert und anschließend als Seed für die restliche Undulatorstrecke verwendet [ABB⁺12]. Die hierbei gemessene Bandbreite der Röntgenpulse betrug 0.4 keV bei Photonenergien zwischen 8 keV und 9 keV, was gegenüber der im SASE-Schema erzeugten Pulse 40-50 mal geringer ist.

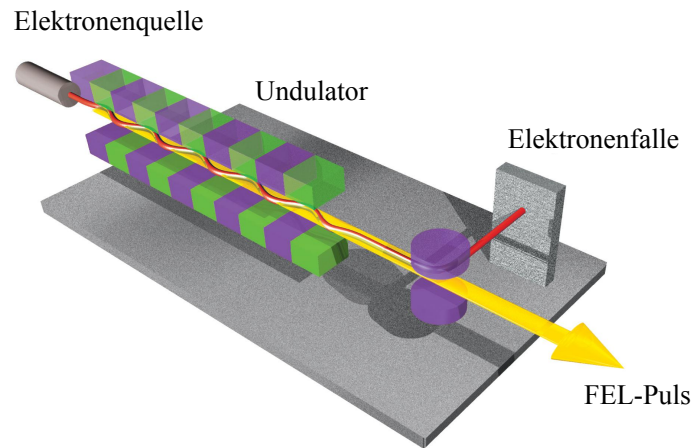


ABBILDUNG 1.12. Schematischer Aufbau eines Freie-Elektronen-Lasers. Quelle: Hasylab-Webseite.

Theoretische Grundlagen

2.1. Grundlegende Begriffe der Plasmaphysik

Plasmen sind Medien bestehend aus vollständig oder teilweise ionisierten Atomen, charakterisiert durch die räumlich und zeitlich variierenden Größen Temperatur (meist in eV), Teilchendichte (meist in $1/\text{cm}^3$) und Ionisationszustand. Ähnlich wie in Gasen sind die einzelnen Teilchen innerhalb des Plasmas frei beweglich. Plasmen sind von außen betrachtet in guter Näherung elektrisch neutrale Medien, jedoch wird die Dynamik innerhalb des Plasmas, zwischen den positiven Ionen und Elektronen, durch die elektromagnetische Wechselwirkung bestimmt. Aufgrund ihrer im Vergleich zu den Ionen wesentlich geringeren Masse spielen die Elektronen hierbei die tragende Rolle. Die anhand der Geschwindigkeitsverteilung definierte Temperatur wird daher in der Regel in Elektronen- und Ionentemperatur (T_e , T_i) unterteilt.

Eine weitere wichtige Kenngröße, die zur Charakterisierung eines Plasmas herangezogen werden kann, ist die Debye-Länge λ_D . In der Umgebung der positiv geladenen Ionen ist aufgrund des attraktiven Coulomb-Potentials die Aufenthaltswahrscheinlichkeit für Elektronen im Mittel höher. Mit der gegenseitigen Abstoßung der positiven Ionen untereinander führt dies zu einer Modulation der Ladungsdichte n , und somit zu einer Abschirmung bzw. Abschwächung des Coulomb-Potentials Φ_C , wie im Folgenden hergeleitet werden soll. Durch die Poisson-Gleichung

$$\nabla^2\Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} n \quad (2.1)$$

ist das elektromagnetische Potential $\Phi = \Phi(\vec{r})$, welches eine in das Plasma eingebrachte positive Testladung q erfährt, mit der Verteilung der Ladungsträger $n = n(\vec{r})$ verknüpft. ε_0 bezeichnet die elektrische Feldkonstante ($8.85 \times 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$). Die

Teilchendichte n kann durch den Ausdruck

$$n = \sum_{\alpha} e q_{\alpha} n_{\alpha} \quad (2.2)$$

beschrieben werden. e bezeichnet dabei die Elementarladung (1.6×10^{-19} C), q_{α} und n_{α} die Ladung und Dichte der einzelnen Teilchenspezies. Für Elektronen gilt hierbei $q_{\alpha} = -1$. Die Dichten der einzelnen Teilchensorten α im Potential Φ werden durch eine Boltzmannverteilung beschrieben:

$$n_{\alpha} = n_{\alpha,0} \exp\left(-\frac{q_{\alpha} e \Phi}{k_B T}\right) \quad (2.3)$$

$n_{\alpha,0}$ sind dabei die mittleren Dichten, k_B die Boltzmannkonstante (1.23×10^{-23} J/K). Durch Kombination der Gleichungen 2.3, 2.2 und 2.1 ergibt sich

$$\nabla^2 \Phi = -\frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{\alpha} e q_{\alpha} n_{\alpha,0} \exp\left(-\frac{q_{\alpha} e \Phi}{k_B T}\right) \quad (2.4)$$

Für $|q_{\alpha} e \Phi| \ll k_B T$ kann die Näherung $\exp(-x) \approx 1 - x$ verwendet werden, wodurch sich

$$\nabla^2 \Phi = \underbrace{-\frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{\alpha} e q_{\alpha} n_{\alpha,0}}_{=0} - \frac{1}{\varepsilon_0} \sum_{\alpha} e q_{\alpha} n_{\alpha,0} \cdot \left(-\frac{q_{\alpha} e \Phi}{k_B T}\right) \quad (2.5)$$

$$= \left(\underbrace{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 k_B T_e}}_{\text{Beitrag der Elektronen}} + \sum_{\alpha, \text{Ionen}} \frac{e^2 q_{\alpha}^2 n_{\alpha,0}}{\varepsilon_0 k_B T_i} \right) \Phi \quad (2.6)$$

$$= \left(\frac{1}{\lambda_{D,e}^2} + \frac{1}{\lambda_{D,i}^2} \right) \Phi \quad (2.7)$$

$$= \frac{1}{\lambda_D^2} \Phi \quad (2.8)$$

ergibt. Mit der Forderung, dass das Plasma von außen betrachtet neutral bleibt, ist die Summe über alle Teilchensorten des Produkts aus Ladung und mittlerer Ladungsverteilung ($\sum e q n$) in Gleichung 2.5 gleich 0.

λ_D wird als Debye-Länge bezeichnet, die sich wie in Gleichung 2.6 und 2.7 dargestellt mit den jeweils dazugehörigen Temperaturen (T_e , T_i) in den Beitrag der Elektronen und Ionen unterteilen lässt. Berücksichtigt man ausschließlich kugelsymmetrische Lösungen von Gleichung 2.8 ($\Phi = \Phi(r) \neq \Phi(r, \vartheta, \varphi)$), ergibt sich mit dem radialen Anteil des Laplace-Operators in Kugelkoordinaten ($\nabla_r^2 = \partial_r^2 + \frac{2}{r} \partial_r$)

$$\partial_r^2 \Phi + \frac{2}{r} \partial_r \Phi - \frac{1}{\lambda_D^2} \Phi = 0 \quad (2.9)$$

Die Lösungen dieser Differentialgleichung 2.8 sind von der Form

$$\Phi = X_1 \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) + X_2 \cdot \frac{1}{r} \exp\left(+\frac{r}{\lambda_D}\right) , \quad (2.10)$$

wobei man mit den Forderungen $\Phi(r \rightarrow \infty) = 0$ und $\Phi(r \rightarrow 0) = \Phi_C$ das folgende Ergebnis erhält:

$$\Phi = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) = \Phi_C \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.11)$$

Es handelt sich hierbei um ein durch einen exponentiellen Faktor abgeschwächtes Coulomb-Potential. Die von der Temperatur und Dichte des Plasmas abhängige Debye-Länge ist dabei das Maß für die Stärke der Abschwächung. An der Formel

$$\lambda_{D,(e,i)} = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_{e,i} / (e^2 n_{e,i})} \propto \sqrt{T_{e,i} / n_{e,i}} \quad (2.12)$$

lässt sich dabei das intuitive Ergebnis ablesen, dass höhere Temperaturen (schnellere Teilchen) und kleinere Dichten (weniger Teilchen) zu einer größeren Debye-Länge und dadurch zu geringerer Abschirmung führen. Um durch diese Abschirmung verursachte kollektive Effekte beobachten zu können, muss der mittlere Abstand zweier Teilchen d , gegeben durch $d = n^{-1/3}$, signifikant kleiner als die Debye-Länge sein ($\lambda_D \gg d$). Eine äquivalente und ebenfalls gebräuchliche Formulierung greift auf die Definition der Debye-Kugel zurück, deren Volumen durch die Debye-Länge definiert wird: $V_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3$. Multipliziert mit der mittleren Dichte n erhält man die Anzahl der Teilchen in der Debye-Kugel $\Lambda = V_D n$, deren Kehrwert den sogenannten Plasmamparameter

$$\Gamma = 1/\Lambda \propto \frac{1}{\lambda_D^3 n} \quad (2.13)$$

definiert. Die Forderung $\lambda_D \gg n^{-1/3}$ lautet somit $\Gamma \ll 1$. In diesem Fall, in welchem eine signifikante Anzahl von Teilchen innerhalb des durch die Abschirmlänge definierten Volumens enthalten ist, spricht man von einem idealen Plasma. In diesem Regime dominieren die kollektiven Effekte und die Wechselwirkung einzelner Teilchen untereinander (z.B. Stöße zwischen zwei Teilchen) kann vernachlässigt werden. In diesen Plasmen können die einzelnen Teilchenspezies (Elektronen und Ionen gleichen Ionisationsgrades) durch die Zustandsgleichung des idealen Gases beschrieben werden. Mit $\Gamma \propto \frac{1}{\lambda_D^3 n}$ und $\lambda_D \propto \sqrt{T/n}$ folgt $\Gamma \propto \frac{n^{1/2}}{T^{3/2}}$, so dass die idealen Plasmabedingungen in heißen, dünnen Plasmen vorliegen.

Als nächstes soll die typische Zeitskala abgeschätzt werden, auf der ein entstandenes Ungleichgewicht der Ladungsverteilung durch eine Neuordnung der Elektronen ausgeglichen wird. Ist die potentielle Energie gegenüber der kinetischen Energie der Elektronen vernachlässigbar, kann man in guter Näherung die thermische Geschwindigkeit der Elektronen durch $v_e = \sqrt{k_B T / m_e}$ abschätzen. Mit dieser Geschwindigkeit und der Abschirmlänge $\lambda_{D,e}$, innerhalb derer sich die Elektronen neu

konfigurieren müssen, lässt sich als Maß für die hierfür benötigte Zeit

$$\tau_e = \lambda_{D,e}/v_e = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 m_e}{e^2 n_e}} \quad (2.14)$$

verwenden. Der Kehrwert dieser Zeitskala, $\omega_P = 1/\tau_e$ wird als Plasmafrequenz bezeichnet. Diese ist eine weitere wichtige Kenngröße eines Plasmas, die im Rahmen der Näherung, dass die Bewegung der Ionen gegenüber der Bewegung der Elektronen vernachlässigbar ist, allein von der Elektronendichte n_e abhängt.

Eine alternative Herleitung dieser Größe basiert auf der Vorstellung, dass die Elektronendichte n_e eines Plasmas gegenüber einem ortsfesten Ionengitter um die Strecke Δx verschoben wird. In dem daraus resultierenden elektrischen Feld $E = en_e/\varepsilon_0 \Delta x$ werden die Elektronen gemäß $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \Delta x = -\frac{eE}{m_e} = -\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e} \Delta x$ beschleunigt. Diese Gleichung beschreibt einen harmonischen Oszillator, dessen Frequenz durch die Plasmafrequenz gegeben ist:

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \quad (2.15)$$

Insbesondere bei der Wechselwirkung von Elektronen mit einem periodischen Laserfeld der Frequenz ω_L spielt die Plasmafrequenz eine entscheidende Rolle. Das elektrische Feld des Lasers sei von der Form $E(t) = E_0 \sin(\omega_L t)$. Die zeitliche Entwicklung der Elektronenbewegung im Laserfeld wird anhand des zweiten Newtonschen Gesetzes und $F = eE$ durch die folgenden Gleichungen beschrieben:

$$\ddot{x} = \frac{e}{m_e} E_0 \sin(\omega_L t) \quad (2.16)$$

$$\dot{x} = \frac{e}{m_e \omega_L} E_0 \cos(\omega_L t) \quad (2.17)$$

$$x = \frac{e}{m_e \omega_L^2} E_0 \sin(\omega_L t) \quad (2.18)$$

Die mittlere durch das Laserfeld erfahrene kinetische Energie der Elektronen, auch als ponderomotives Potential bezeichnet, lässt sich durch

$$\langle E_{\text{kin}} \rangle = \frac{1}{2} m_e \langle v^2 \rangle = \frac{1}{2} m_e \left(\frac{e E_0}{m_e \omega} \right)^2 \langle \cos^2(\omega_L t) \rangle \quad (2.19)$$

$$= \frac{1}{4} \frac{e^2 E_0^2}{m_e \omega_L^2} \quad (2.20)$$

$$= \frac{1}{2} \frac{e^2 I_L}{m_e \varepsilon_0 c \omega_L^2} \quad (2.21)$$

abschätzen. Im letzten Schritt wurden die Relationen zwischen Laserintensität und Amplitude des elektrischen Feldes $I_L = \frac{1}{2\mu_0 c} E_0^2$ und $\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$ benutzt. Ein freies Elektron hat jedoch keine Möglichkeit, über das Laserfeld zur Verfügung gestellte Energie zu absorbieren, wie in Abb. 2.1 dargestellt. Die in der ersten Laserperiode

beschleunigten Elektronen werden durch den Vorzeichenwechsel des elektrischen Feldes in der zweiten Periodenhälfte wieder abgebremst, so dass kein Energieübertrag auf die Elektronen stattfindet. Kommt es jedoch im Verlauf des Laserzyklus zu einer Störung, die eine Phasenverschiebung zwischen den Elektronen und dem Laserfeld verursacht, kann die Energie des Laserfelds absorbiert werden. Ein Beispiel für einen solchen Prozess wäre ein Stoß eines Elektrons mit einem anderen Elektron oder Ion, bei denen das beschleunigte Elektron die dem Laserfeld entzogene Energie irreversibel an den Stoßpartner abgibt.

Entscheidend für diese Prozesse ist die Relation zwischen der Laserfrequenz $\omega_L = 2\pi c/\lambda_L$ und der Plasmafrequenz ω_P , die ein direktes Maß für die Elektronendichte des Plasmas repräsentiert. Ist die Plasmafrequenz kleiner als die Laserfrequenz $\omega_P < \omega_L$, kann die durch das Laserfeld erzeugte Oszillation der Elektronen nicht kompensiert werden. Das Laserfeld wechselwirkt mit quasi-freien Elektronen und es findet keine effektive Absorption der Laserenergie statt.

Ist umgekehrt die Laserfrequenz kleiner als die Plasmafrequenz $\omega_L < \omega_P$, kann die vom Laserfeld induzierte Ladungsverschiebung innerhalb des Plasmas kompensiert werden. Durch diese Prozesse werden Phasenunterschiede zwischen dem Laserfeld und den beschleunigten Teilchen verursacht, so dass Energie des Laserfelds absorbiert wird. Der Grenzfall $\omega_L = \omega_P$ definiert die sogenannte kritische Dichte

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega_L^2}{e^2}, \quad (2.22)$$

bis zu der ein Laserpuls der Frequenz ω_L vollständig absorbiert wird.

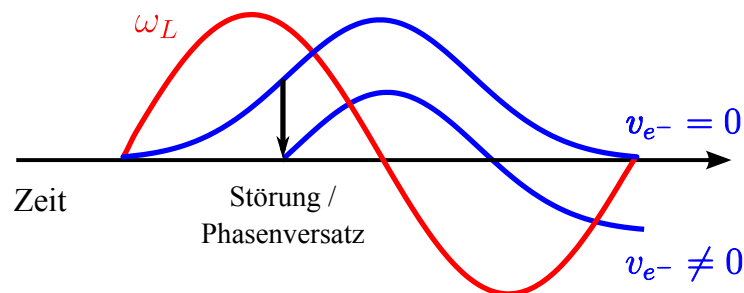


ABBILDUNG 2.1. Veranschaulichung der Wechselwirkung eines freien Elektrons mit einem Laserfeld der Frequenz ω_L .

2.2. Inverse Bremsstrahlung

Bei der Erzeugung von Röntgenlasern sind im Allgemeinen moderate Intensitäten von $\leq 10^{14-15}$ W/cm² vorzufinden. In diesem Intensitätsbereich ist der dominanteste Absorptionsmechanismus die inverse Bremsstrahlung. Bremsstrahlung entsteht durch die Emission von Photonen durch Elektronen, die im Coulomb-Feld eines Atomkerns abgelenkt werden. Entsprechend verläuft der inverse Prozess: In der Nähe eines Kerns absorbiert ein Elektron ein Photon, ohne es anschließend wieder

zu emittieren. Entscheidend ist hierfür die Rate ν_{ei} , mit welcher die Elektronen mit einem Atom oder, im Fall eines Plasmas, einem Ion zusammenstoßen. Diese lässt sich als Produkt der Ionendichte n_i , der Elektronengeschwindigkeit v_{th} sowie dem Wirkungsquerschnitt σ_{ei} abschätzen:

$$\nu_{ei} = n_i \sigma_{ei} v_e \quad (2.23)$$

Zur Abschätzung des Wirkungsquerschnittes kann argumentiert werden, dass innerhalb der Debye-Länge der Verlauf des Potentials näherungsweise dem Coulomb-Potential entspricht. Dies rechtfertigt die Verwendung des Rutherford-Streuquerschnittes und des dazugehörigen Stoßparameters b

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0 m_e v_e^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4(\vartheta/2)} \quad (2.24)$$

$$b(\vartheta) = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2} \cot(\vartheta/2) \quad (2.25)$$

Für den Spezialfall der 90° -Streuung erhält man das folgende Ergebnis für die Stoßrate $\nu_{ei,90^\circ}$:

$$\sigma_{90^\circ} = \pi b_{90^\circ}^2 = \pi \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2} \right)^2 \quad (2.26)$$

$$v_e = v_{th} = \sqrt{k_B T / m_e} \quad (2.27)$$

$$\rightarrow \nu_{ei,90^\circ} = n_i \pi \left(\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m_e v_e^2} \right)^2 v_e \quad (2.28)$$

$$= \frac{(Ze^2)^2}{16\pi\epsilon_0^2 \sqrt{m_e}} \cdot \frac{n_i}{(k_B T)^{3/2}} \quad (2.29)$$

Anhand von $\nu_{ei,90^\circ} \propto T^{-3/2}$ wird ersichtlich, dass auf dem Coulomb-Potential basierende Stoßprozesse zu höheren Temperaturen hin stark abnehmen. Das Ergebnis der detaillierten Rechnung unterscheidet sich von dieser einfachen Abschätzung nur durch numerische Faktoren und liefert [Man74]:

$$\nu_{ei} = \frac{1}{3\pi^4} \sqrt{\frac{2\pi}{m_e}} \left(\frac{Ze^2}{\epsilon_0} \right)^2 n_i (k_B T)^{-3/2} \ln(\Lambda) \quad (2.30)$$

Die Abweichungen beruhen zum einen auf der Verwendung einer maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung anstelle der thermischen Geschwindigkeit v_{th} (Gl. 2.27). Weiterhin wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts eine Integration über den Stoßparameter b ausgeführt. Hierbei müssen aufgrund des divergenten Integranden endliche Integrationsgrenzen gewählt werden. Üblicherweise fällt die Wahl für die untere Grenze hierbei auf den der 90° -Streuung entsprechenden Stoßparameter b_{90° . Als obere Grenze bietet sich die Debye-Länge λ_D an. Der hieraus resultierende Faktor ist im sogenannten Coulomb-Logarithmus $\ln \Lambda$ beinhaltet, dessen numerischer Wert für ideale Plasmen zwischen 5 und 15 liegt.

Typische Zahlenwerte für die Verstärkungszone eines Röntgenlasers wären beispielsweise $T = 500 \text{ eV}$, $n_i = 1 \times 10^{19} / \text{cm}^3$ und $Z = 19$ (Ni-ähnliche Silberionen, Ag^{19+}). Hierfür ergibt sich eine Stoßrate von $3.8 \times 10^{12} / \text{s}$, entsprechend einer Zeit von 260 fs zwischen zwei Kollisionen. Mit einer Elektronendichte von $n_e = 1 \times 10^{20} / \text{cm}^3$ ergibt sich eine Debye-Länge von $\lambda_D = 17 \text{ nm}$ (Gl. 2.12) und ein Plasmaparameter von $\Gamma = 5 \times 10^{-4}$ (Gl. 2.13), wodurch in diesem Fall die Annahme eines idealen Plasmas gerechtfertigt ist.

2.3. Lichtausbreitung in Plasmen

Die optischen Eigenschaften eines Plasmas, definiert durch die Elektronendichte n_e bzw. deren Gradienten ∇n_e , spielen sowohl bei der Absorption von Laserlicht als auch für die Propagation eines Röntgenlasers eine wichtige Rolle. Ausgangspunkt zur Herleitung der im Plasma geltenden Dispersionsrelation sind die beiden Maxwell-Gleichungen

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{und} \quad (2.31)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \vec{j} \quad , \quad (2.32)$$

wobei \vec{j} die Stromdichte der Elektronen bezeichnet:

$$\vec{j} = en_e \vec{v} \quad (2.33)$$

Die Bewegungsgleichung mit welcher die mittlere Elektronengeschwindigkeit \vec{v} beschrieben werden kann lautet

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e\vec{E}}{m_e} - \nu_{ei} \vec{v} \quad , \quad (2.34)$$

mit einem der Elektronenstoßrate ν_{ei} proportionalen Reibungsterm auf der rechten Seite. Zur Lösung dieser Differentialgleichungen kann zunächst der Ansatz monochromatischer Wellen (Frequenz ω_L) gewählt werden:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E} \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_L t)) \\ \vec{B}(\vec{r}, t) &= \vec{B} \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_L t)) \\ \vec{v}(\vec{r}, t) &= \vec{v} \exp(i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega_L t)) \end{aligned}$$

Das Einsetzen dieses Ansatzes führt von den differentiellen auf die folgenden algebraischen Gleichungen:

$$\text{Gl. 2.31} \quad \rightarrow \quad i\vec{k} \times \vec{E} = \frac{1}{c} \omega_L \vec{B} \quad (2.35)$$

$$\text{Gl. 2.32} \quad \rightarrow \quad i\vec{k} \times \vec{B} = -\frac{1}{c} \omega_L \vec{E} - \frac{4\pi}{c} n_e e \vec{v} \quad (2.36)$$

$$\text{Gl. 2.33} \quad \rightarrow \quad \omega_L \vec{v} = \frac{e\vec{E}}{m_e} - \nu_{ei} \vec{v} \quad (2.37)$$

Multiplikation aller drei Gleichungen mit $\vec{k} \times$ führt, nach Elimination des \vec{B} -Feldes und der Elektronengeschwindigkeit \vec{v} in Gleichung 2.35, zur folgenden Relation für das elektrische Feld:

$$(\vec{k} \cdot \vec{E}) \vec{k} - \left(k^2 - \frac{\omega_L^2}{c^2} + \frac{\omega_L \omega_P^2}{c^2 (\omega_L + \nu_{ei})} \right) \vec{E} = 0$$

Hierbei wurde die Identität $\vec{a} \times \vec{b} \times \vec{c} = \vec{b}(\vec{a} \cdot \vec{c}) - \vec{c}(\vec{a} \cdot \vec{b})$ benutzt und die Plasmafrequenz $\omega_P = \sqrt{n_e e^2 / m_e / \epsilon_0}$ verwendet. Mit der Beschränkung auf transversale Wellen gilt $\vec{k} \cdot \vec{E} = 0$, was zur folgenden Dispersionsrelation führt:

$$k^2 = \frac{\omega_L^2}{c^2} - \frac{\omega_L \omega_P^2}{c^2 (\omega_L + \nu_{ei})}$$

In idealen Plasmen (geringe Dichte, hohe Temperatur) gilt für gewöhnlich $\nu_{ei} \ll \omega_L$, so dass eine Taylor-Entwicklung in der Variablen ν_{ei}/ω_L durchgeführt werden kann:

$$k^2 \approx \frac{\omega_L^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_L^2} + \frac{\nu_{ei} \omega_P^2}{\omega_L^3} \right)$$

Um diese Relation nach k aufzulösen, entwickelt man die Wurzel auf der rechten Seite und erhält:

$$k \approx \pm \frac{\omega_L}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_P^2}{\omega_L^2}} \left(1 + i \frac{\nu_{ei} \omega_P^2}{2\omega_L \omega_L^2} \frac{1}{\sqrt{1 - \omega_P^2/\omega_L^2}} \right) \quad (2.38)$$

Der Imaginärteil beschreibt eine exponentielle Abschwächung der Lichtwelle, wie anhand des eindimensionalen Falls schnell eingesehen werden kann. Mit $\vec{k} = k = \text{Re } k + i \text{Im } k$ ergibt sich für das elektrische Feld

$$E(x, t) \propto \exp(i(kx - \omega_L t)) = \exp(i(\text{Re } kx - \omega_L t)) \exp(-\text{Im } kx) \quad .$$

Die Intensität der elektromagnetischen Welle ist proportional zu $|E^2| \propto \exp(-2 \text{Im } kx)$, so dass man den Absorptionskoeffizienten der inversen Bremsstrahlung durch

$$\kappa_{IB} = 2 \text{Im } k$$

definiert. Unter Verwendung der kritischen Dichte n_c lässt sich dieser auch wie folgt darstellen:

$$\kappa_{IB} = 2 \operatorname{Im} k = \frac{\nu_{ei}}{c} \frac{n_e}{n_c} \frac{1}{\sqrt{1 - n_e/n_c}} \quad (2.39)$$

An dieser Stelle wird ersichtlich, dass die Absorption für $n_e \rightarrow n_c$ divergiert. Die direkte Wechselwirkung eines unter normalen Einfall auf ein Target fokussierten Laserpulses ist somit nur im Bereich $n_e \leq n_c$ möglich. Mit dem Erreichen der kritischen Dichte wird der Puls vollständig absorbiert oder reflektiert. Der Verlust der Laserintensität lässt sich durch das Lambert-Beer Gesetz $\frac{dI}{dz} = -\kappa_{IB}I$ beschreiben. Für ein homogenes Plasma der Länge L mit $\kappa = \text{const}$ ergibt sich dadurch eine Absorption von $\alpha_{IB} = \frac{I_{in} - I_{out}}{I_{in}} = 1 - \exp(-\kappa_{IB}L)$. Für Röntgenlaserplasmen wird der Verlauf der Elektronendichte senkrecht zur Targetoberfläche (z-Richtung) meist durch ein exponentiell abfallendes Profil der Form $n_e(z) = n_c \exp(-z/\rho)$ beschrieben, mit einer charakteristischen $1/e$ Längenskala ρ . Für diese Dichteverteilung ergibt sich eine Absorption von

$$\alpha_{IB} = 1 - \exp\left(-\frac{8\nu_{ei}\rho}{3c}\right) \quad (2.40)$$

Im obigen Beispiel des Silber-Röntgenlaserplasmas mit $\nu_{ei} = 3.8 \times 10^{12}$ /s und einer typischen Längenskala $\rho = 100 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Absorption von $\alpha = 0.96$. Der Großteil der Laserenergie wird in diesem Beispiel vom Plasma absorbiert.

Der Brechungsindex η beschreibt den Zusammenhang zwischen der Geschwindigkeit des Lichts im Medium relativ zur Vakuumlichtgeschwindigkeit c , $c_{\text{Medium}} = c/\eta$ und führt zu einer Modifikation der Wellenlänge des Lichts $\lambda \propto 1/k$ gemäß $k = \eta \frac{\omega_L}{c}$. Der Vergleich mit $\operatorname{Re} k = \frac{\omega_L}{c} \sqrt{1 - n_e/n_c}$ (Gl. 2.38) liefert für den von der Elektronendichte n_e abhängigen Brechungsindex innerhalb eines Plasmas

$$\eta = \sqrt{1 - n_e/n_c} \quad . \quad (2.41)$$

Im Zusammenhang mit der Erzeugung von Röntgenlasern im GRIP-Schema, bei welchem der Pumpstrahl unter einem schrägen Winkel auf das Target trifft, ist dieser Sachverhalt von besonderem Interesse. Aufgrund des Brechungsindex des Plasmas wird der Pumpstrahl bereits vor dem Erreichen der kritischen Dichte n_c aus dem Plasma herausgebrochen, vgl. Abb. 2.2. Durch die Variation des GRIP-Winkels, definiert als der Winkel zwischen der Targetoberfläche und dem einfallenden Pumpstrahl, ist es somit möglich, die Energiedeposition gezielt zu manipulieren. Der Zusammenhang zwischen dem GRIP-Winkel α_G und der Elektronendichte, bei welcher der Pumpstrahl vornehmlich absorbiert wird, ist dabei durch

$$n_r = n_c \sin^2 \alpha_G \quad (2.42)$$

gegeben. Hierdurch kann die Pumpenergie gezielt in dem Dichtebereich deponiert werden, in welchem sich die Besetzungsinversion vorwiegend ausbildet. Dieser Bereich liegt für transiente Röntgenlaser bei $n_e \sim 1 \times 10^{20} /\text{cm}^3$, so dass sich mit

$n_e = 1 \times 10^{21} / \text{cm}^3$ (für 1054 nm) und Gleichung 2.42 typische GRIP-Winkel zwischen 15° ($\sin^2 \alpha_G = 0.07$) und 25° ($\sin^2 \alpha_G = 0.17$) ergeben. Innerhalb dieses Winkelbereichs hängt der optimale GRIP-Winkel, unter welchem ein Röntgenlasertarget gepumpt wird, von der Kernladungszahl des Targets ($n_e = n_e(Z)$) sowie der Wellenlänge des Pumpasers ab ($n_c = n_c(\omega_L)$), vgl. Gl. 2.22).

Des Weiteren zeichnet sich der Bereich geringerer Elektronendichte durch vergleichsweise kleinere Temperatur- und Dichtegradienten aus, was sich positiv auf die Homogenität und Größe der Verstärkungszone auswirkt. Auf diese Umstände ist die signifikante Reduktion der Pumpenergie, die mittels des GRIP-Schemas erzielt werden kann, zurückzuführen.

Wie ebenfalls in Abb. 2.2 dargestellt, beeinflusst der Elektronendichtegradient auch den Röntgenlaserpuls selbst. Dieser wird während der Propagation vom Target weg gebrochen, wodurch der räumliche Überlapp mit der parallel zum Target verlaufenden Verstärkungszone eventuell limitiert wird. Insbesondere bei im QSS-Schema erzeugten Röntgenlasern, welche auf sehr langen Verstärkungsmedien von bis zu 2 cm beruhen, muss dieser Effekt in Betracht gezogen werden. Mögliche Ansätze, um diesem Effekt entgegenzuwirken, sind die Verwendung von gekrümmten Targets oder die Verwendung mehrerer Pumppulse, deren zeitliche Abstände so angepasst sind, dass die Dichtegradienten minimiert werden. Für transiente Röntgenlaser spielt die Brechung des Röntgenlaserpulses aus der Verstärkungszone eine nicht ganz so schwerwiegende Rolle, da hier aufgrund der in diesem Schema beobachteten hohen Verstärkungsfaktoren meist schon Targetlängen von 4 mm bis 10 mm genügen, um den Röntgenlaser in Sättigung zu betreiben. Dennoch ist dieser Effekt auch in diesem Szenario nicht gänzlich zu vernachlässigen, typische Werte für den Winkel δ zwischen Targetoberfläche und Ausbreitungsrichtung des Röntgenlaserpulses liegen zwischen 3 mrad und 10 mrad.

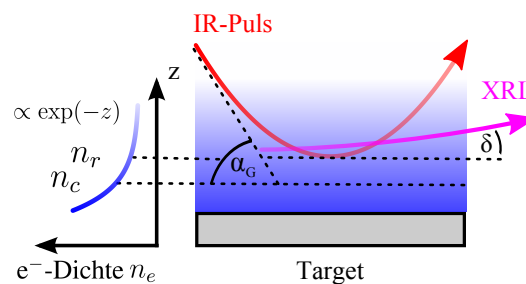


ABBILDUNG 2.2. Brechung des IR-Pumpstrahls am Elektronendichtegradienten des Plasmas.

2.4. Dynamik des Röntgenlaserplasmas

Die Dynamik innerhalb eines Plasmas wird durch folgende Prozesse bestimmt: Ionisation und Rekombination, Stoßanregung und -abregung sowie Strahlungsübergänge. Trifft ein intensiver Laserpuls auf ein Festkörpertarget, vgl. Abb. 2.3, führt dies zu einem sprunghaften Anstieg der Temperatur und der Dichte. Dieser Bereich, in welchem die ursprüngliche Dichte des Festkörpers übertroffen wird, propagiert

in Form einer Schockwelle von der Ablationsfront durch das Target. Gleichzeitig expandiert das Plasma, so dass sich mit zunehmender Entfernung zum Target ein exponentiell abfallender Verlauf ergibt. Dieser wird durch einen steigenden Verlauf der Temperatur begleitet, die in der Region um die kritische Dichte, in welcher das Laserlicht am effizientesten absorbiert wird, ihr Maximum erreicht. Die Verstärkungszone bildet sich in einem typischerweise $50 \mu\text{m}$ von der Targetoberfläche entfernten Bereich.

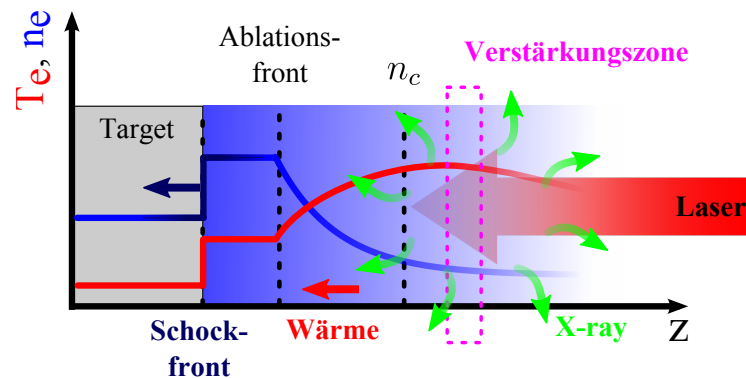


ABBILDUNG 2.3. Schematischer Verlauf der Dichte und der Temperatur eines lasergeheizten Targets.

Innerhalb dieser Verstärkungszone bildet ein Übergang einer spezifischen Ionensorte die Grundlage für den Lasingprozess. Voraussetzung hierfür ist eine über die räumliche Ausdehnung des Plasmas möglichst homogene Dichte dieser Ionen. Röntgenlaser basieren daher entweder auf neon- oder nickelähnlichen Ionen, welche mit 10 bzw. 28 Elektronen eine geschlossene äußere Schale vorweisen und daher, verglichen mit anderen Ionenspezies, verhältnismäßig homogen über das Plasma verteilt sind. Der mittlere Ionisationszustand eines Plasmas von Ionen der Atommasse A und Temperatur T_e kann anhand der Formel $Z_i \approx \frac{2}{3} \left(A \frac{T_e}{[\text{eV}]} \right)^{1/3}$ abgeschätzt werden [CT73].

Die Termschemata dieser beiden Ionenspezies sind in Abb. 2.4 dargestellt. Durch Elektronenstöße werden die oberen Lasing-Zustände bevölkert, die sich durch eine vergleichsweise lange Lebensdauer auszeichnen müssen (metastabile Zustände). Die unteren Energieniveaus werden durch Strahlungsübergänge schnell entvölkert, so dass bei geeigneter Anregungsrate der Ionen vom Grund- in den oberen Lasingzustand die notwendige Inversion ausgebildet werden kann. Die Anregungsrate Γ ist dabei der Elektronendichte und der thermischen Temperaturverteilung der Elektronen proportional, $\Gamma \propto \frac{n_e}{\sqrt{k_B T_e}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T_e}\right)$.

Wie in Abb. 2.5 dargestellt, nimmt mit steigender Kernladungszahl des Ions die Wellenlänge des jeweiligen Übergangs ab. Im gleichen Zug steigt jedoch die zur Erzeugung des Röntgenlasers benötigte Pumpenergie stark an. Der im QSS-Schema gepumpte Röntgenlaser mit der kürzesten Wellenlänge war Gold ($Z = 79$) mit 3.5 nm . Die im transienten Schema am häufigsten verwendeten Targetmaterialien sind Molybdän (18.9 nm , ca. 200 mJ) und Silber (13.9 nm , ca. 1 J). Die kürzestwellenlängigen transienten Röntgenlaser sind zur Zeit Barium (9.2 nm , 10 J) und

Samarium (7.4 nm, 10 J - 40 J) [ZRG⁺10], [SIBB12], [AWL⁺11].

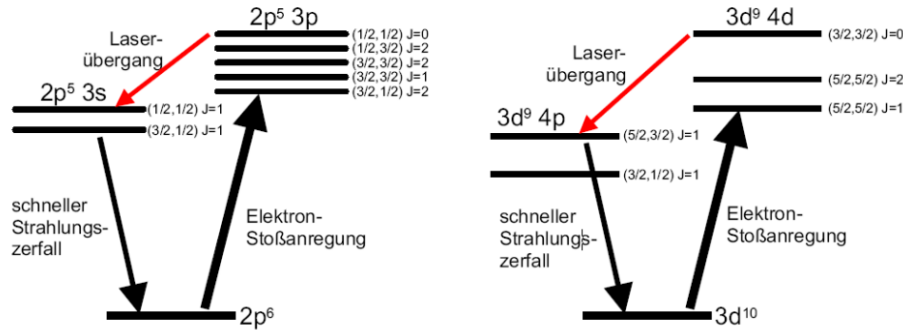


ABBILDUNG 2.4. Termschema von Neon- bzw. Nickel-ähnlichen Ionen. Aus [Neu03].

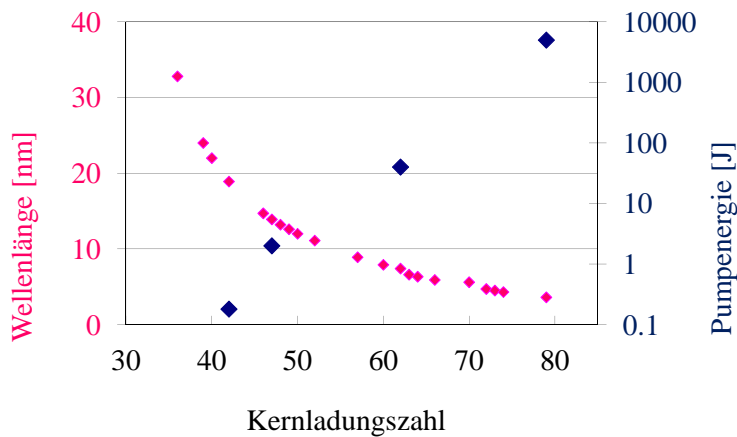


ABBILDUNG 2.5. Wellenlänge und Pumpenergie, aufgetragen gegen die Kernladungszahl der Ionenspezies.

Analog zu der Beschreibung von klassischen Lasern lässt sich auch für Röntgenlaser eine Kleinsignalverstärkung $g = g(\nu) = \sigma_{\text{stim}}(\nu)\Delta N$ als Produkt des Wirkungsquerschnittes der stimulierten Emission $\sigma_{\text{stim}} = A_{ul}\lambda^2/(8\pi\delta\nu)$ und der Dichte der Besetzungsinversion $\Delta N = (N_u - N_l \frac{g_u}{g_l})$ definieren. Hierbei sind die $N_{u,l}$ die Besetzungsdichten des oberen (u) und des unteren (l) Lasingsniveaus und $g_{u,l}$ die dazugehörigen Entartungsgrade. A_{ul} ist der Einsteinkoeffizient der spontanen Emission und $\delta\nu$ die spektrale Bandbreite des Übergangs. Mit Hilfe der Kleinsignalverstärkung g lässt sich der Intensitätsverlauf entlang des aktiven Mediums der Länge l durch die Differentialgleichung $\frac{dI_\nu}{dz} = g(\nu)I_\nu$ beschreiben, deren Lösung

einem exponentiellen Anstieg entspricht $I(\nu) \propto \exp(gl)$. Voraussetzung für diesen Ansatz über die Kleinsignalverstärkung ist, dass die Besetzungsdichte des oberen Niveaus sich durch die stimulierte Emission nicht signifikant verringert. Beim Entstehungsprozess des Röntgenlasers ist jedoch die gesamte entlang des Plasmas auftretende spontane Emission zu berücksichtigen, was durch den zusätzlichen Term $j(\nu) = N_u h\nu A_{ul}$ in der Differentialgleichung implementiert werden kann:

$$\frac{dI_\nu}{dz} = g(\nu)I_\nu + j(\nu)$$

Deren Lösung wiederum ist von der Form

$$I(\nu) = \frac{j(\nu)}{g(\nu)} \exp(g(\nu)l - 1) \quad (2.43)$$

Unter Annahme des Linienprofils der Verstärkung lässt sich die Integration über die spektrale Komponente in Gleichung 2.43 in analytischer Näherung ausführen, was auf die sogenannte Linford-Formel führt [LPSS74]:

$$I = \frac{\varepsilon}{g_0} \frac{(\exp(g_0 l) - 1)^{3/2}}{(g_0 l \exp(g_0 l))^{1/2}} \quad (2.44)$$

Hierbei ist g_0 die Kleinsignalverstärkung am Maximum der Linienfunktion der Verstärkung und ε der Emissionsgrad pro Längeneinheit. Der Emissionsgrad ist definiert durch die spektral integrierte Energie pro Volumen und Zeit.

Wird die Summe der Prozesse, welche die Besetzungsinversion abbauen, vergleichbar mit der Rate der stimulierten Emission, stellt sich die Verstärkungssättigung (gain saturation) ein. In diesem Bereich weicht der für die Kleinsignalverstärkung hergeleitete exponentielle Zuwachs der Röntgenlaserenergie einem linearen Verlauf. Das Betreiben des Röntgenlasers im Sättigungsbereich ist nicht nur aus Gründen der Konversionseffizienz von Vorteil. Auch für Anwendungen ist dieser Punkt von besonderem Interesse, da in Sättigung betriebene Röntgenlaser eine wesentlich geringere Fluktuation in ihren Pulsenergien sowie ein homogeneres Strahlprofil vorweisen.

2.5. Maxwell-Bloch Simulationen

Mit Hilfe der Kleinsignalverstärkung lässt sich der Entstehungsprozess des Röntgenlasers nur bis zum Erreichen der Sättigung akkurat beschreiben. Für eine vollständige Modellierung der Dynamik eines Röntgenlaser-Plasmas von der anfänglichen Verstärkung von spontaner Emission bis in den Sättigungsbereich ist es notwendig, die zeitliche Entwicklung der Besetzungszahlen aller beteiligten Niveaus korrekt zu beschreiben. Dies beinhaltet insbesondere die Implementierung aller Prozesse, welche die Besetzungswahrscheinlichkeiten beeinflussen, wie beispielsweise spontane Strahlungsübergänge, Stoßanregungen, Ionisation und Rekombination.

Dieses Ziel wird mit den sogenannten Maxwell-Bloch Codes verfolgt, welche auf den folgenden Gleichungen basieren [OZF⁺11]:

$$\frac{\partial E}{\partial \zeta} = \frac{i\omega_{\text{XRL}}}{2c} \left(\mu_0 c^2 P - \frac{\omega_P^2}{\omega_{\text{XRL}}^2} E \right) \quad (2.45)$$

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} = \Gamma - \gamma P - \frac{iz_{21}^2}{\hbar} E (N_2 - N_1) \quad (2.46)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial \tau} = \sum_k C_{k2} N_k + \text{Im}(E^* P) \frac{1}{2\hbar} \quad (2.47)$$

$$\frac{\partial N_1}{\partial \tau} = \sum_k C_{k1} N_k - \text{Im}(E^* P) \frac{1}{2\hbar} \quad (2.48)$$

Die hier verwendeten Größen sind wie folgt definiert: E ist das Feld der elektromagnetischen Welle, welche durch das Medium, beschrieben durch die Polarisation P , propagiert. $\tau = t - z/c$ bezeichnet die reduzierte Zeit im Bezugssystem der elektromagnetischen Welle (Ausbreitungsrichtung z), $\zeta = c\tau$ definiert die dazugehörige Längenskala. ω_P bezeichnet die Plasmafrequenz, ω_{XRL} die Röntgenlaserfrequenz. γ ist die Rate, mit welcher angeregte Dipole im Verstärkermedium zerfallen (dipole relaxation rate). N_1 und N_2 stellen die Besetzungszahlen der jeweiligen Zustände dar, wobei 2 das obere, 1 das untere Lasing-Niveau repräsentiert. Γ bezeichnet den Quellterm der spontanen Emission, während z_{21} das Dipolmatrixelement zwischen 2 und 1 darstellt. Die Koeffizienten C_{ij} beinhalten die Raten der Prozesse, welche die zeitliche Entwicklung der Besetzungszahlen N_2 und N_1 bestimmen (z.B. Stoßanregungen, Strahlungsübergänge). Eine Herleitung dieser Formeln sowie eine ausführlichere Beschreibung findet sich in der Arbeit von A. Sureau und P. Holden [SH95].

Maxwell-Bloch Codes (MB-Codes) leisten insbesondere im Kontext von Seed-Verstärker Experimenten wertvolle Beiträge zum generellen Verständnis des Verstärkungsprozesses und zur Optimierung von experimentellen Ansätzen. Im Jahr 2000 wurde der Colax-Code entwickelt [LRK⁺00], welcher speziell auf den im QSS-Schema betriebenen Röntgenlaser am Prague Asterix Laser System (PALS) [RMP⁺02] angepasst wurde. Dieser Code wurde 2007 um die Möglichkeit erweitert, einen Puls einer hohen Harmonischen als Seed zu implementieren [ALB⁺07]. Anhand der erhaltenen Ergebnisse ließen sich bereits vorhandene experimentelle Daten erklären, in welchen eine viel geringere Verstärkung des Harmonischenpulses gemessen wurde als ursprünglich erwartet. Die MB-Simulationen zeigten, dass der Unterschied zwischen der Pulsdauer typischer Harmonischenpulse (15 fs - 50 fs) und der Lebensdauer der Besetzungsinversion eines transienten Verstärkermediums (1 ps - 10 ps) eine fundamentale Grenze in der effizienten Energieübertragung zwischen Röntgenlaserplasma und Harmonischenpuls darstellt. Dieses Ergebnis wurde von anderen MB-Codes, welche in den letzten Jahren entwickelt wurden, bestätigt. Kim et al. konnten nachweisen, dass die Problematik der zu kurzen Pulsdauer der Harmonischen durch eine besonders hohe Energie der injizierten Pulse teilweise ausgeglichen werden kann [KJKL09]. Die hierzu notwendigen Pulse liegen jedoch

weit außerhalb des bislang mit hohen Harmonischen erreichten Energiebereichs. Oliva et al. führten 2011 mit ihrem MB-Code DeepOne Simulationen mit längeren Harmonischenpulsen durch [OZF⁺11]. Auch hier betrug die finale Pulsenergie des verstärkten Seedpulses jedoch nur $1.5 \mu\text{J}$, und die Frage nach der technischen Methode zur Vergrößerung der Harmonischenpulsdauer blieb zunächst offen. 2012 wurde von der gleichen Gruppe ein entsprechendes Konzept vorgeschlagen, das dem Prinzip der Chirped Pulse Amplification (s. Kap. 3.1) folgt [OFL⁺12]. Die Harmonischenpulse sollen zunächst durch spezielle Gitter auf mehrere Picosekunden Dauer gestreckt werden. Anschließend werden diese Pulse in das RöntgenlasermEDIUM injiziert und verstärkt, bevor sie eine weitere Gitteranordnung durchlaufen um ihre Pulsdauer wieder in den Femtosekunden-Bereich zu verkürzen.

Vor diesem Hintergrund stellt der in dieser Arbeit verfolgte Ansatz, die Kombination zweier individueller Röntgenlasertargets, eine interessante Alternative zum Seeding mit hohen Harmonischen dar. Mit der Verwendung eines separat erzeugten Röntgenlaserpulses als Seed werden beide von Seiten der Simulationen vorgeschlagenen Lösungswege gleichzeitig umgesetzt. Mit Röntgenlasern lassen sich die in [KJKL09] vorgeschlagenen Pulsenergien des Seeds von bis zu $1 \mu\text{J}$ realisieren, solange ein ausreichender räumlicher Überlapp zwischen Seed und Verstärkermedium gewährleistet werden kann. Die Problematik des spektralen Überlapps zwischen Seed und Verstärker entfällt hier vollständig. Weiterhin ist die Pulsdauer des Seed-Röntgenlasers in der gleichen Größenordnung wie die Lebensdauer der Besetzungsinversion innerhalb des Verstärkermediums, wodurch die in [ALB⁺07] beschriebene fundamentale Grenze in diesem Konzept keine Rolle spielt.

Als nachteilig erweist sich der Umstand, dass die kleinstmögliche Pulsdauer eines verstärkten Röntgenlasers auf ca. 1 ps beschränkt ist, während sich in den Simulationen verstärkte Harmonischenpulse von bis zu 140 fs erzeugen lassen [OZF⁺11]. Auch die Anforderung an die Pumpenergie des Lasersystems ist im Fall zweier Röntgenlasertargets höher, was sich auch negativ auf die zur Verfügung stehende Pulswiederholrate auswirkt, mit welcher die XUV-Quelle betrieben werden kann. An dieser Stelle zeichnet sich das in dieser Arbeit entwickelte Konzept dadurch aus, dass zum ersten Mal beide Röntgenlasertargets in einem effizienten Pumpschema (Double-Pulse Grazing Incidence Pumping, DGRIP) betrieben werden können, wie in Abschnitt 4.1.3 näher beschrieben.

2.6. Eigenschaften transienter Röntgenlaser

Spektrum und Pulsdauer

Das herausragendste Merkmal plasmabasierter Röntgenlaser ist ihre schmale Bandbreite im Bereich von $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-4}, 10^{-5}$. Die natürliche Linienbreite, gegeben durch die Energieunschärfe der beteiligten Lasingniveaus, wird dabei vorwiegend durch die inhomogene Doppler-Verbreiterung vergrößert, welche durch die thermische Geschwindigkeitsverteilung der emittierenden Ionen verursacht wird. Im Gegensatz hierzu werden Verbreiterungsmechanismen, bei welchen die für eine feste Frequenz gegebene Emissionswahrscheinlichkeit für alle Ionen gleich ist, als ho-

mogen bezeichnet. Ein Beispiel hierfür ist die Sättigungsverbreiterung. Kommen im zentralen Bereich des Verstärkungsprofils bereits Sättigungseffekte zum Tragen, werden im weiteren Verlauf die Flanken des Profils effizienter verstärkt, was zur Verbreiterung des Spektrums führt.

Die direkte Messung dieser schmalen Bandbreiten mit entsprechend hochauflösenden Spektrometern ist in der Praxis oft mit erheblichem Aufwand verbunden. So betrug allein der Abstand zwischen Gitter und Detektor eines zur Vermessung des Spektrums eines Molybdän-Röntgenlasers verwendeten Spektrometers 4 Meter [HSY⁺09].

Die Pulsdauer eines Röntgenlasers hängt von den verwendeten Pumpparametern ab, im transienten Schema insbesondere von der Dauer des Hauptpulses [DSSB04]. Typischerweise liegen die Pulsdauern zwischen 3 ps und 10 ps [KKR⁺02], [OKH⁺04], [MSM⁺05], [EOA⁺12], der kürzeste bisher nachgewiesene Röntgenlaserpuls lag bei 1 ps [WBP⁺09]. Die Messung der Pulsdauer beruht dabei entweder auf einer direkten Messung des Röntgenlasersignals mit Hilfe von Streak-Kameras, oder auf der Injektion von Seed-Pulsen, die zu unterschiedlichen Zeitpunkten in das RöntgenlasermEDIUM injiziert werden und somit die Lebensdauer der Verstärkung, welche auch als Maß für die Pulsdauer verwendet werden kann, abtasten.

Kohärenz

Der Begriff der Kohärenz beschreibt, innerhalb welchem Zeitraum oder Abstand zwischen verschiedenen Teilen (elektromagnetischer) Wellen eine feste Phasenbeziehung herrscht. Kohärenz ist somit eine Voraussetzung für alle interferometrischen Anwendungen. Es wird hierbei zwischen zeitlicher (longitudinaler) und räumlicher (transversaler) Kohärenz unterschieden. Während die zeitliche Kohärenz die Korrelation zwischen verschiedenen zeitlichen Abschnitten einer Welle beschreibt, ist die räumliche Kohärenz ein Maß für die Interferenzfähigkeit zwischen zwei Teilstücken einer Welle. Die im weiteren Verlauf verwendeten Definitionen und die Nomenklatur folgt der Herangehensweise von Saleh und Teich [ST07].

Zeitliche Kohärenz

Zur quantitativen Erfassung der zeitlichen Kohärenz einer elektromagnetischen Welle, beschrieben durch das komplexe elektrische Feld $E(t)$, definiert man die zeitliche Korrelationsfunktion $G(\tau)$ als Produkt aus dem konjugiert komplexen Feld $E^*(t)$ mit dem nicht konjugiertem Feld zu einem späteren Zeitpunkt $E(t + \tau)$:

$$\begin{aligned} G(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} E^*(t) E(t + \tau) \, d\tau & (2.49) \\ &= \langle E^*(t) E(t + \tau) \rangle \end{aligned}$$

Die Korrelationsfunktion G beinhaltet neben dem Grad der Kohärenz auch die Information der zeitlich gemittelten Intensität I der Welle, da für $\tau = 0$ gilt $G(0) =$

$\langle |E(t)|^2 \rangle = I$. Entsprechend definiert man die normierte Korrelationsfunktion durch

$$g(\tau) = \frac{G(\tau)}{G(0)} \quad (2.50)$$

Deren Betrag eignet sich aufgrund der Eigenschaft $0 \leq |g(\tau)| \leq 1$ als Maß für die Kohärenz und wird daher als Kohärenzgrad bezeichnet. Als Kohärenzzeit τ_c bezeichnet man nun die Zeitspanne, nach welcher der Verlauf von $|g(\tau)|$ zu größeren zeitlichen Abständen τ auf einen vorgegebenen Wert, beispielsweise $1/e$, abgefallen ist. Entsprechend ist die longitudinale Kohärenzlänge als Produkt aus Kohärenzzeit und Lichtgeschwindigkeit definiert, $l_{c,\text{long}} = c\tau_c$.

Die Kohärenzzeit hängt über das Wiener-Khinchin Theorem mit der spektralen Breite der elektromagnetischen Welle zusammen:

$$\delta\nu = 1/\tau_c \quad (2.51)$$

Dieser Zusammenhang ist auf die Relation

$$S(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(\tau) \exp(-i 2\pi\nu \tau) d\tau \quad (2.52)$$

(Wiener-Khinchin Theorem)

zurückzuführen, welche die Korrelationsfunktion G mit der spektralen Leistungsdichte S über die Fouriertransformation verknüpft.

Eine alternative, indirekte Messung der spektralen Breite von Röntgenlasern basiert daher auf der einfacher zu realisierenden Messung der Kohärenzzeit. Mit Hilfe eines Interferometers werden zwei Pulse mit variablem zeitlichen Abstand τ erzeugt. Beide Pulse werden anschließend räumlich überlagert und die entstehenden Interferenzmuster aufgenommen. Anhand des Verlaufs des Kontrastes mit variierendem Zeitabstand τ lässt sich die Kohärenzzeit und somit die spektrale Bandbreite ermitteln. Der Kontrast V (fringe visibility) wird dabei durch $V = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}$ definiert, wobei $I_{\text{min}, \text{max}}$ die Intensität in den Minima / Maxima der Interferenzmuster bezeichnen.

Mehrere Röntgenlaser, erzeugt mit verschiedenen Pumpmechanismen (QSS, TCE, OFI, DC), wurden mit Hilfe dieses Interferometers charakterisiert [HKG⁺09], [GTG⁺10], [MAG⁺11]. Die erhaltenen Kohärenzzeiten liegen im mit der Pulsdauer des Röntgenlasers vergleichbaren Bereich von wenigen Picosekunden, was der bereits erwähnten spektralen Breite zwischen $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-4}$, 10^{-5} entspricht.

Räumliche Kohärenz

Analog zur zeitlichen Kohärenz beschreibt die räumliche Kohärenz die Korrelation verschiedener Teilabschnitte einer Welle und wird durch die (transversale) Kohärenzlänge charakterisiert. Entsprechend verläuft auch der experimentelle Vorgang zur Bestimmung dieser Größe analog. Mit Hilfe eines Doppelspalts (Abstand der Spalte Δx) werden zwei separate Teile des Röntgenlaserstrahls isoliert. Während der folgenden Propagation (typische Distanz 1 m) überlagern sich die beiden Teilwellen und die entstehenden Interferenzmuster werden auf einer CCD-Kamera detektiert. Der Kontrast der Interferenzerscheinungen $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ steht auch hier in engem Zusammenhang mit dem Kohärenzgrad, welcher allgemein durch

$$V = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} |g|$$

beschrieben wird. Hierbei sind $I_{1,2}$ die an den beiden Spalten auftretenden Intensitäten. Im Falle der gleichmäßigen Ausleuchtung des Doppelspalts ($I_1 = I_2$) vereinfacht sich dieser Zusammenhang zu $V = |g|$. Der Zusammenhang zwischen Kohärenzgrad und -länge ist durch $g(\Delta x) = \exp(-\frac{(\Delta x)^2}{2l_c})$ gegeben, so dass die Kohärenzlänge l_c aus einem Fit dieser Funktion an die gemessenen Werte von V für verschiedene Δx gewonnen werden kann.

Durch den auf dem stochastischen Prozess der ASE beruhenden Entstehungsprozess verfügen plasmabasierte Röntgenlaser im allgemeinen nur über einen sehr geringen Grad an räumlicher Kohärenz. Eine Ausnahme bilden die über elektrische Entladungen in Kapillaren erzeugten Röntgenlaser, da hier das aktive Medium zwar auch nur einmalig durchlaufen wird, die Größenverhältnisse zwischen Durchmesser und Länge des aktiven Mediums jedoch im Bereich von 1:1000 liegen können. Bei Laser-gepumpten Röntgenlasern beträgt dieses Verhältnis üblicherweise 1:50. Bei nicht allzu großen Dichtegradienten kann dieses Verhältnis auch zur Abschätzung der Divergenz des Röntgenlasers herangezogen werden, wie in Abb. 2.6 dargestellt. Ein Röntgenlasermedium mit 5 mm Länge und 50 μm Durchmesser wird demnach eine Divergenz in der Größenordnung von $0.05/5 = 10$ mrad aufweisen.

Durch die Injektion eines Seed-Pulses kann der ASE-Prozess umgangen und räumlich vollständig kohärente Röntgenlaserpulse erzeugt werden [TNK⁺03], [MSM⁺05], [WBP⁺09].

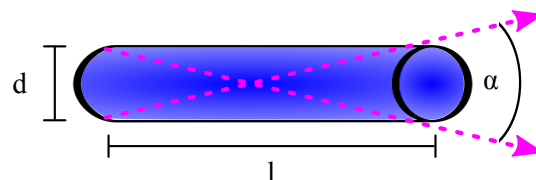


ABBILDUNG 2.6. Zusammenhang zwischen den Größenverhältnissen des Verstärkungsmediums und der Divergenz des Röntgenlasers.

Das PHELIX Lasersystem

Das PHELIX Lasersystem ist gemäß der Master Oscillator Power Amplifier (MOPA) Architektur aufgebaut. Es verfügt über zwei unabhängige Frontends zur Erzeugung von Laserpulsen im Millijoule Bereich und einer zeitlichen Dauer von entweder Nanosekunden (ns-Frontend, Nsfe) oder Femtosekunden (fs-Frontend, Fsf). Diese Pulse werden in weiteren Stufen des Lasersystems verstärkt, im Falle des ns-Frontends bis zu Energien von über einem Kilojoule. Die Verstärkung der Pulse des fs-Frontends gestaltet sich aufgrund der kurzen Pulsdauer aufwendiger, da nichtlineare Effekte beim Passieren der Verstärkungsmedien eine größere Rolle spielen. Um auch ultrakurze Pulse zu höchstmöglichen Leistungen zu verstärken, bedient man sich der im Folgenden vorgestellten Chirped Pulse Amplification Technologie [SM85].

3.1. Chirped Pulse Amplification

Das Ziel der Chirped Pulse Amplification (CPA) besteht in der Vermeidung nichtlinearer Prozesse, wie sie bei der Propagation von sehr intensiven Laserpulsen in Medien auftreten. Diese Effekte können zu signifikanten Qualitätsverlusten der räumlichen, zeitlichen und spektralen Eigenschaften des Laserpulses führen:

Ein räumlich gaußförmiges Strahlprofil weist im Inneren des Laserstrahls eine höhere Intensität auf als in den äußeren Bereichen. Dieser Umstand führt bei hohen Intensitäten zu einer lokalen Modulation des Brechungsindex, durch die der Strahl fokussiert oder defokussiert wird (Selbstfokussierung, self-focusing). Nach dem gleichen Prinzip führt ein zeitlich gaußförmiges Intensitätsprofil zu einem zeitlich veränderlichen Brechungsindex. Dies bewirkt eine Phasenverschiebung, welche zu einer Modulation des spektralen Intensitätsprofils des Laserpulses führt (Selbstphasenmodulation, self-phase modulation).

Um diese nichtlinearen Effekte quantitativ zu erfassen definiert man das dimensionslose B-Integral $B = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2(z) I(z) dz$, wobei λ die Zentralwellenlänge, $n_2(z)$

den nichtlinearen Brechungsindex und $I(z)$ die Intensität des Laserpulses repräsentieren [Pas]. Die Integration wird entlang der optischen Achse z ausgeführt, wodurch das B-Integral als Maß für die nichtlineare Phase, die der Puls während seiner Propagation akkumulierte, interpretiert werden kann. Als obere Grenze, bei der man die Störungen durch nichtlineare Effekte vernachlässigen kann, dient ein B-Integral von $B \lesssim 1$. Die Werte für nichtlineare Brechungsindizes liegen für transparente Optiken (Gläser, Kristalle) im Bereich von $n_2 \approx 10^{-14} - 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [Pas]. Dennoch kann die Grenze $B \approx 1$ mit ultrakurzen Laserpulsen sehr schnell erreicht und überschritten werden. Schon für eine Pulsdauer von $\tau = 1 \text{ ps}$ und einer Energiedichte von $F = 1 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ bei $\lambda = 1054 \text{ nm}$ erhält man bei Propagation durch ein $d = 1 \text{ cm}$ dickes Material mit einem nichtlinearen Brechungsindex von $n_2 = 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$ ein B-Integral von $B = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot F/\tau \cdot n_2 d = 0.6$.

In CPA-basierten Lasersystemen wird diese Problematik umgangen, indem durch den Einsatz dispersiver Elemente die Dauer der Laserpulse um mehrere Größenordnungen „gestreckt“ wird (Abb. 3.1). Die reduzierte Intensität erlaubt die Propagation dieser Pulse durch Optiken ohne signifikante Qualitätsverluste durch nichtlineare Effekte. Insbesondere ermöglicht dies, die Pulse in Verstärkermedien hin zu höheren Energien zu verstärken, so dass ein energiereicher, langer Laserpuls erzeugt werden kann. Im letzten Glied der CPA-Kette, dem Pulskompressor, wird wiederum unter Nutzung dispersiver Elemente die Pulsdauer wieder reduziert. Hierbei wird im Allgemeinen die ursprüngliche Pulsdauer nicht mehr erreicht, da die spektrale Breite der Pulse durch den Verstärkungsprozess reduziert wird (gain narrowing).

Durch die Kombination der CPA Technologie mit einer sukzessiven Aufweitung des Strahls zu größeren Durchmessern lassen sich Pulsleistungen von über einem Petawatt ($1 \text{ PW} = 1 \times 10^{15} \text{ W}$) realisieren. Die Pulse des fs-Frontends des PHELIX Lasersystems werden auf diese Weise zunächst von 100 fs auf 2.4 ns gestreckt, um anschließend von wenigen Nanojoule auf zurzeit bis zu 150 J verstärkt zu werden. Nach Durchlaufen des abschließenden Pulskompressors werden Pulsdauern von 400 fs erreicht, was einer Leistung von 375 TW entspricht.

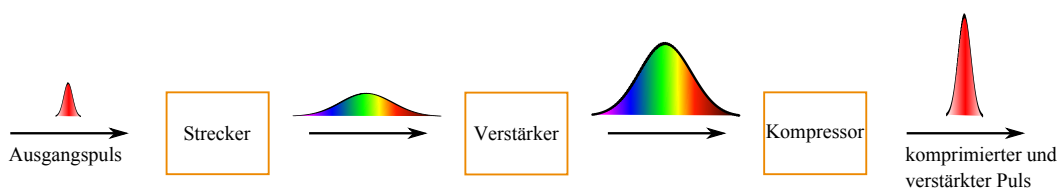


ABBILDUNG 3.1. Schematische Darstellung des Chirped Pulse Amplification Prozesses.

3.2. Das fs-Frontend

Der Masteroszillator des fs-Frontends ist ein kommerzieller Titan:Saphir Laser (Coherent Mira), welcher 100 fs lange Pulse mit einer Energie von 4 nJ liefert. Die Zentralwellenlänge ist auf die folgenden Nd:Glas Verstärker angepasst und liegt bei 1054 nm, bei einer Bandbreite von 14 nm. Die Pulswiederholrate des Mira beträgt 76 MHz. Aus dieser Pulsfolge werden mit Hilfe von Pockels-Zellen Pulse mit einem

zeitlichen Abstand von 100 ms (entsprechend 10 Hz) isoliert. Dem CPA Prinzip folgend durchlaufen diese Pulse zunächst einen Pulsstreckter, der die zeitliche Dauer der Pulse auf 2.4 ns vergrößert (Abb. 3.2). Im Anschluss werden die Pulse in zwei aufeinanderfolgende regenerative Verstärker injiziert. Das optisch aktive Medium beider Verstärker sind 25.4 mm lange Titan:Saphir Kristalle mit 6.4 mm Durchmesser, welche jeweils durch einen frequenzverdoppelten Nd:YAG Laser (Continuum Powerlite) gepumpt werden. Nach 140 Umläufen im ersten und 30 Umläufen im zweiten Verstärker erreichen die Pulse eine Endenergie von ca. 20 mJ, bei einer Wiederholrate von 10 Hz und einem Strahldurchmesser von 14 mm.

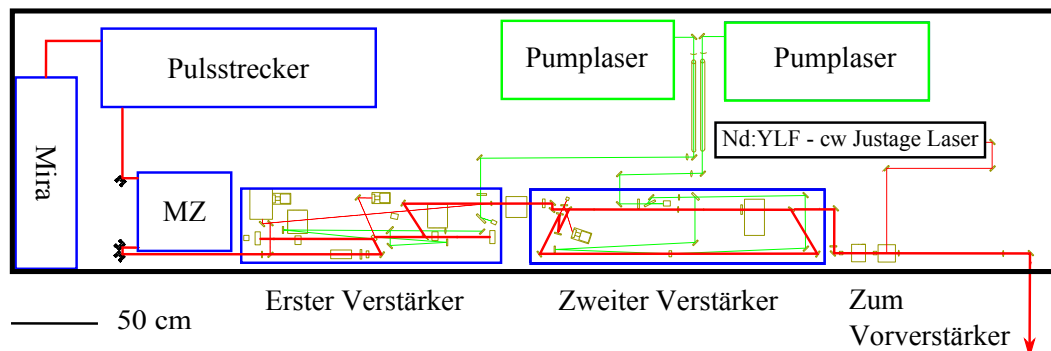


ABBILDUNG 3.2. Schematischer Aufbau des fs-Frontends.

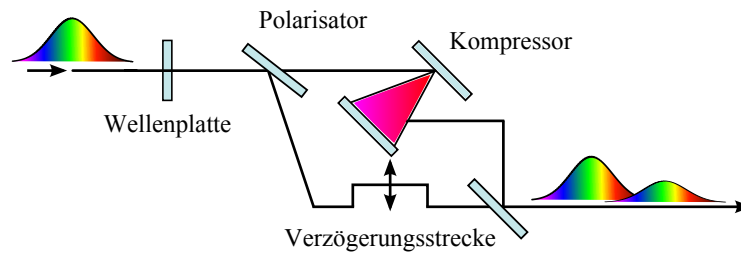
Das Mach-Zehnder Interferometer

Speziell für Röntgenlaser-Experimente wurde ein Mach-Zehnder Interferometer entwickelt ([ZZB⁺08], [Zim10]), das zur Erzeugung von Doppelpulsen genutzt werden kann. Das Verhältnis der Energie der beiden Pulse kann hierbei durch die Kombination einer Wellenplatte (WP) und eines Polarisators (Pol) stufenlos geregelt werden (s. Abb. 3.3a). Weiterführend ist ein Arm mit einer variablen Verzögerungsstrecke ausgerüstet, mit deren Hilfe man den zeitlichen Abstand der beiden Pulse zwischen 0 ns und 2 ns regeln kann. Der andere Arm des Interferometers verfügt über einen Kompressor (Abb. 3.3b), bestehend aus zwei Gittern (G1, G2) und einem vertikalen Dachspiegel (VDS). Dieser Aufbau ermöglicht die Erzeugung zweier Pulse verschiedener Dauer. Alternativ kann der im Mach-Zehnder Interferometer (MZ) eingebaute Kompressor jedoch auch umgangen werden, so dass zwei gleiche lange Pulse mit variablen Zeitunterschied und Energieverhältnis entstehen.

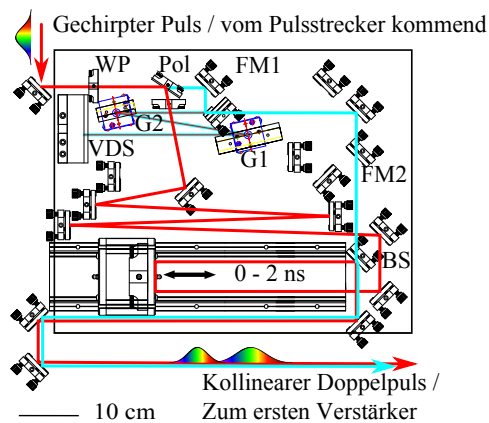
3.3. Das ns-Frontend

Das ns-Frontend liefert Pulse von bis zu 50 mJ Energie bei einer Wellenlänge von 1054 nm. Die Pulsdauer kann dabei zwischen 1.4 ns und 20 ns variiert werden. Die Pulse werden vom Vorverstärker auf bis zu 10 J verstärkt und erreichen nach Durchlaufen des Hauptverstärkers eine Endenergie von bis zu 1 kJ.

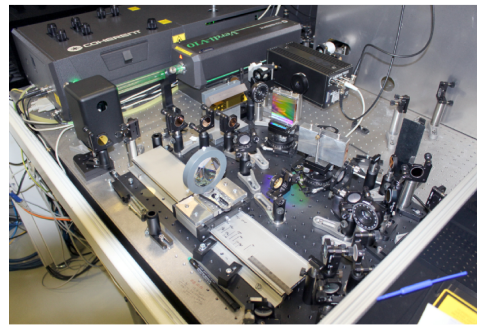
Der Oszillator sowie die ersten Verstärkerstufen basieren auf Fasertechnik, wodurch sich dieser Teil des ns-Frontend äußerst kompakt in 19" Einschüben unterbringen



(A) Schematischer Aufbau des Mach-Zehnder Interferometers.



(B) Aufbau des Mach-Zehnder Interferometers in AutoCAD.



(C) Foto des Mach-Zehnder Interferometers.

ABBILDUNG 3.3. Aufbau und Funktionsweise des Mach-Zehnder Interferometers.

lässt. Der Oszillator liefert eine Dauerstrichleistung (continuous wave, cw) von 15 mW, woraus mit einem akustooptischen Modulator (AOM) Pulse von 100 ns Dauer und einer Wiederholrate von 0.5 Hz herausgeschnitten werden. In einem Faserverstärker werden die Pulse auf 10 nJ verstärkt. Hierauf folgt ein optisches Gate, welches zwei Elemente zur Modulation der Pulse enthält. Zum einen verfügt es über einen Wellenformgenerator (arbitrary waveform generator, AWG), der es ermöglicht, beliebige zeitliche Intensitätsprofile zu programmieren. Weiterhin verfügt es über einen Picosekunden-Pulser, mit dem sich steile Pulsflanken, wie sie beispielsweise bei Rechteckpulsen benötigt werden, generieren lassen. Das letzte Bauteil des ns-Frontends ist ein blitzlampengepumpter Ringverstärker, der die Pulse auf ihre Endenergie von bis zu 50 mJ verstärkt.

3.4. Der Vorverstärker

Der PHELIX Vorverstärker (Abb. 3.4) besteht aus drei einzelnen Verstärkerstufen basierend auf blitzlampengepumpten Nd:Glas Stäben. Das räumliche Profil des vom ns- oder fs-Frontend erzeugten Strahls wird zunächst mit Hilfe einer an die Anforderung des Experiments angepassten gezahnten Apertur geformt. Wird für ein

Experiment ein einzelner Strahl benötigt, kann eine Apertur für runde Strahlen mit verschiedenen Durchmessern gewählt werden. Für Pump-Probe Experimente gibt es die Möglichkeit, aus dem ursprünglich runden Strahl zwei quadratische, vertikal getrennte Strahlen auszuschneiden. Die zum Einsatz kommende Apertur wird in der Abbildungsebene einer Reihe von Kepler-Teleskopen installiert, die für mehrere Zwecke genutzt werden. Zum einen werden durch die fortgesetzte Abbildung der Wellenfront Störungen, wie sie bei der freien Propagation des Laserstrahles entstehen würden, unterbunden (Relay-Imaging). Des Weiteren ist an einem der Foki der Teleskope eine Lochblende (pinhole) installiert, so dass höhere Raumfrequenzen des Laserstrahls blockiert werden. Dieser Raumfilter erzeugt zusammen mit der gezahnten Apertur ein super-gaußförmiges Strahlprofil, wodurch eine homogene Ausleuchtung der Verstärkerstäbe gewährleistet wird. Die in den Brennpunkten der Teleskope erreichte Intensität ist bereits so hoch, dass sich an Luft ein Plasma bilden würde. Um damit verbundene Qualitätsverluste zu unterbinden, müssen sich alle Foki im Vakuum befinden, was durch ein zwischen den Verstärkerköpfen aufgebautes Rohrsystem realisiert ist. Letztlich werden die Teleskope genutzt, um den Strahldurchmesser zu vergrößern. Durch die zwischen den Teleskopen positionierten Verstärkerköpfe wird die Energie des Laserpulses sukzessive erhöht. Um dennoch die Leistungsdichte des Laserpulses unter der Zerstörschwelle der Optiken zu halten, ist es notwendig, den Strahldurchmesser zu vergrößern.

Des Weiteren besteht die Möglichkeit, die Pulse beider Frontends gleichzeitig in den Vorverstärker zu injizieren. In Kombination mit dem Mach-Zehnder Interferometer des fs-Frontends ermöglicht dies die Erzeugung von bis zu drei kollinearen Pulsen mit variablen zeitlichen Abständen und variablen Energieverhältnissen.

Die maximale Endenergie von ca. 5 J erreicht der Vorverstärker unter Verwendung der größten Apertur, welche einem finalen Strahldurchmesser von etwa 65 mm entspricht. Die Repetitionsrate liegt derzeit bei einem Schuss alle zwei Minuten, limitiert durch die vom Netzteil des größten Verstärkerkopfes benötigte Ladezeit und die durch das kurzzeitige Aufheizen des Laserglases entstehenden Doppelbrechungseffekte. Im Anschluss an den Vorverstärker können die noch vergleichsweise niederenergetischen Pulse in einem kleineren Labor (X-ray Labor, s. Abb. 3.5) Experimenten zur Verfügung gestellt werden. Für Experimente mit höheren Energieanforderungen wird der Puls in den Hauptverstärker injiziert.

3.5. Der Hauptverstärker

Der PHELIX Hauptverstärker besteht aus fünf einzelnen Verstärkerköpfen, wovon jeder mit zwei Hexagon-förmigen Nd:Glas Scheiben mit einer freien Apertur von 31.5 cm ausgestattet ist. Die 4.3 cm dicken Scheiben sind im Brewsterwinkel angeordnet, um Verluste durch Reflexion gering zu halten. Die fünf Verstärker werden durch jeweils zwanzig, 1.4 m lange Blitzlampen gepumpt. Um die Blitzlampen und die Verstärkerscheiben vor Verunreinigungen und Schäden zu schützen, befindet sich der gesamte luftdicht abgeschlossene Hauptverstärker unter einer Atmosphäre von trockenem Stickstoff. Am Ende des Hauptverstärkers befindet sich ein 0°-Spiegel, so dass der Laserpuls die Verstärkerköpfe zwei Mal durchläuft (double-

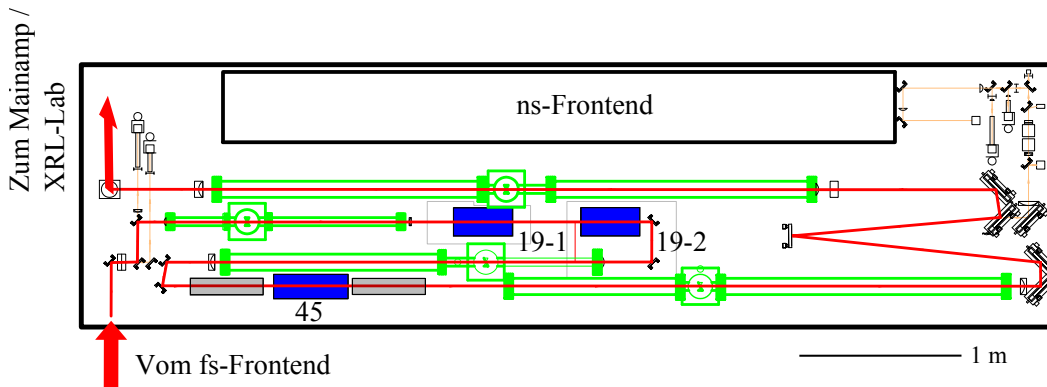


ABBILDUNG 3.4. Aufbau des PHELIX Vorverstärker Systems. In blau: Die beiden 19 mm Durchmesser Verstärkerköpfe sowie der 45 mm Verstärkerkopf. Grün: Vakuumsystem und Teleskope. Aus [Eck09].

pass). Auf diese Weise erreicht der PHELIX Laser eine Energie von über einem Kilojoule im Fall der langen Pulse des ns-Frontends. Die kurzen Pulse des fs-Frontends werden, limitiert durch die Zerstörschwelle der Gitter des im Folgenden beschriebenen Kompressors, auf kurzzeit 150 J verstärkt. Aufgrund der thermischen Leitfähigkeit der Nd:Glas Scheiben ist die Wiederholrate des vollen PHELIX Systems auf einen Schuss alle 90 Minuten beschränkt. Erst nach dieser Zeit sind die durch den thermischen Eintrag der Blitzlampen verursachten Aberrationen abgeklungen. Je nach im Vorverstärker eingesetzter Apertur beträgt der finale Strahldurchmesser an dieser Stelle bis zu 28 cm. An einer Umlenkstelle (switchyard) wird der Strahl zu einem der drei zur Verfügung stehenden Experimentierplätze transportiert.

3.6. Experimentierplätze

Petawatt-Kompressor und Targetbereich der Laserbay

Innerhalb der Laserbay des PHELIX Gebäudes bietet ein Pulskompressor und eine Targetkammer von 1.35 m Durchmesser die Möglichkeit, Kurzpulseexperimente mit dem kompletten PHELIX System durchzuführen. Der Kompressor besteht aus zwei 800 mm × 400 mm großen dielektrischen Gittern, welche sich zum Schutz vor Verunreinigungen unter Vakuum befinden (Abb. 3.6). Die Pulsdauer lässt sich auf bis zu 400 fs verkürzen, wodurch sich zusammen mit der durch die Zerstörschwelle der Gitter gegebenen maximalen Pulsenergie von 150 J eine Leistung von 375 TW ergibt. Über ein Rohrsystem und zwei Umlenkammern (TB1, TB2), die je nach experimentellen Anforderungen mit verschiedenen Spiegeln ausgestattet werden können, ist der Kompressor mit der Targetkammer verbunden. Zur direkten Fokussierung steht für TB2 ein 300 mm Durchmesser Parabolspiegel aus Kupfer mit einer Brennweite von 1.5 m zur Verfügung. Der kleinste in dieser Geometrie erreichbare Fokusbereich ist ca. 20 μm , was zusammen mit der maximal zur Verfügung stehenden Leistung einer Intensität von $1 \times 10^{20} \text{ W/cm}^2$ entspricht. Für Pump-Probe Experimente steht ein speziell entwickelter Doppelspiegelhalter zur Verfügung, der

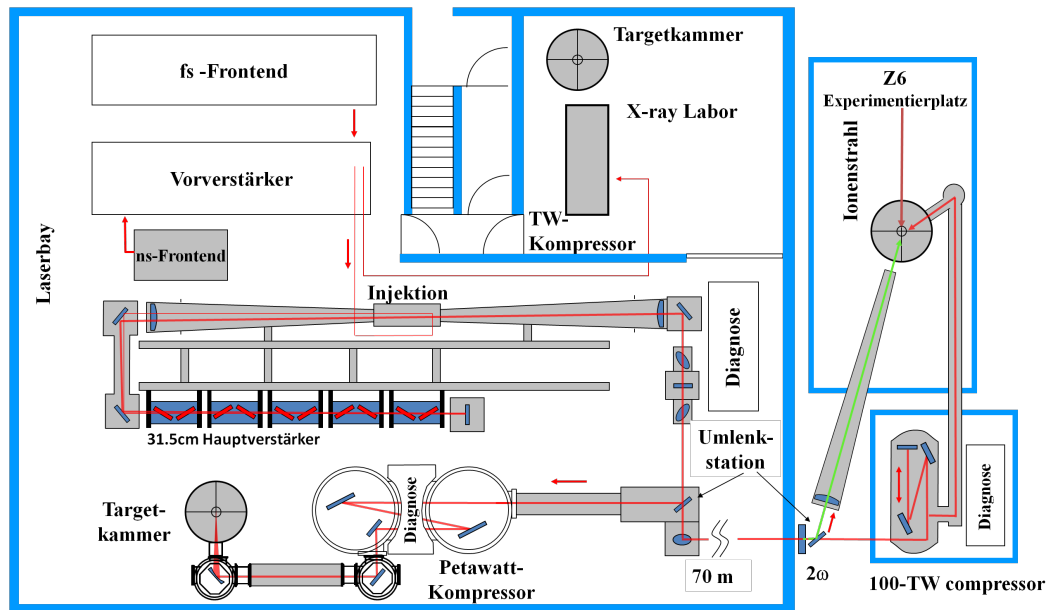
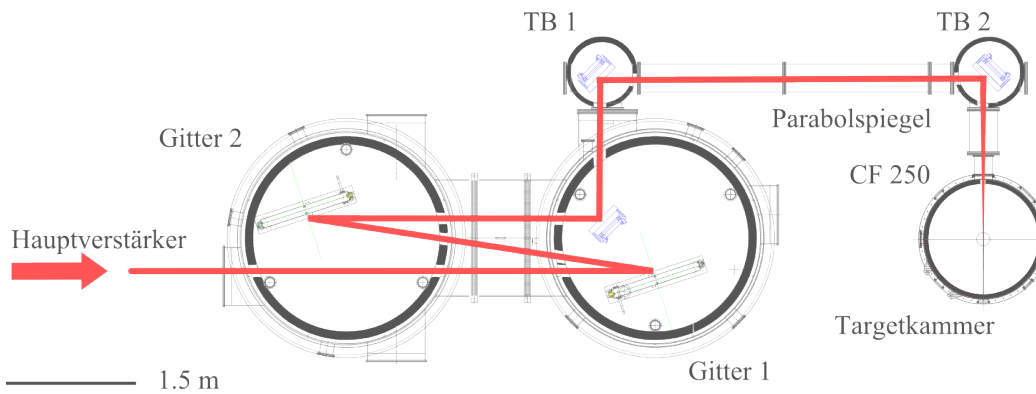


ABBILDUNG 3.5. Gesamtüberblick des PHELIX Lasersystems. Mit freundlicher Genehmigung von V. Bagnoud.

mit zwei rechteckigen Parabolspiegeln (Brennweite 1.5 m) ausgestattet wird. Der Spiegelhalter ermöglicht es, die mit der im Abschnitt „Vorverstärker“ beschriebenen Apertur erzeugten, vertikal getrennten Strahlen unabhängig voneinander in die Targetkammer zu fokussieren.

Das X-ray Labor

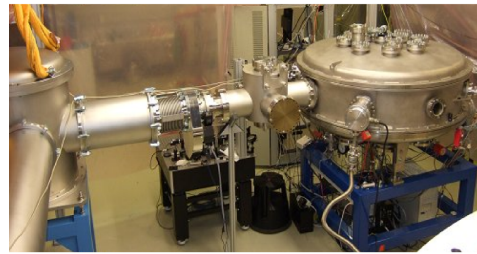
Das von der PHELIX Laserbay räumlich abgetrennte X-ray Labor bietet die Möglichkeit, Kurzpulsexperimente mit dem Vorverstärker durchzuführen. Die maximal zur Verfügung stehende Energie ist dadurch limitiert auf 5 J. Ein Kompressor bestehend aus einem goldbeschichteten Gitter mit 1480 Linien/mm ermöglicht es, Pulse von 300 fs Dauer zu erzeugen (Abb. 3.7). Der eingehende Strahl wird vom Gitter auf einen Dachspiegel gebeugt, welcher einen horizontalen Versatz herbeiführt und den Strahl erneut auf das Gitter lenkt (vgl. Abb. 3.7a). Die zweite Beugung erfolgt nun parallel, aber seitlich versetzt zum eingehenden Strahl. Ein zweiter Dachspiegel faltet den Strahl ein weiteres Mal und versetzt ihn in der Vertikalen. Hierdurch durchläuft er die Anordnung Gitter - horizontaler Dachspiegel - Gitter erneut. Der komprimierte Puls verlässt nach vierfacher Beugung am Gitter den Kompressor parallel zum eingehenden Strahl, wobei er durch den nur einmal durchlaufenen vertikalen Dachspiegel in der Höhe versetzt ist und über den einkoppelnden Spiegel hinweg propagiert. Zur Durchführung der Experimente wird der Strahl in eine Targetkammer von 80 cm Durchmesser geführt. Die Transmission vom Ausgang des Vorverstärkers zur Targetkammer beträgt lediglich 60%, was zum Teil auf die entlang der Strahlführung verbauten ca. 20 HR-Spiegel, hauptsächlich jedoch auf die vierfache Beugung am Goldgitter zurückzuführen ist.



(A) Schematischer Aufbau des PW-Bereichs innerhalb der PHELIX Laserbay.



(B) Foto des PW-Kompressors. Im Vordergrund: Die das zweite Gitter beinhalten Vakuummkammer.



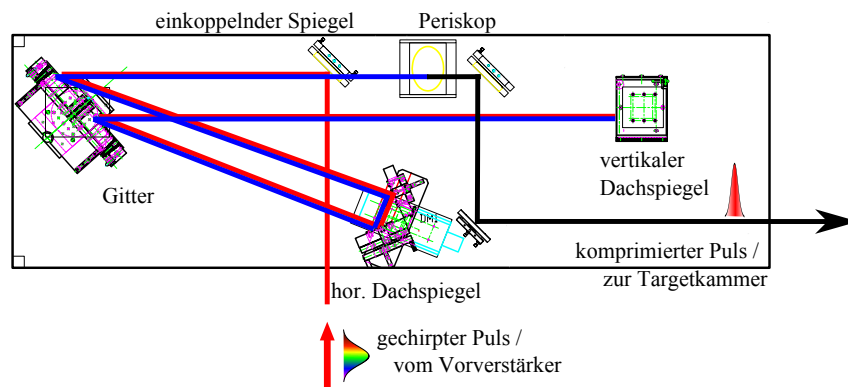
(C) Foto des PW-Targetbereichs. Links: TB2; Rechts: Targetkammer.

ABBILDUNG 3.6. Der PHELIX Petawatt-Targetbereich.

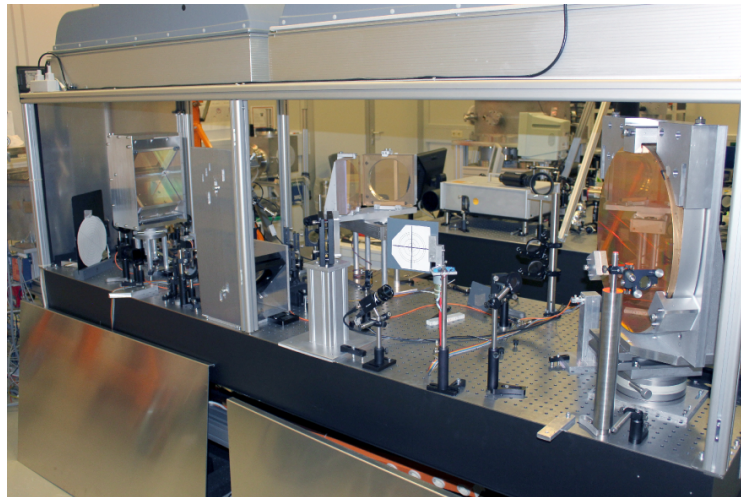
Experimentierplatz Z6

Die dritte Experimentierstelle befindet sich außerhalb des PHELIX Gebäudes am Messplatz Z6. Hier kann der PHELIX Laser mit dem Schwerionenstrahl des UNILAC kombiniert werden. Um die unterschiedlichen Anforderungen der verschiedenen Experimente in diesem Bereich zu erfüllen, stehen in diesem Bereich sowohl ein Pulskompressor als auch ein frequenzverdoppelnder Kristall zur Verfügung. Die kurzen Pulse mit Leistungen von ca. 100 TW werden von Experimenten zur Beschleunigung von Teilchen verwendet, während in den 2ω -Experimenten beispielsweise die sogenannte Stopping-Power lasergeheizter Plasmen untersucht wird.

Der Ionenstrahl selbst liefert 3 ns lange Ionenpulse mit Energien zwischen 3 MeV/u und 13 MeV/u. Die Ionenspezies kann dabei frei zwischen den Kernladungszahlen $Z = 3$ (Li) und $Z = 92$ (U) gewählt werden. Des Weiteren steht hier der Nanosecond High Energy Laser for Heavy Ion Experiments (NHELIX) zur Verfügung, der Nanosekundenpulse mit Energien bis zu 100 J liefert und als Treiber für verschiedene Plasma-Diagnostiken eingesetzt wird (Thomson Streuung, Interferometrie).



(A) Schematischer Aufbau des X-ray Labor Kompressors. Die unterschiedlichen Farben des Strahlwegs entsprechen verschiedenen Strahlhöhen.



(B) Foto des X-ray Labor Kompressors.

ABBILDUNG 3.7. Der X-ray Labor Kompressor.

Seeding Experimente

4.1. Silber-Röntgenlaser - Mai 2011

Das erste Seeding Experiment wurde im Targetbereich der Laserbay unter Verwendung des vollen PHELIX Lasersystems durchgeführt. Die Strahlzeit fand in den Wochen vom 02. - 06. Mai 2011 und 23. - 27. Mai 2011 statt.

4.1.1. Anforderungen an das Lasersystem

Die vom fs-Frontend erzeugten Pulse wurden unter Zuhilfenahme des Mach-Zehnder Interferometers mit der Doppelpulsstruktur versehen, vgl. Abschnitt 3.2. Aus diesem Strahl wurde am Eingang des Vorverstärkers durch die Wahl der entsprechenden Apertur (s. Kapitel 3.4) zwei quadratische, vertikal getrennte Strahlen herausgeschnitten. Es sei hervorgehoben, dass durch die Anordnung des Mach-Zehnder Interferometers vor der räumlichen Trennung beide Strahlen identische zeitliche Pulsfolgen beinhalteten. Wie in Abb. 4.1 dargestellt, wurde einer der beiden Strahlen über eine auf dem Vorverstärkertisch aufgebaute Verzögerungsstrecke geführt, so dass der zeitliche Abstand der beiden Strahlen zueinander variiert werden konnte. Das Energieverhältnis der beiden Strahlen konnte durch die Kombination einer Wellenplatte und eines Polarisators stufenlos geregelt werden. Das wesentliche Element dieser Anordnung war ein halbrunder Spiegel (Thorlabs, D-shaped mirror), welcher die untere (obere) Hälfte des verzögerten (nicht-verzögerten) Strahls durch die strahlformende Apertur in den Vorverstärker injizierte.

Im Folgenden durchliefen die beiden räumlich getrennten Strahlen den Vor- und Hauptverstärker, wobei sie zusammen eine Endenergie von bis zu 50 J erreichten. Der Petawatt-Kompressor formte die finale Doppelpulsstruktur beider Strahlen zu einem Vorpuls von 200 ps Dauer und einem 2 ps langem Hauptpuls. Durch die kontinuierliche Aufweitung des Strahls durch die zwischen den vorhergehenden Verstärkerstufen eingebauten Teleskope betrug die Kantenlänge der quadratischen

Strahlen nach dem Kompressor 9 cm. Die Strahlen waren vertikal durch 2.5 cm voneinander getrennt. Diese von Seiten des Lasers gegebenen Randbedingungen waren die Ausgangslage für die im Folgenden beschriebene Experimentplanung.

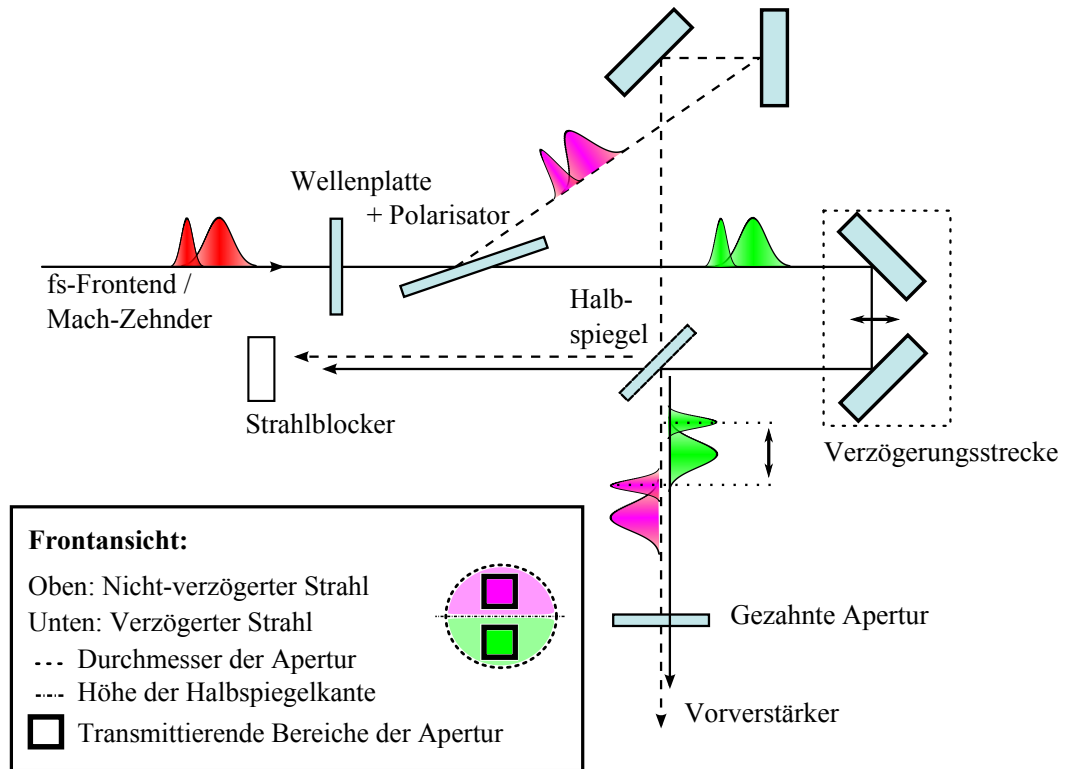


ABBILDUNG 4.1. Der für Pump-Probe Experimente genutzte Aufbau auf dem Vorverstärkertisch.

4.1.2. Vorbereitung des Experiments

In Hinblick auf die in der Targetkammer maximal zur Verfügung stehende Energie pro Target fiel die Entscheidung bezüglich des Targetmaterials auf Silber (Lasing-Wellenlänge bei 13.9 nm). Von experimenteller Seite galt es folgende Ansprüche zu realisieren: Mit den beiden vertikal getrennten Pumpstrahlen sollten zwei Röntgenlaser-Targets im bewährten DGRIP Pumpschema betrieben werden, bei dem die Linienfoki durch schrägen Einfall der Strahlen auf sphärische Spiegel erzeugt werden. Dies setzte voraus, dass die beiden Infrarot-Pumpstrahlen kollimiert in die Targetkammer geführt wurden. Als problematisch erwies sich dabei der Umstand, dass die nicht-fokussierten Strahlen größer waren als die durch den CF250 Flansch begrenzte Eingangsapertur der Targetkammer. Bei vorhergehenden Experimenten an diesem Experimentplatz stellte sich diese Problematik nicht, da diese stets auf außerhalb der Targetkammer positionierte Fokussieroptiken zurückgriffen. Des Weiteren musste ein Injektionsschema entwickelt werden, welches den Röntgenlaser des ersten Targets mit dem zweiten, als Verstärker dienenden Target, verknüpft.

Um die am besten geeignete Lösung dieser Problemstellung zu ermitteln, wurden verschiedene Ansätze in Betracht gezogen und mit Hilfe von Optica, einem Raytra-

cing Paket von Mathematica, untersucht. Der bezüglich der genannten Anforderungen am besten geeignete Aufbau wird im folgenden Abschnitt vorgestellt.

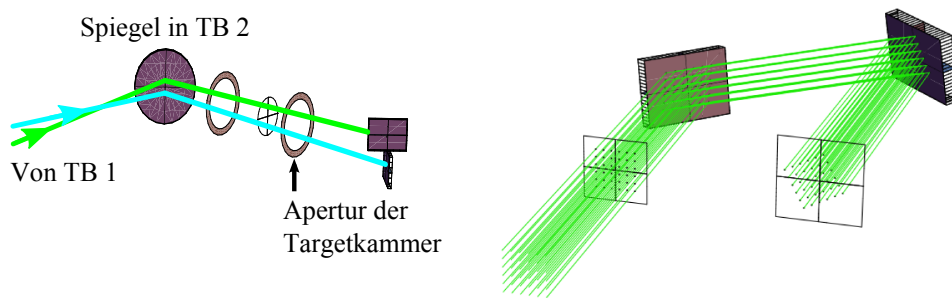
4.1.3. Das Butterfly Konzept

Raytracing Simulationen

Um die Problematik der zu kleinen Eingangsapertur zu umgehen, wurden die beiden Strahlen vertikal gekreuzt in die Targetkammer einjustiert (s. Abb. 4.2a). Der Winkel, unter dem die beiden Strahlen sich kreuzten musste dabei mindestens so groß sein, dass die Fläche der beiden Strahlen kleiner war als die durch den CF250 Eintrittsflansch begrenzte Apertur. Um die beiden Strahlen im Anschluss räumlich zu trennen, mussten sie innerhalb der Targetkammer noch mindestens so weit propagieren, bis deren vertikaler Abstand im Bereich weniger Millimeter lag. Um den nach unten gerichteten Strahl an dieser Stelle aufzufangen, musste dessen Abstand vom Breadboard der Targetkammer ebenfalls noch mehrere Millimeter betragen, was den Winkel zwischen den beiden Strahlen nach oben hin beschränkte. Mit Raytracing Simulationen wurden die kritischen Abstände, der Schnittwinkel und die sich daraus ergebende Anordnung und Geometrie der Spiegel bestimmt. Zusätzlich erschwert wurde die Problemlösung durch die Rotation des quadratischen Strahlprofils, welche beim Durchlaufen der verwendeten Periskop-Anordnung hervorgerufen wird. Dies ist exemplarisch in Abb. 4.2b dargestellt. Um diesen bei runden Strahlen nicht auffallenden Effekt zu minimieren wurde der Doppelspiegelhalter, mit dessen Hilfe die Strahlen überkreuzt werden sollten, bereits in der ersten Umlenkammer (TB1, vgl. Abb. 3.6a) positioniert. Durch die längere Strecke von TB1 zur Targetkammer ließ sich der benötigte vertikale Versatz der beiden Strahlen mit einem kleineren Winkel realisieren, wodurch auch die Rotation des quadratischen Strahls minimiert wurde.

Die auf diese Weise in der Targetkammer angelangten Strahlen wurden von zwei übereinander angeordneten rechteckigen Spiegeln zur linken und rechten Seite der Kammer weitergeleitet (Abb. 4.3a). Beide Strahlen wurden mit Hilfe von Periskopen auf ihre finale Strahlhöhe innerhalb der Kammer gebracht, bevor sie mit Hilfe von sphärischen Spiegeln unter schrägem Einfallswinkel in Form einer Linie auf die Targets fokussiert wurden. Die Targets waren übereinander in der Mitte der Targetkammer angeordnet, wie in Abb. 4.3b dargestellt.

Aufgrund der gegenläufigen Anordnung der Pumpstrahlen relativ zu den Targets ist ersichtlich, dass die Travelling Wave der beiden Targets in entgegengesetzter Richtung verläuft. Demnach erfolgt auch die Propagation der Röntgenlaser in entgegengesetzter Richtung. Dies ist für ein Seeding-Experiment sehr hilfreich, da es die Umsetzung eines einfachen Injektionsmodells ermöglicht. Die Verwendung eines sphärischen Multilayerspiegels ermöglicht eine Abbildung des als Seed verwendeten Röntgenlasers in das als Verstärker dienende Medium (Abb. 4.3c). Der Höhenunterschied Δh der beiden Medien wird dabei wie folgt ausgeglichen: Der Abstand des sphärischen Spiegels zum Target betrage d . Der Linienfokus des als Seed fungierenden Röntgenlasers wird um den Winkel $\arctan(\Delta h/d)$ rotiert. Dies lässt sich sehr einfach bewerkstelligen, da der in dieser Geometrie erzeugte Linien-



(A) Um die Pumpstrahlen verlustfrei durch die begrenzende Apertur der Targetkammer zu transportieren, müssen die beiden Strahlen vertikal gekreuzt einjustiert werden.

(B) Beispiel zur Strahlrotation beim Durchlaufen einer solchen Periskopordnung.

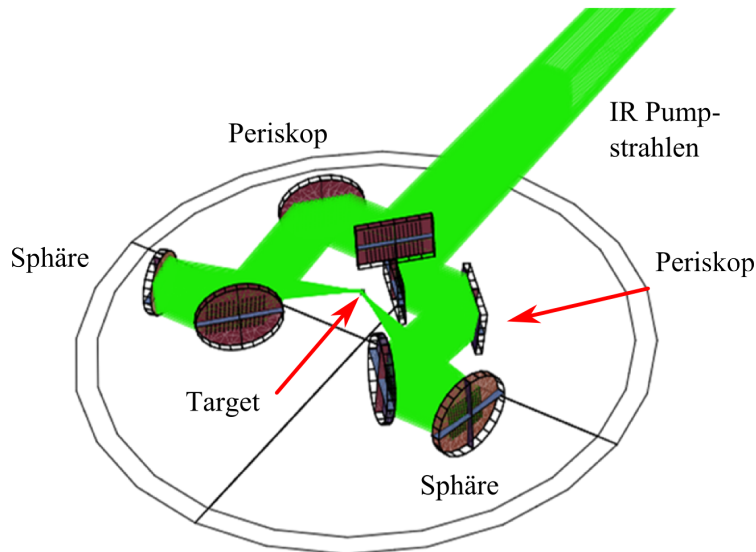
ABBILDUNG 4.2. Im Vorfeld des Experiments durchgeführte Raytracing Simulationen.

fokus parallel zum auf den sphärischen Spiegel auftreffenden Strahl verläuft. Die gezielte Dejustage des Pumpstrahls in der Vertikalen führt daher zu einer Rotation des Linienfokus. Der dem Verlauf des Linienfokus folgende Röntgenlaser propagiert somit beispielsweise schräg nach oben innerhalb der Targetkammer, bis er im Abstand d auf den sphärischen XUV Spiegel trifft und der Höhenunterschied Δh kompensiert wurde. Der XUV Spiegel wird so einjustiert, dass der reflektierte Strahl parallel zum Breadboard der Targetkammer, und damit parallel zum Verstärkermedium, verläuft.

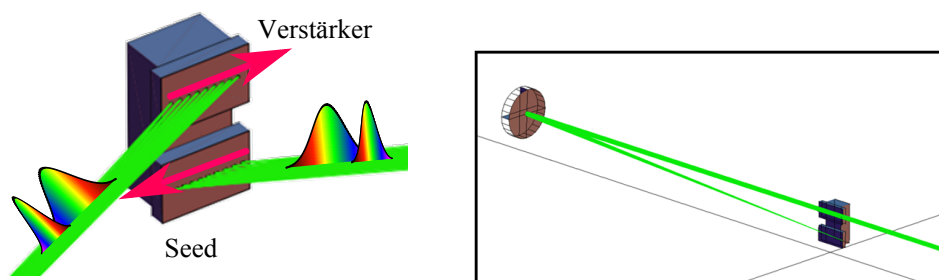
Vorteile der Butterfly Geometrie

In der Butterfly Geometrie werden beide Röntgenlasertargets mittels des DGRIP Schemas erzeugt. Dies umfasst insbesondere die Travelling Wave Anregung beider Targets. Bisherige zweistufige Röntgenlaserexperimente wurden stets unter senkrechten Einfall auf das Target gepumpt, wodurch sich höhere Anforderungen an die Pumpenergie ergaben. Weiterhin war in diesen Pumpschemata die Travelling Wave Anregung nicht intrinsisch beinhaltet, so dass sie durch aufwendigere Techniken implementiert werden musste, wie beispielsweise durch gestufte Spiegel oder eine gezielten Dejustage des Pulscompressors. Dies führte dazu, dass die Travelling Wave Anregung nur für eines der beiden Targets zur Verfügung stand.

Weiterhin basiert das Butterfly Pumpschema im Gegensatz zu den vorherigen Experimentaufbauten auf nur einem Target. Dies führt zu einer signifikanten Vereinfachung des Experiments, da nur ein Targetmanipulator und nur ein Diagnosesystem zur Überwachung der Linienfoki benötigt wird. Dieser Punkt ermöglicht insbesondere in Kombination mit dem DGRIP Pumpschema einen äußerst kompakten und gleichzeitig einfach umzusetzenden experimentellen Aufbau, der lediglich auf



(A) Das Butterfly Setup - 3D Darstellung.



(B) Anordnung der Targets und der Linienfoki. Magenta: Richtung der Traveling Wave.

(C) Das verwendete Injektionsmodell. Der Röntgenlaser des unteren Mediums wird in das obige abgebildet.

ABBILDUNG 4.3. Aufbau der IR Optiken, Target Arrangement und Injektionsmodell.

zwei Strahlen und einem Target basiert. Im konventionellen GRIP Schema würde ein Aufbau dieser Art vier Strahlen benötigen, und aufgrund der sich ergebenden räumlichen Randbedingungen wahrscheinlich zwei individuelle Targets und Diagnosesysteme. Das Butterfly Setup zeichnet sich auch im Vergleich zu HH-basierten Seeding Experimenten durch seine Einfachheit aus. Diese benötigen meist zwei verschiedene, präzise synchronisierte Lasersysteme zur Erzeugung des HH-Seeds (Ultrakurzpulslaser, ≈ 10 mJ, ≈ 30 fs) und des Verstärkermediums (Hochenergielaser, ≈ 1 J, ≈ 5 ps). Des Weiteren ist die Injektion des HH-Seed in diesen Experimenten meist über größere Strecken von bis zu einem Meter realisiert. Ein stabiler räumlicher Überlapp zwischen Seed und Verstärkermedium ($\approx 150 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$) wird dadurch ebenso erschwert wie ein kompakter Aufbau.

4.1.4. Experimenteller Aufbau

Die beiden übereinander angeordneten Strahlen wurden gemäß den Raytracing Simulationen vom Kompressor zur Targetkammer transportiert. Für die Umlenkung der Strahlen in der Strahlführung vor der Targetkammer wurde ein mit zwei flachen Kupferspiegeln ausgestatteter Doppelspiegelhalter in der ersten Umlenkammer (TB1) installiert. Die Spiegel wurden so justiert, dass die beiden Strahlen sich auf dem letzten Spiegel vor dem Eintrittsflansch der Targetkammer räumlich massiv überlagerten und ein verlustfreier Eintritt in die Targetkammer ermöglicht wurde. An der Stelle, an der die beiden Strahlen vertikal ca. 4 mm räumlich getrennt waren, wurden zwei rechteckige, gekreuzt übereinander angeordnete Kupferspiegel positioniert. Die Strahlen wurden hierdurch zur linken und rechten Seite der Targetkammer aufgeteilt. Die folgenden Periskope brachten die Strahlen auf die finale Höhe, welche auch die Höhe der Linienfoki definierte. Die beiden sphärischen Spiegel hatten eine Brennweite von 450 mm und fokussierten die beiden Strahlen unter einem GRIP-Winkel von $\alpha = 26.5^\circ$ auf das in der Mitte der Targetkammer positionierte Target. Aus vorherigen Messungen ist bekannt, dass dieser Winkel für in GRIP betriebene Silber-Röntgenlaser optimal ist [Zie07]. Die Elektronendichte, in welcher der Großteil der Laserenergie deponiert wird, beträgt für $\lambda = 1054$ nm und diesen Winkel $N_e = N_c \cdot \sin^2 \alpha = 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Dabei ist $N_c = m_e \epsilon_0 / e^2 \cdot \frac{2\pi c}{\lambda^2} = 1 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ die kritische Elektronendichte, bis zu welcher der Laser bei senkrechtem Einfall auf das Target absorbiert würde. Der aus Raytracing Simulationen gewonnene Laufzeitunterschied der Randstrahlen der Foki entsprach einer Travelling Wave von 1.1 c . Dieser mit Bezug auf die Lebensdauer der Besetzungsinversion akzeptable Wert gilt für beide Linienfoki, wenn auch die Richtung der Travelling Wave entlang der beiden Linienfoki entgegengesetzt ist.

Es wurden 6 mm und 8 mm breite Silbertargets vorbereitet, was deutlich kleiner als die in den Simulationen erhaltene Länge der Linienfoki (11 mm) war. Dieses Design wurde verwendet, um eine möglichst homogene Intensitätsverteilung der Linienfoki auf der Targetoberfläche zu gewährleisten. Insbesondere beim Linienfokus des Verstärkermediums, der deutlich defokussiert betrieben werden sollte, um ein möglichst großes Volumen zu pumpen, war dieser Punkt von starkem Interesse. Inhomogenitäten in der räumlichen Verteilung der Pumpintensität würden sich negativ auf die Homogenität des Verstärkermediums auswirken, und somit den Röntgenlaserprozess behindern oder sogar unterbinden.

Der vertikale Abstand der beiden Linienfoki ist prinzipiell frei wählbar und wurde auf 6 mm festgelegt. Diese Distanz war einerseits klein genug, um durch geringe Rotation des Seed-Linienfokus kompensiert zu werden. Andererseits war der Abstand so groß, dass die auftretenden Rückreflexe vom Target nicht über den jeweils anderen Strahlweg zurück in das Lasersystem geführt würden. Des Weiteren ist die Wahl, welcher der beiden Linienfoki den Seed-Röntgenlaser und das Verstärkermedium pumpen, frei. In diesem Experiment wurde der untere Linienfokus zur Erzeugung des Seeds genutzt (vgl. Abb. 4.3c).

Der komplette experimentelle Aufbau inklusive der XUV-Optiken und Detektoren ist in Abb. 4.4 dargestellt. Zur Vermessung der Linienfoki dienten drei Diagnosesysteme. Für die erste Justage der Foki wurde eine TV-Kamera eingerichtet. Zur genauen Vermessung der Linienfoki im Justagemodus wurde eine achromatische

Linse (AC) mit einer Brennweite von 200 mm vor dem Target installiert. Diese bildete die Targetoberfläche auf eine außerhalb der Targetkammer positionierte CCD-Kamera ab. Zur Überwachung der Linienfoki während eines Schusses diente eine oberhalb des Achromaten angebrachte Lochkamera (Princeton Instruments). Die Abstände zwischen Target, Lochblende und CCD-Chip wurden dabei so angepasst, dass beide Linienfoki auf den 26 mm \times 26 mm großen Chip abgebildet wurden, was in einer Vergrößerung von $M = 1.5$ resultierte.

Der für die Injektion des Seed Röntgenlasers verwendete sphärische XUV-Spiegel (Sph. XUV) hatte eine Brennweite von $f = 120$ mm und wurde im Abstand von $d = 117$ mm zum Target positioniert. Seine Reflektivität betrug laut Hersteller $R = 30\%$ bei der Röntgenlaserwellenlänge (13.9 nm). Um den Höhenversatz $\Delta h = 6$ mm der beiden Röntgenlasermidien zu kompensieren, wurde der untere Linienfokus um $\arctan(\Delta h/d) = 3^\circ$ mit oben beschriebener Methode rotiert. Position und Orientierung des sphärischen XUV-Spiegels wurde mit Hilfe einer Laserdiode justiert. Die Wahl des Abstands dieses Spiegels $d \approx f$ resultierte in einem annähernd kollimierten Seed Röntgenlaser¹. Der erwartete räumliche Überlapp zwischen Seed und Verstärkermedium war daher äußerst gering. Auf der anderen Seite jedoch war dieser Aufbau unempfindlich gegenüber möglichen Richtungsfluktuationen des Seed-Röntgenlasers, welche eine korrekte Injektion gefährden. In Hinblick auf die geringe Wiederholrate des Lasersystems von einem Schuss in 90 Minuten, musste dieses Risiko ausgeschlossen werden.

Zur Detektion der Röntgenlasersignale des Seeds und des Verstärkers wurde eine 16-bit CCD-Kamera (XUV CCD, Andor DX 434-BN) im Abstand von 20 cm vom Target positioniert. Zur Justage der Röntgenlaser auf den CCD-Chip und zur Reduktion des vom Plasma emittierten Untergrunds wurde der Röntgenlaser auf halbem Weg zur Kamera über einen 45° XUV-Spiegel gelenkt. Zur weiteren Reduktion des Untergrunds und zur Anpassung des Signallevels an den Messbereich der Kamera wurde zusätzlich ein Filterrad (FR) installiert. Dieses ermöglichte es, zusätzliche Filterfolien in den Strahlweg einzubringen. Für den 13.9 nm Silber-Röntgenlaser eignet sich besonders Zirkon als Filtermaterial [HGD93], welches in Form von Folien mit Dicken zwischen 1 μm bis 3 μm verwendet wurde.

4.1.5. Durchführung des Experiments

Technische Vorbereitungen

Der in vorherigen Röntgenlaserexperimenten an der GSI zum Einsatz gekommene Targethalter war nicht für Seeding-Experimente geeignet, so dass ein neues Targetdesign entwickelt werden musste. In Abb. 4.5 ist der einfache Aufbau gezeigt, bei dem die Targets auf einem Aluminiumträger aufgeklebt wurden. Die gleichmäßige Orientierung der einzelnen Targets wurde anhand eines Laserdiodenreflexes überwacht und gegebenenfalls während des Trockenvorgangs des Klebstoffs korrigiert. Der Aluminiumträger selbst war auf einem magnetischen Halter befestigt, dessen

¹Der Spiegel konnte aufgrund räumlicher Randbedingungen nicht exakt bei $d = f = 120$ mm installiert werden.

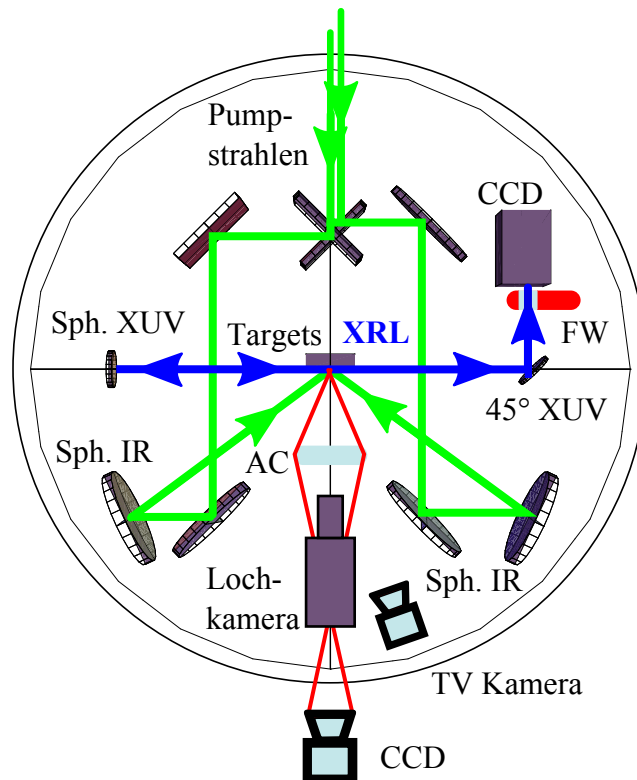


ABBILDUNG 4.4. Überblick des experimentellen Aufbaus und der verwendeten Diagnostiken, s. Fließtext. Grün: IR-Pumpstrahlen. Blau: Röntgenlaser.

entsprechendes Gegenstück sich in der Targetkammer befand. Hierdurch wurde ein schneller und reproduzierbarer Austausch der Targets ermöglicht. Die Targets selbst wurden vom GSI Targetlabor hergestellt und die Vorderseite anschließend geläpft und poliert. Dies ist notwendig, da eine zu raue Oberfläche der Targets starke Inhomogenitäten im erzeugten Plasma verursacht, die sich sowohl auf Photonenzahl als auch auf Strahlqualität des Röntgenlasers negativ auswirken.

Überblick und Messung der Pumpparameter

Im Folgenden sind die für dieses Experiment relevanten Laserparameter aufgeführt, die während des Experiments entweder variiert oder regelmäßig nachgemessen wurden.

Das Energieverhältnis zwischen oberem und unterem Strahl wurde mit Hilfe einer CCD-Kamera am Eingang des Vorverstärkers gemessen, die als Teil des PHELIX Kontrollsystems zur Justage des Strahls in den Vorverstärker diente. Zum besseren Vergleich der beiden Röntgenlasermedien sollten diese mit vergleichbaren Intensitäten gepumpt werden. Der durch die unterschiedliche Breite der beiden Linienfoki verursachte Intensitätsunterschied wurde mit diesem Parameter ausgeglichen.

Die Messung des Energieverhältnisses zwischen Vor- und Hauptpuls ließ sich nur nach dem Kompressor durchführen, da erst nach der finalen Kompression die beiden Pulse zeitlich klar getrennt waren. Hierfür wurden eine Photodiode und ein Oszil-

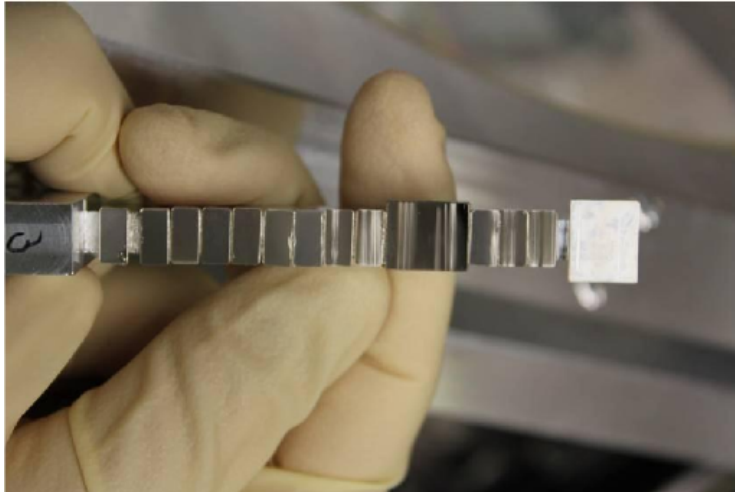


ABBILDUNG 4.5. Foto des verwendeten Targethalters.

loskop verwendet, die neben den fest installierten Diagnostiken (Strahlage, Dauer des Hauptpulses) des Kompressors aufgebaut wurde. Aus vorherigen Experimenten ([Zie07], [Zim10]) war bereits bekannt, dass die Verteilung der Pumpenergie in einen Vorpuls von 25% und einen Hauptpuls von 75% für die Erzeugung des Röntgenlasers optimal ist.

Der zeitliche Abstand des Doppelpulses ist der für die Erzeugung des Röntgenlasers kritischste Parameter. Dieser wurde mit der gleichen Photodiode überprüft und in eine entsprechende Skalierung für den Verzögerungstisch des Mach-Zehnder Interferometers umgesetzt (0 ns - 1 ns, in 50 ps Schritten). Der optimale zeitliche Abstand der beiden Pulse hängt in hohem Maß von der Plasmadynamik, und damit vom verwendeten Targetmaterial ab, wobei für höhere Kernladungszahlen kürzere Abstände von Vorteil sind. Für Elemente zwischen $Z = 39$ (Yttrium, Y, $\lambda = 24$ nm) und $Z = 62$ (Samarium, Sm, $\lambda = 7.4$ nm) liegt der optimale Wert zwischen 1.0 ns (Y) und 100 ps (Sm).

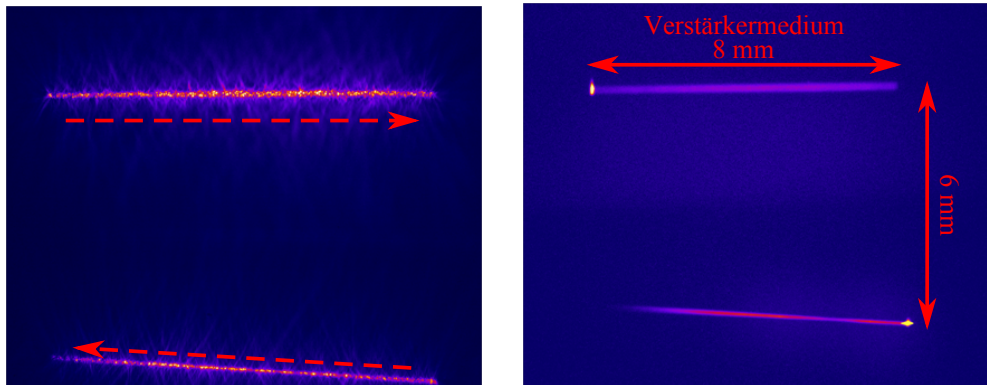
Die zeitliche Dauer des Hauptpulses wird mit einem Autokorrelator überwacht und liegt je nach Targetelement idealerweise zwischen 1 ps und 5 ps. Die Variation der Dauer des Hauptpulses in diesem Bereich wirkt sich kaum messbar auf die Dauer des Vorpulses aus. Diese ist durch den im Mach-Zehnder Interferometer eingebauten Kompressor auf ca. 200 ps festgelegt. Durch die Anordnung des Mach-Zehnder Interferometers vor der räumlichen Trennung der beiden Pumpstrahlen weisen beide das gleiche zeitliche Profil auf (vgl. Abschnitt 3.2).

Um das Timing der beiden IR Strahlen aufeinander abzustimmen, wurde ein 15 GHz Oszilloskop und eine Photodiode mit schneller Anstiegszeit verwendet (New Focus 1454), die an der Stelle der Targets installiert wurde. Die Messgenauigkeit dieser Methode wurde durch den elektronischen Jitter zwischen dem Referenz- und dem Photodiodensignal auf ± 15 ps limitiert. Dies ist wesentlich größer als die Lebensdauer der Besetzungsinversion, die zwischen 5 ps und 10 ps erwartet wurde. Im Rahmen dieser Ungenauigkeit wurde die Ankunftszeit des Seed-Pumpstrahls auf 780 ps vor dem Verstärker-Pumpstrahl eingestellt. Auf diese Weise wurde sichergestellt, dass der Seed-Röntgenlaser, der vor Erreichen des Verstärkermediums die

Distanz von 117 mm zum Injektionsspiegel und zurück zurücklegen musste, gleichzeitig mit dem das Verstärkermedium invertierenden Hauptpuls eintrifft. Der auf Picosekunden genaue optimale Injektionszeitpunkt musste experimentell durch eine Timing-Messreihe gefunden werden. Zur Variation der zeitlichen Verzögerung zwischen den beiden Strahlen wurde ein motorisierter Lineartisch verwendet, dessen Kalibration zu 245 Schritte = 1 ps bestimmt wurde. Die durch das Spiel des Spindeltriebs des Lineartischs hervorgerufene Unsicherheit war kleiner als diese 245 Schritte, so dass eine Genauigkeit der zeitlichen Abfolge der beiden Strahlen von unter 1 ps erreicht wurde.

Es sei angemerkt, dass die genannten Pumpparameter teilweise in hohem Maß miteinander korreliert sind und daher nicht unabhängig voneinander optimiert werden können. Der von den Parametern aufgespannte Raum ist innerhalb der üblichen Zeitspanne einer Strahlzeit und der gegebenen Wiederholrate des Lasersystems nicht vollständig messbar. Aus diesem Grund ist insbesondere bei Experimenten mit dem Hauptverstärker (1 Schuss / 90 Minuten) eine Wiederholung einzelner Schüsse zur Verbesserung der statistischen Aussagekraft der Daten nur in Ausnahmefällen vertretbar. Die Bezeichnung eines Parameters als optimiert ist demnach immer in Bezug auf den mit der gegebenen Auflösung untersuchten Parameterbereich zu verstehen.

Der Linienfokus des Seed-Röntgenlasers war $50 \mu\text{m}$ breit und 11 mm lang. Die Breite des Linienfokus des Verstärkermediums betrug $120 \mu\text{m}$ (leicht defokussiert) bei 16 mm Länge. Bei einem Energieverhältnis zwischen Vor- und Hauptpuls von 25%-75% und Pulsdauern von 200 ps und 2 ps, entsprachen die Intensitäten auf dem Seed-Target (Verstärker-Target) $3 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ ($2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$) für den Vorpuls und $9 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ($7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$) für den Hauptpuls. In Abb. 4.6a ist ein im Justagemodus aufgenommenes Bild der beiden Foki gezeigt. Die der Injektion dienende Rotation des unteren, den Seed-Röntgenlaser pumpenden Linienfokus ist klar erkennbar und entspricht den an die Distanz des Injektionsspiegels angepassten 3° . Der um 6 mm weiter oben gelegene Linienfokus, der das Verstärkermedium pumpte, ist deutlich defokussiert. Die Verwendung von Targets, die wesentlich kürzer waren als die Länge der Linienfoki gewährleistete dennoch eine sehr homogene Intensitätsverteilung. Insbesondere für den oberen Linienfokus wurde dies durch die während der Schüsse aufgenommenen Daten der Pinholekamera bestätigt, welche die Plasmaemission im Röntgenbereich abbildete (Abb. 4.6b). Der untere Linienfokus zeigte leichte Inhomogenitäten sowie einen sehr langsam abfallenden Intensitätsverlauf zur linken Seite, was mit der auf die Rotation des Linienfokus zurückzuführende asymmetrische Ausleuchtung des sphärischen Spiegels begründet werden kann. Zum Schutz des CCD-Chips vor Streulicht war die Lochkamera mit dünnen Aluminium- und Plastikfolien ausgestattet. Das Maximum der entsprechenden Transmissionskurve lag bei einer Photonenenergie von ca. 1 keV. Die gesättigten Bereiche am linken (rechten) Rand des oberen (unteren) Linienfokus kamen durch Reflexe an der Kante des Targethalters zustande. Sie traten nur auf der Seite auf, von welcher der Pumpstrahl auf das Target traf.



(A) Linienfoki im 10 Hz Justagemodus. In Rot: Austrittsrichtung der Röntgenlaser.

(B) Pinholekameraaufnahmen der Linienfoki während eines Schusses.

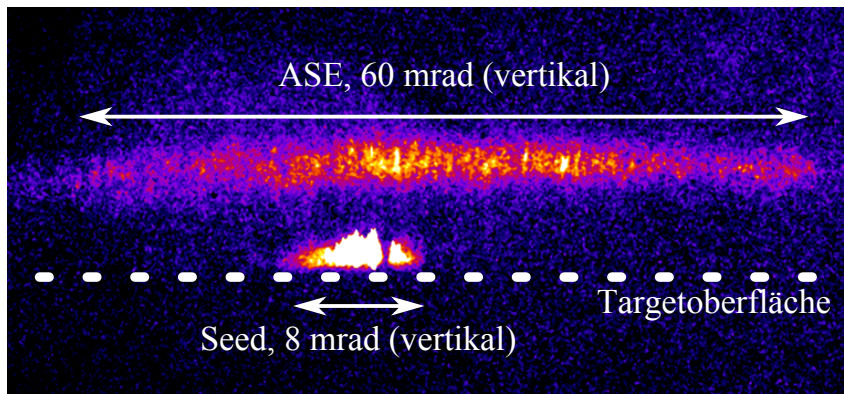
ABBILDUNG 4.6. In Frontalansicht auf das Target gemessene Linienfoki im Justage- und Schussmodus. Der den Seed Röntgenlaser pumpende untere Linienfokus ist deutlich rotiert.

4.1.6. Auswertung und Ergebnisse

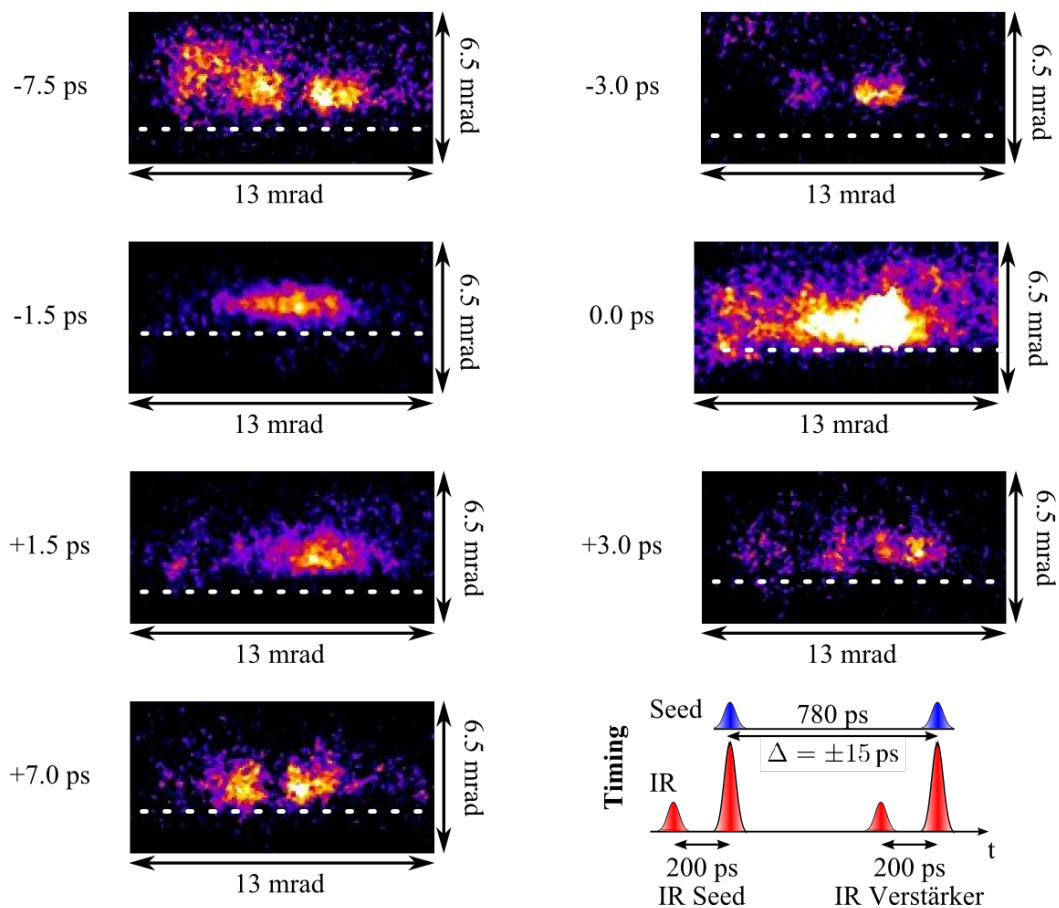
In Abb. 4.7a ist ein Rohdatenbild der Footprintkamera dargestellt. Zu sehen sind das Signal des Seed-Röntgenlasers (unten) sowie die vom Verstärkermedium emittierte ASE (oben). Die weiße, gestrichelte Linie deutet die Orientierung und Position der Targetoberfläche an. Auffallend ist die große vertikale Divergenz der ASE von 60 mrad, die den durch die Größenverhältnisse des Linienfokus (Breite $b = 120 \mu\text{m}$, Länge $l = 6 \text{ mm}$) vorgegebenen Öffnungswinkel von $\alpha = \arctan b/l = 20 \text{ mrad}$ deutlich übertrifft. Mit der näherungsweise erfüllten Annahme, dass der Seed-Röntgenlaser nach der Reflektion am sphärischen XUV-Spiegel kollimiert ist, lässt sich seine vertikale Divergenz zu 8 mrad abschätzen. In horizontaler Richtung weisen beide Signale die gleiche Divergenz von 3 mrad auf. Dies ist gemäß der vergleichbaren Pumpintensitäten und der identischen zeitlichen Abfolge der Pumpulse für die beiden Medien auch zu erwarten. Der im Strahlprofil des Seeds erkennbare Schatten wird durch die Absorption im zeitlich nicht-synchronisierten Verstärkermedium verursacht. Diese Aufnahme bestätigte den räumlichen Überlapp des Seed-Lasers und der Verstärkerzone. Dies war der Ausgangspunkt für eine Timing-Messreihe, bei welcher innerhalb eines Zeitfensters, das durch die absolute zeitliche Unsicherheit von $\pm 15 \text{ ps}$ definiert wurde, Footprintaufnahmen mit verschiedenen zeitlichen Abständen zwischen den beiden IR Pumpstrahlen gemessen wurden. Der vorab mit der Photodiodenmessung eingestellte Zeitpunkt von 780 ps wird im Folgenden als 0 ps bezeichnet. Aufgrund der im Vergleich zur Lebensdauer der Verstärkung großen Unsicherheit in der Festlegung dieses Nullpunkts ist die Auswertung der absoluten Zeitwerte nicht möglich. Lediglich die relativen zeitlichen Abstände sind interpretierbar. In den vergrößerten Strahlprofilen des Seed-Röntgenlasers (Abb. 4.7b) zwischen -7.5 ps und -3.0 ps , beziehungsweise $+3.0 \text{ ps}$ und $+7.0 \text{ ps}$, ist die Abschwächung durch den nicht korrekt synchronisierten Verstärker zu erkennen. Die Aufnahmen bei -1.5 ps und $+1.5 \text{ ps}$ zeigen jedoch keinerlei Anzeichen von Abschwächung, was einen besseren zeitlichen Überlapp mit der Verstärkungs-

zone impliziert. Dies wird durch das bei 0 ps erhaltene Strahlprofil weiter belegt, bei dem ein Teil des Seed-Lasers eindeutig verstärkt wird. Da der Detektor sowohl bei diesem als auch bei einem wiederholten Schuss mit zusätzlichen Filtern gesättigt wurde, ist eine quantitative Auswertung der Verstärkung erschwert. Informationen über die räumlichen Eigenschaften, wie die exakte Größe der Verstärkungszone oder die Homogenität des Strahlprofils, lassen sich nicht treffen. Es lässt sich lediglich eine untere Grenze des Verstärkungsfaktors angeben. Der Vergleich zwischen dem ursprünglichen Seed und dem verstärkten Teil zeigt, dass die Photonendichte einen Faktor zwei größer ist. In der Summe über den $0.3 \text{ mm} \times 0.4 \text{ mm}$ großen Strahl entspricht dies einer Pulsenergie von $1 \mu\text{J}$, womit sie in der gleichen Größenordnung liegt wie die im nicht-verstärkten Teil des Seed-Strahls beinhalten Energie. Der Verstärkungsprozess war demnach nicht effizient, was man auf mehrere Gründe zurück führen könnte. Zum einen ist der vom Seed-Puls tatsächlich injizierte Anteil der Pulsenergie aufgrund des kleinen räumlichen Überlapps sehr gering, so dass die Vermutung nahe liegt, dass die Photonendichte zu gering war, um mit der starken ASE des Verstärkermediums zu konkurrieren. Weiterhin könnte der Seed durch die vom Elektronendichtegradienten verursachte Brechung schon frühzeitig aus der Verstärkungszone heraus gebrochen worden sein. Eine Optimierung der Injektion war jedoch aufgrund der geringen Schusswiederholrate nur begrenzt möglich. Die leicht unterschiedlichen Positionen des Seed-Signals auf dem CCD-Chip sind auf Richtungsfluktuationen des Röntgenlasers zurückzuführen.

Anhand der gewonnenen Daten lässt sich jedoch die Lebensdauer der Besetzungsinversion im Ni-ähnlichen Silberplasma abschätzen. Die gezeigten Daten bei -1.5 ps und $+1.5 \text{ ps}$ zeigen den Übergang vom lichtundurchlässigen zum verstärkenden Medium. Dadurch lässt sich sowohl die Lebensdauer der Besetzungsinversion als auch die Pulsdauer des Röntgenlasers zu maximal 3 ps bestimmen. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Klisnick et al. [KKR⁺02], die mit nahezu identischen Pumpparametern ebenfalls einen Silber-Röntgenlaser mit einer Dauer von 2 ps mit einer Streak-Kamera nachweisen konnten. Diese gemessenen Pulsdauern sind im Vergleich zu den von Ochi et al. präsentierten 8 ps langen Silber-Röntgenlaserpulsen wesentlich größer, was jedoch auf die längere Dauer des verwendeten Hauptpulses (4.8 ps) zurückgeführt werden kann [OKH⁺04]. Wie von Dunn et al. beschrieben [DSSB04], ist die Dauer des Hauptpulses in diesem Pumpschema direkt mit der Pulsdauer des Röntgenlasers korreliert. Die bis heute kürzeste Röntgenlaserpulsdauer von 1 ps wurde von Wang et al. mit einem HH-geseedeten Ne-ähnlichen Titan-Röntgenlaser (32.6 nm) demonstriert [WBP⁺09].



(A) Rohdaten der Footprintkamera. Zu sehen ist das Strahlprofil des kollimierten Seeds sowie die ASE des Verstärkermediums.



(B) Vergrößerte Profile des Seeds zu verschiedenen Injektionszeiten und Überblick über das Zusammenspiel der vier IR Pulse mit dem Seed-Röntgenlaser.

ABBILDUNG 4.7. Resultate der ersten Butterfly-Strahlzeit.

4.1.7. Maxwell-Bloch Simulationen

Für einen qualitativen Vergleich und allgemeine Rückschlüsse auf das zeitliche Zusammenspiel zwischen Seed-Puls und Verstärkermedium wurden Simulationen mit dem eindimensionalen Maxwell-Bloch Code DeepOne durchgeführt [OZF⁺11]. Grundlage dieser Simulationen bildete ein Plasma Ne-ähnlicher Zink-Ionen, da hier, im Gegensatz zu dem im Experiment verwendeten Ni-ähnlichen Silber-Ionen, zuverlässigere Daten verfügbar waren [Gu04]. In der Simulation wurden sowohl das Seed- als auch das Verstärker-Target mit dem im Experiment verwendeten Doppelpuls gepumpt.

Der Maxwell-Bloch Code DeepOne unterscheidet zwischen zwei verschiedenen Szenarien. Im ersten werden die durch die ASE des Verstärkermediums verursachten Verluste nicht implementiert. Die Besetzungsinversion wird allein durch die vom Seed-Puls hervorgerufene stimulierte Emission verringert. In diesem Fall erhält man einen verstärkten Puls mit der maximal möglichen Pulsenergie, da die komplette im Verstärkermedium gespeicherte Energie auf den Seedpuls übertragen wird. Im zweiten Szenario werden durch ASE bedingte Verluste implementiert, welche die Effizienz des Seeding-Prozesses limitieren. Der eindimensionale Code betrachtet lediglich die zeitliche Entwicklung des gesamten resultierenden Röntgenlasersignals. Eine direkte Unterscheidung zwischen dem Energieinhalt der ASE und des Seedpulses ist daher nicht möglich. Jedoch bietet der Vergleich der zeitlichen Entwicklung in den beiden Szenarien ein Maß für die Güte des Verstärkungsprozesses. Zeigen sich hier signifikante Unterschiede, so spielt die ASE innerhalb des Verstärkungsprozesses eine nicht zu vernachlässigende Rolle, wodurch der Schluss gezogen werden kann, dass der Seeding-Prozess nicht mit maximaler Effizienz verläuft. Im gegenteiligen Fall, wenn die beiden Kurven keine oder nur geringe Abweichungen zeigen, können ASE-Effekte vernachlässigt werden und der Seeding-Prozess kann als effizient betrachtet werden. Die relative Abweichung der beiden Kurven kann daher als Maß für die Effizienz des Seeding-Prozesses herangezogen werden.

Für beide Szenarien wurden mehrere Simulationen bei verschiedenen Injektionszeiten durchgeführt. Deren allgemeiner zeitlicher Rahmen ist dabei wie folgt definiert: Der Injektionszeitpunkt bezeichnet die Zeit zwischen den Maxima des Seed-Pulses (3 ps FWHM) und des 2 ps langen IR-Hauptpulses (FWHM), der das verstärkende Medium invertiert. Die absolute Nullposition wurde hierbei so gewählt, dass das Maximum des IR-Hauptpulses bei 5 ps auf das Verstärker-Target trifft. Die relative Ankunftszeit Seed-Röntgenlaserpulses wurde zwischen 0 ps und -10 ps variiert, wobei negative Injektionszeiten dem Fall entsprechen, dass der Seed-Röntgenlaser bereits vor dem invertierenden IR-Puls am Target eintrifft. 0 ps entspricht dem gleichzeitigen Eintreffen von Seed- und Pumpimpuls.

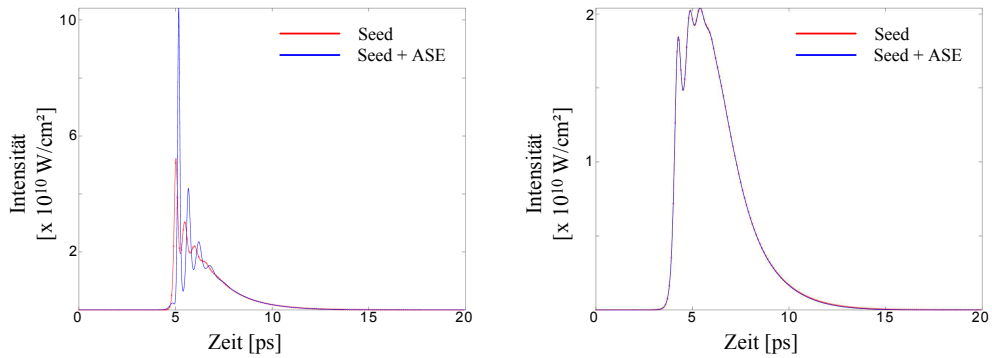
In Abb. 4.8a und Abb. 4.8b ist die zeitliche Entwicklung des verstärkten Seed-Röntgenlasers für eine Injektionszeit von 0 ps und -2 ps gezeigt. Dabei entsprechen die roten Kurven dem ersten Szenario, in welchem nur der Seed-Puls und nicht die ASE als Verlustkanal berücksichtigt wurde. Die in blau dargestellte Entwicklung spiegelt das zweite Szenario wider, in welchem die ASE des Verstärker-

mediums implementiert ist. In Abb. 4.8a zeigen sich zwischen den beiden Szenarien deutliche Unterschiede im zeitlichen Verlauf des resultierenden Röntgenlaserpulses. Dies erlaubt den Schluss, dass ein signifikanter Anteil der im Verstärkermedium eingetragenen Energie durch ASE verloren ging. Der Verstärkungsprozess war daher zu diesem Injektionszeitpunkt nicht effizient. Beim früheren Eintreffen des Seed-Pulses fällt der Unterschied zwischen den beiden Szenarien kleiner aus (vgl. Abb. 4.8b). Hier tritt die Verstärkung des Seed-Röntgenlasers ein noch bevor sich die ASE entwickeln kann. Um den optimalen Injektionszeitpunkt zu bestimmen, wurde für verschiedene Injektionszeiten zwischen 0 ps und -10 ps die Standardabweichung σ der zeitlichen Profile in den beiden Szenarien berechnet, vgl. Abb. 4.8c. Das hierbei gefundene Minimum bei -2 ps entspricht dem in Abb. 4.8b dargestellten Fall. Für diese Injektionszeit spielt die ASE die geringste Rolle, der Verstärkungsprozess ist demnach hier am effizientesten. Ein wesentlicher Punkt, der von experimenteller Seite aus verbessert werden könnte, ist die Synchronisation zwischen Seedpuls und IR-Puls auf einer absoluten Zeitskala mit einer Unsicherheit von unter 1 ps. Hierdurch würde ein direkter Vergleich zwischen Simulation und Experiment wesentlich erleichtert.

Abschließend sei angemerkt, dass die maximal erreichte Intensität bei -2 ps geringer ist als im Falle des gleichzeitigen Eintreffens von Seed und Pumpimpuls (0 ps). Auch die Gesamtenergie des Röntgenlaserpulses von $1.6 \mu\text{J}$ ist mit der resultierenden Pulsenergie bei 0 ps durchaus vergleichbar. Dennoch beschreibt das zeitliche Profil in Abb. 4.8b den optimalen Injektionszeitpunkt, da bei einem erfolgreichen Verstärkungsprozess die gesamte Pulsenergie in dem räumlich sehr gut definierten Strahl des niedrig-divergenten Seedpulses untergebracht ist. Dieser wesentliche Aspekt kann in einem eindimensionalen Maxwell-Bloch Code nicht berücksichtigt werden, und findet sich daher auch in den in Abb. 4.8a-4.8b gezeigten zeitlichen Profilen nicht wieder.

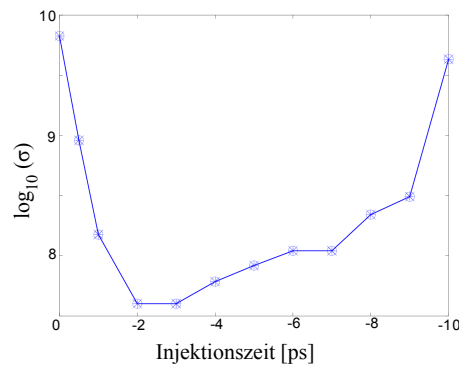
4.1.8. Zusammenfassung

Im Rahmen dieses Experiments gelang es, den zeitlichen Verlauf der Besetzungsinversion eines Silberplasmas zu bestimmen. Von experimenteller Seite wurden sowohl die erwarteten Vorteile der verwendeten Pumpgeometrie als auch das Injektionsmodell verifiziert. In Folge wurde dem Plasma Physics Advisory Committee der GSI ein Antrag für ein Wiederholungsexperiment vorgelegt, welches im April und Mai 2012 durchgeführt wurde und im folgenden Kapitel beschrieben ist.



(A) Zeitliche Entwicklung des Röntgenlasersignals, Injektionszeitpunkt 0 ps.

(B) Zeitliche Entwicklung des Röntgenlasersignals, Injektionszeitpunkt -2 ps.



(C) Standardabweichung σ zwischen den resultierenden Signalen der beiden Szenarien, aufgetragen gegen verschiedene Injektionszeiten.

ABBILDUNG 4.8. Zusammenfassung der Ergebnisse der Maxwell-Bloch Simulationen, nach [EOA⁺12].

4.2. Molybdän-Röntgenlaser - April/Mai 2012

In dem Nachfolgeexperiment sollte, aufbauend auf den gewonnenen Ergebnissen, vor allem die Effizienz der Verstärkung erhöht werden. Hierfür wurden zwei wesentliche Aspekte des ursprünglichen experimentellen Konzepts geändert. Zum einen wurde als Targetmaterial Molybdän (18.9 nm) gewählt, da aufgrund der geringeren Anforderung an die Pumpenergie der Betrieb des Röntgenlasers bereits mit dem PHELIX Vorverstärker möglich ist. Hierdurch konnte das Experiment mit einer im Vergleich zum vorherigen Experiment wesentlich höheren Pulswiederholrate von einem Schuss alle zwei Minuten durchgeführt werden. Die Einschränkung auf die Vorverstärkerstufe hatte weiterhin den Vorteil, dass das Experiment in dem kleineren X-ray Labor durchgeführt werden konnte. Aufgrund des niedrigeren Leistungsbereichs von bis zu 15 TW, welcher im X-ray Labor verfügbar ist, befindet sich die vollständige Strahlführung zur Targetkammer inklusive dem Pulskompressor an Luft. Dies ermöglichte den einfachen Aufbau des für dieses Experiment benötigten zweiten Strahlengangs und der dazugehörigen Diagnosesysteme.

Des Weiteren bestand zum Zeitpunkt der Durchführung des Experiments, bedingt durch die Inbetriebnahme eines neuen Timing-Systems des PHELIX Lasers, die Möglichkeit den Puls des ns-Frontends gleichzeitig mit dem (Doppel-)Puls des fs-Frontends in den Vorverstärker zu injizieren. Kombiniert mit der „Doppelstrahl“-Option eröffnete dies die Möglichkeit, eine identische Serie von drei kollinearen Pulsen in zwei individuellen Strahlen zu erzeugen. Der Puls des ns-Frontends kann dadurch als ein weiterer Vorpuls in den Erzeugungsmechanismus des Röntgenlasers implementiert werden. Der hierdurch gewonnene zusätzliche Freiheitsgrad ermöglicht es, das vom Hauptpuls zu invertierende Plasma weiter zu modifizieren. Simulationen zufolge lässt sich dadurch eine höhere Konversionseffizienz erzielen [JK10]. In bisherigen Experimenten, welche auf der Verwendung von drei Pulsen beruhten, wurde bislang vorwiegend eine Verbesserung des räumlichen Strahlprofils durch den dritten Puls nachgewiesen [CKR⁺07] oder ein positiver Effekt auf die Lebensdauer des Targets festgestellt [HGZ⁺12]. Eine Verbesserung in der Konversionseffizienz konnte nur in Experimenten nachgewiesen werden, in denen die zur Verfügung stehende Pumpenergie gerade ausreichend war den Röntgenlaser zu pumpen [Bal13], [Urs13].

Im Rahmen eines Seeding-Experiments bietet sich, wie im vorherigen Abschnitt bereits gezeigt, die interessante Möglichkeit, mit (Sub-)Picosekundenauflösung die zeitliche Entwicklung eines Röntgenlasermediums zu untersuchen. Durch die einfache Implementierung des dritten Pulses eignet sich der im Folgenden näher vorgestellte Aufbau daher ausgezeichnet, um dessen Einfluss auf die Eigenschaften des Röntgenlasers zu untersuchen. Dies war, zusammen mit der Optimierung der Röntgenlaserquelle hin zu höheren Pulsenergien und höherer Brillanz, die Zielsetzung dieses Experiments.

4.2.1. Anforderungen an das Lasersystem

Der im ersten Experiment verwendete Aufbau am Vorverstärkertisch (vgl. Abb. 4.1) musste für dieses Experiment so angepasst werden, dass die Pulse des ns- und fs-Frontends kombiniert werden konnten. Hierfür wurde ein einfacher Strahlteiler verwendet. Durch den an dieser Stelle unumgänglichen Energieverlust wurde auf den zusätzlichen Einsatz der Wellenplatte und des Polarisators verzichtet, da dies zu einer weiteren, signifikanten Reduktion der in den Vorverstärker injizierten Pulsenergie geführt hätte. Somit entfiel in diesem Aufbau die Option, das Energieverhältnis zwischen oberem und unterem Strahl regulieren zu können. Weiterhin wurde die Verzögerungsstrecke, welche zur zeitlichen Abstimmung der beiden Strahlen benötigt wurde, auf dem Kompressortisch des X-ray Labors aufgebaut. Der Vorverstärker lieferte in dieser Konfiguration zwei vertikal um 5.5 mm getrennte, quadratische Strahlen mit einer Kantenlänge von 20 mm. Die zeitliche Abfolge der Pulse war, wie bereits im Vorgängerexperiment, in beiden Strahlen identisch.

Im X-ray Labor durchliefen beide Strahlen zusammen den Pulskompressor bevor sie dem Experiment zur Verfügung standen, vgl. Abb. 4.9. Die Transmission zwischen dem Ausgang des Vorverstärkers und dem Eingang der Targetkammer lag, vorwiegend aufgrund der Verluste durch die vierfache Reflektion am Goldgitter des Kompressors, bei 60%. Nach der Kompression wurden die beiden Strahlen, welche nach wie vor übereinander angeordnet waren, mit Hilfe eines rechteckigen Spiegels (R) getrennt. Beide Strahlen wurden über Periskope bereits auf dem Kompressortisch auf die finale Strahlhöhe in der Targetkammer einjustiert, um den Aufbau in der Kammer selbst so kompakt wie möglich gestalten zu können. Die bereits erwähnte Verzögerungsstrecke (V) wurde in den Strahlengang eingebaut, der den Seed-Röntgenlaser pumpte. Die erreichte zeitliche Auflösung dieser Anordnung lag deutlich unter einer Picosekunde.

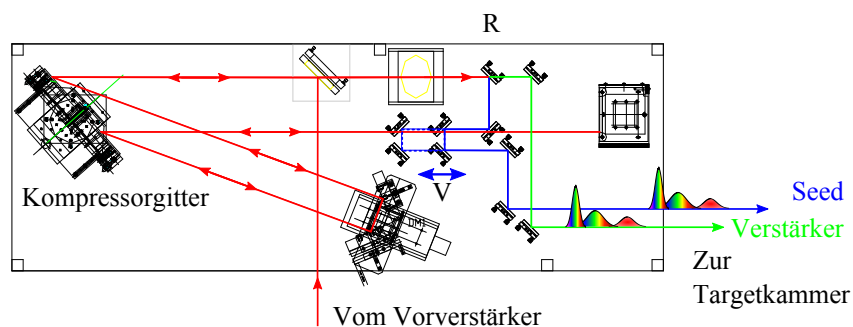


ABBILDUNG 4.9. Skizze des Aufbaus auf dem Kompressortisch des X-ray Labors. Kompression und Trennung der beiden Strahlen.

4.2.2. Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau innerhalb der Targetkammer, dargestellt in Abb. 4.10, gestaltete sich äußerst kompakt. Zur Fokussierung wurden zwei sphärische Spiegel mit 3" Durchmesser und Brennweiten von 12" verwendet. Mit dem für Molybdän geeigneten GRIP-Winkel von 25° [Zie07] und der Strahlgröße von 20 mm ergaben

die mit Optica durchgeführten Raytracing-Simulationen eine Linienfokuslänge von nur 2.5 mm. Anhand der bisherigen Erfahrungen war abzusehen, dass diese Länge nicht ausreichen würde, um einen Röntgenlaser in Sättigung betreiben zu können. Auch aufgrund der zu erwartenden Divergenz eines durch einen derart kurzen Linienfokus gepumpten Röntgenlasers musste der für das Pumpen des Seeds verwendete Strahl mit einem Teleskop vergrößert werden. Die letztlich im Experiment verwendeten Maße des Linienfokus für das Seed-Target (bzw. Verstärker-Medium) betragen $5 \text{ mm} \times 90 \text{ }\mu\text{m}$ (bzw. $2.5 \text{ mm} \times 220 \text{ }\mu\text{m}$). Zur Vermessung der Linienfoki wurden diese anhand eines Achromaten auf eine CCD-Kamera außerhalb der Targetkammer abgebildet. Des Weiteren wurde eine TV-Kamera im Inneren der Targetkammer installiert, um die erste Justage durchzuführen.

Die Pumpenergie jedes Strahls betrug bei alleiniger Verwendung des fs-Frontends 300 mJ auf dem Target, was für den Seed Pumpintensitäten von $8 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ für den Vorpuls und $2 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ für den Hauptpuls ergab. Das als Verstärker dienende Medium wurde mit $7 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ (Vorpuls) und $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ (Hauptpuls) gepumpt. Die zusätzlichen Pulse des ns-Frontends wurden mit einer Gesamtenergie von bis zu 500 mJ verwendet. Zusammen mit der Pulsdauer von 1.5 ns entspricht dies einer Intensität von $2.2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ für das Seed-Target und $1.8 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ für das Verstärkermedium.

Zur Injektion des Seed-Röntgenlasers in das Verstärkermedium wurde das Konzept des vorhergehenden Experiments verwendet. Ein sphärischer XUV-Spiegel mit einer reflektierenden Beschichtung für 18.9 nm unter 0° und einer Brennweite von 120 mm wurde mit Hilfe von Laserdioden im Abstand von $\Delta x = 275 \text{ mm}$ zum Target positioniert. Dieser Abstand definierte die Zeitdifferenz der beiden Pumpstrahlen. Um das gleichzeitige Eintreffen des Seed-Röntgenlasers mit dem Hauptpuls, welcher das Verstärkermedium invertiert, zu erreichen, musste der Laufzeitunterschied der Pumpstrahlen mit Hilfe der Verzögerungsstrecke auf $\Delta t = 2\Delta x/c = 1835 \text{ ps}$ eingestellt werden. Hierfür wurde an der Stelle des Targets eine Photodiode mit schneller Anstiegszeit installiert (New Focus 1454) und das Signal der beiden Strahlen mit Hilfe eines 12 GHz Oszilloskops ausgelesen. Wie im Vorgängerexperiment lag die mit dieser Methode erreichte Genauigkeit bei $\pm 15 \text{ ps}$. Der räumliche Überlapp zwischen Seed und Verstärkermedium lag in diesem Aufbau zwischen 1% und 2%.

Zur Detektion der Röntgenlasersignale wurde erneut eine 16-bit CCD-Kamera (XUV CCD, Andor DX 434-BN) installiert. Zur Abschirmung von Streulicht wurde eine 200 nm dicke Aluminiumfolie direkt vor dem CCD-Chip montiert. Ein vor der Kamera installierter XUV-Spiegel mit einer Beschichtung für 18.9 nm unter 45° diente sowohl als spektraler Filter als auch zur genauen Justage des Röntgenlasers auf den CCD-Chip. Zusätzlich wurde ein Filterrad installiert, ausgestattet mit Aluminiumfiltern verschiedener Dicken zwischen 200 nm und $5 \text{ }\mu\text{m}$. Diese konnten benutzt werden, um die Signalstärke des Röntgenlasers an den dynamischen Bereich der CCD-Kamera anzupassen.

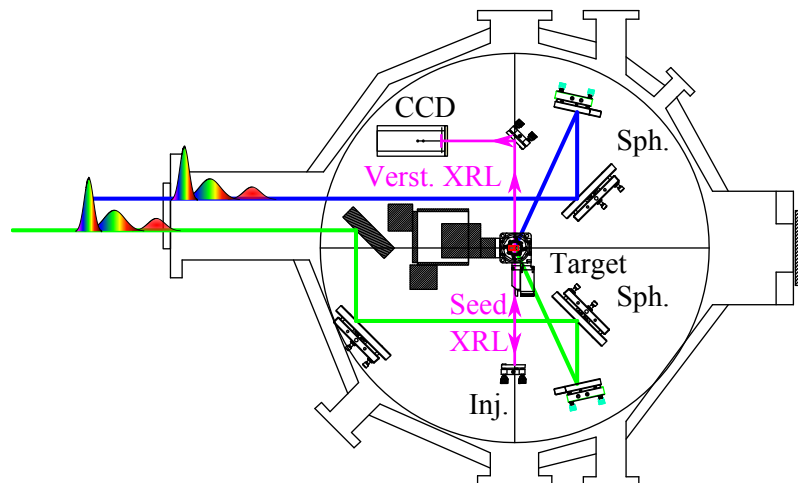


ABBILDUNG 4.10. Aufbau des Butterfly-Setups in der X-ray Labor Targetkammer. Sph: Sphärischer Spiegel. Inj: Multilayerspiegel zur Injektion des Seed-Röntgenlasers.

4.2.3. Überblick und Messung der Pumpparameter

Der Großteil der bereits in Abschnitt 4.1.5 vorgestellten Pumpparameter sind auch in diesem Experiment von Relevanz, vgl. Abb. 4.11. Ausnahmen bilden das Energieverhältnis zwischen den beiden Pumpstrahlen, dass für dieses Experiment wie bereits erwähnt auf 50%-50% fixiert war, sowie die durch den dritten Puls des ns-Frontends gewonnenen Freiheitsgrade. Die Energie des ns-Frontends (R_2) konnte anhand der dort fest installierten Diagnosemittel stufenlos zwischen 0 mJ und 500 mJ geregelt werden, während die Dauer des Pulses zwischen 1.5 ns und ca. 15 ns variiert werden konnte. Der zeitliche Abstand des Pulses τ_2 , bezogen auf das Maximum des Hauptpulses, wurde anhand einer Photodiode und eines Oszilloskops überwacht. Diese wurden nach dem Pulskompressor im X-ray Labor installiert. Als Messsignal diente die Transmission eines HR-Spiegels. Variiert wurde die Zeit zwischen ns- und fs-Frontend-Pulsen anhand eines als Teil des PHELIX-Timingsystems fest installierten Delaygenerators (SRS DG645).

Die übrigen Parameter, wie die Dauer sowie der zeitliche Abstand τ_1 und das Energieverhältnis R_1 zwischen den beiden Pulsen des fs-Frontends, wurden wie im letzten Experiment gemessen und angepasst.

4.2.4. Durchführung und Ergebnisse

Die einwöchige Messzeit wurde in zwei Phasen aufgeteilt. In der ersten Phase galt es, die im Vorjahr mit Silber als Targetmaterial erhaltenen Ergebnisse mit Molybdän zu reproduzieren. Im zweiten Abschnitt wurde der Puls des ns-Frontends mit hinzugenommen und dessen Einfluss auf die Erzeugung des Röntgenlasers untersucht. In Analogie zu dem Akronym DGRIP (double-pulse grazing incidence pumping) wird dieses Pumpschema TGRIP (triple-pulse grazing incidence pumping) bezeichnet. Bei den im Folgenden präsentierten Timing-Messreihen wurde der durch die Photodiodenmessung ermittelte optimale Zeitunterschied von 1835 ps als Nullpunkt gewählt. Wiederum ist die Interpretation der absoluten Zeitwerte aufgrund der großen

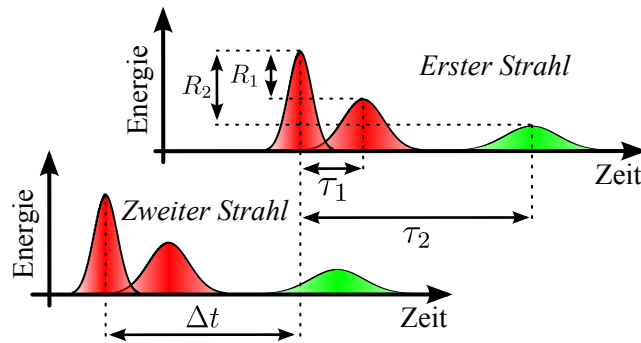


ABBILDUNG 4.11. Überblick der verschiedenen Pumpparameter. Die in grün dargestellten Pulse des ns-Frontends treffen zuerst auf das Target, gefolgt von den durch das Mach-Zehnder Interferometer erzeugten Doppelpulsen des fs-Frontends. Die einzelnen Pulsdauern sind aus Gründen der Übersicht nicht explizit hervorgehoben.

Messunsicherheit bei der Bestimmung dieses Wertes nicht möglich, lediglich die relativen Zeitabstände sind aussagekräftig.

Seeding im DGRIP-Schema

Zur zeitlichen Synchronisation zwischen dem Seed-Röntgenlaser und der Lebensdauer des Verstärkermediums wurde eine Timing-Messreihe durchgeführt. Die dabei verwendeten Pumpparameter waren die folgenden: Die Dauer der beiden um 225 ps verzögerten Pulse betrug 200 ps für den Vor- und 3 ps für den Hauptpuls. Die gesamte zur Verfügung stehende IR-Pumpenergie lag bei 600 mJ, welche sich zu gleichen Teilen auf die beiden Strahlen aufteilte. Innerhalb der Strahlen betrug das Energieverhältnis zwischen Vor- und Hauptpuls 25%-75%. Diese Parameter wurden vorab in einer separaten Messreihe zur Optimierung des Seed-Röntgenlasers bestimmt.

Die mit der Footprint-Kamera aufgenommenen Ergebnisse der Timing-Messreihe, anhand derer die zeitliche Entwicklung der im GRIP-Schema gepumpten Verstärkungszone nachvollziehbar ist, sind in Abb. 4.12 dargestellt. In Schritten von 1 ps wurden die Größenverhältnisse des Mediums und die Verstärkung selbst über einen Zeitraum von 12 ps vermessen. Für die Kalibration der räumlichen Koordinaten wurde ein Draht von 50 μm Durchmesser an einer Stelle des Targethalters montiert. Anhand der Größe des Drahtschattens im Strahlprofil des Seed-Röntgenlasers erfolgte die Umrechnung zwischen Pixeln und Mikrometern. Die verwendete Farbskala ist für alle der acht dargestellten Footprint-Aufnahmen gleich und entspricht den mit den jeweiligen Filtertransmissionen multiplizierten Counts der CCD-Kamera.

Deutlich zu erkennen ist die räumliche Entwicklung der Verstärkungszone in der Richtung senkrecht zur Targetoberfläche (x -Richtung bzw. Hor), vgl. Abb. 4.13a. Zu Beginn bildet sich eine knapp 50 μm große Verstärkungszone im Abstand von ca. 40 μm zum Target aus. Innerhalb der nächsten 4 ps - 5 ps dehnt diese sich bis zu ihrer maximalen Größe von etwa 170 μm weiter aus, wobei die Distanz zwischen dem Beginn der Verstärkungszone und der Targetoberfläche nahezu konstant

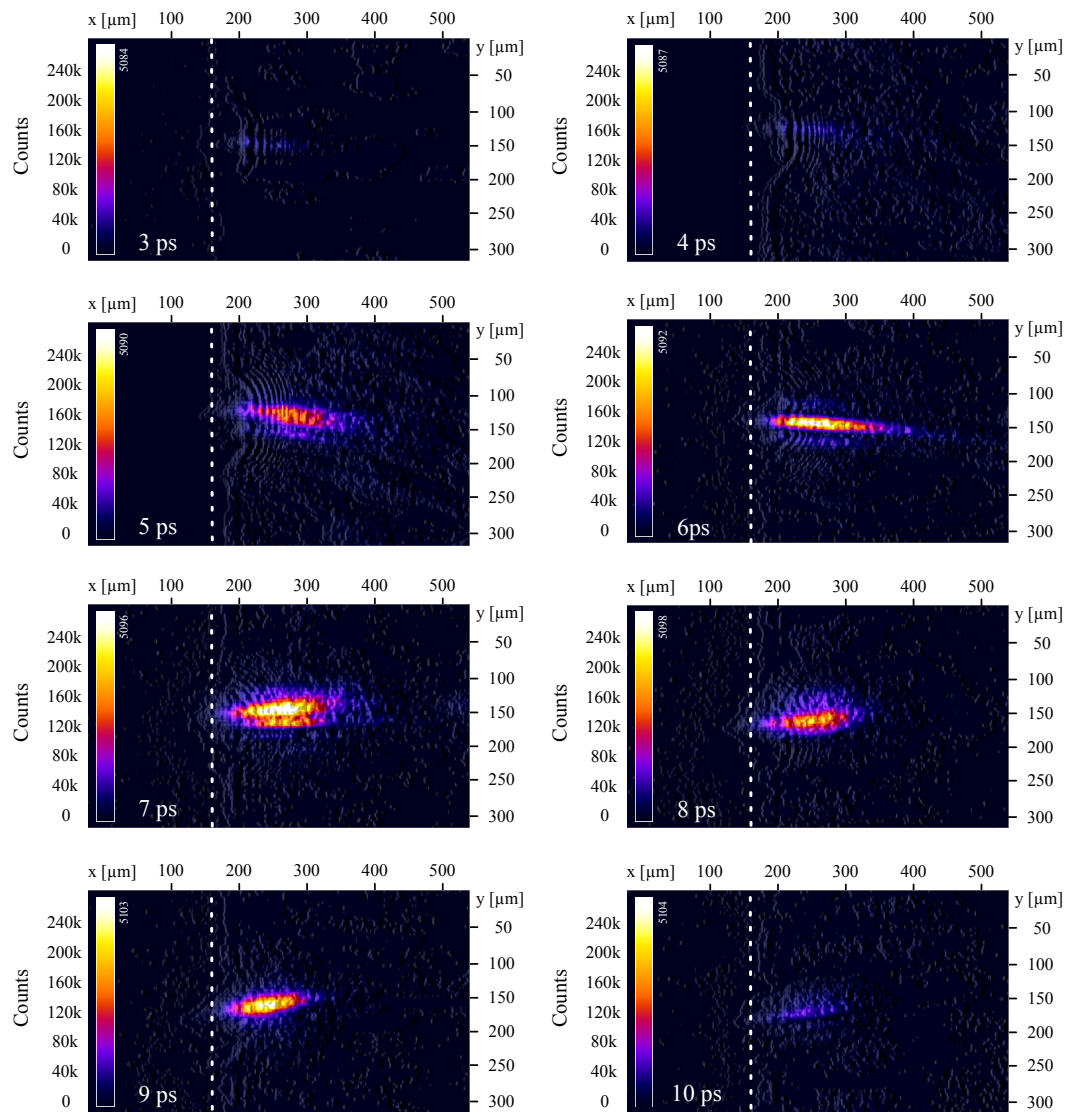
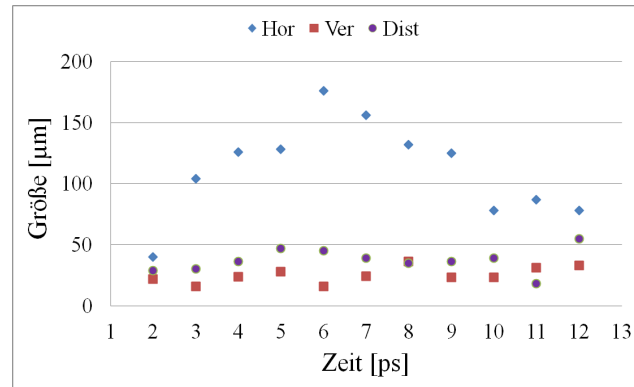


ABBILDUNG 4.12. Zeitliche Entwicklung des verstärkten Seed-Röntgenlasers im DGRIP-Schema.

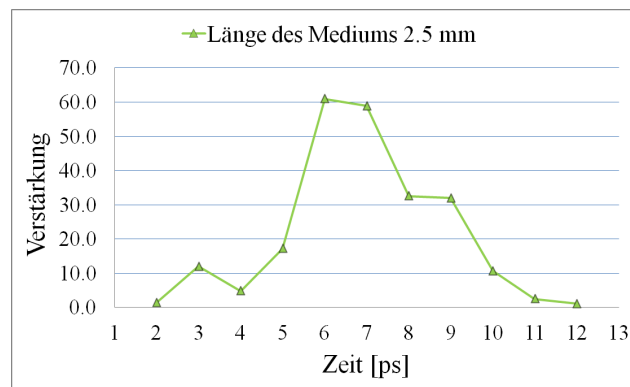
bleibt. Wie erwartet bleibt auch die vertikale Ausdehnung der Zone konstant, welche durch die Breite des Linienfokus definiert wird. Auffallend ist jedoch, dass diese mit $30\ \mu\text{m}$ wesentlich kleiner ausfällt als die Linienfokusbreite von $220\ \mu\text{m}$. Dies kann als Indiz interpretiert werden, dass die im Pumpstrahl gelieferte Energie nicht ausreichend war, um das Plasma über ein größeres räumliches Volumen zu invertieren. Da der PHELIX Vorverstärker für diese Messreihe schon mit seiner maximalen Ausgangsenergie betrieben wurde, ließ sich dieser Ansatz, eine höhere Pulsenergie des Röntgenlasers zu erzielen, jedoch nicht weiter verfolgen.

An der Stelle der größten Ausdehnung (6 ps) wird gleichzeitig auch das Maximum der Verstärkung um einen Faktor von 60 erreicht, s. Abb. 4.13b. Diese ist hier definiert als das Verhältnis zwischen der Photonendichte des verstärkten und unverstärkten Seed-Röntgenlasers. Hierbei sei angemerkt, dass der unverstärkte Teil des Seed-Pulses auf den in Abb. 4.12 dargestellten Footprint-Aufnahmen nur bei geeignetem Kontrast erkennbar wird. Anhand der Halbwertsbreite der Verstärkungs-

kurve lässt sich die Lebensdauer der Verstärkung und somit eine obere Grenze der Pulsdauer des Röntgenlasers von 3 ps ablesen. Die Energie des verstärkten Röntgenlasers am Maximum beträgt 90 nJ, was mit der Energie des gesamten Seed-Röntgenlasers vergleichbar ist und bezogen auf die Pumpenergie von 600 mJ einer Konversionseffizienz von 1.5×10^{-7} entspricht. Der verstärkte Puls verfügt jedoch, im Gegensatz zum Seed-Puls, über ein hervorragend homogenes Strahlprofil und eine geringe Divergenz von $4 \text{ mrad} \times 0.5 \text{ mrad}$.



(A) Zeitliche Entwicklung der horizontalen (Hor) und vertikalen (Ver) Größe (FWHM) der Verstärkungszone sowie deren Abstand zur Targetoberfläche (Dist).



(B) Zeitliche Entwicklung des Verstärkungsfaktors.

ABBILDUNG 4.13. Quantitative Analyse der Timing-Messreihe aus Abb. 4.12.

Das TGRIP-Schema

Zur Charakterisierung der mit dem dritten Puls einhergehenden Effekte wurde bereits im März 2012 zunächst eine vom Seeding-Aufbau unabhängige Messreihe durchgeführt, in welcher ein einzelnes Target verwendet wurde (single-target Geometrie). Im DGRIP-Schema ist der kritischste Pumpparameter bei der Erzeugung von Röntgenlasern der zeitliche Abstand zwischen Vor- und Hauptpuls. Daher wurde mit der Hinzunahme des dritten Pulses zunächst das Timing zwischen den drei Pulsen bei konstanten Energieverhältnissen untersucht. Im Folgenden wird dabei der Puls des ns-Frontends als ns-Puls bezeichnet, während die beiden darauf folgenden Pulse des fs-Frontends weiter mit Vor- und Hauptpuls benannt werden. Für die ersten Messreihen wurde für verschiedene Vor- und Hauptpuls-Konfigurationen der zeitliche Abstand zwischen ns-Puls und Hauptpuls zwischen 5 ns und 0.5 ns in Schritten von 0.5 ns variiert. Es zeigte sich dabei, dass der dritte Puls sich dabei vornehmlich auf das räumliche Profil des Röntgenlasers auswirkte. Für zeitliche Abstände > 3 ns führte der dritte Puls zu einer nahezu vollständigen Zerstörung des Röntgenlaserprofils. Im Bereich zwischen 2 ns und 3 ns ließ sich jedoch ein Übergang zu einem vergleichsweise homogenen und symmetrischen Profil beobachten. Für zeitliche Abstände < 2 ns nahmen die Strahlprofile die aus dem DGRIP-Schema bekannte Form an.

Das Maximum der Pulsenergie des TGRIP-Röntgenlasers wurde mit der im DGRIP-Schema verwendeten Doppelpulskonfiguration (Energieverhältnis 25%-75%, 225 ps Verzögerung, 600 mJ) und einem 3 ns vor dem Hauptpuls eintreffenden ns-Puls von 500 mJ und 1.5 ns Dauer erzielt. Vergleichbar mit den im DGRIP-Schema erzielten Ergebnissen lag diese Energie bei 300 nJ. Durch die mit dem dritten Puls zusätzlich eingebrachte Pumpenergie fällt die Effizienz des TGRIP-Schemas (2.7×10^{-7}) im Vergleich zu DGRIP (5×10^{-7}) damit geringer aus. Im Rahmen des untersuchten Parameterraums konnte somit lediglich ein positiver Effekt auf das Strahlprofil durch den dritten Puls festgestellt werden. Der im DGRIP-Schema erzeugte Röntgenlaser wies ein auffallend asymmetrisches Profil von $30 \text{ mrad} \times 8 \text{ mrad}$ auf, welches durch den Einsatz des dritten Pulses auf $15 \text{ mrad} \times 15 \text{ mrad}$ verbessert wurde (vgl. Abb. 4.16b und 4.16c).

Seeding im TGRIP-Schema

Mit den im vorherigen Abschnitt beschriebenen, optimierten Parametern wurde eine Timing-Messreihe im TGRIP-Schema aufgenommen. Analog zur Vorgehensweise im DGRIP-Schema wurde der Injektionszeitpunkt des Seed-Pulses relativ zum Hauptpuls des Verstärkermediums variiert. Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass aufgrund des verwendeten Aufbaus am PHELIX Vorverstärker sowohl der Seed als auch das Verstärkermedium mit drei Pulsen gepumpt wurden. In Abb. 4.14 ist das Ergebnis der Timing-Messreihe dargestellt, in denen sich signifikante Unterschiede im Vergleich zum DGRIP-Seeding widerspiegeln.

Besonders hervorstechend ist die unterschiedliche räumliche Entwicklung der Verstärkungszone. Während diese in DGRIP, in Übereinstimmung mit Simulationsergebnissen hydrodynamischer Codes [OZV⁺10], in der Richtung senkrecht zum Target mit der Zeit zunächst expandiert und anschließend stagniert, bleibt Größe

und Position der Verstärkungszone in TGRIP konstant (vgl. Abb. 4.14a, 4.14b, 4.14c). In einzelnen Footprint-Aufnahmen war zu erkennen, dass der verstärkte Seed-Röntgenlaser etwas unterhalb des eigentlichen Verstärkermediums lag, was das stationäre Verhalten der Verstärkungszone erklären würde. Diese Situation konnte jedoch weder durch Variation der Linienfokuspositionen noch durch Bewegung des Injektionsspiegels verbessert werden.

Im Rahmen des Timing-Scans nahm lediglich die Verstärkung selbst zu, wie in Abb. 4.14d anhand der resultierenden Pulsenergie dargestellt. Am Maximum wurden Röntgenlaserpulse von 240 nJ erzeugt, was die in DGRIP erhaltene maximale Pulsenergie von 90 nJ deutlich übertrifft. Aufgrund der durch den dritten Puls eingebrachten Pumpenergie ist die TGRIP-Konversionseffizienz mit $240 \text{ nJ} / 1100 \text{ mJ} = 2 \times 10^{-7}$ vergleichbar mit den Resultaten der DGRIP-Serie. Die Halbwertsbreite der Timing-Kurve von 5 ps kann wieder als Maß für die Lebensdauer der Verstärkung und obere Grenze der Pulsdauer interpretiert werden. Sie ist deutlich größer als die in DGRIP beobachtete Lebensdauer von 3 ps. Damit zeigt sich ein starker Einfluss des dritten Pulses auf die Plasmadynamik. Eine genauere theoretische Beschreibung dieses Sachverhalts steht noch aus.

Der verstärkte TGRIP-Röntgenpuls weist ein symmetrisches Strahlprofil von $2 \text{ mrad} \times 2 \text{ mrad}$ auf. Dieses runde Strahlprofil ist für Anwendungen wie dem ESR-Spektroskopieexperiment von Vorteil, da hier ein optimaler Überlapp des Röntgenlasers mit dem Ionenstrahl angestrebt wird.

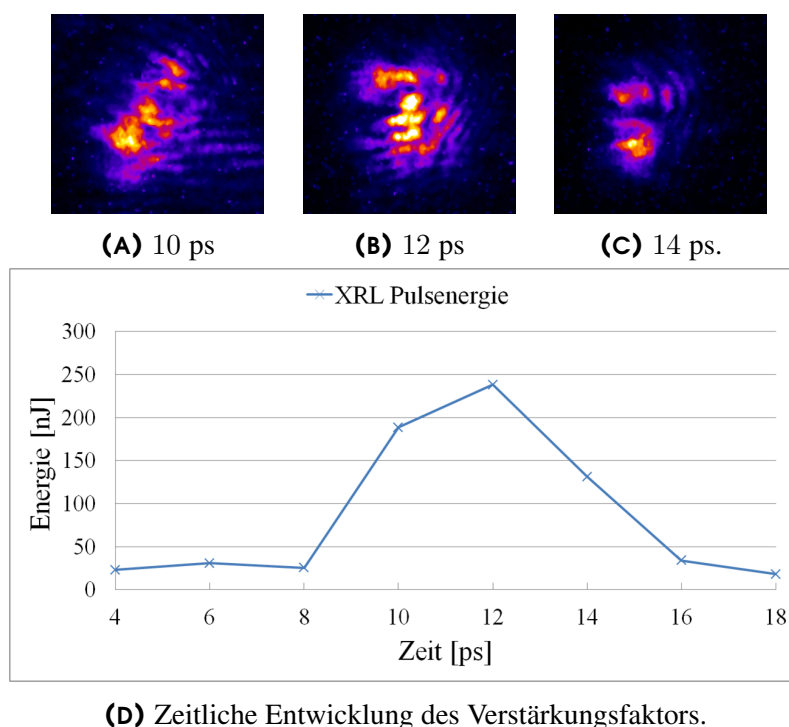
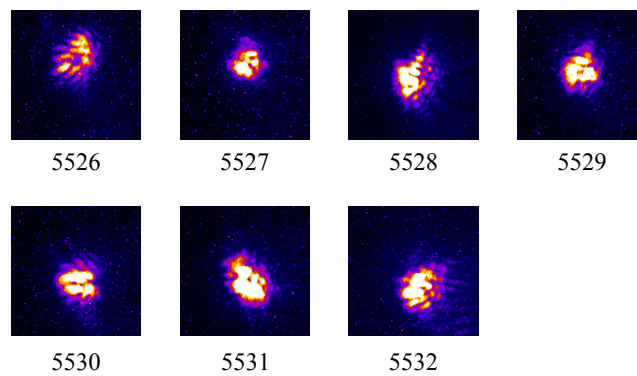


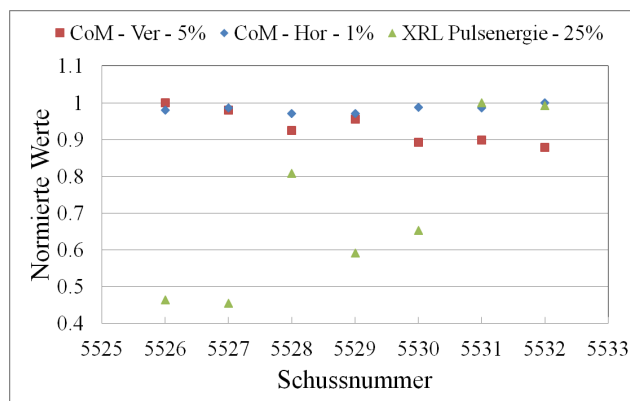
ABBILDUNG 4.14. Analyse der TGRIP-Timing-Messreihe. Die exemplarischen Strahlprofile bei 10 ps, 12 ps und 14 ps weisen eine Divergenz von $4 \text{ mrad} \times 4 \text{ mrad}$ vor.

Zur Charakterisierung der statistischen Schwankungen, denen der Röntgenlaser unterliegt, wurde eine Serie von sieben aufeinanderfolgenden Schüssen auf die gleiche

Targetposition aufgenommen, vgl. Abb. 4.15a. Homogenität, Größe und die auffallend kleine Divergenz von $2 \text{ mrad} \times 2 \text{ mrad}$ der erhaltenen Strahlprofile sind über die Messreihe hinweg bemerkenswert stabil. Die Strahlposition in der Horizontalen unterliegt nur einer Standardabweichung von 1%. In der vertikalen Richtung zeigt sich eine Bewegung hin zu niedrigeren Positionen auf dem Detektor. Diese Drift spiegelt sich in der größeren Standardabweichung von 5% wieder, und ist entweder mechanischen Ursprungs oder auf das thermische Driften des Pumplasers zurückzuführen. Die große Variation der Pulsenergie des Röntgenlasers hängt mit der Verwendung einer neuen Targetposition zusammen. Schon in vorherigen Experimenten zeigte sich stets, dass eine bislang unberührte Targetoberfläche erst mit einigen Schüssen des Pumplasers präpariert werden muss, bevor der stabile Betrieb eines Röntgenlasers möglich ist. Dies ist auf Verunreinigungen und Unebenheiten der Targetoberfläche zurückzuführen, die nach einigen Laserschüssen durch Ablation beseitigt werden.



(A) Symmetrische Strahlprofile des in TGRIP betriebenen Röntgenlasers. Gezeigt sind sieben direkt aufeinanderfolgende Schüsse. Divergenz $2 \text{ mrad} \times 2 \text{ mrad}$, Pulsenergie ca. 240 nJ.



(B) Quantitative Darstellung der statistischen Schwankungen der Position (CoM-Vertikal und CoM-Horizontal) und Pulsenergie. Die Abkürzung CoM steht dabei für center of mass.

ABBILDUNG 4.15. Sieben direkt nacheinander ausgeführte TGRIP-Röntgenlaserschüsse.

4.2.5. Zusammenfassung

Im Rahmen der in diesem Abschnitt beschriebenen Experimente wurde die Butterfly-Geometrie in Kombination mit zwei verschiedenen Pumpmechanismen (DGRIP, TGRIP) erfolgreich eingesetzt. Die Lebensdauer der Verstärkung in einem auf Ni-ähnlichen Molybdänionen basierenden Röntgenlaser-Plasma wurde für beide Schemata bestimmt, wobei sich zeigte, dass die Verwendung des dritten Pumpulses zu einer Vergrößerung der Lebensdauer von 3 ps auf 5 ps führte.

Die im DGRIP-Schema aufgenommenen Messreihen zeigten die zeitliche Entwicklung der Verstärkungszonengeometrie (Größe, Position relativ zur Targetoberfläche). Die maximale Energie der verstärkten Röntgenlaserpulse betrug 90 nJ, entsprechend einer Konversionseffizienz von 1.5×10^{-7} . Der Röntgenlaserstrahl wies dabei eine sehr geringe Divergenz von $4 \text{ mrad} \times 0.5 \text{ mrad}$ auf, wobei die räumliche Intensitätsverteilung des Strahlprofils sich bemerkenswert homogen zeigte. Bezüglich der Strahlqualität übertraf der verstärkte Röntgenlaserpuls somit den ursprünglich injizierten Seed-Röntgenlaser, welcher jedoch mit bis zu 130 nJ über eine höhere Pulsenergie verfügte. Bezüglich der Pulsenergien war der beobachtete Verstärkungsprozess demnach ineffizient, was auf zwei Faktoren zurückgeführt werden kann. Zum einen war der räumliche Überlapp zwischen Seed-Strahl und Verstärkungszone im Bereich von nur 1%-2%. Diese Herangehensweise wurde aufgrund einer sehr vorsichtigen Abschätzung der Fluktuationen des Seed-Röntgenlasers sowie der Berücksichtigung der limitierten Pulswiederholrate des PHELIX Vorverstärkers gewählt. Durch die im Experiment tatsächlich beobachtete Stabilität des Systems und die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse ist dies ein Punkt, der sich in weiteren Experimenten optimieren ließe. Als zweiter möglicher Faktor, welcher den Verstärkungsprozess limitiert haben könnte, kam die maximal zur Verfügung stehende Pumpenergie in Frage. Dieser Aspekt spiegelte sich in der im Vergleich zur Breite des Linienfokus sehr klein ausgefallenen vertikalen Ausdehnung der Verstärkungszone wider. Dies legte die Vermutung nahe, dass nur ein geringer Teil des zweiten Plasmas tatsächlich invertiert wurde. Dieser Problematik kann man in weiteren Experimenten durch die Verwendung eines Targetmaterials mit niedrigerer Kernladungszahl begegnen, da die benötigte Pumpenergie zu geringeren Kernladungszahlen sehr stark abfällt [NSJ08]. Weiterhin wären in diesem Kontext Messungen zur Sättigung des Röntgenlaserpulses interessant. Durch die Verwendung von Targets verschiedener Länge ließe sich feststellen, ob der resultierende, verstärkte Röntgenlaser bereits in Sättigung betrieben wurde, vgl. Abschnitt 2.4. Sollte dies der Fall gewesen sein, würde eine Erhöhung der Pumpenergie nur in Kombination mit der weiteren Vergrößerung des Verstärkermediums zu einer höheren Röntgenlaserenergie führen.

Die asymmetrische Divergenz des im DGRIP-Schema erzeugten Röntgenlasers konnte im TGRIP-Schema signifikant verbessert werden. Durch die Verwendung des dritten Pulses gelang es, das Verstärkermedium derart zu modifizieren, dass ein symmetrischer, verstärkter Röntgenlaserpuls mit einer Divergenz von $2 \text{ mrad} \times 2 \text{ mrad}$ erzeugt wurde. Dieser Einfluss des dritten Pulses auf das Strahlprofil stimmt mit den experimentellen Ergebnissen anderer Forschungsgruppen überein [CKR⁺07] und wurde in den hier beschriebenen Experimenten sowohl in der „single-target“-Konfiguration als auch im Rahmen des Seeding-Aufbaus beobachtet.

Weiterhin lag die im TGRIP-Schema erreichte Energie der verstärkten Röntgenlaserpulse mit 240 nJ deutlich über dem im DGRIP-Schema erreichten Resultat und übertraf sogar, ungeachtet der geringen Injektion von knapp 1%, die Energie des ursprünglichen Seed-Pulses von 120 nJ. Auch in diesem Zusammenhang ist die Frage nach der Sättigung des Röntgenlasers von enormen Interesse. Falls in diesem Experiment noch keine Sättigung erreicht wurde, ließen sich in diesem Pumpschema unter Verwendung eines längeren Verstärkermediums (hier: 2.5 mm) wesentlich höhere Pulsenergien realisieren.

In Tabelle 3 sind die wesentlichen Eigenschaften der in DGRIP und TGRIP charakterisierten Molybdän-Röntgenlaser noch einmal zusammengefasst.

Im DGRIP-Schema wurden Seed-Pulse von ca. 130 nJ benutzt, deren Divergenz anhand der in der Single-Target Messreihe gewonnenen Daten zu $30 \text{ mrad} \times 8 \text{ mrad}$ abgeschätzt werden kann. Zum optimalen Injektionszeitpunkt wurden verstärkte Röntgenlaserpulse von 90 nJ mit einer Divergenz von $4 \text{ mrad} \times 0.5 \text{ mrad}$ erzeugt. Das Verhältnis der Photonendichte zwischen dem verstärkten und nicht-verstärkten Teil des Seeds betrug dabei $V = 60$. Interpretiert als $V = \frac{\text{Seed}_{\text{verst.}}}{\text{Seed}_{\text{ges.}} \cdot \text{Inj}}$, ergibt sich hiermit eine Injektion von 1% bis 2%. Dies ist konsistent mit dem Größenverhältnis zwischen Seed-Röntgenlaser und Verstärkermedium. Fasst man den geringen Verlust der Pulsenergie und die signifikante Verbesserung der Strahldivergenz zusammen, ergibt sich, verglichen mit dem Seed-Röntgenlaser, eine Verbesserung der Brillanz um einen Faktor von $\frac{90 \text{ nJ}}{4 \text{ mrad} \times 0.5 \text{ mrad}} \cdot \frac{8 \text{ mrad} \times 30 \text{ mrad}}{130 \text{ nJ}} = 83$. Definiert durch Gl. 1.1 ergibt sich als absoluter Wert der Brillanz ein Wert von $B = 2 \times 10^{23}$ Photonen /s /mm² /mrad², wobei, wie in Abschnitt 1.1 diskutiert, beachtet werden sollte, dass die relative Linienbreite der Röntgenlaser von 1×10^{-5} - 5×10^{-5} wesentlich schmaler ist als die in der Definition der Brillanz verwendeten 0.1% oder 0.01% der Bandbreite. Verglichen mit dem in einer separaten Strahlzeit erzeugten Single-Target Röntgenlaser von 300 nJ und $30 \text{ mrad} \times 8 \text{ mrad}$ Divergenz ist die Brillanz des in Butterfly-Geometrie verstärkten DGRIP-Röntgenlasers um einen Faktor 36 größer.

Diese Werte werden im TGRIP-Schema sogar noch übertroffen. Mit Pulsen von 120 nJ als Seed, deren Divergenz mit $15 \text{ mrad} \times 15 \text{ mrad}$ abgeschätzt werden kann, wurden verstärkte Röntgenlaserpulse von 240 nJ und $2 \text{ mrad} \times 2 \text{ mrad}$ Divergenz erzeugt. Durch den dritten Puls wurde die Größe der Verstärkungszone verkleinert, so dass sich eine geringere Injektion von nur knapp 1% ergibt. Diese wird jedoch durch eine deutlich höhere Verstärkung kompensiert, die sich in einem Verhältnis der Photonendichten zwischen Seed und verstärktem Seed von 235 widerspiegelt. Hierdurch lag die resultierende Pulsenergie des verstärkten Röntgenlasers trotz der geringen Injektion um einen Faktor zwei über der Energie des Seed-Pulses. Die Brillanz des verstärkten Röntgenlaserpulses liegt dadurch mit 4×10^{23} Photonen /s /mm² /mrad² mehr als zwei Größenordnungen über der des ursprünglichen Seeds. Im direkten Vergleich zu dem in Single-Target Konfiguration erzeugten TGRIP-Röntgenlaser von 300 nJ und $15 \text{ mrad} \times 15 \text{ mrad}$ Divergenz entspricht dies einer Zunahme der Brillanz um einen Faktor 45, wobei sowohl an dieser Stelle als auch beim Vergleich des verstärkten DGRIP-Röntgenlasers eine gleiche Quellgröße und

Pulsdauer angenommen wird.

Das größte Potential zur weiteren Optimierung dieses Schemas liegt in der Erhöhung der von den Seed-Pulsen injizierten Energie. Bei einer effizienteren Injektion der Seed-Pulse sollten bei entsprechender Anpassung des Verstärkermediums (Verhältnisse Länge / Breite / Höhe) Pulse von bis zu $10 \mu\text{J}$ erreichbar sein. In Summe ließen sich mit Hilfe der Butterfly-Konfiguration räumlich und zeitlich vollständig kohärente Röntgenlaserpulse mit bis zu 10^{25} Photonen /s /mm² /mrad² realisieren, was den zurzeit weltweit brilliantesten transienten Plasma-Röntgenlasern entspräche.

Butterfly-Röntgenlaser in DGRIP

Seed	130 nJ
Divergenz des Seeds	30 mrad × 8 mrad
Verstärkte Pulse	83 nJ
Divergenz	4 mrad × 0.5 mrad
Verstärkung Photonendichte	× 60
Verstärkung XRL-Pulsenergie	× 0.75
Verbesserung der Brillanz im Vgl. zum Seed	× 83
<u>Brillanz des verstärkten Pulses</u>	<u>2×10^{23} /s /mm² /mrad²</u>

Butterfly-Röntgenlaser in TGRIP

Seed	120 nJ
Divergenz des Seeds	15 mrad × 15 mrad
Injektion	1%
Verstärkte Pulse	240 nJ
Divergenz	2 mrad × 2 mrad
Verstärkung Photonendichte	× 235
Verstärkung XRL-Pulsenergie	× 2
Verbesserung der Brillanz im Vgl. zum Seed	× 113
<u>Brillanz des verstärkten Pulses</u>	<u>4×10^{23} /s /mm² /mrad²</u>

TABELLE 3. Übersicht der Eigenschaften der in den verschiedenen Pumpmechanismen erzeugten und verstärkten Röntgenlaser. Die Brillanzen sind auf eine relative Bandbreite von 5×10^{-5} bezogen.

Abschließende Zusammenfassung und Ausblick

In die Entwicklung von Röntgenlasern an der GSI fügt sich die vorliegende Arbeit wie folgt ein. 2003 gelang die Ausarbeitung einer neuen Fokussieranordnung, welche auf der Verwendung eines sphärischen Spiegels unter schrägem Einfallswinkel basierte [Neu03]. Mit diesem experimentellen Aufbau gelang die Erzeugung eines Zirkon-Röntgenlasers (22.0 nm) mit einer Pumpenergie von nur 2.4 J, was nicht zuletzt auf die in diesem Pumpschema intrinsisch beinhaltete Wanderwellenanregung zurückzuführen ist. Mit diesem Pumpschema wurde kurz darauf am Lawrence Livermore National Laboratory das Grazing Incidence Pumping (GRIP) demonstriert [KDP⁺05], welches bis heute das am weitesten verbreitete Pumpschema unter den plasmabasierten Röntgenlasern ist. In diesem Schema wird durch eine geeignete Wahl des Winkels, unter welchem der Pumpstrahl auf das Target trifft, die Energiedeposition innerhalb des Plasmas gezielt gesteuert.

Auch an der GSI wurde dieses neue Schema in Zusammenarbeit mit dem Partnerinstitut Laserix (Orsay, Frankreich) aufgegriffen, für verschiedene Targetmaterialien eingehend untersucht und weiterentwickelt [Zie07]. In einer Kollaboration mit dem Lund Laser Center gelang durch das im GRIP-Schema zugängliche Optimierungspotential der Betrieb eines Röntgenlasers bei einer Pulswiederholrate von 10 Hz.

In den Jahren bis 2010 wurde die GRIP-Technik an der GSI weiter zum Double-Pulse Grazing Incidence Pumping Schema entwickelt (DGRIP) [Zim10]. Hierbei wird anstelle von zwei räumlich getrennten Pulsen, die erst auf dem Target überlappt werden, ein einzelner Doppelpuls verwendet, der das gesamte Lasersystem inklusive Kompressor und Fokussieranordnung kollinear durchläuft. Das Kernstück dieser Pumpgeometrie ist ein Mach-Zehnder-ähnliches Interferometer, welches im Frontend des Lasersystems implementiert wird und die Erzeugung des Doppelpulses mit variablem zeitlichen Abstand und Energieverhältnis der beiden Pulse ermöglicht. Ein zusätzlicher Kompressor in einem der beiden Strahlwege des Interferometers gestattet weiterhin, die Dauer der beiden Pulse unterschiedlich zu gestalten. An der GSI wurde mit Hilfe dieses Schemas die Entwicklung von Röntgenlasern zu kürzeren Wellenlängen bis zu dem Targetelement Samarium (Röntgenlaserwellenlänge bei 7.4 nm) vorangetrieben. Nach diesem erfolgreichen Einsatz an der GSI wurde das DGRIP-Schema auch bei Laserix zur Erzeugung eines Molybdän- und Silber-Röntgenlasers mit 10 Hz eingesetzt. Der im Vergleich zum GRIP-Schema deutlich

vereinfachte experimentelle Aufbau, basierend auf nur einer einzelnen Strahlführung und Fokussieroptik bis zum Target, eignet sich aufgrund des geringen Wartungsaufwands besonders gut für hochrepetierende XRL-User-Facilities wie Lase-rix.

In der vorliegenden Arbeit wurde ein experimenteller Aufbau zur Kombination von zwei individuellen Röntgenlaser-Targets entwickelt, die sogenannte Butterfly-Konfiguration. Die Verwendung des DGRIP-Schemas führte hierbei zu einem bemerkenswert kompakten Setup, welches mit nur zwei Pumpstrahlen betrieben werden kann. Im Rahmen der in dieser Arbeit durchgeführten, zweistufigen Röntgenlaserexperimente wurde zum ersten Mal sowohl das Seed- als auch das Verstärker-Target effizient, das heißt insbesondere inklusive Wanderwellenanregung, gepumpt. Weiter basiert der Aufbau auf nur einem einzelnen Target, welches sowohl der Erzeugung des Seeds als auch des Verstärkermediums dient. Dies resultiert in einem von der technischen Seite aus betrachtet besonders einfachen Aufbau, da lediglich ein Targetmanipulator und nur ein Diagnosesystem zur Überwachung der vertikal getrennten Linienfoki benötigt wird.

Die erste Strahlzeit, in welcher das Butterfly-Konzept umgesetzt wurde, erfolgte unter Verwendung des gesamten PHELIX-Systems und hatte die Erzeugung eines verstärkten Silber-Röntgenlasers bei 13.9 nm Wellenlänge zum Ziel. In Abb. 4.16a ist exemplarisch ein Rohdatenbild des im Rahmen dieser Strahlzeit erzeugten Silber-Röntgenlasers dargestellt. Die gewonnenen Daten zeigten nur eine geringe Verstärkung des ursprünglichen Seed-Signals und die resultierende Pulsenergie des verstärkten Röntgenlasers lag bei 1 μ J. Anhand einer Timing-Messreihe gelang die Bestimmung der Lebensdauer der Verstärkung zu 3 ps, welche auch als obere Grenze der Pulsdauer interpretiert werden kann [EOA⁺12]. Das experimentelle Konzept konnte somit bestätigt werden, so dass eine weitere Strahlzeit für ein Nachfolgeexperiment beantragt und genehmigt wurde.

Dieses wurde zugunsten der höheren Pulswiederholrate und auf Kosten der zur Verfügung stehenden Pumpenergie unter Verwendung des PHELIX-Vorverstärkers im X-ray Labor der PHELIX-Facility durchgeführt. Anhand der hier erhaltenen Messreihen gelang die Charakterisierung eines in DGRIP betriebenen Molybdän-Röntgenlasers (18.9 nm). Die aufgenommenen Daten zeigen die zeitliche Entwicklung der Verstärkungszone in Schritten von einer Picosekunde. Diese detaillierten, zeitaufgelösten Messungen liefern einen wertvollen Beitrag zur Optimierung von hydrodynamischen Plasma-Simulationen, wie sie beispielsweise mit den Codes ARWEN [OZS⁺09] oder EHYBRID [Per83] erstellt werden.

Zusätzlich wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Messreihen mit einem an der GSI bislang noch nicht verwendeten, auf drei Pumpimpulsen beruhenden Schema aufgenommen (TGRIP). Hier zeigte sich, dass mit Hilfe des dritten Pulses das räumliche Strahlprofil des Röntgenlasers optimiert werden kann. Noch bemerkenswerter wurde mit der Verwendung des dritten Pulses ein wesentlich höherer Verstärkungsfaktor erzielt, so dass trotz der im Vergleich zum DGRIP-Schema kleineren Verstärkungszone eine höhere Pulsenergie erzielt wurde, die sogar die Gesamtenergie des ursprünglichen Seed-Pulses übertraf.

In beiden Pumpschemata gelang eine signifikante Steigerung der Brillanz um einen Faktor von 90 im DGRIP- und 113 im TGRIP-Schema. Damit liegen die in dieser Arbeit erzeugten Röntgenlaser mit einer Brillanz von über 10^{23} Photonen /s /mm² /mrad² in 5×10^{-5} der Bandbreite ca. zwei Größenordnungen über der Brillanz der ursprünglichen Seed-Pulse. Ein Vergleich zwischen in Single-Target- und in Butterfly-Geometrie erzeugten Röntgenlasern ergibt, dass bei vergleichbaren Photonenzahlen die Divergenz und Strahlqualität der Butterfly-Röntgenlaser wesentlich besser sind. Quantitativ lag die Brillanz der Butterfly-Röntgenlaser um einen Faktor von 36 (DGRIP) bzw. 45 (TGRIP) über der Brillanz der Single-Target Röntgenlaser. Dies ist anhand von Abb. 4.16b bis Abb. 4.16e qualitativ dargestellt. In dieser abschließenden Übersicht ist für die verschiedenen Pumpschemata jeweils ein Rohdatenbild des gesamten CCD-Chips der Footprint-Kamera gezeigt.

Im Vergleich zu den momentan weiter verbreiteten Seeding-Experimenten, in denen als Seed ein Puls einer hohen Harmonischen verwendet wird, ist in diesem Schema der perfekte spektrale Überlapp zwischen Seed und Verstärkermedium ohne zusätzlichen Aufwand gewährleistet. Die zu große spektrale Bandbreite sowie die zu kurze zeitliche Dauer der Harmonischenpulse sind zwei fundamentale Faktoren, die zu einer signifikanten Reduktion der Effizienz des Seedings mit hohen Harmonischen führt. Das in dieser Arbeit entwickelte Konzept, basierend auf einem zweiten Röntgenlaserpuls als Seed, umgeht diese beiden Einschränkungen vollständig. Die hier vorgestellten Experimente kombinierten erstmalig zwei effizient gepumpte transiente Röntgenlasermedien und stellen einen wichtigen Schritt der Röntgenlaserentwicklung hin zu größeren Verstärkungsmedien dar. Die Verwendung eines spektral perfekt angepassten Röntgenlaserpulses als Seed ermöglicht es prinzipiell, auch die in überdurchschnittlich großen Verstärkermedien gespeicherte Energie effizient zu extrahieren. Hydrodynamischen Simulationen zufolge lassen sich auf diese Weise Röntgenlaserpulse mit bis zu 20 μ J erzeugen [OZV⁺10]. In Kombination mit den hier bereits nachgewiesenen hochwertigen Eigenschaften der verstärkten Röntgenlaserpulse, könnte in diesem Szenario eine extrem hohe Brillanz von 10^{25} Photonen /s /mm² /mrad² in 5×10^{-5} relativer Bandbreite erreicht werden.

Im Zuge der Entwicklung eines Röntgenlasers für Spektroskopieexperimente am Experimentierspeicherring ESR empfiehlt sich die Durchführung einer weiteren vorbereitenden Strahlzeit. Diese könnte genutzt werden, um die Frage nach der Sättigung des in der Butterfly-Geometrie betriebenen Röntgenlasers näher zu untersuchen und das noch ungenutzte Potential zum Erreichen höherer Pulsenergien zu identifizieren. Ein vielversprechender Ansatz hierfür bestünde in der Erhöhung des räumlichen Überlapps zwischen Seed-Strahl und der Verstärkungszone. In diesem Zusammenhang könnte es nützlich sein, zwei individuelle Röntgenlasertargets zu verwenden. Hierdurch wären alle Parameter, welche für die Abbildung des Seeds in den Verstärker relevant sind, frei wählbar und könnten für eine optimale Injektion des Seed-Pulses angepasst werden. Weiterhin ist die Umsetzung eines alternativen Konzepts zur Erzeugung der beiden Pumpstrahlen eine interessante Option. Die Verwendung der Doppelstrahl-Apertur am PHELIX Vorverstärker lässt einen

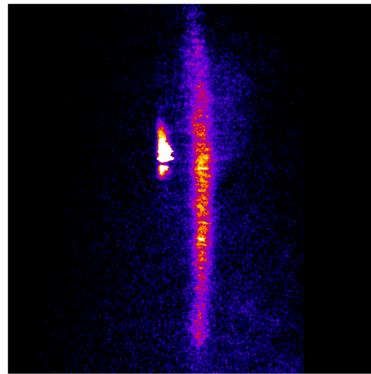
signifikanten Teil der gesamten zur Verfügung stehenden Apertur des Vorverstärkers ungenutzt. Die Verwendung der vollen Apertur eröffnet daher die Möglichkeit, dem Experiment mehr Pumpenergie zur Verfügung zu stellen. In einem solchen Aufbau müsste die Erzeugung der einzelnen Strahlen im X-ray Labor erfolgen, beispielsweise durch einen nach dem Pulskompressor installierten Strahlteiler. Die gewonnene Pumpenergie kann zur Inversion eines größeren Plasmavolumens genutzt werden, mit dem Ziel, noch höhere Pulsenergien des Röntgenlasers zu erreichen.

Auch eine Messreihe zur räumlichen Kohärenz des Röntgenlasers mit Doppelspalten wäre von Interesse. Hiermit könnte verifiziert werden, ob der verstärkte Röntgenlaserpuls, analog zu den Ergebnissen anderer Experimente, tatsächlich über die volle räumliche Kohärenz verfügt.

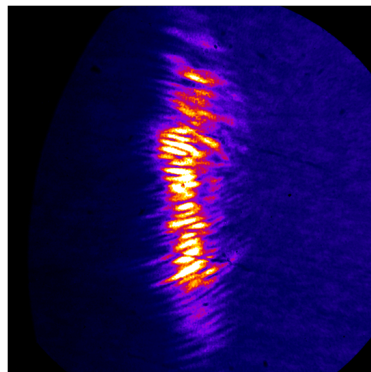
Diese Ziele vor Augen wurde ein Antrag für ein weiteres Experiment am PHELIX Laser vorgelegt. Die Genehmigung durch das PHELIX Committee vorausgesetzt, wird diese Strahlzeit im Jahr 2013 umgesetzt werden.

Auf internationaler Ebene wird sich in Zukunft die Entwicklung von Röntgenlasern verstärkt auf deren Einsatz in den verschiedensten Anwendungsbereichen konzentrieren. Wie bereits in den vergangenen Jahren wird ein wesentlicher Beitrag hierzu die Weiterentwicklung der Pumpplasmertechnologie sein. Bereits 2012 gelang in diesem Zusammenhang die Demonstration des ersten mit 100 Hz betriebenen Röntgenlasers [Roc13], ein wichtiger Schritt auf dem Weg zu Durchschnittsleistungen im Milliwatt-Bereich. Ebenfalls 2012 erfolgte die Ausarbeitung eines experimentellen Konzepts, welches eine Hohe-Harmonischen Quelle und zwei Röntgenlasermedien in einem der CPA-Technologie ähnlichen Aufbau miteinander verbindet. In diesem Schema sollen sich Spitzenleistungen von mehreren 10 GW realisieren lassen [OFL⁺12].

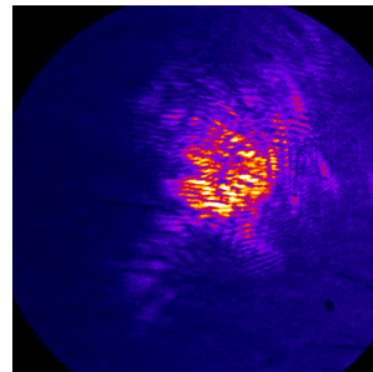
Auch die in den letzten Jahren etwas mehr in den Hintergrund getretene Entwicklung von Röntgenlasern zu kürzeren Wellenlängen wird weiter vorangetrieben werden. Durch die Untersuchung neuer Pumpmechanismen (zeitliche Struktur der Pumpulse, verschiedene Targetgeometrien, komplexere Targetstrukturen) wird in den kommenden Jahren weiterhin versucht werden, neue Targetelemente zu pumpen, mit dem ultimativen Ziel einen Röntgenlaser im Wasserfenster, das heißt im Wellenlängenbereich zwischen 2.3 nm und 4.4 nm, betreiben zu können.



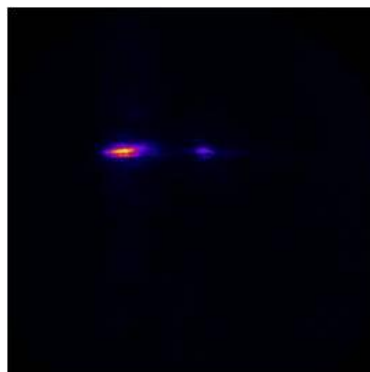
(A) In DGRIP verstärkter Silber-Röntgenlasers zusammen mit der stark divergenten ASE des Verstärkermediums. $1 \mu\text{J}$, $8 \text{ mrad} \times 3 \text{ mrad}$.



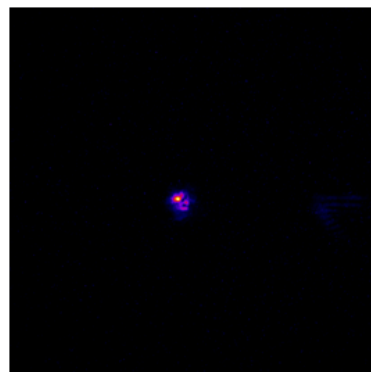
(B) Single-Target Molybdän-Röntgenlaser im DGRIP-Schema. 300 nJ , $30 \text{ mrad} \times 8 \text{ mrad}$.



(C) Single-Target Molybdän-Röntgenlaser im TGRIP-Schema. 300 nJ , $15 \text{ mrad} \times 15 \text{ mrad}$.



(D) Verstärkter Molybdän-Röntgenlasers in DGRIP. 90 nJ , $4 \text{ mrad} \times 0.5 \text{ mrad}$.



(E) Verstärkter Molybdän-Röntgenlasers in TGRIP. 240 nJ , $2 \text{ mrad} \times 2 \text{ mrad}$.

ABBILDUNG 4.16. Zum qualitativen Vergleich der verschiedenen Röntgenlaser, die im Rahmen dieser Arbeit in den jeweiligen Pumpmechanismen erzeugt wurden. Die Bildausschnitte sind alle gleich skaliert, die Divergenz der jeweiligen Röntgenlaserpulse ist in der Bildunterschrift angegeben.

Literaturverzeichnis

- [ABB⁺12] J. Amann, W. Berg, V. Blank, F.-J. Decker, Y. Ding, P. Emma, Y. Feng, J. Frisch, D. Fritz, J. Hastings, Z. Huang, J. Krzywinski, R. Lindberg, H. Loos, A. Lutman, H.-D. Nuhn, D. Ratner, J. Rzepiela, D. Shu, Y. Shvyd'ko, S. Spampinati, S. Stoupin, S. Terentyev, E. Trakhtenberg, D. Walz, J. Welch, J. Wu, A. Zholents, and D. Zhu. Demonstration of self-seeding in a hard-X-ray free-electron laser. *Nat. Photonics*, 6(10):693–698, October 2012.
- [ALB⁺07] I. Almiev, O. Larroche, D. Benredjem, J. Dubau, S. Kazamias, C. Möller, and A. Klisnick. Dynamical Description of Transient X-Ray Lasers Seeded with High-Order Harmonic Radiation through Maxwell-Bloch Numerical Simulations. *Phys. Rev. Lett.*, 99(12):123902, September 2007.
- [AMW⁺10] D. Alessi, D. H. Martz, Y. Wang, M. Berrill, B. M. Luther, and J. J. Rocca. Gain-saturated 10.9 nm tabletop laser operating at 1 Hz repetition rate. *Opt. Lett.*, 35(3):414–6, February 2010.
- [AWL⁺11] D. Alessi, Y. Wang, B. M. Luther, L. Yin, D. H. Martz, M. R. Woolston, Y. Liu, M. Berrill, and J. J. Rocca. Efficient Excitation of Gain-Saturated Sub-9-nm-Wavelength Tabletop Soft-X-Ray Lasers and Lasing Down to 7.36 nm. *Phys. Rev. X*, 1, 2011.
- [Bal13] J. Balmer. Presented on conference. In *X-Ray Lasers 2012*, 2013.
- [BBSW08] M. Benk, K. Bergmann, D. Schäfer, and T. Wilhein. Compact soft x-ray microscope using a gas-discharge light source. *Opt. Lett.*, 33(20):2359–2361, October 2008.
- [BCS⁺10] F. Brizuela, S. Carbajo, A. Sakdinawat, D. Alessi, D. H. Martz, Y. Wang, B. Luther, K. A. Goldberg, I. Mochi, D. T. Attwood, B. La Fontaine, J. J. Rocca, and C. S. Menoni. Extreme ultraviolet laser-based table-top aerial image metrology of lithographic masks. *Opt. Express*, 18(14):14467–14473, July 2010.

-
- [BvHV⁺11] M. Bertillon, O. von Hofsten, U. Vogt, A. Holmberg, A. E. Christakou, and H. M. Hertz. Laboratory soft-x-ray microscope for cryotomography of biological specimens. *Opt. Lett.*, 36(14):2728–2730, July 2011.
- [CKR⁺07] K. Cassou, S. Kazamias, D. Ros, F. Plé, G. Jamelot, A. Klisnick, O. Lundh, F. Lindau, A. Persson, C.-G. Wahlström, S. de Rossi, D. Joyeux, B. Zielbauer, D. Ursescu, and T. Kühl. Optimization toward a high-average-brightness soft-x-ray laser pumped at grazing incidence. *Opt. Lett.*, 32(2):139–141, January 2007.
- [Cor93] P. B. Corkum. Plasma perspective on strong field multiphoton ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 71(13):1994–1997, September 1993.
- [CRW⁺97] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. Murnane, and H. Kapteyn. Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 79(16):2967–2970, October 1997.
- [CT73] D. Colombant and G. F. Tonon. X-ray emission in laser-produced plasmas. *J. Appl. Phys.*, 44(3542), 1973.
- [DSSB04] J. Dunn, R. F. Smith, R. Shepherd, and R. Booth. Pulse duration measurements of a picosecond laser-pumped 14.7 nm X-ray laser. In *9th International Conference on X-ray Lasers*, 2004.
- [Eck09] B. Ecker. *Aufbau eines kompakten Röntgenlasers*. Diploma thesis, Johannes-Gutenberg Universität Mainz, 2009.
- [EOA⁺12] B. Ecker, E. Oliva, B. Aurand, D. C. Hochhaus, P. Neumayer, H. Zhao, B. Zielbauer, K. Cassou, S. Daboussi, O. Guilbaud, S. Kazamias, T. T. T. Le, D. Ros, P. Zeitoun, and T. Kuehl. Gain lifetime measurement of a Ni-like Ag soft X-ray laser. *Opt. Express*, 20(23):25391–25399, November 2012.
- [EWM⁺06] M. Edwards, D. Whittaker, P. Mistry, N. Booth, G. Pert, G. Tallents, B. Rus, T. Mocek, M. Koslová, C. McKenna, A. Delsérieys, C. Lewis, M. Notley, and D. Neely. Opacity Measurements of a Hot Iron Plasma Using an X-Ray Laser. *Phys. Rev. Lett.*, 97(3), July 2006.
- [FGM⁺09] X. Feng, S. Gilbertson, H. Mashiko, H. Wang, S. D. Khan, M. Chini, Y. Wu, K. Zhao, and Z. Chang. Generation of Isolated Attosecond Pulses with 20 to 28 Femtosecond Lasers. *Phys. Rev. Lett.*, 103(18):28–31, October 2009.
- [FRL⁺09] F. J. Furch, B. A. Reagan, B. M. Luther, A. H. Curtis, S. P. Meehan, and J. J. Rocca. Demonstration of an all-diode-pumped soft x-ray laser. *Opt. Lett.*, 34(21):3352–4, November 2009.
- [GTG⁺10] O. Guilbaud, F. Tissandier, J.-P. Goddet, M. Ribière, S. Sebban, J. Gautier, D. Joyeux, D. Ros, K. Cassou, S. Kazamias, A. Klisnick,

-
- J. Habib, P. Zeitoun, D. Benredjem, T. Mocek, J. Nedjl, S. de Rossi, G. Maynard, B. Cros, A. Boudaa, and A. Calisti. Fourier-limited seeded soft x-ray laser pulse. *Opt. Lett.*, 35(9):1326–1328, 2010.
- [Gu04] M. Gu. The Flexible Atomic Code. *AIP Conf. Proc.*, 730:127–136, 2004.
- [GWF⁺12] C. Gutt, P. Wochner, B. Fischer, H. Conrad, M. Castro-Colin, S. Lee, F. Lehmkuhler, I. Steinke, M. Sprung, W. Roseker, D. Zhu, H. Lemke, S. Bogle, P. H. Fuoss, G. B. Stephenson, M. Cammarata, D. M. Fritz, A. Robert, and G. Grübel. Single Shot Spatial and Temporal Coherence Properties of the SLAC Linac Coherent Light Source in the Hard X-Ray Regime. *Phys. Rev. Lett.*, 108(2):24801, January 2012.
- [HGD93] B. L. Henke, E. M. Gullikson, and J. C. Davis. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50–30000 eV, Z=1–92. *Atom. Data Nucl. Data*, 54(2181–342), 1993.
- [HGMR05] S. Heinbuch, M. Grisham, D. Martz, and J. J. Rocca. Demonstration of a desk-top size high repetition rate soft x-ray laser. *Opt. Express*, 13:4050–4055, 2005.
- [HGZ⁺12] J. Habib, O. Guilbaud, B. Zielbauer, D. Zimmer, M. Pittman, S. Kazamias, C. Montet, T. Kuehl, and D. Ros. Low energy prepulse for 10 Hz operation of a soft-x-ray laser. *Opt. Express*, 20(9):10128–10137, April 2012.
- [HKG⁺09] J. Habib, A. Klisnick, O. Guilbaud, D. Joyeux, B. Zielbauer, S. Kazamias, D. Ros, F. Dortan, and M. Pittman. Temporal Coherence and Spectral Line Shape of a GRIP Transient X-Ray Laser. In *X-Ray Lasers 2008*, volume 130 of *Springer Proceedings in Physics*, pages 115–121. 2009.
- [HSA⁺10] D. C. Hochhaus, J. Seres, B. Aurand, B. Ecker, B. Zielbauer, D. Zimmer, C. Spielmann, and T. Kühl. Tuning the high-order harmonic lines of a Nd:Glass laser for soft X-ray laser seeding. *Appl. Phys. B - Lasers O.*, May 2010.
- [HSY⁺09] N. Hasegawa, A. Sasaki, H. Yamatani, M. Kishimoto, M. Tanaka, Y. Ochi, M. Nishikino, Y. Kunieda, T. Kawachi, H. Yoneda, and A. Iwamae. High-resolution Spectroscopy of the Nickel-like Molybdenum X-ray Laser Toward the Generation of Circularly Polarized X-ray Laser. *J. Opt. Soc. Korea*, 13(1):60–64, March 2009.
- [Htt] [Http://hasyweb.desy.de/flash_booklet/flash_brochure.pdf](http://hasyweb.desy.de/flash_booklet/flash_brochure.pdf). FLASH - The Free Electron Laser in Hamburg.
- [IJC⁺09] A. Isoyan, F. Jiang, Y. C. Cheng, F. Cerrina, P. Wachulak, L. Urbanski, J. J. Rocca, C. Menoni, and M. Marconi. Talbot lithography: Self-imaging of complex structures. *J. VAC. SCI. TECHNOL. B*, 27(6):2931, 2009.

-
- [ISB10] C. Imesch, F. Staub, and J. E. Balmer. Gain-saturated Ni-like antimony laser at 11.4 nm in grazing-incidence pumping geometry. *Opt. Commun.*, 283(1):66–70, 2010.
- [JK10] K. A. Janulewicz and C. M. Kim. Role of the precursor in a triple-pulse pumping scheme of a nickel-like silver soft-x-ray laser in the grazing-incidence-pumping geometry. *Phys. Rev. E*, 82(5):56405, November 2010.
- [KBID91] Y. K. Kim, D. H. Baik, P. Indelicato, and J. P. Desclaux. Resonance transition energies of Li-, Na-, and Cu-like ions. *Phys. Rev. A*, 44(1), 1991.
- [KDG⁺10] S. Kazamias, S. Daboussi, O. Guilbaud, K. Cassou, C. Montet, O. Neveu, B. Cros, D. Ros, and G. Maynard. The super-quadratic growth of high-harmonic signal as a function of pressure. *Nat. Phys.*, 6(12):927–927, December 2010.
- [KDP⁺05] R. Keenan, J. Dunn, P. K. Patel, D. F. Price, and R. F. Smith. High-repetition-rate grazing-incidence pumped x-ray laser operating at 18.9 nm. *Phys. Rev. Lett.*, 94:103901, 2005.
- [KFD⁺12] I. Kuznetsov, J. Filevich, F. Dong, W. Chao, E. Anderson, E. Bernstein, D. Crick, J. J. Rocca, and C. Menoni. Nanoscale 3D composition imaging by soft x-ray laser ablation mass spectrometry. In *CLEO: Science and Innovations*. Optical Society of America, 2012.
- [KJKL09] C. Kim, K. Janulewicz, H. Kim, and J. Lee. Amplification of a high-order harmonic pulse in an active medium of a plasma-based x-ray laser. *Phys. Rev. A*, 80(5):1–4, November 2009.
- [KKN⁺06] K. W. Kim, Y. Kwon, K. Y. Nam, J.-H. Lim, K.-G. Kim, K. S. Chon, B. H. Kim, D. E. Kim, J. G. Kim, B. N. Ahn, H. J. Shin, S. Rah, K. H. Kim, J. S. Chae, D. G. Gweon, D. W. Kang, S. H. Kang, J. Y. Min, K. S. Choi, S. E. Yoon, E. A. Kim, Y. Nambe, and K. H. Yoon. Compact soft x-ray transmission microscopy with sub-50 nm spatial resolution. *Phys. Med. Biol.*, 51(6):N99, 2006.
- [KKR⁺02] A. Klisnick, J. Kuba, D. Ros, R. Smith, G. Jamelot, C. Chenais-Popovics, R. Keenan, S. Topping, C. Lewis, F. Strati, G. Tallents, D. Neely, R. Clarke, J. Collier, A. MacPhee, F. Bortolotto, P. Nickles, and K. Janulewicz. Demonstration of a 2-ps transient x-ray laser. *Phys. Rev. A*, 65(3):20–23, February 2002.
- [KKT⁺02] T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, A. Sasaki, N. Hasegawa, A. Kilpio, S. Namba, K. Nagashima, P. Lu, K. Takahashi, H. Tang, R. Tai, M. Kishimoto, M. Koike, H. Daido, and Y. Kato. Gain saturation of nickel-like silver and tin x-ray lasers by use of a tabletop pumping laser system. *Phys. Rev. A*, 66(3), September 2002.
-

-
- [LBS⁺12] H. Legall, G. Blobel, H. Stiel, W. Sandner, C. Seim, P. Takman, D. H. Martz, M. Selin, U. Vogt, H. M. Hertz, D. Esser, H. Sipma, J. Luttmann, M. Höfer, H. D. Hoffmann, S. Yulin, T. Feigl, S. Rehbein, P. Guttmann, G. Schneider, U. Wiesemann, M. Wirtz, and W. Diete. Compact x-ray microscope for the water window based on a high brightness laser plasma source. *Opt. Express*, 20(16):18362–18369, July 2012.
- [LPSS74] G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy, and M. L. Spaeth. Very Long Lasers. *Appl. Opt.*, 13(2):379–390, February 1974.
- [LRK⁺00] O. Larroche, D. Ros, A. Klisnick, A. Sureau, C. Möller, and H. Guennou. Maxwell-Bloch modeling of x-ray-laser-signal buildup in single- and double-pass configurations. *Phys. Rev. A*, 62:1–13, 2000.
- [MAG⁺11] L. M. Meng, D. Alessi, O. Guilbaud, Y. Wang, M. Berrill, B. M. Luther, S. R. Domingue, D. H. Martz, D. Joyeux, S. D. Rossi, J. J. Rocca, and A. Klisnick. Temporal coherence and spectral linewidth of an injection-seeded transient collisional soft x-ray laser. *Opt. Express*, 19(13):12087–12092, June 2011.
- [Mai60] T. H. Maiman. Stimulated Optical Radiation in Ruby. *Nature*, 187(4736):493–494, August 1960.
- [MAL⁺10] D. H. Martz, D. Alessi, B. M. Luther, Y. Wang, D. Kemp, M. Berrill, and J. J. Rocca. High-energy 13.9 nm table-top soft-x-ray laser at 2.5 Hz repetition rate excited by a slab-pumped Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 35(10):1632–1634, 2010.
- [Man74] G. P. Mantas. Electron collision frequencies and energy transfer rates. *J. Atmos. Terr. Phys.*, 36:1587–1600, 1974.
- [MDF⁺92] B. J. MacGowan, L. B. Da Silva, D. J. Fields, C. J. Keane, J. A. Koch, R. A. London, D. L. Matthews, S. Maxon, S. Mrowka, A. L. Osterheld, J. H. Scofield, G. Shimkaveg, J. E. Trebes, and R. S. Walling. Short wavelength x-ray laser research at the Lawrence Livermore National Laboratory. *Phys. Fluids B-Plasma*, 4(7):2326, 1992.
- [Mey00] S. Meyer. *Phasenangepaßte Erzeugung hoher Harmonischer und parametrische Verstärkung*. PhD thesis, Universität Hannover, 2000.
- [MGJ⁺87] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. A. McIntyre, K. Boyer, and C. K. Rhodes. Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(4):595–601, April 1987.
- [MHR⁺85] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone,

-
- and T. A. Weaver. Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier. *Phys. Rev. Lett.*, 54(2):110–113, January 1985.
- [MSM⁺05] T. Mocek, S. Sebban, G. Maynard, Ph. Zeitoun, G. Faivre, A. Hallou, M. Fajardo, S. Kazamias, B. Cros, D. Aubert, G. de Lachèze-Murel, J. Rousseau, and J. Dubau. Absolute Time-Resolved X-Ray Laser Gain Measurement. *Phys. Rev. Lett.*, 95(17):19–22, October 2005.
- [Neu03] P. Neumayer. *Ein transienter Röntgenlaser zur Laserspektroskopie an Lithium-ähnlichen Ionen*. PhD thesis, Technische Universität Darmstadt, 2003.
- [NHK⁺09] C. Novotny, G. Huber, S. Karpuk, S. Reinhardt, D. Bing, D. Schwalm, A. Wolf, B. Bernhardt, T. W. Hänsch, R. Holzwarth, G. Saathoff, Th. Udem, W. Nörtershäuser, G. Ewald, C. Geppert, T. Kühl, T. Stöhlker, and G. Gwinner. Sub-Doppler laser spectroscopy on relativistic beams and tests of Lorentz invariance. *Phys. Rev. A*, 80(2):22107, August 2009.
- [NSJ08] P. V. Nickles, W. Sandner, and K. A. Janulewicz. X-ray lasers. In *Laser Physics and Applications*, volume 12 of *Landolt-Boernstein - Group VIII Advanced Materials and Technologies*, pages 203–263. 2008.
- [NSK⁺97] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will, and W. Sandner. Short pulse x-ray laser at 32.6 nm based on transient gain in Ne-like titanium. *Phys. Rev. Lett.*, 78(14), 1997.
- [NTN⁺03] M. Nishikino, M. Tanaka, K. Nagashima, M. Kishimoto, M. Kado, T. Kawachi, K. Sukegawa, Y. Ochi, N. Hasegawa, and Y. Kato. Demonstration of a soft-x-ray laser at 13.9 nm with full spatial coherence. *Phys. Rev. A*, 68(6):1–4, December 2003.
- [OFL⁺12] E. Oliva, M. Fajardo, L. Li, M. Pittman, T. T. T. Le, J. Gautier, G. Lambert, P. Velarde, D. Ros, S. Sebban, and Ph. Zeitoun. A proposal for multi-tens of GW fully coherent femtosecond soft X-ray lasers. *Nat. Photon.*, 6(11):764–767, November 2012.
- [OKH⁺04] Y. Ochi, T. Kawachi, N. Hasegawa, A. Sasaki, K. Nagashima, K. Sukegawa, M. Kishimoto, M. Tanaka, M. Nishikino, and M. Kado. Measurement of temporal durations of transient collisional excitation X-ray lasers. *Appl. Phys. B-Lasers O.*, 78(7-8):961–963, May 2004.
- [OZF⁺11] E. Oliva, Ph. Zeitoun, M. Fajardo, G. Lambert, D. Ros, S. Sebban, and P. Velarde. Comparison of natural and forced amplification regimes in plasma-based soft-x-ray lasers seeded by high-order harmonics. *Phys. Rev. A*, 84(1):1–5, July 2011.
- [OZS⁺09] E. Oliva, Ph. Zeitoun, S. Sebban, M. Fajardo, P. Velarde, K. Cassou, and D. Ros. Optimization of soft x-ray amplifier by tailoring plasma hydrodynamics. *Optics Letters*, 34(17):2640, August 2009.
-

-
- [OZV⁺10] E. Oliva, P. Zeitoun, P. Velarde, M. Fajardo, K. Cassou, D. Ros, S. Sebban, D. Portillo, and S. le Pape. Hydrodynamic study of plasma amplifiers for soft-x-ray lasers: A transition in hydrodynamic behavior for plasma columns with widths ranging from 20 μm to 2 mm. *Phys. Rev. E*, 82(5):1–13, November 2010.
- [Pas] R. Paschotta. RP Photonics Webseite, <http://www.rp-photonics.com/>.
- [PCP⁺12] T. Popmintchev, M.-C. Chen, D. Popmintchev, P. Arpin, S. Brown, S. Ališauskas, G. Andriukaitis, T. Balčiunas, O. D. Mücke, A. Pugzlys, A. Baltuška, B. Shim, S. E. Schrauth, A. Gaeta, C. Hernández-García, L. Plaja, A. Becker, A. Jaron-Becker, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn. Bright Coherent Ultrahigh Harmonics in the keV X-ray Regime from Mid-Infrared Femtosecond Lasers. *Science*, 336(6086):1287–1291, 2012.
- [Per83] G. J. Pert. The hybrid model and its application for studying free expansion. *J. Fluid Mech.*, 131, 1983.
- [RLH⁺04] J.J. Rocca, B. M. Luther, S. Heinbuch, S. Wang, M. A. Larotonda, M. Grisham, D. Alessi, M. Berrill, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, A. Dummer, F. Brizuela, and C. S. Menoni. Demonstration of high repetition rate desk-top and table-top soft x-ray lasers. In *Proc. IEEE* 2, page 886, 2004.
- [RMP⁺02] B. Rus, T. Mocek, A. R. Präg, M. Kozlová, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, D. Joyeux, and D. Phalippou. Multimillijoule, highly coherent x-ray laser at 21 nm operating in deep saturation through double-pass amplification. *Phys. Rev. A*, 66:1–12, 2002.
- [Roc13] J. J. Rocca. Presented on conference. In *X-Ray Lasers 2012*, 2013.
- [RRL⁺12] N. Rohringer, D. Ryan, R. London, M. Purvis, F. Albert, J. Dunn, J. D. Bozek, C. Bostedt, A. Graf, R. Hill, S. P. Hau-Riege, and J. J. Rocca. Atomic inner-shell X-ray laser at 1.46 nanometres pumped by an X-ray free-electron laser. *Nature*, 481(7382):488–91, January 2012.
- [SDN⁺02] R. F. Smith, J. Dunn, J. Nilsen, V. N. Shlyaptsev, S. Moon, J. Filevich, J. J. Rocca, M. C. Marconi, J. R. Hunter, and T. W. Barbee. Picosecond X-Ray Laser Interferometry of Dense Plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 89(6):6–9, July 2002.
- [SDS⁺00] S. Sebban, H. Daido, N. Sakaya, Y. Kato, K. Murai, H. Tang, Y. Gu, G. Huang, S. Wang, A. Klisnick, Ph. Zeitoun, F. Koike, and H. Takenaka. Full characterization of a high-gain saturated x-ray laser at 13.9 nm. *Phys. Rev. A*, 61, March 2000.
- [SH95] A. Sureau and P. B. Holden. From amplification of spontaneous emission to saturation in x-ray lasers: A Maxwell-Bloch treatment. *Phys. Rev. A*, 52(4), 1995.

-
- [SIBB12] F. Staub, C. Imesch, D. Bleiner, and J. E. Balmer. Soft-X-ray lasing in nickel-like barium at 9.2 nm using the grazing-incidence scheme. *Opt. Commun.*, 285(8):2118–2121, 2012.
- [SM85] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Commun.*, 56(3):219–221, 1985.
- [SMR⁺02] S. Sebban, T. Mocek, D. Ros, L. Upcraft, Ph. Balcou, R. Haroutunian, G. Grillon, B. Rus, A. Klisnick, A. Carillon, G. Jamelot, C. Valentin, A. Rousse, J. P. Rousseau, L. Notebaert, M. Pittman, and D. Hulin. Demonstration of a Ni-Like Kr Optical-Field-Ionization Collisional Soft X-Ray Laser at 32.8 nm. *Phys. Rev. Lett.*, 89(25):253901, November 2002.
- [SSH⁺10] J. Seres, E. Seres, D. Hochhaus, B. Ecker, D. Zimmer, V. Bagnoud, T. Kuehl, and C. Spielmann. Laser-driven amplification of soft X-rays by parametric stimulated emission in neutral gases. *Nat. Phys.*, 5(5):1–7, April 2010.
- [SSV⁺05] J. Seres, E. Seres, A. J. Verhoef, G. Tempea, C. Strelti, P. Wobrauschek, V. Yakovlev, A. Scrinzi, C. Spielmann, and F. Krausz. Laser technology: Source of coherent kiloelectronvolt X-rays. *Nature*, 433(7026):596, February 2005.
- [ST07] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. John Wiley & Sons, 2007.
- [TNK⁺03] M. Tanaka, M. Nishikino, T. Kawachi, N. Hasegawa, M. Kado, M. Kishimoto, K. Nagashima, and Y. Kato. X-ray laser beam with diffraction-limited divergence generated with two gain media. *Opt. Lett.*, 28(18):1680–2, September 2003.
- [UIS⁺12] L. Urbanski, A. Isoyan, A. Stein, J. J. Rocca, C. S. Menoni, and M. C. Marconi. Defect-tolerant extreme ultraviolet nanoscale printing. *Opt. Lett.*, 37(17):3633–3635, September 2012.
- [Urs13] D. Ursescu. Presented on conference. In *X-Ray Lasers 2012*, 2013.
- [WBP⁺09] Y. Wang, M. Berrill, F. Pedaci, M. M. Shakya, S. Gilbertson, Z. Chang, E. Granados, B. M. Luther, M. A. Larotonda, and J. J. Rocca. Measurement of 1 ps soft-x-ray laser pulses from an injection-seeded plasma amplifier. *Phys. Rev. A*, 79(2):23810, February 2009.
- [WGL⁺06] Y. Wang, E. Granados, M. Larotonda, M. Berrill, B. Luther, D. Patel, C. Menoni, and J. Rocca. High-Brightness Injection-Seeded Soft-X-Ray-Laser Amplifier Using a Solid Target. *Phys. Rev. Lett.*, 97(12):1–4, September 2006.

-
- [ZFS⁺04] Ph. Zeitoun, G. Faivre, S. Sebban, T. Mocek, A. Hallou, M. Fajardo, D. Aubert, P. Balcou, F. Burgy, D. Douillet, and S. Kazamias. A high-intensity highly coherent soft X-ray femtosecond laser seeded by a high harmonic beam. *Nature*, 431, 2004.
- [ZHK⁺09] B Zielbauer, J Habib, S Kazamias, O Guilbaud, M Pittman, D Ros, M.-A. du Penhoat, A Touati, C. Le Sech, E Porcel, and S Lacombe. Strand Breaks in DNA Samples Induced with LASERIX. In *X-Ray Lasers 2008*, volume 130 of *Springer Proceedings in Physics*, pages 409–411. 2009.
- [Zie07] B. Zielbauer. *Characterization and Optimization of an x-ray laser for the spectroscopy of Li-like heavy ions*. PhD thesis, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2007.
- [Zim10] D. Zimmer. *A New Double Laser Pulse Pumping Scheme For Transient Collisionally Excited Plasma Soft X-Ray Lasers*. PhD thesis, Johannes-Gutenberg Universität Mainz, Université Paris Sud 11, 2010.
- [ZRG⁺10] D. Zimmer, D. Ros, O. Guilbaud, J. Habib, S. Kazamias, B. Zielbauer, V. Bagnoud, B. Ecker, D. Hochhaus, B. Aurand, P. Neumayer, and T. Kuehl. Short-wavelength soft-x-ray laser pumped in double-pulse single-beam non-normal incidence. *Phys. Rev. A*, 82(1):3–6, July 2010.
- [ZZB⁺08] D. Zimmer, B. Zielbauer, V. Bagnoud, U. Eisenbarth, D. Javorkova, and T. Kuehl. An improved double-pulse non-normal incidence pumping geometry for transient collisionally excited soft X-ray lasers. *Opt. Express*, 13(14):2403, July 2008.