

Kurzpuls-laser-induzierte Plasmen für XUV-Rekombinationslaser Untersuchungen zur Beeinflussung von Plasmaparametern

Von der Fakultät für Mathematik und Physik
der Gottfried Wilhelm Leibniz Universität Hannover
zur Erlangung des Grades

Doktor der Naturwissenschaften

– Dr. rer. nat. –

genehmigte Dissertation

von

Dipl.-Phys. Michael Joachim Born
geboren am 29.12.1974 in Lauchhammer

2006

Referent: Prof. Dr. B. Wellegehausen
Korreferent: Prof. Dr. B. N. Chichkov
Tag der Promotion: 19.7.2006

Abstract

Michael Joachim Born

Kurzpuls-laser-induzierte Plasmen für XUV-Rekombinationslaser Untersuchungen zur Beeinflussung von Plasmaparametern

Durch Einwirkung von Kurzpuls-laserstrahlung auf gasförmige *Targets* oder niedrig ionisierte Plasmen (Vorplasmen) lassen sich bei Intensitäten oberhalb von 10^{15} W/cm² durch optische Feldionisation (OFI) Plasmen erzeugen, die als Verstärkungsmedien für XUV-Laser geeignet sind. XUV-Rekombinationslaser benötigen dabei Plasmen mit einer niedrigen Elektronentemperatur, während für elektronenstoßgepumpte XUV-Laser hohe Elektronentemperaturen erforderlich sind. Die Plasmaanfangsbedingungen wie Ionisationsgrad und Elektronentemperatur können durch Wellenlänge, Intensität und Polarisation der Laserstrahlung beeinflusst werden.

In der Arbeit werden Grundlagen für OFI-Rekombinationslaser zusammengestellt, Eigenschaften des verwendeten Femtosekunden-Titan:Saphir-Lasersystems beschrieben und eine neu entwickelte Datenerfassungssoftware vorgestellt.

Es wurden Untersuchungen an OFI-Plasmen ausgehend von Helium und Wasserstoff Gasgemischen durchgeführt, mit dem Ziel, durch die kalten Elektronen des Wasserstoffplasmas die Elektronentemperatur des He²⁺-Plasmas zu senken. Durch zeitaufgelöste Messungen konnte hierbei erstmalig ein Kühlungseffekt durch ein Gasgemisch in einem OFI-Plasma demonstriert werden.

Neben Helium wurden Plasmen von Stickstoff und Sauerstoff untersucht. Auf Übergängen in N²⁺- und O²⁺-Ionen bei 45,2 nm und 37,4 nm sind XUV-Rekombinationslaser bekannt. Da es sich bei diesen Linien um Übergänge zum Grundzustand handelt, ist eine besonders hohe Rekombinationsrate und damit ein kaltes Plasma notwendig, um eine Besetzungsinversion zu erreichen. Hier wurde die Kühlung von Plasmen durch Wärmeleitung an Metallflächen untersucht und es konnten mittels zeitaufgelöster spektroskopischer Untersuchungen deutliche Kühlungseffekte durch die Metallflächen nachgewiesen werden.

Bei der Kurzpulsanregung von Lithium-Ablationsplasmen wird besonders intensiv die Lyman- α -Linie von Li²⁺ bei 13,5 nm emittiert, und auch über Laserverstärkung auf diesem Grundzustandsübergang ist berichtet worden. Eigene Untersuchungen zeigen jedoch, dass die starke Emission bei 13,5 nm nicht als Folge einer optischen Feldionisation von Li-Atomen und Li⁺-Ionen entsteht sondern durch Ionisation von Clustern und Mikropartikeln, die bei der Ablation erzeugt werden. Messungen zeigen, dass hierfür längere Laserpulse im Pikosekundenbereich günstig sind. Ein Rekombinationslaser bei 13,5 nm in den Grundzustand des Li²⁺-Ions ist unter diesen Bedingungen nicht möglich.

Schlagnworte: optische Feldionisation, Plasma-Kühlung, XUV-Laser

Abstract

Michael Joachim Born

Short-pulse-laser induced plasmas for xuv-recombination lasers Investigations to influence the plasma parameters

By interaction of short-pulse laser radiation with gaseous targets or low ionized plasmas (pre-plasma) at intensities above 10^{15} W/cm², plasmas are generated by optical field ionization (OFI). Such plasmas are suited as amplifying media for xuv lasers. A recombination type xuv laser thereby requires a plasma with cold electrons, whereas an electron collisional type laser needs a plasma with hot electrons. The initial plasma conditions as ionization degree and electron temperature can be manipulated by the wavelength, the intensity and the polarization of the laser radiation.

In this work, basics for OFI-recombination type lasers are given, features of the used femtosecond Ti:sapphire laser system are described and a new developed software for data acquisition is introduced.

Investigations on gaseous mixtures of Helium and Hydrogen to lower the electron temperature of the He²⁺ plasma by the cold electrons of the hydrogen plasma have been performed. By time resolved measurements a cooling effect in an OFI plasma by a gas mixture could be demonstrated for the first time.

In addition to helium, plasmas of nitrogen and oxygen have been investigated. At transitions in N²⁺ and O²⁺ at 45.2 nm and 37.4 nm xuv recombination lasers are known. To achieve population inversion at these ground state transitions, a high recombination rate and a cold plasma is necessary. Here, plasma cooling by heat conduction in close vicinity to metal surfaces was studied, and a clear cooling effect by the metal surfaces could be seen from time resolved spectroscopic investigations.

Upon short-pulse laser excitation of Lithium ablation plasmas, a strong emission of the Lyman- α -line of Li²⁺ at 13.5 nm is obtained and also laser gain at this ground state transition has been reported. Own investigations however show, that the strong emission at 13.5 nm is not primarily due to optical field ionization of Li atoms and Li⁺ ions but more due to the ionization of clusters and microparticles, which are generated by the ablation process. Measurements show, that for this longer laser pulses in the picosecond regime are favourable. A recombination laser at 13.5 nm to the ground state of the Li²⁺ ion will not be possible under these conditions.

Keywords: optical field ionization, plasma cooling, xuv laser

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
	Symbolverzeichnis	3
2	Wechselwirkung von kurzen Laserpulsen mit Gasen	7
2.1	Plasmaerzeugung durch optische Feldionisation	7
2.1.1	Ionisation von Atomen	7
2.1.1.1	Das <i>barrier suppression ionisation</i> (BSI) Modell	8
2.1.2	Ionisation von Molekülen	11
2.1.3	Elektronentemperaturen von OFI-Plasmen	12
2.2	Inverse Bremsstrahlung	15
2.3	Defokussierung intensiver Laserstrahlung in Gasen	18
2.4	XUV-Laser Grundlagen	23
2.4.1	Laser-Schemata	24
2.4.1.1	Inversion durch Elektronenstoß	25
2.4.1.2	Inversion durch Rekombination	27
2.4.1.3	Andere Inversionsmechanismen	28
2.4.2	OFI-Röntgenlaser - aktueller Stand	30
2.4.3	Abschätzung der Teilchendichte	31
2.5	Zusammenfassung	32
3	Lasersystem und Messtechnik	34
3.1	Das Lasersystem	35
3.1.1	Funktionsweise	35
3.1.2	Die zeitliche Steuerung	36
3.1.3	Fokussierung von Laserstrahlung	38
3.2	Detektion	39
3.2.1	Monochromatoren	39

3.2.2	MCP-Detektor	41
3.3	Die Datenerfassung	43
3.3.1	Hardware	43
3.3.1.1	Oszilloskop TDS3052	44
3.3.2	Software	45
3.3.2.1	Die Datenerfassungssoftware <code>gpiblog</code>	46
3.3.2.1.1	Die Benutzung von <code>gpiblog</code>	46
3.3.2.1.2	Datenstrukturen von <code>gpiblog</code>	49
3.3.2.2	Das Hilfsprogramm <code>integrate</code>	50
3.4	Abschlussbemerkungen	51
4	Untersuchungen an Plasmen	53
4.1	OFI in Gasen	54
4.1.1	Longitudinales Pumpen	57
4.1.1.1	Variation der Plasmalänge	59
4.1.1.2	Ergebnisse	61
4.1.1.3	Diskussion der Ergebnisse	64
4.1.2	Kühlung an Metallflächen	65
4.1.2.1	Versuchsaufbau	67
4.1.2.2	Ergebnisse und Diskussion	68
4.1.3	Kühlung durch Gasgemische	72
4.1.3.1	Erste Untersuchungen	73
4.2	Untersuchungen an Lithiumplasmen	76
4.2.1	Experimenteller Aufbau	79
4.2.2	Ergebnisse	81
4.2.3	Zusammenfassung der Lithium Untersuchungen	83
5	Zusammenfassung und Ausblick	87

1 Einleitung

Die Entwicklung von Strahlungsquellen im kurzwelligen Spektralbereich unterhalb 200 nm (VUV-Bereich) und unterhalb 100 nm (XUV-Bereich) ist von großer Aktualität, da sich zunehmend neue Forschungs- und Anwendungsfelder für derartige Strahlungsquellen ergeben. So erfordert die Herstellung immer feinerer Strukturen in der Lithographie den Einsatz immer kurzwelligerer Strahlung, aktuell steht auf der „Road Map“ der Lithographie der Übergang von den Excimerlaserlinien bei 193 nm (ArF-Laser) und 157 nm (F₂-Laser) zu Strahlung im XUV-Bereich um 13,5 nm an.

Während für die XUV-Lithographie nicht zwingend kohärente Strahlung erforderlich ist und deshalb hier derzeit inkohärente Plasmaquellen, erzeugt durch Gasentladungen oder Laseranregung, entwickelt werden, erfordern Anwendungen im wissenschaftlichen Bereich (z.B. Festkörper-, Oberflächenspektroskopie) zumeist kohärente Quellen mit besonderer Zeitstruktur (z.B. kurze Pulse).

Die einfachste Möglichkeit zur Erzeugung kohärenter Kurzpulsstrahlung bis in den Bereich von etwa 10 nm (0,124 keV) bietet die nichtlineare Optik unter Verwendung von Kurzpulslasern hoher Intensität. So können z.B. mit Kurzpulslasern im sichtbaren oder nahen infraroten Spektralbereich (typisch z.B. Titan:Saphir-Laser um 800 nm) bei Intensitäten von 10^{14} W/cm² Harmonische bis zu sehr hoher Ordnung (>100) erzeugt und damit unmittelbar weite Spektralbereiche im XUV abgedeckt werden [Chang u. a., 1997]. Allerdings ist die Effizienz dieses Prozesses mit typisch 10^{-6} und weniger für den sehr kurzwelligen Bereich gering und auch die zeitliche Kohärenz ist aufgrund der verwendeten Kurzpuls-Pumplaser gering.

Prinzipiell höhere Effizienzen und flexiblere Zeitstrukturen der Strahlung sollten mit XUV-Lasern möglich sein, weshalb die Entwicklung von Lasern für diesen Spektralbereich nach wie vor von Bedeutung ist und darüber hinaus eine wissenschaftlich-technische Herausforderung darstellt.

Um einen „Röntgenlaser“ zu verwirklichen, wird zunächst ein geeignetes Lasermedium benötigt. Wegen der hohen Photonenenergien der kurzwelligen Strahlung müssen Strahlungs-

übergänge in Ionen betrachtet werden. Das Lasermedium muss demzufolge ein geeignetes Plasma sein. Dieses Plasma kann z.B. durch eine Gasentladung oder durch die Einwirkung von Laserstrahlung auf Materie (laserinduzierte Plasmen) erzeugt werden. Nachfolgend müssen in diesem Plasma dann durch die Plasmadynamik oder durch weitere Anregungsprozesse geeignete Bedingungen für eine Besetzungsinversion auf Ionenübergängen geschaffen werden.

Bei heutigen Röntgenlasern wird meistens die Plasmaerzeugung mit Lasern angewendet. Bei der Plasmaerzeugung mit Nanosekunden-Pumplasern entstehen zunächst quasi-Gleichgewichtsplasmen mit einer Vielzahl von Ionenzuständen. Besetzungsinversionen können in der Expansions- und Abkühlungsphase des Plasmas entstehen, z.B. durch Rekombinations- oder Elektronenstoßanregungsprozesse. Demzufolge unterscheidet man zwischen Rekombinationsröntgenlasern (erstmalig realisiert 1985 in C^{5+} bei 18,2 nm [Suckewer u. a., 1985]) oder elektronenstoßgepumpten Lasern (erstmalig realisiert 1985 in Se^{24+} bei 21 nm [Matthews u. a., 1985]). Da bei den ns-Pumplasern die Plasmaerzeugung und die Abkühlungs- und Expansionsprozesse zeitlich überlappen, ist die Plasmadynamik sehr komplex. Außerdem werden sehr hohe Pumpenergien ($10^2 - 10^3$ Joule) benötigt, um die erforderlichen Plasmen erzeugen zu können, wodurch diese Pumplasersysteme entsprechend groß und teuer sind. Bei Effizienzen der Röntgenlaser von etwa 10^{-5} sind Ausgangsenergien deutlich im Millijoule-Bereich möglich, wobei die Röntgenpulsdauern im ns - ps Bereich liegen.

Durch die Entwicklung von Kurzpulslasern mit Pulsdauern im Femtosekundenbereich, mit denen hohe Intensitäten schon bei geringen Pulsenergien möglich sind, haben sich in den letzten Jahren prinzipiell neue Möglichkeiten für die Verwirklichung von Röntgenlasern ergeben. So wird bei der Wechselwirkung kurzer intensiver Laserpulse mit gasförmigen *Targets* überwiegend durch den Prozess der optischen Feldionisation (OFI) instantan ein Nichtgleichgewichtsplasma erzeugt, das Ausgangspunkt für die Erzeugung der Inversion in der Abkühlungs- und Expansionsphase des Plasmas ist. Abhängig von den Plasmaanfangsbedingungen ist die Inversion durch Rekombination oder Elektronenstoßanregung möglich, wie auch bei den durch ns-Pumpimpulse erzeugten XUV-Lasern.

Die Plasmaanfangsbedingungen wie Ionisationsstufe und Energieverteilung (Temperatur) der Elektronen lassen sich durch den OFI-Prozess über Laserparameter wie die Intensität und die Polarisation steuern. Außerdem sollten die geringeren erforderlichen Pumpenergien die Realisierung kompakter „*table top*“-Röntgenlaser ermöglichen.

Schon bald nach den ersten Vorschlägen und theoretischen Arbeiten [Burnett und Corkum, 1989] wurde auch über Laserverstärkung nach OFI-Prozessen in Li^{2+} bei 13,5 nm

(Rekombinationsschema [Nagata u. a., 1993]) und Xe^{8+} bei 41,8 nm (Elektronenstoßschema [Lemoff u. a., 1995]) berichtet und auf Konferenzen von einem Durchbruch bei der Verwirklichung von Laborröntgenlasern gesprochen. Leider haben sich die an diesen Lasertyp geknüpften Erwartungen bislang nur sehr eingeschränkt erfüllt.

So konnte das Xe^{8+} System erst im Jahre 2000 sicher reproduziert und schließlich auch gesättigte Verstärkung bei diesem Laser [Sebban u. a., 2001] und bei einem weiteren Übergang (Kr^{8+} bei 32 nm [Sebban u. a., 2002]) demonstriert werden, so dass OFI-Elektronenstoßsysteme als gesicherte Lasersysteme gelten, auch wenn mittlerweile andere Kurzpulslaser-gepumpte Schemata mit Elektronenstoßanregung (*transient gain* und GRIP-Systeme) erfolgreicher sind [Nickles u. a., 1997; Shlyaptsev u. a., 2003].

Bei den OFI-Rekombinationssystemen ist die Situation dagegen nach wie vor unklar. Zwar wurde neben dem Li^{2+} auch über Laserverstärkung auf verschiedenen Übergängen in O^{2+} und N^{2+} Ionen berichtet [Chichkov u. a., 1995; Lu u. a., 1999], die Ergebnisse sind jedoch insgesamt widersprüchlich, wenig reproduzierbar, und die berichteten Verstärkungen bzw. Verstärkungslängenprodukte der OFI-Rekombinationslaser bleiben gering. In noch keinem Fall wurde gesättigte Verstärkung erreicht. Die Gründe hierfür sind noch unklar. Offensichtlich sind die Plasmabedingungen (kalte Elektronenenergieverteilung) schwierig zu erreichen und über größere Wechselwirkungslängen aufrecht zu erhalten.

Diese Problematik haben die OFI-Systeme dabei mit den konventionellen Rekombinationslasersystemen gemein. Da Rekombinationsschemata aber eine günstige Skalierung haben und kurzweilige Laser schon in niedriger Ionisationsstufe möglich sind, ist eine Beschäftigung mit diesen Systemen nach wie vor aktuell, wie die internationalen Röntgenlasertagungen zeigen.

In der Arbeitsgruppe Kurzwellige Laser des Instituts werden deshalb seit längerem OFI-Plasmen mit dem Ziel untersucht, Rekombinations-Röntgenlaser zu verwirklichen, wobei auch verschiedene OFI-Rekombinationssysteme realisiert werden konnten [Egbert u. a., 1998, 1999]. Allerdings waren die Verstärkungslängenprodukte zumeist gering und eigene Reproduktionen der Ergebnisse schwierig. Dies wurde auf die erwähnten inhärenten Schwierigkeiten der Rekombinationssysteme und auf Instabilitäten und schlechte Strahlprofile der verwendeten Pumplasersysteme zurückgeführt. Im Falle des erwähnten Li^{2+} -Lasersystems von Nagata führten eigene Untersuchungen zu Ergebnissen, die deutliche Zweifel an diesem System zulassen [Reinhardt u. a., 2001]. Im Rahmen dieser Arbeit sollten mit einem verbesserten Pumplasersystem unter Anwendung verschiedener Mechanismen zur Beeinflussung der Plasmabedingung bekannte OFI-Rekombinationssysteme nochmals untersucht

werden. Die Untersuchungen sollten dazu dienen Ergebnisse zum Li^{2+} -System zu reproduzieren, Wege für eine Verbesserung der Startbedingungen für OFI-Rekombinationslaser zu erproben und gegebenenfalls OFI-Verstärkung zu demonstrieren.

In der vorliegenden Arbeit wird in Kapitel 2 die Erzeugung von Kurzpulslaser-Plasmen in Dämpfen und Gasen beschrieben. Das theoretische Modell der optischen Feldionisation umfasst dabei auch die entstehenden Elektronentemperaturen, mit deren Erhöhung durch inverse Bremsstrahlung sich ein weiterer Abschnitt beschäftigt. Die Problematik der Ionisations-Defokussierung, die das Erreichen hoher Laserintensitäten in Gasen limitiert, wird auf für Rekombinationslaser relevante Systeme angewendet. Abschließend werden die Grundlagen von XUV-Lasern dargestellt und der aktuelle Stand der OFI-Röntgenlaser vermittelt.

In Kapitel 3 wird das für die Untersuchungen verwendete Titan:Saphir-Lasersystem vorgestellt. Neben der Beschreibung der Detektion der Plasmastrahlung widmet sich der größte Teil des Kapitels dem im Rahmen der Arbeit entwickelten Datenerfassungssystem. Dieses umfasst eine schnelle, zeitaufgelöste Datenaufnahme für Signale im Nanosekunden-Bereich und die Software zur Weiterverarbeitung dieser Daten. Außerdem werden weitere Verbesserungsmöglichkeiten am Lasersystem und an der Datenerfassung diskutiert.

Das darauf folgende Kapitel 4 beschreibt und diskutiert die Ergebnisse der durchgeführten Untersuchungen.

Zunächst werden in einer longitudinalen Pumpanordnung Experimente an N^{2+} - und O^{2+} -Plasmen, in denen schon Verstärkung realisiert wurde, durchgeführt. Durch Längenvariationen des Plasmas wird versucht diese zu reproduzieren.

Die anschließenden Abschnitte befassen sich mit der Senkung der Elektronentemperatur in OFI-Plasmen, um bessere Voraussetzungen für Rekombinationslaser zu schaffen. Dabei wird auf die Ionisation von Helium-Wasserstoff Gasgemischen zur Erzeugung eines kälteren Heliumplasmas eingegangen. Außerdem soll durch Wärmeleitungskühlung mit Metallflächen an Helium-, Stickstoff- und Sauerstoffplasmen die Elektronentemperatur gesenkt werden.

Abschließend folgen Experimente mit Lithiumplasmen, die zur Klärung des OFI-untypischen Verhaltens der 13,5 nm Linie in Li^{2+} beitragen sollen.

Schließlich werden in Kapitel 5 die Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst.

2 Wechselwirkung von kurzen Laserpulsen mit Gasen

Im folgenden Kapitel werden Grundlagen zur Plasmaerzeugung in Gasen und Dämpfen mit Hilfe von Kurzpulslasern hoher Intensität dargestellt und Anwendungen insbesondere für Röntgenlaser beschrieben.

Abschnitt 2.1 erläutert die Ionisation von Gasen durch kurze Laserpulse anhand eines einfachen Modells. Möglichkeiten zur Manipulation der Elektronentemperatur des Plasmas werden untersucht.

Eine Aufheizung der freien Elektronen im Plasma kann durch inverse Bremsstrahlung, die in Abschnitt 2.2 besprochen wird, hervorgerufen werden.

Danach wird in Abschnitt 2.3 auf die Fokussierung von Laserstrahlung in einem Gas eingegangen, wobei intensitätsbegrenzende Effekte berücksichtigt werden.

Abschließend steht in Abschnitt 2.4 dieses Kapitels die Entwicklung von Röntgenlasern im Mittelpunkt. Dazu werden die Funktionsweise der kurzwelligen Laser dargestellt und die für eine Inversion benötigten Plasmaparameter analysiert.

2.1 Plasmaerzeugung durch optische Feldionisation

In diesem Abschnitt werden theoretische Grundlagen der Ionisation von Gasen in starken Laserfeldern diskutiert. Im Vordergrund stehen die Ionisation von Atomen (Abschnitt 2.1.1) und die auftretenden Elektronentemperaturen (Abschnitt 2.1.3).

2.1.1 Ionisation von Atomen

Die Ionisation von Atomen mit kurzen Laserpulsen (starken elektromagnetischen Feldern) ist erstmals von Keldysh beschrieben worden [Keldysh, 1965]. Dabei müssen zwei verschiedene Ionisationsmechanismen unterschieden werden. Die Multiphotonenionisation und die

Tunnelionisation (auch optische Feldionisation OFI genannt). Der Keldysh-Parameter

$$\gamma = \sqrt{\frac{E_{ion}}{2U_p}} \quad (2.1)$$

wird für die Entscheidung, welcher Prozess dominant ist, zu Rate gezogen. Hierbei ist E_{ion} die Ionisationsenergie des Teilchens und U_p das ponderomotive Potential, das die Energie angibt, die ein Elektron im elektromagnetischen Feld aufnehmen kann.

$$U_p = \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} = 9,33 * 10^{-14} I \lambda^2 \quad (2.2)$$

wobei e, m die Ladung bzw. Masse eines Elektrons, E die elektrische Feldstärke und ω die Kreisfrequenz der Laserstrahlung ist, und U_p in [eV], I in [W/cm^2] und die Wellenlänge λ in [μm] angegeben werden.

Ist der Keldysh-Parameter $\gamma > 1$, so liegt eine Multiphotonenionisation vor, bei $\gamma < 1$ handelt es sich um Tunnelionisation. Bei welchen Kombinationen von Ionisationsenergie des Teilchens und Intensität des Lasers welcher Ionisationsmechanismus vorliegt ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Die in den hier vorgestellten Experimenten verwendeten Laserintensitäten lagen meist über $10^{15} \text{ W}/\text{cm}^2$ und die relevanten Ionisationsenergien waren kleiner als 55 eV, so dass immer Tunnelionisation vorlag. Deshalb wird im Folgenden dieser auch als optische Feldionisation (OFI) bezeichnete Ionisationsmechanismus näher beschrieben.

2.1.1.1 Das *barrier suppression ionisation* (BSI) Modell

Für die optische Feldionisation existiert ein einfaches Modell, welches auf der Überlagerung des atomaren Coulomb-Potentials (Abbildung 2.2a)) mit dem statisch angenommenen Feld des Lasers basiert [Augst u. a., 1989]. Das in Abbildung 2.2b) dargestellte Potential ergibt sich danach zu

$$V(x) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 |x|} - eEx \quad (2.3)$$

mit Z als Ionisationsstufe ($Z = 1$ entspricht dem Atom).

Das Elektron kann das Potential des Atoms verlassen, wenn die Potentialbarriere, die ihren größten Wert bei $x = x_{max}$ hat, um den Betrag der Ionisationsenergie abgesenkt

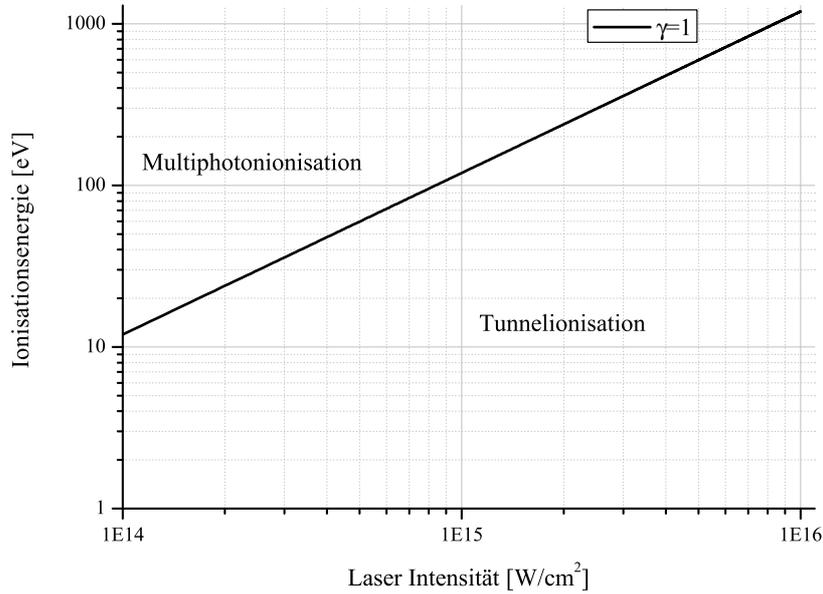


Abbildung 2.1: Der Keldysh-Parameter zur Unterscheidung von Multiphotonen- und Tunnelionisation für einen $\lambda = 800$ nm Laser

wird.

$$V(x_{max}) = E_{ion} \quad (2.4)$$

An der Stelle $x = x_{max}$ muss die Ableitung des Potentials $V(x)$ verschwinden, wodurch sich

$$x_{max} = \sqrt{\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 E}} \quad (2.5)$$

ergibt. Das Potential beträgt dann

$$V(x_{max}) = -\sqrt{\frac{EZe^3}{\pi\epsilon_0}} \quad (2.6)$$

Die Bedingung 2.4 ist erfüllt, wenn die elektrische Feldstärke des Lasers den Wert

$$E = \frac{\pi\epsilon_0 E_{ion}^2}{Ze^3} \quad (2.7)$$

annimmt. Abbildung 2.3 zeigt die namensgebende unterdrückte Potentialbarriere der *barrier suppression ionisation* (BSI).

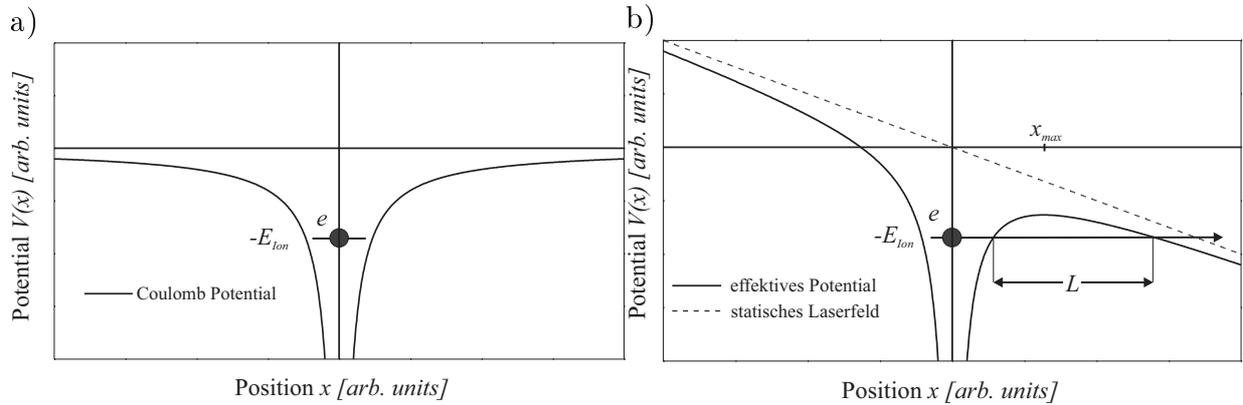


Abbildung 2.2: a) Coulomb Potential des Atoms. b) Überlagerung von Coulomb Potential und statischem Laserfeld.

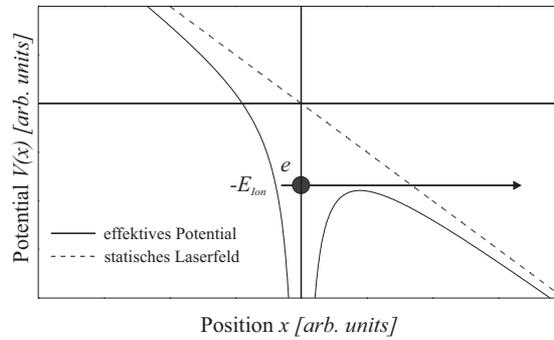


Abbildung 2.3: Abgesenkte Potentialbarriere. Das Elektron ist nicht mehr an den Kern gebunden.

Mit $I = \frac{1}{2}\epsilon_0 c |E|^2$ ergibt sich die *Appearance*-Intensität für lineare Polarisation des Lasers zu

$$I_{app}^{linear} = \frac{\epsilon_0^3 c \pi^2}{2e^6} \frac{E_{ion}^4}{Z^2} = 4 * 10^9 \frac{E_{ion}^4}{Z^2} \quad (2.8)$$

Die *Appearance*-Intensität ist in $[W/cm^2]$ und die Ionisationsenergie in $[eV]$ angegeben. Z bezeichnet die Ionisationsstufe ($Z = 1$ entspricht dem neutralen Atom). Tabelle 2.1 listet für die vorliegende Arbeit wichtige *Appearance*-Intensitäten auf.

Für den Fall zirkular polarisierter Laserstrahlung wurde eine 1,5 mal höhere *Appearance*-Intensität, als für den linearen polarisierten Fall gemessen. Dieser Faktor lässt sich nicht mehr mit dem einfachen Ionisationsmodell begründen, sondern bedarf einer komplexeren theoretischen Grundlage, die in [Egbert u. a., 1998] erläutert wird.

$$I_{app}^{zirkular} = 1,5 * I_{app}^{linear} = 6 * 10^9 \frac{E_{ion}^4}{Z^2} \quad (2.9)$$

Element	$I_{app}^{Z=1} [\frac{W}{cm^2}]$	$I_{app}^{Z=2} [\frac{W}{cm^2}]$	$I_{app}^{Z=3} [\frac{W}{cm^2}]$	$I_{app}^{Z=4} [\frac{W}{cm^2}]$
Helium	$1,46178 \cdot 10^{15}$	$8,76812 \cdot 10^{15}$		
Lithium	$3,38111 \cdot 10^{12}$	$3,27311 \cdot 10^{16}$	$9,99233 \cdot 10^{16}$	
Stickstoff	$1,78485 \cdot 10^{14}$	$7,6776 \cdot 10^{14}$	$2,25263 \cdot 10^{15}$	$9,00573 \cdot 10^{15}$
Sauerstoff	$1,37567 \cdot 10^{14}$	$1,52062 \cdot 10^{15}$	$4,04746 \cdot 10^{15}$	$8,97787 \cdot 10^{15}$

Tabelle 2.1: *Appearance*-Intensitäten verschiedener Elemente bei linear polarisierter Strahlung

Im Gegensatz zum BSI Modell basiert das komplexere ADK Modell (benannt nach den Autoren des Artikels Ammosov, Delone und Krainov [Ammosov u. a., 1986]) auf einer Modellierung des Ionisationsprozesses ausgehend von der quantenmechanischen Ionisationstheorie des Wasserstoffatoms. Die Ionisationswahrscheinlichkeit für ein Atom/Ion mit Magnetquantenzahl $m = 0$ wird dort in atomaren Einheiten angegeben durch

$$W = \omega_a \frac{(2l + 1) E}{8\pi Z} P \left(\frac{4eZ^3}{n^{*4}E} \right)^{2n^*} \exp \left(-\frac{2Z^3}{3n^{*3}E} \right) \quad (2.10)$$

mit der atomaren Frequenz $\omega_a = 4,1 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$, der Bahndrehimpuls-Quantenzahl l , der elektrischen Feldstärke E und dem polarisationsabhängigen Faktor P , der für zirkulare Polarisation des Lasers $P = 1$ und für lineare Polarisation $P = (3En^{*3}/\pi Z^3)^{1/2}$ wird. Die effektive Quantenzahl n^* berechnet sich mit der Rydberg-Konstante R und der Ionisationsenergie E_{ion} zu $n^* = Z(R/E_{ion})^{1/2}$. Im Anhang von [Egbert u. a., 1998] wird gezeigt, dass das einfache BSI- und das ADK-Modell die gleichen Vorhersagen über notwendige Intensitäten zur Ionisation treffen.

2.1.2 Ionisation von Molekülen

Analog zur Ionisation von Atomen kann das im vorhergehenden Abschnitt beschriebene BSI-Modell auch auf Moleküle angewandt werden. Erste experimentelle Untersuchungen zeigten gute Übereinstimmungen mit dem Modell für Atome, wenn die entsprechende Ionisationsenergie der Moleküle verwendet wurde [Chin u. a., 1992; Walsh u. a., 1993]. Zusätzlich wurde festgestellt, dass die Moleküle erst ionisiert werden, bevor sie dissoziieren, obwohl die Dissoziationsenergie niedriger ist.

Eine Auflistung der für diese Arbeit relevanten Ionisationsenergien findet sich in Tabelle 2.2.

Element/Molekül	E_{ion1} [eV]	E_{ion2} [eV]	E_{ion3} [eV]	E_{ion4} [eV]
O	13,618	35,116	54,934	77,412
O ₂	12,063			
N	14,534	29,601	47,448	77,472
N ₂	15,576			
He	24,587	54,416		
Li	5,392	75,638	122,451	

Tabelle 2.2: Ionisationsenergien verschiedener Atome und Moleküle [Weast, 1989].

2.1.3 Elektronentemperaturen von OFI-Plasmen

Ein sehr wichtiger Parameter von Plasmen ist die Energie der Elektronen, die besonders für den Aufbau einer Inversion (siehe Abschnitt 2.4) von zentraler Bedeutung ist. Obwohl die Energien der Elektronen im Plasma nicht immer einer Maxwell-Verteilung entsprechen, werden sie trotzdem als Elektronentemperatur bezeichnet.

Abhängig von der Polarisation des plasmaerzeugenden Laserpulses können die Elektronentemperaturen berechnet werden [Corkum u. a., 1989; Chichkov u. a., 1995; Egbert u. a., 1998].

Elektronentemperaturen bei linear polarisiertem Laserpuls

Nach der Tunnelionisation kann der Impuls \vec{p} der Elektronen durch eine Verteilungsfunktion

$$f(\vec{p})d^3\vec{p} = f(p_{\parallel})f(\vec{p}_{\perp})dp_{\parallel}d^2p_{\perp} \quad (2.11)$$

beschrieben werden, die sich aus ein- bzw. zweidimensionalen Maxwell-Verteilungsfunktionen zusammensetzt [Egbert, 1995; Egbert u. a., 1998].

$$f(p_{\parallel}) = (2\pi mT_{Z\parallel})^{-1/2} \exp\left(-\frac{p_{\parallel}^2}{2mT_{Z\parallel}}\right) \quad (2.12)$$

$$f(\vec{p}_{\perp}) = (2\pi mT_{Z\perp})^{-1} \exp\left(-\frac{\vec{p}_{\perp}^2}{2mT_{Z\perp}}\right) \quad (2.13)$$

Hierbei sind Z die Ionisationsstufe des erzeugten Ions, m die Elektronenmasse und $T_{Z\parallel}$, $T_{Z\perp}$ die Elektronentemperaturen parallel (\parallel) und senkrecht (\perp) zur Richtung des elektrischen Feldes in [eV]. Die Temperaturen lassen sich mit dem Keldysh-Parameter γ (Gleichung 2.1)

und der Laserfrequenz ω schreiben, als

$$T_{Z\parallel} = \frac{3\omega}{2\gamma^3} \quad (2.14)$$

$$T_{Z\perp} = \frac{\omega}{2\gamma}. \quad (2.15)$$

Das ponderomotive Potential für ein Laserfeld mit der *Appearance*-Intensität lässt sich aus den Gleichungen 2.2 und 2.7 ableiten.

$$U_{PZ} = \frac{\varepsilon_0^2 \pi^2}{4m\omega^2 e^4} \frac{E_{Ion}^4}{Z^2} \quad (2.16)$$

Damit berechnet sich der Keldysh-Parameter zu

$$\gamma_Z = \frac{\omega e^2 Z}{\varepsilon_0 \pi} \sqrt{\frac{2m}{E_{Ion}^3}}. \quad (2.17)$$

Mit atomaren Einheiten ($k_B = m = e = \hbar = 4\pi\varepsilon_0 = 1$), der Rydberg-Konstanten $Ry = 13,6$ eV und $\omega = 1,24/\lambda$ wird daraus

$$\gamma_Z = 8Z\omega \sqrt{\frac{Ry}{E_{Ion}^3}} = 0,73 \frac{Z}{\lambda} \left(\frac{Ry}{E_{Ion}} \right)^{3/2}. \quad (2.18)$$

Die Elektronentemperaturen werden dann zu

$$T_{Z\parallel} = \frac{3\omega}{2\gamma_Z^3} = 4,8 \left(\frac{E_{Ion}}{Ry} \right)^{9/2} \frac{\lambda^2}{Z^3} \quad (2.19)$$

und

$$T_{Z\perp} = \frac{\omega}{2\gamma_Z} = 0,85 \left(\frac{E_{Ion}}{Ry} \right)^{3/2} \frac{1}{Z}. \quad (2.20)$$

In Tabelle 2.3 sind einige, durch optische Feldionisierung mit 800 nm linear polarisierter Strahlung erzeugte Elektronentemperaturen aufgelistet. Die Ionisationsenergien sind [Weast, 1989] entnommen.

Wie man sieht, ergibt sich eine starke Anisotropie der Elektronentemperaturen. Die Elektronenenergien sind parallel zum elektrischen Feld des Lasers höher.

Die Temperaturanisotropie relaxiert innerhalb von ca. 10 ps durch Elektron-Elektron Stöße im Plasma zu einer mittleren Elektronentemperatur. Für den vorliegenden Fall eines

Ionisationsstufe		E_{Ion} [eV]	T_{\parallel} [eV]	T_{\perp} [eV]	T_{linear} [eV]
$Z = 1$	He I \rightarrow He II	24,587	44,1	2,1	16,1
$Z = 2$	He II \rightarrow He III	54,416	196,9	3,4	42,0
$Z = 1$	N I \rightarrow N II	14,534	4,1	0,9	2,0
$Z = 2$	N II \rightarrow N III	29,601	12,7	1,4	3,6
$Z = 3$	N III \rightarrow N IV	47,448	31,5	1,9	6,3
$Z = 1$	O I \rightarrow O II	13,618	3,1	0,9	1,6
$Z = 2$	O II \rightarrow O III	35,116	27,4	1,8	6,0
$Z = 3$	O III \rightarrow O IV	54,934	60,9	2,3	11,3

Tabelle 2.3: Elektronentemperaturen von OFI-Plasmen, die mit linear polarisierter 800 nm Laserstrahlung erzeugt wurden

linear polarisierten Laserfeldes ergibt sich diese mittlere Elektronentemperatur zu

$$T_{linear} = \frac{1}{3Z} \sum_{i=1}^Z (T_{i\parallel} + 2T_{i\perp}) \approx \frac{1}{Z} \sum_{i=1}^Z \frac{\omega}{2\gamma_i^3} = 1,6 \frac{\lambda^2}{Z} \sum_{i=1}^Z \frac{(E_{Ion}/Ry)^{9/2}}{i^3} \quad (2.21)$$

Für die Näherung wurde die Tatsache, dass $T_{\parallel} \gg T_{\perp}$ verwendet.

In Tabelle 2.3 sind entsprechend berechnete mittlere Elektronentemperaturen für mit linear polarisierter Laserstrahlung bei 800 nm zusätzlich angegeben. Abbildung 2.4 zeigt einen Vergleich berechneter mittlerer Elektronentemperaturen für linear polarisierte Laserstrahlung bei 800 nm und 400 nm.

Deutlich sind die geringeren Elektronentemperaturen bei Verwendung der frequenzverdoppelten Strahlung von 400 nm sichtbar.

Elektronentemperaturen bei zirkular polarisiertem Laserpuls

Bei der optischen Feldionisation mit zirkular polarisierter Strahlung ist die mittlere Energie des freigesetzten Elektrons gleich dem ponderomotiven Potential [Corkum u. a., 1989].

$$E_{mittel} = U_P = 9,33 * 10^{-14} I_{zirkular} \lambda^2 \quad (2.22)$$

Durch Einsetzen der *Appearance*-Intensität (Gleichung 2.9) und $T_{zirkular} = 2E_{mittel}/3$ erhält man

$$T_{zirkular} = \frac{1}{Z} \sum_{i=1}^Z T_i = 12,8 \frac{\lambda^2}{Z} \sum_{i=1}^Z \frac{(E_{Ion}/Ry)^4}{i^2}. \quad (2.23)$$

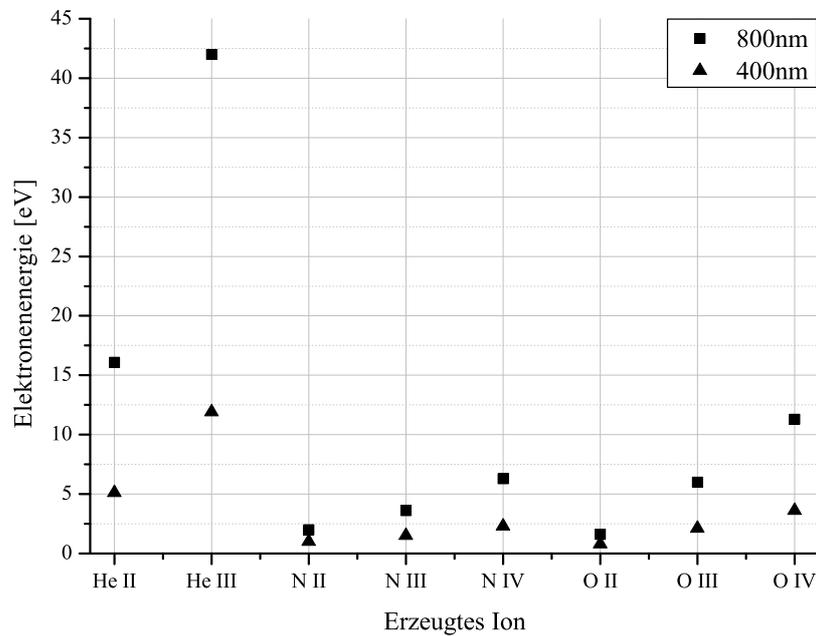


Abbildung 2.4: Mittlere Elektronentemperaturen in OFI-Plasmen bei linear polarisierter Laserstrahlung

Einen Vergleich der durch einen linear oder zirkular polarisierten Laserpuls erzeugten Elektronentemperaturen zeigt Abbildung 2.5.

Das mit einem zirkular polarisierten Laser erzeugte Plasma besitzt also wesentlich heißere Elektronen.

2.2 Inverse Bremsstrahlung

Durch den OFI-Prozess wird in sehr kurzer Zeit (Femtosekunden) ein Plasma mit den im vorherigen Abschnitt angegebenen anisotropen Elektronentemperaturen erzeugt. Das Strahlungsfeld des Laserpulses wechselwirkt aber nicht nur mit den Atomen und Ionen, sondern auch mit den freien Elektronen durch inverse Bremsstrahlung [Johnston und Dawson, 1973; Fill, 1994; Pert, 1995]. Hierbei wird ein Teil der Energie des Laserfeldes auf die freien Elektronen im Plasma übertragen. Aus Gründen der Impulserhaltung ist für den Energieübertrag neben dem Elektron und dem Photon auch noch die Anwesenheit eines Atomkerns notwendig.

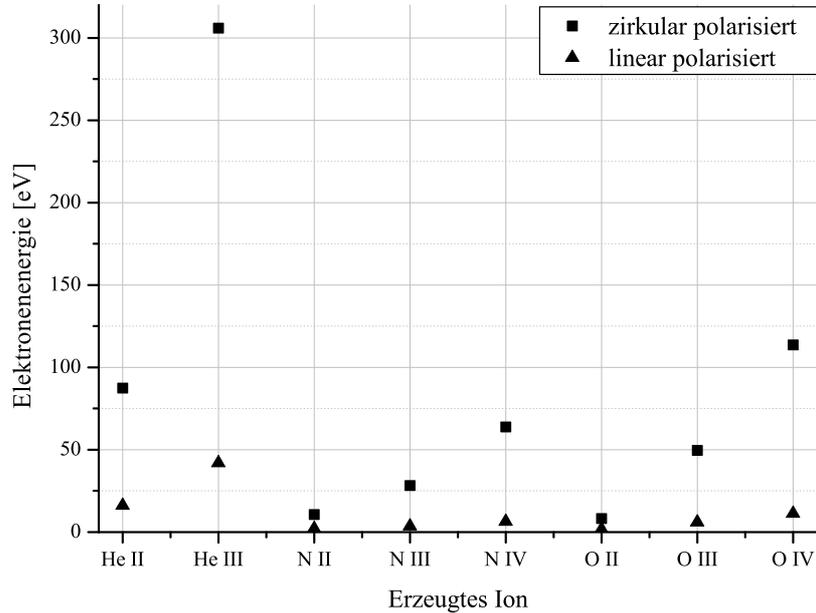


Abbildung 2.5: Mittlere Elektronentemperaturen in OFI-Plasmen bei unterschiedlich polarisierten Laserpulsen

Werden die Elektronen durch inverse Bremsstrahlung sehr stark aufgeheizt, kann es durch Stöße mit den Ionen zur weiteren Ionisation kommen. Dadurch steigt auch die Elektronendichte weiter an, bis sie maximal die kritische Dichte n_{cr} erreicht, bei der das Plasma für die Strahlung undurchsichtig wird und kein weiteres Aufheizen mehr stattfinden kann. Die kritische Elektronendichte beträgt $n_{cr} = 1,7 * 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ für 800 nm Strahlung und ist definiert durch

$$n_{cr} = \frac{4\pi^2 \epsilon_0 m_e c^2}{e^2 \lambda^2}, \quad (2.24)$$

wobei ϵ_0 die Dielektrizitäts-Konstante, m_e die Elektronenmasse, c die Lichtgeschwindigkeit, e die Elektronenladung und λ die Wellenlänge der Strahlung ist.

Der Vorgang der inversen Bremsstrahlung lässt sich durch einen Absorptionskoeffizienten β in $[\text{cm}^{-1}]$ beschreiben, der über $I = I_0 e^{-\beta l}$ mit der Intensität I_0 des Laserfeldes und der Wechselwirkungslänge l in $[\text{cm}]$ verknüpft ist.

$$\beta = \frac{7,8 * 10^{-9} q N_e^2 \Lambda}{\nu^2 T_e^{3/2}} \quad (2.25)$$

Hierbei ist q die Ladung der Ionen, N_e die Elektronendichte in $[\text{cm}^{-3}]$, $\Lambda \approx 3$ der Coulomb-Logarithmus, ν die Laserfrequenz in $[\text{s}^{-1}]$ und T_e die Elektronentemperatur in $[\text{eV}]$.

Abbildung 2.6 zeigt das Verhalten von β in Abhängigkeit von der anfänglichen Elektronendichte des Plasmas. Für OFI-Elektronentemperaturen von mit 800 nm Strahlung erzeugten NIV und OIV Plasmen ($T_e < 12 \text{ eV}$, siehe Abbildung 2.4) ergibt sich der gleiche Verlauf des Graphen, weshalb in Abbildung 2.6 nur zwischen verschiedenen Ionenladungen $q = 2$ (HeIII) und $q = 3$ (NIV und OIV) unterschieden wird.

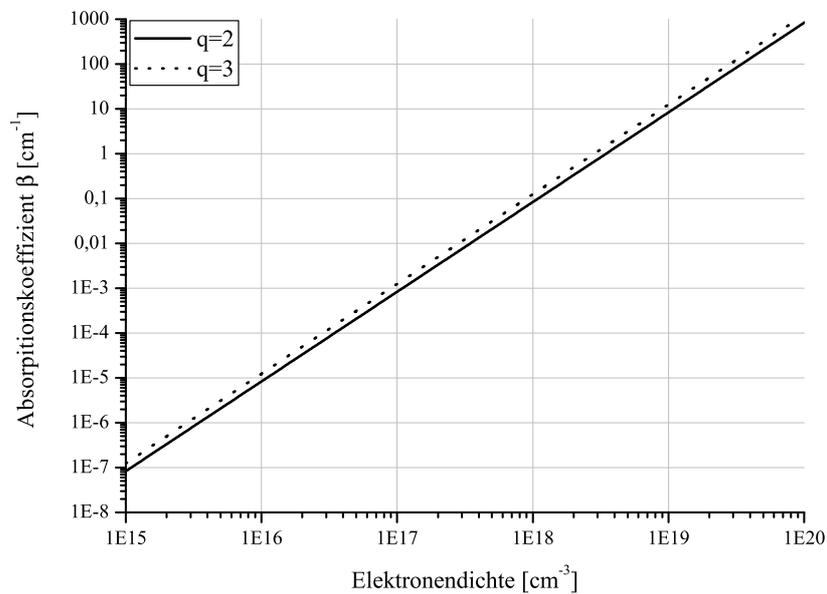


Abbildung 2.6: Absorption durch inverse Bremsstrahlung in Plasmen mit verschiedenen Ionenladungen q .

Erst ab einer Elektronendichte von etwa 10^{18} cm^{-3} wird durch inverse Bremsstrahlung merklich Energie aus dem Laserfeld absorbiert, wodurch die Elektronentemperatur steigt. Solche hohen Elektronendichten werden aber eher in Plasmen von Festkörpertargets erreicht, als in Plasmen von Gasen, so dass für die hier durchgeführten Untersuchungen die inverse Bremsstrahlung keine wichtige Rolle spielt.

2.3 Defokussierung intensiver Laserstrahlung in Gasen

Die in Abschnitt 3.1.3 beschriebene Fokussierung eines Gaußschen Strahls vernachlässigt die Wechselwirkung des Laserfeldes mit der Materie. Durch das kleiner werden des Strahlradius hin zum Fokuspunkt vergrößert sich die Intensität bis zu ihrem Maximum im Fokus. Da der Strahl durch ein Gas propagiert, wird dieses nach Abschnitt 2.1.1 ab einer bestimmten *Appearance*-Intensität ionisiert. Die vom Laserfeld erzeugten freien Elektronen bewirken einen Brechungsindex

$$n = 1 - \frac{N_e}{2N_c}. \quad (2.26)$$

Hierbei ist N_e die Elektronendichte und N_c die kritische Elektronendichte, die sich als $N_c = 10^{21}/\lambda^2$ mit λ in $[\mu\text{m}]$ berechnet.

Bei hohen Intensitäten kann das Gas auch mehrfach ionisiert werden. Wegen der räumlichen Intensitätsverteilung des Gaußschen Laserstrahls ergibt sich eine radialsymmetrische Elektronendichteverteilung mit einem Maximum im Zentrum. Nach Gleichung 2.26 ist der Brechungsindex also im Zentrum kleiner als zum Rand des Laserstrahls hin, ähnlich einer Streulinse. Dieser Effekt ist als Ionisations-Defokussierung bekannt [Rae, 1993; Fill, 1994].

Mit Hilfe des theoretischen Modells von [Fill, 1994] sollen nun die Auswirkungen der Defokussierung auf die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit abgeschätzt werden.

Dazu werden die zur Ionenladung q gehörenden Ionisationsenergien U des betrachteten Mediums parametrisiert, damit sich eine stetige Funktion ergibt.

$$U(q) = \hat{U}q^\alpha \quad (2.27)$$

Tabelle 2.4 beinhaltet die in Abbildung 2.7 angepassten Parameter \hat{U} und α , die (außer für Lithium) eine sehr gute Näherung der Ionisationsenergien ermöglichen.

Element	\hat{U}	α
Helium	24,587	1,14614
Lithium	19,70902	1,69064
Stickstoff	14,06401	1,10226
Sauerstoff	14,64966	1,21077

Tabelle 2.4: Parameter für die Ionisationsenergie-Funktion $U(q)$

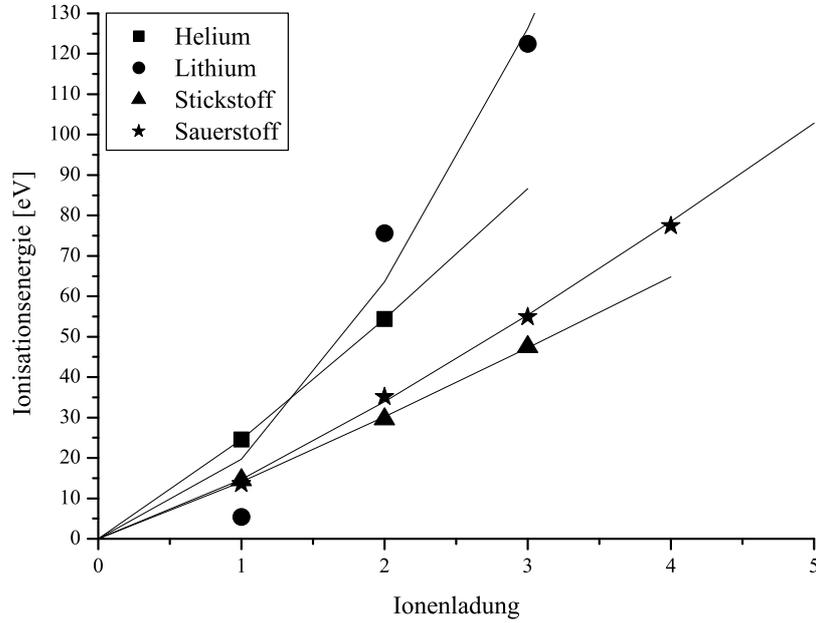


Abbildung 2.7: Angepasste Ionisationsenergie-Funktionen. Die Symbole markieren die Ionisationsenergien nach [Weast, 1989].

Mit der Laserpulsleistung P in [W], der Teilchendichte N in [$1/\text{cm}^3$], dem halben Öffnungswinkel C in [Radian] des fokussierten Laserstrahls und der Laserwellenlänge λ in [cm] lässt sich berechnen, ab wann die Defokussierung durch Ionisation einen signifikanten Beitrag zur Fokusgröße leistet. Die Gleichungen 2.28 und 2.29 geben diese Schwellwerte für die Laserpulsleistung und die Teilchendichte im Medium an.

$$P_{th} = \frac{\lambda^2}{4\pi} \left(\frac{N_c}{Nq_0} \right)^{4\alpha-2} C^{8\alpha-6} \quad (2.28)$$

$$N_{th} = \frac{N_c}{q_0} \left(\frac{\lambda^2}{4\pi P} \right)^{1/(4\alpha-2)} C^{\frac{4\alpha-3}{2\alpha-1}} \quad (2.29)$$

In Abbildungen 2.8 und 2.9 sind die Schwellwerte der Teilchendichte für Helium und Sauerstoff bei unterschiedlich starker Fokussierung dargestellt.

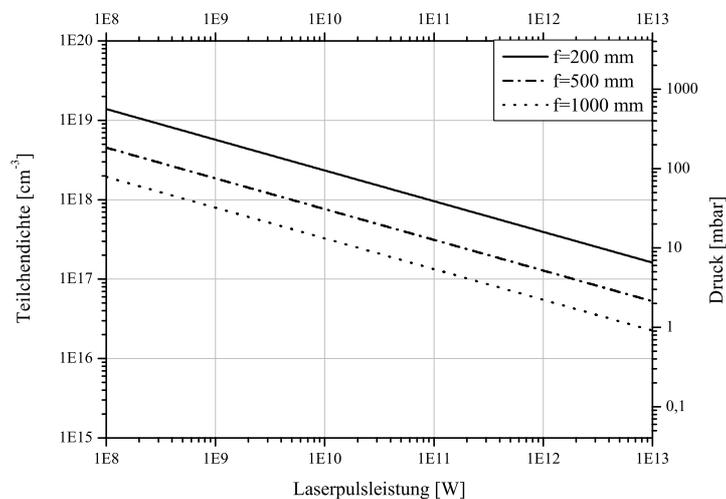


Abbildung 2.8: Schwellwerte für Defokussierungseffekte durch Ionisation in Helium. Die Strahlung mit 800 nm Wellenlänge wird durch verschiedene Linsen ($f=200$ - 1000 mm) fokussiert.

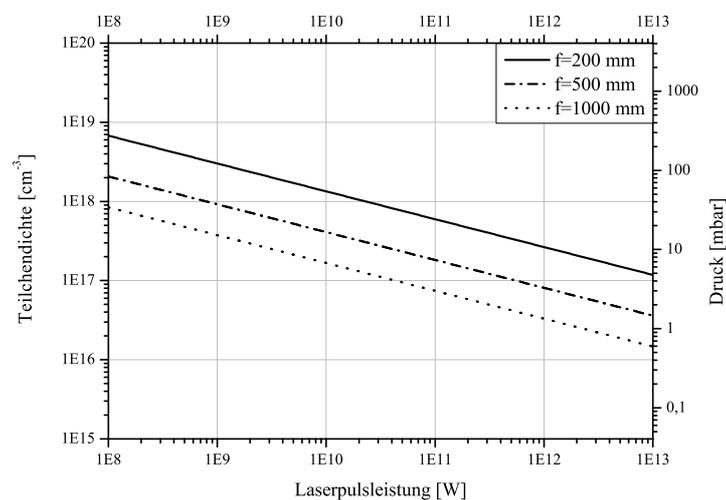


Abbildung 2.9: Schwellwerte für Defokussierungseffekte durch Ionisation in Sauerstoff. Die Strahlung mit 800 nm Wellenlänge wird durch verschiedene Linsen ($f=200$ - 1000 mm) fokussiert.

Je nach Fokussierung und Laserpulsleistung ist schon unterhalb einer Teilchendichte von 10^{17} cm^{-3} mit Auswirkungen der Ionisations-Defokussierung zu rechnen. Wenn also die Teilchendichte und bzw. oder die Pulsleistung die eingezeichneten Schwellwerte überschreiten, vergrößert die Defokussierung den Radius des Fokus signifikant, wodurch die Intensität sinkt. Die maximal erreichbare Intensität in $[\text{W}/\text{cm}^2]$ wird damit zu

$$I_{max} = \left(\frac{C^2 N_c}{q_0 N} \right)^{4\alpha-2}, \quad (2.30)$$

mit $q_0 = \left(4 * 10^9 \hat{U}^4 \right)^{1/(2-4\alpha)}$. Dabei kann natürlich immer eine Intensität erreicht werden, die unter der *Appearance*-Intensität für die erste Ionisationsstufe liegt, da in diesem Fall noch keine freien Elektronen vorhanden sind. Besonders interessant an Gleichung 2.30 ist die Unabhängigkeit der erreichbaren Intensität von der eingestrahlten Leistung. Die maximale Intensität ist nur von der Teilchendichte und der verwendeten Fokussierung bestimmt. Eine höhere Laserleistung erzeugt keine höher geladenen Ionen, sondern vergrößert nur das Plasma.

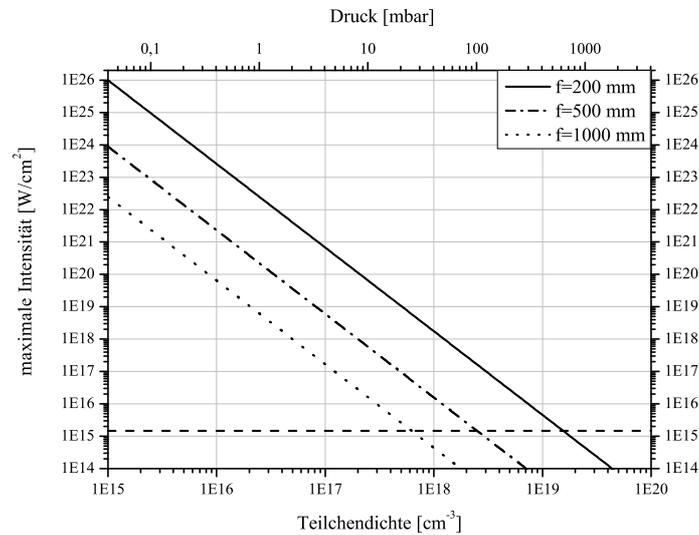


Abbildung 2.10: Die maximal erreichbare Intensität in Helium, wenn Defokussierung durch Ionisation auftritt. Dabei kommen Linsen verschiedener Brennweiten und Laserstrahlung mit 800 nm Wellenlänge zum Einsatz. Die waagerechte Linie markiert die *Appearance*-Intensität der ersten Ionisationsstufe.

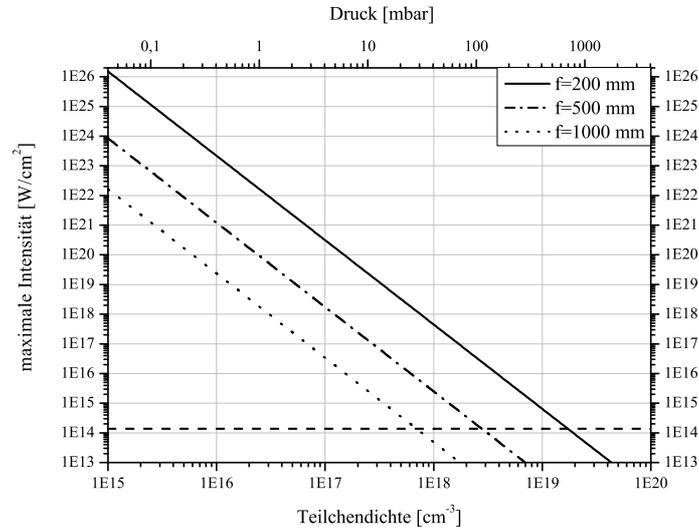


Abbildung 2.11: Die maximal erreichbare Intensität in Sauerstoff, wenn Defokussierung durch Ionisation auftritt. Dabei kommen Linsen verschiedener Brennweiten und Laserstrahlung mit 800 nm Wellenlänge zum Einsatz. Die waagerechte Linie markiert die *Appearance*-Intensität der ersten Ionisationsstufe.

Abbildungen 2.10 und 2.11 zeigen den Verlauf der maximalen Intensität für verschiedene Gasdrücke und eine waagerechte Linie bei der *Appearance*-Intensität für die erste Ionisationsstufe. Die Experimente mit Gasen wurden in der vorliegenden Arbeit bei Teilchendichten von 10^{16} cm^{-3} bis 10^{18} cm^{-3} durchgeführt.

Wie man in den Abbildungen 2.10 und 2.11 sehen kann, lassen sich trotz Ionisations-Defokussierung in Gasdichten von 10^{17} cm^{-3} noch Intensitäten von 10^{17} W/cm^2 erreichen. Bei 10^{18} Teilchen pro Kubikzentimeter ist aber abhängig von der Fokussierung unter Umständen nicht einmal mehr die *Appearance*-Intensität von HeII bzw. OIV erreichbar. Die hohen Werte für die maximale Intensität sollten auch nicht darüber hinwegtäuschen, dass sich bereits beim Überschreiten der Schwellwerte N_{th} bzw. P_{th} die Fokusgröße gegenüber der Fokusgröße im Vakuum verdoppelt hat. Damit ist eine deutlich höhere Laserpulsleistung, als bei Fokussierung im Vakuum, zum Erreichen der maximalen Intensität notwendig.

Das hier benutzte einfache Modell geht von der Fokussierung innerhalb des gasförmigen Mediums aus. Bei den Untersuchungen in Kapitel 4 wurden die Laserpulse in eine Vakuumapparatur fokussiert, wo sie mit einem gepulsten Gasstrahl wechselwirkten. Auf dem Weg

zum Gasstrahl erfährt der Laserpuls im Vakuum keine Defokussierung. Das der Laserpuls im Gasstrahl dann trotzdem defokussiert wird und das einfache Modell eine brauchbare Abschätzung der maximalen Intensität liefert, haben numerische Simulationen gezeigt [Decker u. a., 1996].

2.4 XUV-Laser Grundlagen

In der vorliegenden Arbeit werden Untersuchungen an Plasmen vorgestellt, die für kurzwellige Laser (XUV-Laser) angewendet werden sollen. Deshalb werden im folgenden Abschnitt Grundlagen der XUV-Laser dargestellt.

Anschließend werden in Abschnitt 2.4.1 verschiedene Möglichkeiten zur Inversionserzeugung diskutiert. Neben den heute üblichen Verfahren werden auch Ansätze, die sich bislang noch nicht durchgesetzt haben, vorgestellt.

Nachfolgend gibt Abschnitt 2.4.2 eine Übersicht, über den Stand der Forschung bei kurzwelligen Lasern, die auf OFI-Plasmen basieren (so genannte OFI-Laser).

Eine Abschätzung der minimal nötigen Teilchendichte zum Betrieb eines XUV-Lasers wird in Abschnitt 2.4.3 gegeben.

Im Vergleich zu Lasern im sichtbaren oder infraroten Spektralbereich weisen XUV-Laser einige Besonderheiten auf.

Wie Abbildung 2.12 zu entnehmen ist, besitzt XUV-Strahlung Wellenlängen zwischen 1 nm und 100 nm, was Photonenenergien von 12,4 eV bis 1240 eV entspricht. Die Photonenenergien liegen also über den Ionisationsenergien der meisten Elemente, weshalb die elektronischen Übergänge in Ionen und nicht in Atomen stattfinden. Die Lasermedien sind also Plasmen.

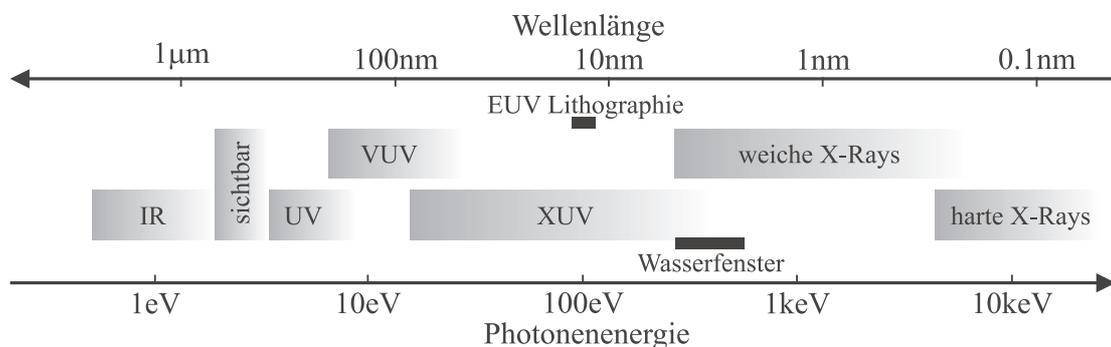


Abbildung 2.12: Spektralbereiche elektromagnetischer Strahlung

Bei aktuellen XUV-Lasern (manchmal auch Röntgenlaser genannt) werden die erforderlichen Plasmen durch Fokussierung von intensiver Laserstrahlung oder durch elektrische Entladungen erzeugt [Rocca, 1999]. In beiden Fällen begrenzt der enorme Energiebedarf zur Plasmaerzeugung die Arbeitsweise der Röntgenlaser auf einen gepulsten Betrieb.

Die Lebensdauer der Inversion im Plasma liegt üblicherweise im Bereich weniger Pikosekunden bis Nanosekunden. In dieser Zeit kann Licht nur einen sehr kurzen Weg zurücklegen ($\approx 300 \frac{\mu\text{m}}{\text{ps}}$), wodurch ein Laserresonator sehr kurz ausfallen müsste. Dadurch würden die Resonatorspiegel den energiereichen Teilchen der mehrere 1000°C heißen Plasmen ausgesetzt sein und schnell zerstört werden. Die geringen Reflektivitäten von Spiegelbeschichtungen für Wellenlängen unter 100 nm schränken die Verwendung von Resonatorspiegeln weiter ein. Überlegungen zu Resonatoren mit Spiegeln unter streifendem Einfall und Auskoppelung durch Gitter im Resonator werden in [Elton, 1990] vorgestellt. Für Auskoppelspiegel kommt erschwerend hinzu, dass das Spiegelsubstrat die kurzwellige Strahlung zum großen Teil absorbieren wird. Deshalb basieren Röntgenlaser meist auf dem Verstärken von spontaner Emission (ASE - *amplified spontaneous emission*) oder benutzen nur einen Spiegel (Halbresonator). Da die Plasmen im allgemeinen nur eine geringe Längenausdehnung besitzen, sind die Verstärkungslängen sehr klein und erfordern große Verstärkungskoeffizienten. Um Sättigung durch den ASE-Prozess zu erreichen, ist ein Verstärkungslängenprodukt von $GL \approx 15 - 20$ erforderlich, was bei typischen Verstärkungslängen $L = 0,2 \text{ cm}$ einen Verstärkungskoeffizienten $G = 75 - 100 \text{ cm}^{-1}$ erfordert.

2.4.1 Laser-Schemata

Die meisten der bis heute realisierten Röntgenlaser basieren auf einer Besetzungsinversion durch Elektronenstoßanregung. Abschnitt 2.4.1.1 erläutert die prinzipielle Funktionsweise und wichtige Fortschritte, die zu einer Reduzierung der Pumplaseranforderungen geführt haben.

Der erste Röntgenlaser basierte auf einer Inversion durch Rekombination. Dieser in Abschnitt 2.4.1.2 dargestellte Inversionsmechanismus hat bisher die durch theoretische Betrachtungen begründeten Erwartungen nicht erfüllt.

Nachfolgend behandelt Abschnitt 2.4.1.3 viel versprechende Inversionsmechanismen, die aber noch keine praktische Bedeutung erlangt haben.

2.4.1.1 Inversion durch Elektronenstoß

Eines der ersten erfolgreichen Experimente zur Erzeugung von kohärenter Strahlung im XUV-Bereich durch Elektronenstoßanregung gelang Matthews et al. 1985 in Se XXV bei 21 nm [Matthews u. a., 1985]. Das zugehörige Selen Termschema zeigt Abbildung 2.13.

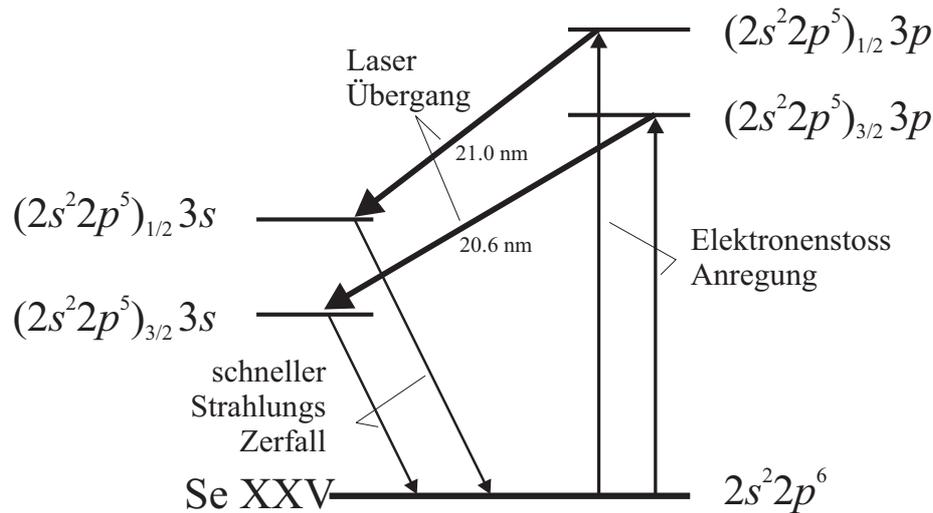


Abbildung 2.13: Energieniveauschema von Ne-ähnlichem Selen

Zur Realisierung eines durch Elektronenstoß-gepumpten Lasers, wird ein Medium (hier Selen) bis zu einer Edelgaskonfiguration ionisiert (hier Neon). Die abgeschlossenen Schalen der Edelgaskonfiguration und die damit verbundene hohe Ionisationsenergie erleichtert es, das Medium sehr gezielt bis zu dieser Stufe zu Ionisieren. Dadurch hat ein großer Anteil der Ionen die gewünschte Elektronenkonfiguration.

Nun werden schnelle Elektronen benötigt, die wie in Abbildung 2.13 dargestellt ihre Energie an ein gebundenes Elektron durch Stöße abgeben und dieses vom 2p in das 3p Niveau anregen. Da dieser Übergang dipolverboten ist, kann das angeregte Elektron nur über das 3s Niveau zurück zum 2p Niveau. Da der Übergang $3s \rightarrow 2p$ innerhalb 1 ps strahlend zerfällt, baut sich zwischen dem 3p und dem 3s Niveau eine Inversion auf.

Nach [Elton, 1990] gilt für die Verstärkung G

$$G \sim \frac{T_e}{T_{Ion}} . \quad (2.31)$$

T_e und T_{Ion} sind die Temperatur der Elektronen bzw. Ionen.

Das gleiche Pumpschema ist auch auf Nickel-ähnliche Ionen übertragbar. Hier ist der

Grundzustand eine mit 10 Elektronen vollständig besetzte 3d Schale. Die Elektronen werden dann durch Stöße in das 4d Niveau angeregt, wo sich gegenüber dem 4p Niveau eine Inversion aufbaut. Ni-ähnliche Schemata haben gegenüber Ne-ähnlichen Schemata den Vorteil, dass sie günstiger zu kürzeren Wellenlängen skalieren. Außerdem ist das Verhältnis von erzeugter Energie zu benötigter Pumpenergie besser. Prinzipiell sind aber weder mit Neon noch mit Nickel-ähnlichen Schemata Röntgenlaser mit Wellenlängen unter 3 nm realisierbar [Matthews, 1996].

Die besten derzeit betriebenen Röntgenlaser basieren auf der beschriebenen Elektronenstoßanregung. Mit diesen Systemen werden Laserbetrieb in Sättigung ($GL > 15$) und hohe Energien im mJ Bereich erreicht. Die kürzeste erreichte Wellenlänge mit gesättigter Verstärkung liegt bei 5,9 nm [Smith u. a., 1999].

Als konventionelle Röntgenlaser werden Laser bezeichnet, die ähnlich dem ersten realisierten [Matthews u. a., 1985] arbeiten, wobei das Plasma durch lange Pulse im Nanosekunden-Bereich und große Pulsenergien (bis mehrere 1000 J) auf einem Festkörpertarget erzeugt wird. Wegen der langen Pumppulse bildet sich ein Gleichgewichtsplasma aus, weshalb diese Röntgenlaser auch als quasistationäre Laser bezeichnet werden. Durch die langen Pumppulse ist das Plasma langlebiger als das obere Laserniveau.

Eine erste Verbesserung erfuhr das konventionelle Röntgenlaser-Schema 1993 durch Einsatz eines Vorpulses vor dem eigentlichen Laserpuls. In dem vom Vorpuls generierten niedrigionisierten Plasma wird der Hauptpuls besser absorbiert und es bilden sich weniger steile Elektronendichtegradienten heraus. Dadurch erfährt die XUV-Strahlung weniger Brechung und eine höhere Verstärkung kann erreicht werden [Nilsen u. a., 1993]. Durch neuartige zeitliche Pulsformung ist es möglich ein Plateau vor dem Laserpuls zu erzeugen und somit durch einen einzelnen Puls den gleichen Effekt zu bewirken [Janulewicz u. a., 2003].

1997 wurde erstmals die *transient gain* Anregungsgeometrie verwendet, mit der die Anforderungen an die Pumpenergie gegenüber den konventionellen Röntgenlaser weiter gesenkt werden konnte [Nickles u. a., 1997].

Transient gain Röntgenlaser basieren auf einer Doppelanregung des Mediums. Im ersten Schritt wird ein möglichst homogenes Plasma aus Ionen mit Ne- oder Ni-ähnlicher Konfiguration produziert. Nach etwa 1 ns werden durch einen kurzen Laserpuls (Pulsdauer ca. 1 ps) die Elektronen auf die gewünschte Temperatur aufgeheizt. Die Dauer dieser Energiezufuhr ist kürzer als die Lebensdauer des oberen Laserniveaus (typischerweise 10-20 ps). Durch die schnellen Elektronen wird nun eine transiente Besetzungsinversion erzeugt. Mit dieser Anregungsgeometrie war es möglich viele Röntgenlaser in Sättigung zu betreiben

[Kalachnikov u. a., 1998; Dunn u. a., 2000; King u. a., 2001].

Aktuell sorgt eine neue Variante der Zweipuls-Anregung für eine drastische Reduzierung der notwendigen Pumpenergie. Das so genannte *GRIP* (*grazing incidence pumping*) Verfahren basiert darauf, dass der zweite Laserpuls unter einem spitzen Winkel zur Achse des Röntgenlasers eingestrahlt wird [Shlyaptsev u. a., 2003]. Der erste Puls trifft wie üblich senkrecht auf das Festkörpertarget und generiert ein Vorplasma mit einer von der Oberfläche weg abnehmenden Elektronendichte. Der zweite Pumpimpuls wird nun unter einem Winkel von z.B. 14° eingestrahlt und erfährt bei einer bestimmten Elektronendichte (abhängig vom gewählten Winkel) Totalreflexion, wodurch er ein zweites mal die Region des aktiven Mediums durchläuft und dort weitere Energie deponiert [Keenan u. a., 2003]. Mit dem *GRIP* Verfahren wurde ein Laser in Ni-ähnlichem Molybdän bei 18,9 nm realisiert, der eine Wiederholrate von 10 Hz hat und nur 150 mJ Pumpenergie benötigt [Keenan u. a., 2005].

2.4.1.2 Inversion durch Rekombination

Der erste Rekombinations-Röntgenlaser wurde 1985 von Suckewer et al. realisiert [Suckewer u. a., 1985]. Die Verstärkung bei 18,2 nm Wellenlänge wurde in fünffach ionisiertem Kohlenstoff gemessen. Das zugehörige Energieschema des Lasers ist in Abbildung 2.14 zu sehen.

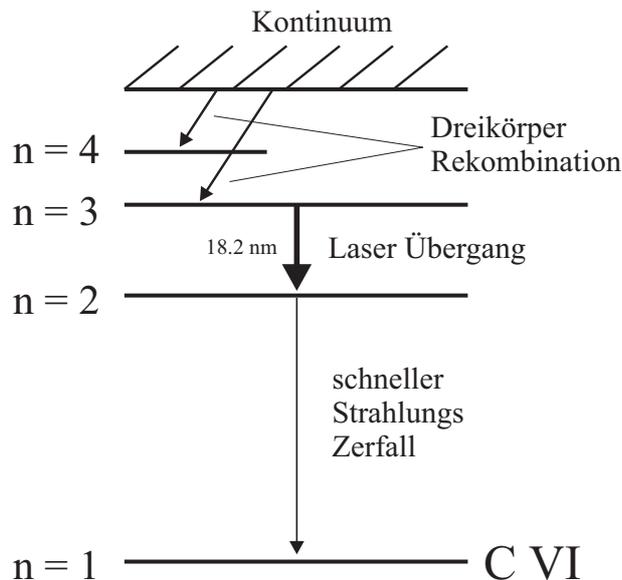


Abbildung 2.14: Termschema von H-ähnlichem Kohlenstoff

Bei Rekombinationsschemata wird in der Regel von vollständig ionisierten Atomen ausgegangen. Nach der Ionisation werden aus dem Kontinuum Elektronen durch Dreikörper-Stoß (zur Energie- und Impulserhaltung sind drei Stoßpartner nötig) vom vollständig ionisierten Kohlenstoff eingefangen. Dadurch werden obere Energieniveaus besetzt und die Elektronen gelangen schrittweise z.B. durch Strahlungszerfall und Stoßabregung in die niedrigeren Energieniveaus.

In Wasserstoff-ähnlichem Kohlenstoff ist das Niveau $n=3$ viel langlebiger, als das sich schnell durch Strahlungszerfall entleerende Niveau $n=2$. Deshalb kann sich eine Inversion zwischen den beiden Energieniveaus aufbauen.

Die Rekombinationsrate ist nach [Bunkin u. a., 1981; Elton, 1990] gegeben als

$$R = 5,4 * 10^{-27} Z^3 \frac{N_e^2}{T_e^{9/2}} . \quad (2.32)$$

Z ist die Ladung des Ions, N_e die Elektronendichte in $[\text{cm}^{-3}]$ und T_e die Elektronentemperatur in $[\text{eV}]$.

Man sieht, dass große Elektronendichten und kalte Elektronen für die Rekombination von Vorteil sind. Deshalb wird auf verschiedene Arten versucht, das Plasma zu kühlen, z.B. durch Expansion des Plasmas und Wärmeleitung an Oberflächen (siehe auch Abschnitt 4.1.2).

Theoretisch sollten Laser, die auf dem Rekombinationsschema basieren wegen des $\Delta n = 1$ Übergangs eine höhere Verstärkungseffizienz ($GL/\text{Pumplaserenergie}$) als elektronenstoßgepumpte Laser ($\Delta n = 0$, siehe 2.4.1.1) haben. Aus ungeklärten Gründen konnten bisher aber keine großen GL -Produkte erreicht werden.

Erfolgt die Ionisation sehr schnell, wie z.B. beim OFI-Prozess, so ist unter geeigneten Bedingungen auch eine Inversion zum Grundzustand möglich, was sehr kurzweilige Laser in niedrigen Ionisationsstufen ermöglicht [Egbert, 1995].

2.4.1.3 Andere Inversionsmechanismen

Die Innerschalenionisation wurde bereits 1967 als möglicher Pumpmechanismus für kurzweilige Laser vorgeschlagen [Duguay und Rentzepis, 1967]. Dabei soll durch inkohärente kurzweilige Strahlung ein Elektron von einer inneren Schale entfernt werden, und eine Inversion entstehen. Das Termschema in Abbildung 2.15a) zeigt das Innerschalenpumpen am Beispiel von Natrium. Hier wird durch Strahlung von ca. 20 nm Wellenlänge (siehe Absorptionsquerschnitt in Abb. 2.15b) ein 2p Elektron entfernt, wodurch sich auf dem $2p^5 3s \rightarrow 2p^6$

Übergang bei 37,2 nm eine Inversion aufbaut. Vorteile verspricht die Innerschalenanregung u.a. bei der Skalierung zu kürzeren Wellenlängen ($\lambda < 3$ nm). Bislang konnte ein XUV-Innerschalenlaser jedoch noch nicht realisiert werden, aufgrund der Anforderungen an die Röntgenpumpstrahlung. Neue Impulse könnte die Erforschung dieses Röntgenlaserschemas durch den Einsatz von Röntgenlasern als Pumpquelle erhalten [Meyer u. a., 1996, 1999].

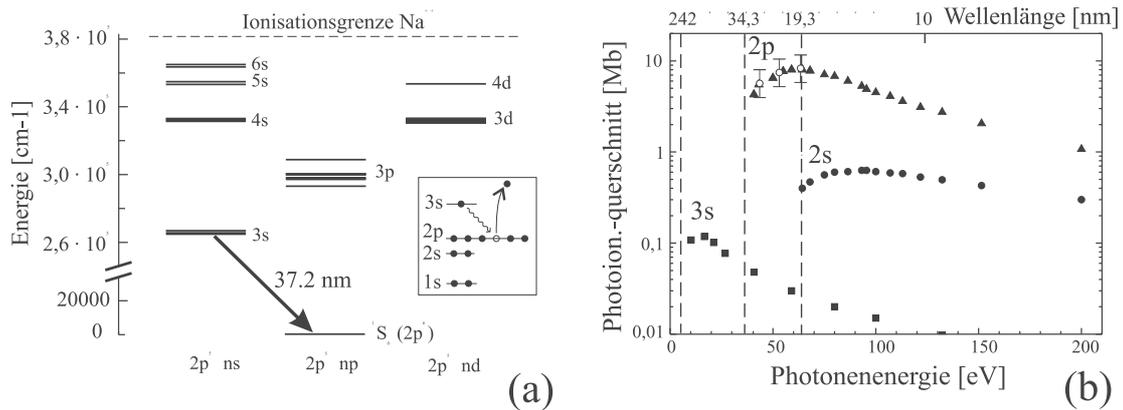


Abbildung 2.15: Termschema des Na-Innerschalenlasers

Ein weiterer Inversionsmechanismus für Röntgenlaser ist der Ladungsaustausch von Ionen und Atomen, der 1973 vorgeschlagen wurde [Vinogradov und Sobel'man, 1973]. Beim Ladungsaustausch wird durch Stöße zwischen Ionen und Atomen gezielt ein Niveau besetzt. Die Reaktionsgleichung 2.33 zeigt als Beispiel die selektive Bevölkung des $n=3$ Niveaus in dreifach ionisiertem Kohlenstoff.



Hier ist der Aufbau einer Inversion zwischen dem 3p und dem 2s Niveau möglich (31,2 nm).

Verschiedene Ladungsaustauschreaktionen wurden bereits untersucht, weil der große Wirkungsquerschnitt der Stöße eine hohe Effizienz erwarten lässt. Als problematisch hat sich das Mischen der verschiedenen Teilchen bei hohen Teilchendichten herausgestellt. Um Verstärkung im XUV-Bereich nachweisen zu können, werden Teilchendichten von 10^{16}cm^{-3} benötigt [Dixon und Elton, 1977; Vorontsov u. a., 2003, 2004].

2.4.2 OFI-Röntgenlaser - aktueller Stand

Im Folgenden sollen die bisher realisierten OFI-Röntgenlaser vorgestellt werden, um einen Überblick über den aktuellen Stand der Forschung zu geben.

Eine erste Publikation über einen OFI-Rekombinationslaser in Lithium auf dem Lyman- α -Übergang bei 13,5 nm stammt aus dem Jahr 1993 [Nagata u. a., 1993]. Mit einem KrF-Laserpuls von 20 ns Dauer wurde auf einem Lithiumtarget ein LiII-Vorplasma erzeugt. Die kalten Elektronen des Vorplasmas begünstigen den Rekombinationsvorgang. Dann folgte ein KrF-Laserpuls mit 500 fs Dauer, einer Energie von 50 mJ und linearer Polarisierung, der das Lithium durch OFI vollständig ionisierte. Das Experiment ergab einen Verstärkungskoeffizienten von $G = 20 \text{ cm}^{-1}$ ($L = 0,2 \text{ cm}$).

Mit dem gleichen Schema haben Donnelly et al. in Lithium eine Verstärkung $G=35 \text{ cm}^{-1}$ bei $L=1,5 \text{ mm}$ gemessen [Donnelly u. a., 1996].

Auch Krushelnick et al. konnten auf dem Lyman- α -Übergang Verstärkung sehen. Diese war allerdings viel kleiner, als die von anderen Gruppen berichtete. Außerdem wurde eine schlechte Reproduzierbarkeit der Ergebnisse festgestellt [Krushelnick u. a., 1996].

Mit einer etwas anderen Methode der Erzeugung des Vorplasmas erreichten Korobkin et al. einen Verstärkungskoeffizienten $G \approx 11 \text{ cm}^{-1}$ [Korobkin u. a., 1996]. Sie abladierten mit dem Nanosekundenpuls eines Nd:YAG-Lasers die Wand einer LiF-Kapillare, wodurch sich das Vorplasma bildete.

In Abschnitt 4.2 wird auf Probleme, Besonderheiten und Zweifel an diesem OFI-Laser mit Übergang in den Grundzustand eingegangen.

In OIII-Ionen ermittelten Chichkov et al. eine Verstärkung von $G \approx 11 \text{ cm}^{-1}$ ($GL \approx 4,4$) bei 37,4 nm. Das Sauerstoffplasma wurde durch OFI mit einem Titan:Saphir-Laserpuls von 150 fs Länge und 85 mJ Pulsenergie in einem Gasjet erzeugt [Chichkov u. a., 1995]. Dieses, zunächst von anderen Gruppen nicht reproduzierbare Ergebnis, benutzt Wärmeleitung an einer Metallwand zur Kühlung des Plasmas. Nur so kann sich eine Inversion durch Rekombination ausbilden.

Dann gelang es Lu et al. den OFI-Rekombinationslaser von Chichkov in Sauerstoff zu reproduzieren und das Schema auf Stickstoff zu übertragen [Lu u. a., 1999, 2000]. Linear polarisierte 790 nm Laserpulse mit einer Pulsdauer von 100 fs und Pulsenergien von 25 mJ erzeugten durch optische Feldionisation ein Plasma (OIV bzw. NIV). Durch Rekombination der kalten Elektronen konnten Verstärkungen von $G \approx 11,7 \text{ cm}^{-1}$ für Sauerstoff bei 37,4 nm und $G \approx 9,6 \text{ cm}^{-1}$ für Stickstoff bei 45,2 nm erreicht werden.

Insgesamt sind die Untersuchungen und Ergebnisse bei OFI-Rekombinationslasern bis-

lang aber widersprüchlich und gesättigte Verstärkung konnte in noch keinem System beobachtet werden.

Im Gegensatz zu OFI-Rekombinationslasern gab es in den letzten Jahren große Fortschritte bei den Elektronenstoß-gepumpten OFI-Systemen. So wurde der 1995 erstmalig realisierte Xe^{8+} Laser bei 41,8 nm in die Sättigung getrieben und emittierte $5 \cdot 10^9$ Photonen pro Puls [Lemoff u. a., 1995; Sebban u. a., 2001]. Dafür fokussierten Sebban et al. 330 mJ, 35 fs Titan:Saphir-Laserpulse in eine Xenon Gaszelle. Des Weiteren wurde ein $GL \approx 27$ in Nickel-ähnlichem Kr^{8+} bei einer Wellenlänge von 32,8 nm gemessen [Sebban u. a., 2002]. Dieser bisher kurzweiligste OFI-Elektronenstoßlaser wurde durch Titan:Saphir-Laserpulse mit 760 mJ Energie und 30 fs Pulsdauer in einer 3,5 mm langen Krypton Gaszelle erzeugt. Durch Vergrößerung der Wechselwirkungslänge mit Hilfe einer Kapillarentladung konnte die Ausgangsenergie des Xe^{8+} -Lasers etwa um den Faktor vier verbessert werden, durch eine 25 mm lange Kapillare um den Faktor drei [Butler u. a., 2003; Cros u. a., 2006].

2.4.3 Abschätzung der Teilchendichte

Die Kleinsignalverstärkung eines Lasers kann beschrieben werden durch

$$\frac{I}{I_0} = e^{GL} - 1 \quad (2.34)$$

wobei G der Verstärkungsfaktor, L die Länge des verstärkenden Mediums, I_0 die Anfangsintensität und I die Endintensität bezeichnet [Elton, 1990]. Der Verstärkungsfaktor ist definiert durch

$$G = \sigma_{stim} N_u F \quad (2.35)$$

mit dem Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission σ_{stim} , der Teilchendichte N_u des oberen Laserniveaus und dem Inversionsfaktor F , in den die Teilchendichten N_u und N_l der oberen und unteren Niveaus, sowie deren Entartungsfaktoren g_u und g_l eingehen.

$$F = 1 - \frac{N_l g_u}{N_u g_l} \quad (2.36)$$

Der Wirkungsquerschnitt der stimulierten Emission

$$\sigma_{stim} = \frac{\lambda^2 A_{ul}}{4 \Delta\omega} \quad (2.37)$$

berechnet sich aus der Wellenlänge λ , der Zerfallsrate A_{ul} und der Linienbreite $\Delta\omega$ des betrachteten Laserübergangs. Es wird eine Dopplerverbreiterte Linienform angenommen, da die Ionen im Plasma Geschwindigkeiten von etwa 10^7 cm/s besitzen. Daraus ergibt sich eine Linienbreite von $\Delta\omega = \frac{v}{c}\omega = 10^{-4}\omega$. In Tabelle 2.5 sind für einige der in dieser Arbeit betrachteten Ionen die Wirkungsquerschnitte der stimulierten Emission angegeben.

Ion	Wellenlänge [nm]	A_{ul} [s ⁻¹]	σ_{stim} [cm ²]	N_{min} [cm ³]
Li III	13,5	² 3,81*10 ¹⁰	3,73*10 ⁻¹⁶	2,01*10 ¹⁷
O III	37,4	¹ 2,85*10 ⁹	5,93*10 ⁻¹⁶	1,27*10 ¹⁷
N III	45,2	¹ 2,05*10 ⁹	7,53*10 ⁻¹⁶	9,96*10 ¹⁶
Li III	72,9	² 3,57*10 ⁹	5,5*10 ⁻¹⁵	1,36*10 ¹⁶
He II	164	² 7,06*10 ⁸	1,24*10 ⁻¹⁴	6,05*10 ¹⁵

Tabelle 2.5: Wirkungsquerschnitte für stimulierte Emission und minimale Teilchendichten für eine 2 mm lange gesättigte Verstärkung. Quellen für die spontanen Emissionsraten: ¹ [NIST, 2006], ² [AtomicLineList, 2006]

Ein GL Produkt (siehe 2.34) von etwa 15 entspricht gesättigter Verstärkung. Typische realisierte Längen L des verstärkenden Plasmas liegen bei 2 mm. Daraus ergibt sich bei Annahme einer Inversion $F = 1$ nach Formel 2.35 eine Abschätzung der minimal benötigten Teilchendichte.

$$N_{min} = 75 \text{ cm}^{-1} * \sigma_{stim}^{-1} \quad (2.38)$$

Die benötigten Teilchendichten liegen also im Bereich von 10^{15} bis 10^{17} Teilchen pro cm^3 .

2.5 Zusammenfassung

Die Wechselwirkung von intensiven Laserpulsen mit Gasen wird durch die optische Feldionisation (OFI) beschrieben. Mit Hilfe der *Appearance*-Intensität lässt sich über die Parameter des Laserpulses (Wellenlänge, Dauer, Polarisation) ein Plasma mit bestimmten Ionenspezies erzeugen.

Bei der Fokussierung der Laserpulse in das Medium müssen allerdings durch Ionisation bedingte Defokussierungseffekte berücksichtigt werden. Diese können die Laserintensität soweit senken, dass die durch OFI berechnete Ionisationsstufe nicht mehr erreicht wird. Durch eine Fokussierung mit kürzerer Brennweite oder eine geringere Teilchendichte des Gases lassen sich diese Defokussierungseffekte umgehen.

Das mit OFI generierte Plasma kann als invertiertes Medium für kurzwellige Laser verwendet werden. Um einen Rekombinationslaser realisieren zu können, ist eine niedrige Elektronentemperatur nötig. Diese lässt sich durch die Verwendung möglichst kurzwelliger, linear polarisierter Laserstrahlung bei der Plasmaerzeugung realisieren.

Um eine Aufheizung der Elektronen durch inverse Bremsstrahlung und damit eine Verringerung der Rekombinationsrate zu verhindern, sollte die Elektronendichte im Plasma nicht mehr als 10^{18} cm^{-3} betragen. Das limitiert die Teilchendichte, bei den hier betrachteten Ionenstufen von 3 und 4, auf etwa 10^{17} cm^{-3} .

Eine untere Grenze für die Teilchendichte von 10^{15} cm^{-3} bis 10^{17} cm^{-3} ergibt sich aus dem Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission und dem erforderlichen Verstärkungskoeffizienten.

3 Lasersystem und Messtechnik

Für Untersuchungen an optisch feldionisierten Plasmen (OFI-Plasmen) sind hohe Intensitäten notwendig, die nur von komplexen Lasersystemen bereitgestellt werden können. Die hohen laserinternen Intensitäten nahe der Zerstörschwelle der verwendeten Optiken stellen besondere Anforderungen an die Umgebungsbedingungen (konstante Temperaturen, niedrige Luftfeuchtigkeit, Staubfreiheit) aber auch an die Pumplaser und die synchronisierende Elektronik. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden deshalb verschiedene Bereiche des Lasersystems, das in Abschnitt 3.1 beschrieben wird, charakterisiert und verbessert.

So wurde die für die Fokussierung wichtige Strahlqualität (siehe Abschnitt 3.1.3) untersucht und Farbzentren in der Pockelszelle im regenerativen Verstärker, sowie die Strahlqualität der Pumplaser als Ursache für schlechte Fokussierungseigenschaften identifiziert [Koch, 2003; Passinger, 2004]. Die Pockelszelle hat immer wieder Beschädigungen erfahren, die vermutlich aus Schwankungen der Pulsdauer des Oszillators herrühren. Ein zu langer Puls des MIRA 900 Oszillators wird im Strecker nicht ausreichend verlängert und kann dadurch eine Intensität oberhalb der Zerstörschwelle der Pockelszelle erreichen. Des Weiteren beeinflussen die Pumplaser das Strahlprofil, da sie dem zu verstärkenden Laserpuls ihr räumliches Strahlprofil aufprägen. Gegen Ende der vorliegenden Arbeit verschlechterte sich das Strahlprofil eines SAGA 230 Pumplasers signifikant, weil der laserinterne Frequenzverdopplerkristall nicht mehr homogen über seine gesamte Fläche funktionierte.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Schuss-zu-Schuss Energieschwankung der Laserpulse. Auch hierzu wurden Messungen durchgeführt und es wurde eine verbesserte Synchronisationselektronik geplant und installiert [Passinger, 2004]. Die Synchronisation des Systems, die in Abschnitt 3.1.2 erläutert wird, ist unter anderem deshalb so wichtig, weil damit Vor- und Nachpulse diskriminiert werden können.

Die Messtechnik zur Charakterisierung der Plasmastrahlung beinhaltet typischerweise den in Abschnitt 3.2 vorgestellten Aufbau mit den dort beschriebenen Monochromatoren und Detektoren. Der schnelle MCP-Detektor (*MicroChannelPlate*, ≈ 1 GHz analoge Bandbreite) ermöglichte dabei zeitaufgelöste Untersuchungen der XUV-Strahlung im Ge-

gensatz zu den meistens durchgeführten zeitintegrierten Messungen. Um die dabei anfallenden großen Datenmengen weiterverarbeiten und speichern zu können, wurde im Rahmen der Arbeit ein schnelles Datenerfassungssystem aufgebaut. Dieses System und speziell die in C++ entwickelte Datenerfassungssoftware werden in Abschnitt 3.3 vorgestellt.

Abschnitt 3.4 schließt dieses Kapitel mit einigen Verbesserungsvorschlägen für Lasersystem und Messtechnik.

3.1 Das Lasersystem

Zur Erzeugung der untersuchten Plasmen kam ein Titan:Saphir-Kurzpulslasersystem Alpha 10/CS-3TW der französischen Fa. Thales (früher Thomson CSF / BMI) zum Einsatz. Dieses System basiert auf der CPA (*Chirped Pulse Amplification*) Technik, die im folgenden Abschnitt 3.1.1 beschrieben wird. Um die im Lasersystem verwendeten gepulsten Pumplaser miteinander zu synchronisieren ist, wie in Abschnitt 3.1.2 erläutert, eine präzise zeitliche Steuerung nötig. Die wichtigsten technischen Daten des Systems sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

Wellenlänge	≈ 795 nm
Pulslänge	100 fs - 30 ps
Pulsenergie	max. 300 mJ
Wiederholrate	10 Hz
max. Leistung	3 Terawatt ($3 \cdot 10^{12}$ W)
Strahl \emptyset	≈ 40 mm
Polarisation	linear, horizontal

Tabelle 3.1: Spezifikationen des Thales Alpha 10/CS-3TW Lasersystems

3.1.1 Funktionsweise

Wie oben erwähnt basiert das Lasersystem auf der CPA-Technik, um energieschwache kurze Laserpulse zu verstärken. Der Aufbau ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Die zu verstärkenden ultrakurzen Pulse (70 fs, 10 nJ) werden durch Kerr Linsen Modenkopplung im Oszillator MIRA 900 der Fa. Coherent erzeugt. Von den 76 Millionen Pulsen, die pro Sekunde generiert werden, werden 10 selektiert und gelangen in den Strecker, der die erste Stufe der CPA-Technik darstellt. Hier werden die 70 fs kurzen Laserpulse durch

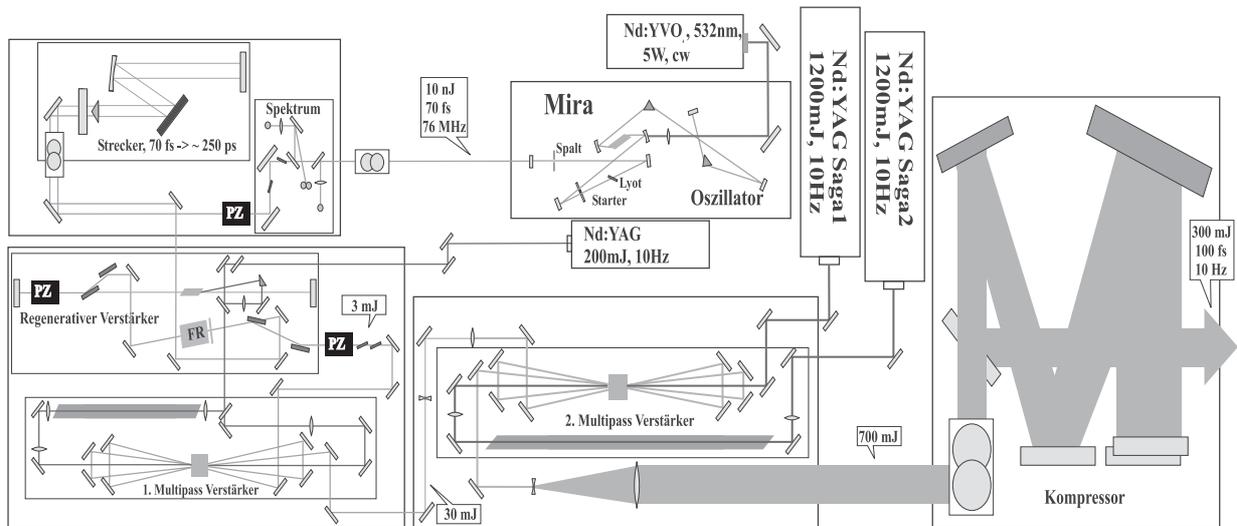


Abbildung 3.1: Das Titan:Saphir-Lasersystem

unterschiedliche Gruppengeschwindigkeiten ihrer Frequenzkomponenten auf 250 ps Länge (linear *gechirpte* Pulse) reversibel gestreckt. Die Intensität der Pulse wird so um mehr als 3 Größenordnungen gesenkt. Das erlaubt in der zweiten CPA-Stufe eine höhere Verstärkung der Pulsenergie, ohne die Zerstörschwellen der beteiligten Optiken zu erreichen. Diese Energieerhöhung auf bis zu 700 mJ wird im Lasersystem durch drei Verstärker (ein regenerativer und zwei *multipass*-Verstärker) realisiert. Der letzte Schritt besteht darin, die Reversibilität des Streckens zu nutzen und die Pulse im Kompressor wieder auf ca. 100 fs bei 300 mJ Energie zu verkürzen. Um unter den Zerstörschwellen der Optiken zu bleiben, muss nun der Strahldurchmesser des Lasers massiv auf 40 mm aufgeweitet werden.

Die wichtigsten technischen Daten des Lasersystems sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst, detailliertere Informationen und ausführliche Untersuchungen von Energieschwankungen und Pulsdauern befinden sich in [Passinger, 2004].

3.1.2 Die zeitliche Steuerung

Neben dem optischen Weg des Laserpulses durch das System (Siehe Abb. 3.1) ist auch der zeitliche Ablauf von großer Bedeutung. In Abbildung 3.2 ist der schematische Verlauf der elektrischen *Triggersignale* ausgehend von einem quarzstabilisierten 10-Hz-*Mastertrigger* dargestellt.

Die zeitlichen Schuss-zu-Schuss Schwankungen (*Jitter*) des *Triggersignals* relativ zum Laserpuls bewirken unterschiedliche Güteschaltungszeitpunkte (*Q-Switch*) der Nd:YAG

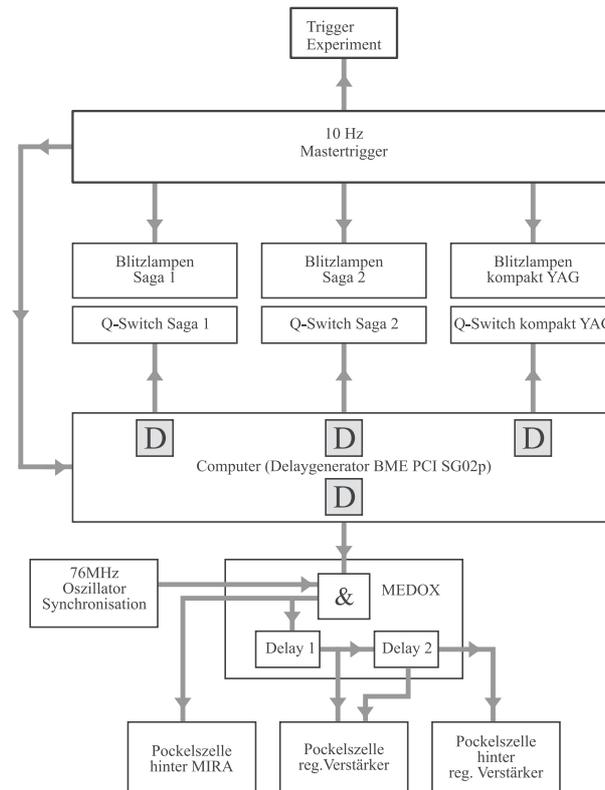


Abbildung 3.2: Synchronisation des Lasersystems

Pumplaser. Deren 10 ns lange Pumpulse generieren in den Titan:Saphir-Kristallen des Systems zeitlich variierende, ca. $3,5 \mu\text{s}$ andauernde, Besetzungsinversionen [Paschotta, 2006]. Ein zu frühes Anregen des Titan:Saphir-Kristalls kann bewirken, dass Vorpulse verstärkt werden oder sich sogar ASE (*amplified spontaneous emission*) aufbaut und nicht mehr der eigentliche Laserpuls verstärkt wird. Bei zu spät eintreffendem Pumpuls kann der Laserpuls nur noch bei späteren Durchläufen durch den Kristall oder im Extremfall gar nicht mehr verstärkt werden. Deshalb führt schon ein *Jitter* im Nanosekundenbereich zu Schuss-zu-Schuss Energieschwankungen des Laserpulses.

Aber auch auf den Pulscontrast hat der *Jitter* negative Auswirkungen. So diskriminiert die Pockelszelle (PZ) nach dem regenerativen Verstärker mit einem 10-ns-Zeitfenster Vorpulse, die entsprechend der Resonatorumlaufzeit 8 ns vor bzw. nach dem Hauptpuls erscheinen. Verschiebt sich also das Zeitfenster um wenige Nanosekunden nach vorne, wird der Vorpuls nicht mehr diskriminiert und stattdessen verstärkt. Somit räumt schon der Vorpuls einen großen Teil der Besetzungsinversion in den *multipass*-Verstärkern ab und

Die Intensität im Fokus wird beschrieben durch

$$I = \frac{E}{\pi W_0^2 \tau}, \quad (3.2)$$

wobei E die Pulsenergie, τ die Pulslänge und W_0 den Strahlradius im Fokus darstellt.

Diese Intensität I wird über eine Länge b hinweg als konstant angenommen. Die auch als konfokaler Parameter bezeichnete Länge b ist definiert als doppelte Rayleighlänge z_R , wobei

$$z_R = M^2 \frac{\lambda f^2}{\pi W_s^2}. \quad (3.3)$$

Die Länge z_R kennzeichnet den Abstand vom Fokus, in dem sich der Strahlradius um den Faktor $\sqrt{2}$ gegenüber W_0 vergrößert hat.

Linsenfehler und nichtlineare Effekte, die bei hohen Strahlungsintensitäten auch schon in Luft auftreten, verschlechtern die Fokussierbarkeit und führen damit zu einer Verringerung der Intensität im Fokus. Eine weitere Limitierung der erreichbaren Intensität kann sich durch die Ionisation des Mediums, in dem sich der Laser ausbreitet, ergeben und wird in Abschnitt 2.3 beschrieben.

3.2 Detektion

Zur Analyse der mit dem Lasersystem erzeugten Plasmastrahlung kamen zwei abbildende Gittermonochromatoren zum Einsatz, die mit Eintritts- und Austrittsspalt betrieben wurden. Deshalb war die Aufnahme von Spektren nur im *multishot*-Verfahren möglich, wobei das Monochromatorgitter weiter gedreht wurde, während das Signal aufeinanderfolgender Laserpulse bei unterschiedlichen Wellenlängen erfasst werden konnte.

Auf die Eigenschaften der verwendeten Monochromatoren und den grundsätzlichen experimentellen Aufbau wird in Abschnitt 3.2.1 eingegangen.

Die kurzwellige Strahlung detektierte, wenn nicht anders erwähnt, eine zweistufige Mikrokanalplatte, deren Funktionsweise in Abschnitt 3.2.2 erläutert wird. Dank dieses schnellen Detektors konnten zeitaufgelöste Messungen durchgeführt werden.

3.2.1 Monochromatoren

Für die spektrale Trennung der XUV-Plasmastrahlung wurden zwei Gittermonochromatoren verwendet, die zusammen einen Spektralbereich von 10 nm bis 300 nm abdecken.

In Abbildung 3.4 sind die Monochromatoren skizziert. Die wichtigsten technischen Daten ihrer Gitter sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Die von den Herstellern angegebenen spektralen Effizienzkurven zeigt Abbildung 3.5.

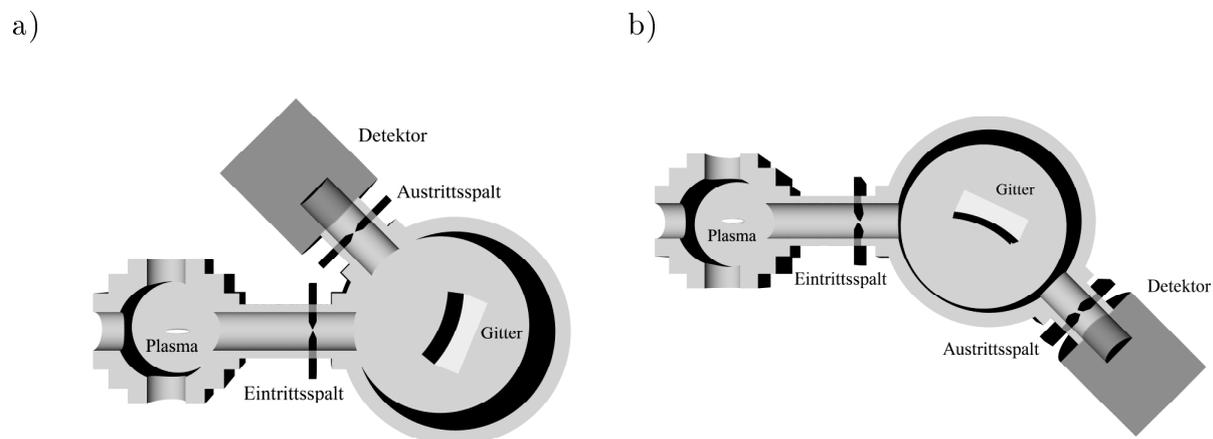


Abbildung 3.4: Skizzen der (X)UV Monochromatoren a) Minuteman und b) Jobin Yvon

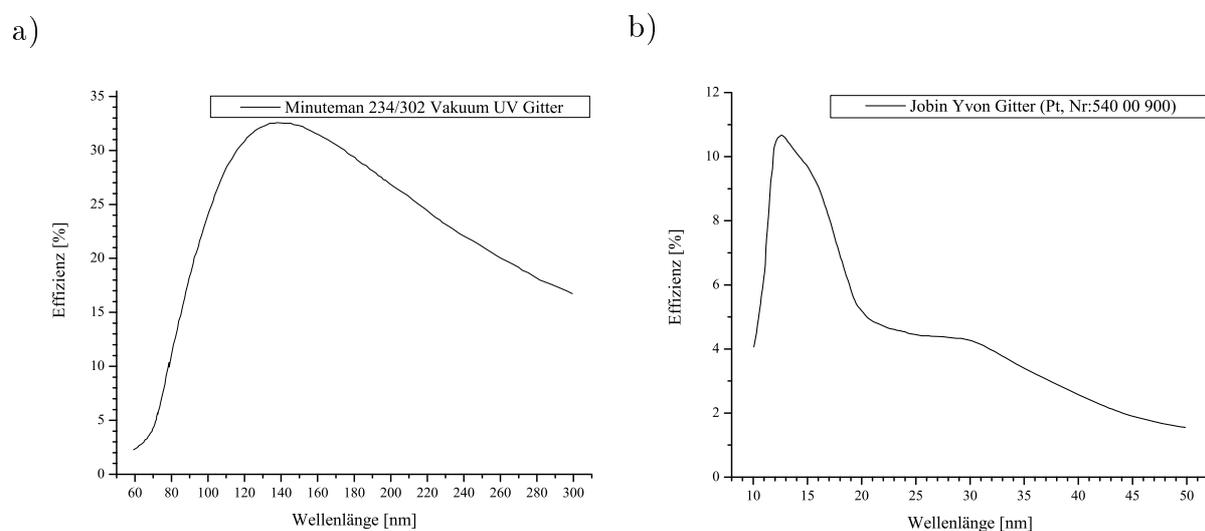


Abbildung 3.5: Wellenlängenabhängige Effizienzkurven der Monochromatengitter a) Minuteman und b) Jobin Yvon

Im Experiment wurden die untersuchten Plasmen nicht auf die Eintrittspalte der Monochromatoren abgebildet. Stattdessen wurde nur die Plasmastrahlung detektiert, die in Richtung des Eintrittspalts emittiert wurde. Um möglichst viel XUV-Strahlung erfassen

zu können, sollte sich der Spalt also möglichst nah am Plasma befinden, was bei einer Detektion senkrecht zum plasmaerzeugenden Laserstrahl einfach zu realisieren ist. Problematisch ist die für XUV-Laser-Untersuchungen interessante longitudinale Pumpenanordnung, bei der die intensiven Laserpulse in Richtung des Monochromators fokussiert werden. Der Laserfokus liegt dabei zwar im Plasma, so dass der divergente Laser bis zum Spalt etwas aufgeweitet wird, aber seine Intensität ist immer noch ausreichend, um den Eintrittsspalt zu beschädigen. Deshalb war es notwendig bei den Experimenten in Abhängigkeit von der verwendeten Fokussierung verschiedene Distanzstücke zwischen Plasmakammer und Monochromator zu montieren.

Speziell bei Untersuchungen an Festkörper-Ablationsplasmen von Lithium wurden zusätzliche Blenden und Spalte zwischen Plasma und Monochromator verwendet, um die Gitter vor dem starken Teilchenbeschuss zu schützen (siehe Abschnitt 4.2).

	Minuteman 302-VM	Jobin Yvon LHT 30/TGM300
Wellenlängenbereich [nm]	60-300	10-50
Spaltbreite [mm]	stufenlos 0-1,5	0,1/0,25/0,5
Material der Beschichtung	Al mit MgF ₂ Beschichtung	Platin
Ablenkwinkel [°]	64	142
Striche [1/mm]	1200	550
Brennweite [mm]	200	320

Tabelle 3.2: Die Eigenschaften der (X)UV Monochromatoren

3.2.2 MCP-Detektor

Als Detektor für die XUV-Strahlung kam eine Mikrokanalplatte (engl. MCP *MicroChannelPlate*) der Fa. Burle, deren wichtigste technische Daten Tabelle 3.3 zu entnehmen sind, zum Einsatz.

Ø der aktiven Fläche [mm]	25
zeitliche Auflösung [ns]	1,5
max. Betriebsspannung [kV]	2,4
Wellenlängenbereich [nm]	1-180
max. Druck des Restgases [mbar]	10 ⁻⁴

Tabelle 3.3: Technische Daten des MCPs

Um die kurzwellige Strahlung messen zu können, generieren die Photonen an der MCP-Oberfläche freie Elektronen, die wegen der angelegten Beschleunigungsspannung durch die $10\ \mu\text{m}$ schmalen Kanäle fliegen. Dabei lösen sie weitere Elektronen aus den Kanalwänden und verstärken das Signal lawinenartig.

Das verwendete MCP ist zweistufig aufgebaut, wobei die erste Stufe mit Caesiumjodit (CsI) beschichtet ist, um eine höhere Empfindlichkeit im XUV-Spektralbereich zu erreichen. In Abbildung 3.6 sind zum Vergleich die Effizienzkurven von einem beschichteten und einem unbeschichteten MCP gezeigt. Neben der spektralen Effizienz ist die spannungsabhängige Verstärkung der Elektronen in den Mikrokanälen die wichtigste Eigenschaft des MCPs. Bei dem verwendeten zweistufigen Aufbau können Signalverstärkungen bis zu 10^7 erreicht werden, wobei eine Beschleunigungsspannung von $2,4\ \text{kV}$ am MCP nicht überschritten werden darf. Bei höheren Spannungen oder schlechtem Vakuum kann es zu Überschlägen kommen, die das MCP schädigen. Deshalb muss der Druck des Restgases in der Vakuumkammer kleiner als 10^{-4} mbar sein.

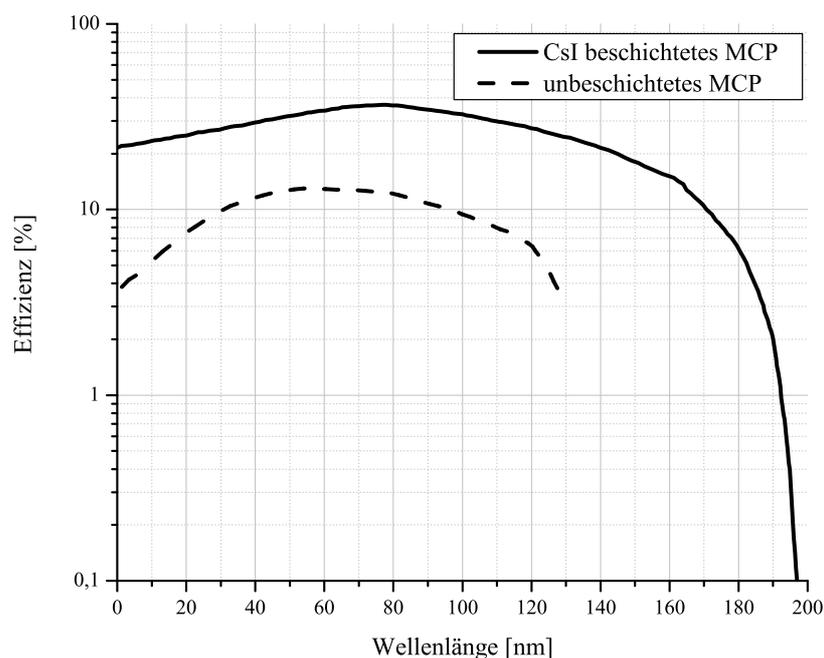


Abbildung 3.6: Spektrale Effizienz des MCPs mit und ohne CsI Beschichtung

Um die erzeugten Elektronen zu detektieren, werden sie von einer großflächigen Metallanode eingefangen. Durch die Metallanode gehen zwar die räumlichen Informationen verloren, aber wegen ihrer Impedanzanpassung an 50 Ohm ermöglicht sie die Messung sehr kurzer Signale. Mit einem Oszilloskop mit entsprechend großer analoger Bandbreite lassen sich deshalb Signale von 1-2 ns Dauer auflösen.

3.3 Die Datenerfassung

Im folgenden Abschnitt werden die verwendeten Geräte und Methoden zur Datenerfassung beschrieben. Der schematische Ablauf ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

Zuerst werden die vom MCP-Detektor gelieferten Signale mit Hilfe eines Oszilloskops digitalisiert. Dann werden diese digitalen Messdaten in einen PC übertragen und dort weiterverarbeitet.

Abschnitt 3.3.1 beschreibt das verwendete Oszilloskop und die Computer Hardware. Speziell Unterabschnitt 3.3.1.1 beleuchtet wichtige Details, die beim Auslesen der Messdaten beachtet werden mussten.

Im darauf folgenden Abschnitt 3.3.2 wird die Funktionsweise und Bedienung der entwickelten Datenerfassungsprogramme erläutert. Die Struktur der abgespeicherten Dateien wird erklärt, um eine Weiterverarbeitung der Daten zu ermöglichen.

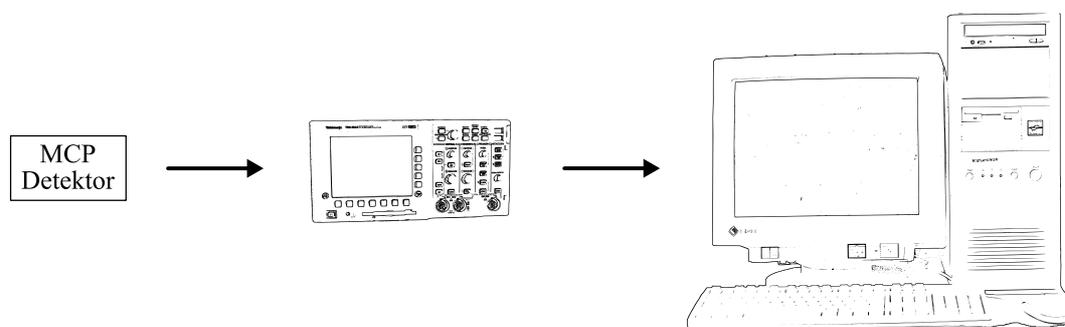


Abbildung 3.7: Schematischer Ablauf der Datenerfassung

3.3.1 Hardware

Die Hardware des Datenerfassungssystems besteht aus einem Digitaloszilloskop TDS3052 (siehe Abschnitt 3.3.1.1) und einem PC. Die Kommunikation zwischen beiden Geräten erfolgt über den GPIB Bus [IEEE488, 1975]. Die technischen Daten des Computers und

Versionsnummern der verwendeten Software sind in Tabelle 3.4 aufgelistet. Der PC besteht aus Standardkomponenten und einer zusätzlichen GPIB Karte. Die Systemsoftware besteht aus einer Standard Linux Installation mit GPIB Treibern [Suse, 2006; Hess, 2006].

Prozessor	AMD Duron 1600 MHz
Hauptplatine	Elitegroup K7S5A
Arbeitsspeicher	512 MB DDR RAM
GPIB Karte	QUANCOM PCIGPIB-1
Betriebssystem	SUSE Linux 9.0
Kernel	2.4.22
GPIB Treiber	Linux-GPIB 3.1.97

Tabelle 3.4: Technische Daten des Messcomputers

3.3.1.1 Oszilloskop TDS3052

Zum erfassen der Plasma- und Lasersignale kamen Detektoren, wie Photodioden und MCPs zum Einsatz. Die Zeitkonstanten (kürzeste erfassbare Signale) der Detektoren liegen im Bereich von Nanosekunden, wodurch eine schnelle Analog/Digitalwandlung benötigt wird. Dazu kam ein digitales Speicheroszilloskop (Tektronix TDS3052) mit folgenden Spezifikationen (Tabelle 3.5) zum Einsatz.

analoge Bandbreite	500 MHz
max. Samplerate	5 GS/s
Signal Anstiegszeit	0,7 ns
Auflösung der A/D Wandler	9 Bit
Anzahl der Kanäle	2
externe Schnittstellen	GPIB, Ethernet, RS232

Tabelle 3.5: Technische Daten des Tektronix TDS3052 Speicheroszilloskops

Das Oszilloskop wurde mit Hilfe einer Fotodiode DET-210 (Fa. Thorlabs) auf den 10 mal pro Sekunde eintreffenden Laserpuls getriggert. Zum Auslesen der vom TDS3052 digitalisierten Messkurven wurde die vom Tektronix TDS3GM Einsteckmodul bereitgestellte GPIB Schnittstelle benutzt. Prinzipiell ist dieses Auslesen auch über die RS232 Schnittstelle möglich, wegen der maximalen Bandbreite von 38,4 kBit/s aber nicht praktikabel. (Allein die Daten einer 500 Punkte langen Messkurve belegen 1000 Bytes, was bei 10

Kurven pro Sekunde 10000 Bytes/s oder 80000 Bit/s = 80 kBit/s entspricht.) Das vorhandene Modul TDS3EM mit Ethernet Anschluss (Standard 10 MBit/s Computer Netzwerk) konnte wegen fehlender Informationen zur Programmierung nicht genutzt werden.

Wie im Kapitel “Status and Events, Synchronization Methods” des Tektronix Programmierhandbuchs [Tektronix, 2001] beschrieben, gibt es verschiedene Möglichkeiten die Messkurven aus dem Oszilloskop auszulesen. Alle basieren darauf, den Auslesevorgang mit der erfolgten Digitalisierung der 500 Messpunkte zu synchronisieren, damit nicht alte und neue Messwerte beim Auslesen vermischt werden. Alle im Handbuch beschriebenen Methoden wurden getestet und lieferten maximal 2,5 Messkurven pro Sekunde an den über GPIB angeschlossenen Computer. Anscheinend bremst die Bearbeitung der Synchronisationsbefehle die Datenübertragung stark ab, da die GPIB Schnittstelle mit einer theoretischen Datenrate von 1 MBit/s problemlos höhere Werte zulassen sollte.

Abweichend von den im Handbuch empfohlenen synchronisierten Übertragungsmethoden wurden Tests ohne Synchronisation durchgeführt. Bei einem älteren Tektronix Oszilloskop (TDS620B) konnten die erwarteten zerstückelten Datensätze, die zum Teil aus neuen und aus alten Daten bestanden, beobachtet werden. Unter Verwendung des TDS3052 wurden hingegen die Messkurven ohne Synchronisation komplett übertragen. Durch den Wegfall der Synchronisationsabfragen konnte die Datenübertragung auf über 15 Messkurven pro Sekunde gesteigert werden. Die genaue Datenrate variiert mit der Rechenlast des Oszilloskops, die z.B. durch Wahl des Zeitbereichs (Anzahl der Abtastungen pro Sekunde) oder mathematische Funktionen (wie z.B. Mittelwertbildung) beeinflusst wird.

3.3.2 Software

Im vorliegenden Abschnitt werden die in der Programmiersprache C++ erstellten Programme zur Datenaufnahme und Bearbeitung vorgestellt. Die Entwicklung der Software fand mit Hilfe der Programmierumgebung `KDevelop` statt [Kdevelop, 2006]. Die grafische Oberfläche zur einfachen Bedienbarkeit wird durch die QT Bibliothek zur Verfügung gestellt [Trolltech, 2006].

Im Folgenden wird die Datenerfassungssoftware `gpiblog` und das Hilfsprogramm `integrate`, das zur Nachbereitung der großen Datenmengen benutzt wurde, beschrieben.

3.3.2.1 Die Datenerfassungssoftware gpiblog

Das periodische Auslesen des Oszilloskops wurde von dem Programm `gpiblog` durchgeführt. Neben der grafischen Oberfläche wurden hier die hilfreichen Unterprogramme der QT Bibliothek zur *Thread* Programmierung genutzt [Trolltech, 2006]. Die Aufteilung des Programms in mehrere *Threads* bot sich an, damit die grafische Oberfläche trotz gleichzeitiger Datenerfassung, Datenaufbereitung und grafischer Darstellung genügend Rechenzeit zur Verfügung hat, um auf Benutzereingaben reagieren zu können. Weitere Informationen zum Thema *Thread*programmierung finden sich in [Schreiner, 2006].

3.3.2.1.1 Die Benutzung von gpiblog Nach dem Starten der grafischen Oberfläche X mittels `startx` Befehl muss der GPIB Treiber geladen werden. Dazu wird das Skript `start_gpib` aufgerufen [Hess, 2006]. Dann kann `gpiblog` gestartet werden. Das Programm liegt momentan in der Version 0.6 vor und präsentiert sich wie in Abbildung 3.8 zu sehen.

Das Programmfenster ist in drei Bereiche unterteilt. Der größte und zentrale Bereich wird zur grafischen Darstellung der ausgelesenen Messdaten benutzt. Oberhalb und links vom Datenbereich sind die Einstellungs- und Steuermöglichkeiten des Programms angeordnet. Der dritte Bereich befindet sich unten und beinhaltet viele Statusinformationen des Programms, von denen einige nur zur Überwachung des korrekten Programmablaufs interessant sind.

Die Einstellungs- und Steuermöglichkeiten umfassen (von links nach rechts und von oben nach unten) folgende Möglichkeiten:

- **DISPLAY.** Hier wird ausgewählt, ob direkt die Messkurven wie auf dem Oszilloskop (SCOPE DATA), oder aus den Messkurven berechnete Daten (PROCESSED DATA) grafisch dargestellt werden sollen.
- **PROCESSING MODE.** Wurde die Darstellung von berechneten Daten aktiviert, kann hier die Art der Datenverarbeitung gewählt werden.
- **INTEGRATION.** (Dieser Modus funktioniert in Version 0.6 noch nicht fehlerfrei! Die Verwendung von `NEG.PEAK` und die nachträgliche Datenbearbeitung mit dem Programm `integrate` wird empfohlen.) Die 500 Werte einer Messkurve aus dem Oszilloskop werden zusammenaddiert und durch 500 geteilt. Das Ergebnis wird als ein Punkt in der Grafik dargestellt.

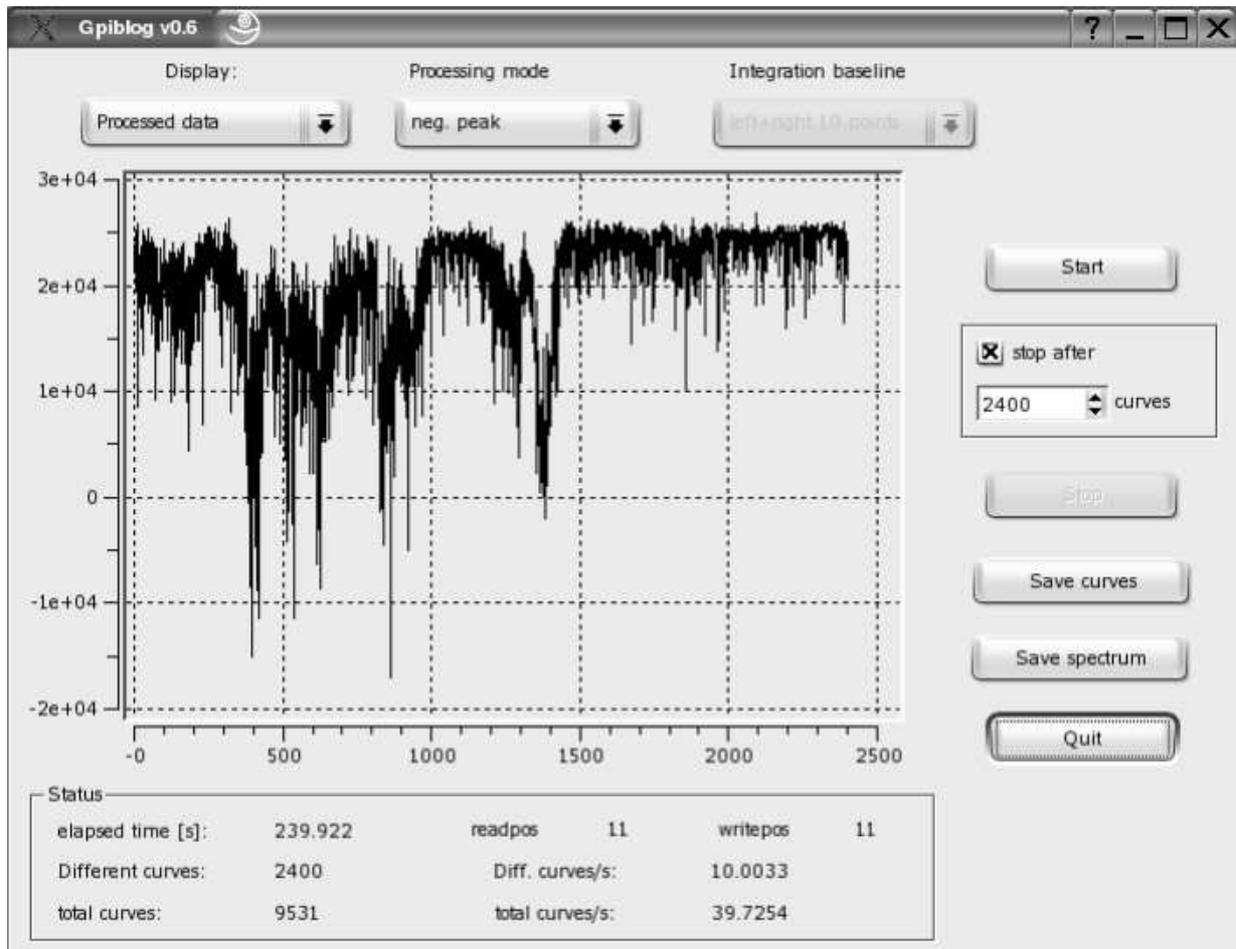


Abbildung 3.8: Erscheinungsbild von gpiblog 0.6

- **NEG. PEAK.** Der kleinste Wert der Messkurve aus dem Oszilloskop wird als Punkt in der Grafik angezeigt. Dies ist die bevorzugte Einstellung, wenn man mit dem Oszilloskop Messkurven von MCPs oder Photomultipliern aufnimmt, weil immer der stärkste Signalausschlag angezeigt wird und somit ein zu großes Signal für den aktuellen Empfindlichkeitsbereich des Oszilloskops (Übersteuerung) sofort erkannt werden kann. Um trotzdem das integrierte Signal auswerten zu können, müssen die Messkurven gespeichert und mit der Software `integrate` bearbeitet werden.
- **POS. PEAK.** Der größte Wert der Messkurve aus dem Oszilloskop wird als Punkt in der Grafik angezeigt.
- **INTEGRATION BASELINE.** Wurde INTEGRATION zur Datenbearbeitung ausgewählt, so wird hier festgelegt, wie das Programm die Grundlinie für die Integration be-

stimmt. Zur Auswahl stehen die ersten 10 Messpunkte (LEFT 10 POINTS), die letzten 10 Messpunkte (RIGHT 10 POINTS) oder die ersten und letzten 10 Messpunkte der Messkurve (LEFT+RIGHT 10 POINTS).

- **START**. Durch Klicken dieses Knopfes beginnt die Datenerfassung, die durch Drücken von STOP oder automatisch beim Erreichen einer frei wählbaren Anzahl von aufgenommenen Messkurven angehalten werden kann.
- **STOP AFTER**. Wird diese Funktion aktiviert (durch setzen eines Kreuzchens), so stoppt die Datenerfassung, sobald die angegebene Anzahl von Messkurven ausgelesen wurden.
- **STOP**. Ein Druck auf diesen Knopf bricht die Datenerfassung sofort ab.
- **SAVE CURVES**. Mit dieser Funktion können die aufgenommenen Messkurven abgespeichert werden, um z.B. später mit dem Programm `integrate` (siehe 3.3.2.2) weiterverarbeitet zu werden. Zu beachten ist, dass hierbei große Datenmengen anfallen, da pro Messkurve 500 Punkte zu berücksichtigen sind, deren Werte in ASCII Darstellung je 6 Byte \Rightarrow 3000 Byte belegen. Bei 1800 aufgenommenen Messkurven summiert sich das zu einer ca. 5,1 MB großen Datei. Zur besseren Übersicht über die Messdaten empfiehlt sich eine Dateiendung “.curves.dat”. Die Datenstruktur der Datei ist in Abschnitt 3.3.2.1.2 beschrieben.
- **SAVE SPECTRUM**. Wenn die Messkurven automatisch bearbeitet werden (DISPLAY \rightarrow PROCESSED DATA) können die bearbeiteten Messdaten (z.B. die NEG. PEAK Daten) hiermit abgespeichert werden. Am besten verwendet man eine aussagekräftige Dateiendung, wie z.B. “.neg_peak.dat”. Die Datenstruktur der Datei ist in Abschnitt 3.3.2.1.2 beschrieben.
- **QUIT**. Ein Klicken auf diese Schaltfläche beendet das `gpiblog` Programm.

Im Status-Bereich sind folgende nützliche Informationen abzulesen:

- **ELAPSED TIME**. Der Wert zeigt an, wie viele Sekunden die Datenerfassung schon läuft.
- **DIFFERENT CURVES**. Hier kann abgelesen werden, wie viele unterschiedliche Messkurven bereits ausgelesen wurden.

- **TOTAL CURVES.** Dieser Wert gibt die Anzahl der insgesamt ausgelesenen Messkurven wieder. Aufgrund der Funktionsweise des Programms (siehe auch 3.3.1.1) werden ständig Messkurven ausgelesen und hinterher durch Vergleich mit der vorherigen festgestellt, ob es sich um eine neue oder eine schon einmal ausgelesene Kurve, die dann verworfen wird, handelt.
- **READPOS, WRITEPOS.** Diese Informationen sind nur bei der Fehlersuche im Programm hilfreich. Sie geben die Zeigerpositionen innerhalb eines Ringpuffers, über den die Daten zwischen den Programmthreads synchronisiert werden, wieder.
- **DIFF. CURVES/s.** Hier wird angezeigt, wie viele unterschiedliche Messkurven pro Sekunde ausgelesen wurden.
- **TOTAL CURVES/s.** Der Wert gibt die Anzahl der insgesamt ausgelesenen Messkurven pro Sekunde wieder. Daran lässt sich abschätzen, wie viele Messkurven pro Sekunde mit den aktuellen Einstellungen des Oszilloskops maximal ausgelesen werden könnten. (“abschätzen” deshalb, weil dem Oszilloskop bei höherer *Trigger*frequenz auch weniger Rechenzeit zum Senden der Messdaten an den Computer zur Verfügung steht und somit der “Messkurven pro Sekunde” Wert sinkt)

3.3.2.1.2 Datenstrukturen von gpiblog Das Programm gpiblog kann zwei verschiedene Datenstrukturen abspeichern. Erstens alle ausgelesenen Messkurven (SAVE CURVES) und zweitens die Daten, die automatisch aus den Messkurven berechnet wurden (SAVE SPECTRUM). Alle Werte werden ASCII kodiert in die Dateien geschrieben und sind durch Leerzeichen (ASCII Code 32) getrennt. Die Zeilen werden durch einen Zeilenumbruch (ASCII Code 10) beendet.

Tabelle 3.6 zeigt den Aufbau einer “.curves.dat” Datei (SAVE CURVES). Die erste Spalte enthält die Nummerierung der Messpunkte von 0 bis 499. Die darauf folgenden Spalten enthalten die einzelnen 500 Messpunkte jeweils einer Messkurve. Die zweite Spalte ist also mit den Messpunkten der Kurve 0, die dritte Spalte mit den Werten der Kurve 1, usw. gefüllt.

Die bearbeiteten Messdaten sind in der in Tabelle 3.7 dargestellten Struktur gespeichert (SAVE SPECTRUM). Dabei enthält die erste Spalte die Nummerierung der Messkurven, beginnend bei 0. Die zweite Spalte nimmt den zu jeder Messkurve gehörenden berechneten Wert (z.B. den NEG.PEAK Wert) auf.

0	Kurve0 Wert0	Kurve1 Wert0	...	Kurve(n-1) Wert0
1	Kurve0 Wert1	Kurve1 Wert1	...	Kurve(n-1) Wert1
2	Kurve0 Wert2	Kurve1 Wert2	...	Kurve(n-1) Wert2
...
499	Kurve0 Wert499	Kurve1 Wert499	...	Kurve(n-1) Wert499

Tabelle 3.6: Schematischer Aufbau der gespeicherten Messkurven (SAVE CURVES)

0	Wert Kurve0
1	Wert Kurve1
2	Wert Kurve2
...	...
(n-1)	Wert Kurve(n-1)

Tabelle 3.7: Schematischer Aufbau der gespeicherten bearbeiteten Messdaten (SAVE SPECTRUM)

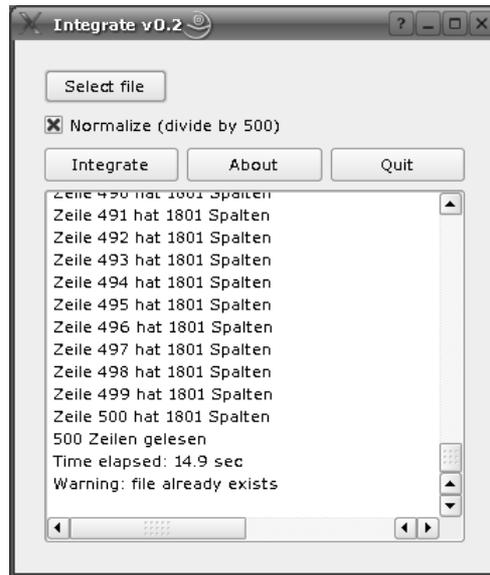
3.3.2.2 Das Hilfsprogramm `integrate`

Das Programm `integrate` bearbeitet die Kurvendaten einer von `gpiblog` abgespeicherten ".curves.dat" Datei. Dabei berechnet es die Fläche unter einer Messkurve bzw. den Durchschnittswert der 500 Messpunkte. Die errechneten Flächeninhalte bzw. Durchschnittswerte der Messkurven ergeben eine neue Kurve, deren Daten die gleiche Struktur haben wie die (SAVE SPECTRUM) Messdaten von `gpiblog` (siehe Abbildung 3.7).

Das Programmfenster von `integrate` ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Die Steuermöglichkeiten des Programms umfassen die folgenden Elemente:

- **SELECT FILE.** Durch Drücken dieses Knopfes kann die zu bearbeitende ".curves.dat" Datei ausgewählt werden.
- **NORMALIZE.** Hiermit wird festgelegt, ob die aufsummierten 500 Elemente einer Messkurve vor dem Abspeichern noch durch 500 geteilt werden sollen.
- **INTEGRATE.** Startet die Integration der Messkurven.
- **ABOUT.** Zeigt Informationen über das Programm `integrate` an.
- **QUIT.** Beendet das Programm.

Im unter den Bedienelementen angeordneten Statusfenster werden Informationen zum aktuellen Stand der Berechnungen angezeigt.

Abbildung 3.9: Das Programmfenster von `integrate` Version 0.2

3.4 Abschlussbemerkungen

Abschließend sollen Maßnahmen vorgeschlagen werden, wie das Lasersystem und die Experimente, die mit dessen Hilfe durchgeführt werden, verbessert werden können.

Der wichtigste zu optimierende Parameter ist das Strahlprofil des Titan:Saphir-Lasersystems, und die Verbesserungen sollten schon im ersten Element des Systems angesetzt werden. Um einen stabileren Betrieb des Femtosekunden-Oszillators zu gewährleisten und damit der Zerstörung der Pockelszelle im regenerativen Verstärker vorzubeugen, sollte eine Trockenluftspülung installiert werden. Eine zusätzliche Vergrößerung des Strahlquerschnitts in der Pockelszelle könnte die Intensität und damit das Risiko einer Beschädigung weiter senken. Der schadhafte Verdopplerkristall des SAGA Pumpasers sollte erneuert werden, um im zweiten *multipass*-Verstärker eine gute Strahlqualität sicherzustellen. Insgesamt wäre es empfehlenswert mit einer Kamera die Strahlqualität nach den Verstärkern ständig zu überwachen, um im laufenden Betrieb sofort Probleme erkennen zu können.

Auch an der Synchronisierung des Lasersystems sind Verbesserungen möglich, die einen höheren Vor- und Nachpulscontrast sowie geringere Energieschwankungen versprechen. Wenn das 10 Hz *Mastertrigger*-Signal durch Herunterteilen des 76 MHz Oszillatorsignals gewonnen würde, sollte der von der Medox-Box erzeugte *Jitter* verschwinden. Alternativ könnte die Medox-Box durch eine Computer-*Delay*karte ersetzt werden, wobei dann auch

ein Ersatz für ihren integrierten Pockelszellentreiber nötig wäre.

Üblicherweise werden die Titan:Saphir-Laserpulse in eine Vakuumkammer mit Hilfe einer Linse fokussiert. Die kollimierten Pulse besitzen also eine sehr hohe Intensität wenn sie das Eintrittsfenster der Kammer passieren und können darin nichtlineare Prozesse induzieren. Diese Prozesse sind unerwünscht, da sie die Laserpulse verlängern, defokussieren und absorbieren, wodurch die Fokusintensität deutlich abgesenkt und unbestimmt wird. Verbesserung würde hier eine Fokussierungsanordnung versprechen, bei der die Linse in der Vakuumkammer platziert ist. Durch den großen Strahlquerschnitt am Eintrittsfenster würden Nichtlinearitäten minimiert und eine optimale Fokussierung gewährleistet. Die Linse wäre dann allerdings im Vakuumsystem zu positionieren, weswegen die Vakuumkammer vergrößert werden müsste.

Bei der Aufnahme von Messwerten für die vorliegende Arbeit war es oftmals notwendig über hunderte Messungen zu mitteln, weil die einzelnen Signale zu sehr in ihrer Intensität schwankten. Diese Schwankungen stammen hauptsächlich von den Schuss-zu-Schuss Energie Schwankungen des Lasersystems. Hilfreich wäre es hier, wenn innerhalb der Messwerterfassung das Messsignal mit der Energie des aktuellen Laserpulses korreliert werden würde, um z.B. Signale von Laserpulsen geringer Energie zu verwerfen. Eine solche Funktionalität lässt sich leider nicht problemlos in die aktuelle Messwerterfassung integrieren, da der verwendete analog/digital Wandler (TDS3052 Oszilloskop) nur die Messwerte eines einzelnen Kanals schnell genug zum Computer senden kann. Zum Senden der Messkurven von zwei Kanälen (Messsignal und Energie des Laserpulses) mit der Wiederholrate von 10 Hz ist das Gerät zu langsam.

4 Untersuchungen an Plasmen

Für die Plasmaerzeugung durch optische Feldionisation (OFI) muss ein intensiver Laserimpuls mit einem Medium wechselwirken, das als Gas, Dampf oder niedrig ionisiertes Plasma vorliegt. Das Medium muss dabei lokal in einem Vakuumbehälter erzeugt, oder auf geeignete Weise eingebracht werden. Für Gase werden üblicherweise Einspritzdüsen (gepulste *Gasjets*) verwendet. Anders vorliegende Materialien müssen erst in den gasförmigen Zustand gebracht werden. Dies kann durch lokales Erhitzen geschehen, wobei typischerweise gepulste Laser verwendet werden. Abhängig vom Ausgangsmaterial und den verwendeten Laserparametern (Pulsdauer, Intensität) entsteht bei diesem Ablationsprozess ein überwiegend neutraler Dampf oder ein niedrig ionisiertes Plasma (Vorplasma). Durch eine geeignete Wahl der Ionisationsstufe des Vorplasmas kann der nachfolgende OFI-Prozess beeinflusst werden.

Für eine mögliche Anwendung für XUV-Laser müssen die OFI-Plasmen in einer Richtung eine relativ große Ausdehnung haben (nadelförmiges Plasma), um eine ausreichende Laserverstärkung in dieser Richtung zu erreichen. Dieses nadelförmige Plasma kann durch eine longitudinale Fokussierung des Laserpulses in das Medium, durch Führung von Laserpuls und Medium in einer Kapillare oder durch eine transversale Anregungsgeometrie (Linienfokus im Medium) realisiert werden.

Eines der großen Probleme bei der Realisierung von XUV-Rekombinationslasern ist die Erzeugung von Plasmen mit ausreichend kalten Elektronen. Basierend auf der OFI-Theorie von Abschnitt 2.1.3 lassen sich kalte Plasmen durch optische Feldionisation mit linear polarisierter, möglichst kurzweiliger Laserstrahlung in Gasen mit niedriger Ionisationsenergie erzeugen. Eine nachträgliche schnelle Kühlung des Plasmas ist durch Wärmeleitung an Metallen möglich.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen an durch Wechselwirkung von kurzen Laserpulsen mit Lithium, Helium, Stickstoff und Sauerstoff hergestellten Plasmen durchgeführt. Dabei wurden die Lithiumteilchen durch Laserablation von Lithium*targets* und die gasförmigen Medien unter Verwendung geeigneter Düsen in die Wechsel-

wirkungszone eingebracht. Ziel der Untersuchungen war es, Eigenschaften der Plasmen, wie Ionisationsstufe und Elektronentemperatur in Hinsicht auf deren Eignung für die Verwirklichung von XUV-Rekombinationslasern zu ermitteln. In den durch optische Feldionisation in einer longitudinalen Pumpgeometrie erzeugten Gas-Plasmen sollten außerdem Mechanismen der Plasmakühlung zur Steigerung der Rekombinationsrate getestet werden.

Die Untersuchungen zur optischen Feldionisation von Gasen werden in Abschnitt 4.1 beschrieben. Dabei werden Experimente zur Reproduzierbarkeit von OFI-Rekombinationslasern in N^{2+} - und O^{2+} -Plasmen in Unterabschnitt 4.1.1 beschrieben.

Die Kühlung von OFI-Plasmen durch Metallkühlung ist Gegenstand der Untersuchungen in Unterabschnitt 4.1.2. Dabei werden zeitaufgelöste Messungen von Helium-, Stickstoff- und Sauerstoffplasmasignalen vorgestellt.

In Unterabschnitt 4.1.3 wird anschließend auf die Erzeugung von Gasgemisch-Plasmen mit niedrigen Elektronentemperaturen eingegangen. Die Elektronentemperaturen können durch eine Mischung mit Wasserstoff gesenkt werden, weil Wasserstoff wegen seiner niedrigen Ionisationsenergie beim OFI-Prozess kalte Elektronen freisetzt. Zeitaufgelöste Untersuchungen demonstrieren die Auswirkungen der geringeren Elektronentemperaturen an einem Heliumplasma.

Experimente an Lithiumablationsplasmen finden sich in Abschnitt 4.2 und sollten speziell Probleme und Fragen im Zusammenhang mit Publikationen über den OFI-Laser in Li^{2+} -Ionen klären.

4.1 OFI in Gasen

Durch optische Feldionisation lassen sich mit Hilfe von kurzen Laserpulsen in Gasen Plasmen erzeugen. Eine geeignete Wahl der Laserparameter ermöglicht es dabei Plasmen herzustellen, die sich zur Realisierung von Rekombinationslasern eignen. Nach Abschnitt 2.4.1.2 müssen die Plasmen vor allem eine ausreichend niedrige Elektronentemperatur besitzen, um eine hohe Rekombinationsrate zu ermöglichen.

Die hier beschriebenen Untersuchungen konzentrieren sich auf Plasmen der Gase Helium, Stickstoff und Sauerstoff, da in diesen bereits Verstärkung durch Rekombination realisiert wurde.

So wurde 1995 erstmalig über Verstärkung von 37,4 nm Strahlung auf dem $2p3s - 2p^2$ Übergang in O^{2+} berichtet [Chichkov u. a., 1995]. Dieser XUV-Laser ist genau wie der $3s - 2p$ Laser bei 45,2 nm in N^{2+} [Lu u. a., 1999] ein Übergang zum Grundzustand, der

für Verstärkung eine besonders geringe Grundzustandsbesetzung benötigt [Egbert, 1999]. Der in He^+ bei 164 nm realisierte Rekombinationslaser [Egbert u. a., 1998] ist dagegen wegen seines 3-2 Übergangs unempfindlich gegenüber einer Grundzustandsbesetzung. Die Termschemata der Ionen sind in den Abbildungen 4.1 - 4.3 dargestellt.

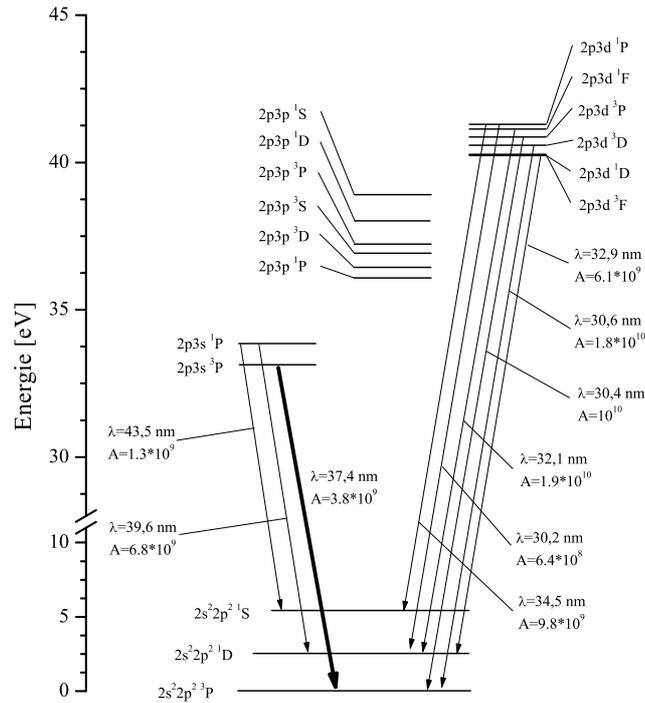


Abbildung 4.1: OIII Termschema mit dem $2p3s - 2p^2$ Übergang bei 37,4 nm

Um Verstärkung nachzuweisen wird üblicherweise die Wechselwirkungslänge L von Laser und Medium variiert und dabei die Intensität I der Linie registriert. In einem Graphen mit linearen Achsen werden dann Länge und Intensität gegeneinander aufgetragen und Messpunkte der Intensität durch die Linford-Formel

$$I = \frac{J_s(e^{GL} - 1)^{3/2}}{G(GLe^{GL})^{1/2}} \quad (4.1)$$

angepasst. J_s ist die Intensität der spontanen Emission pro Längeneinheit von der betrachteten Linie in W/cm^3 .

Damit eine Verstärkung registriert werden kann, sind bei typischen Verstärkungskoeffizienten $5 < G < 15$ Wechselwirkungslängen L von mindestens 1 - 2 mm notwendig. Um

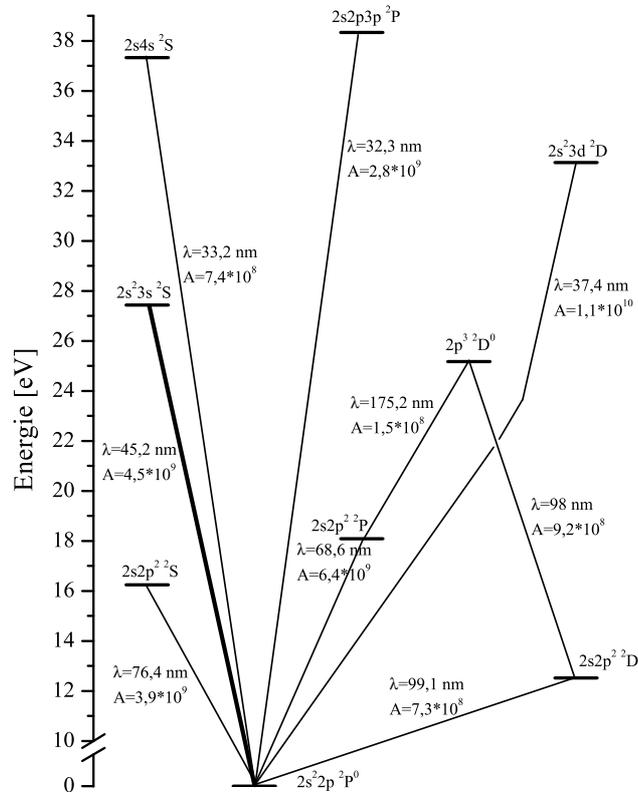


Abbildung 4.2: Termschema von N III mit der $3s - 2p$ -Linie bei 45,2 nm

möglichst viel kohärente XUV-Strahlung zu erhalten und den Röntgenlaser in Sättigung ($GL \approx 15$) betreiben zu können, ist ein langes Verstärkungsmedium notwendig. Die Länge des verstärkenden Plasmas wird aber durch verschiedene Effekte limitiert.

Die wichtigste Beschränkung der erreichbaren Plasmalänge beruht auf einer zu geringen Intensität des Pumpulses, wodurch die benötigte Ionisationsstufe nicht mehr erreicht wird. Gründe für die geringe Intensität sind die Absorption des Laserpulses im Medium und die Ionisations-Defokussierung, die von Elektronendichtegradienten verursacht wird (siehe Abschnitt 2.3). Elektronendichtegradienten können auch von Dichteschwankungen im zu ionisierenden Gas erzeugt werden, wodurch der Pumpstrahl von der optischen Achse des XUV-Lasers abgelenkt wird und sich die Verstärkungslänge reduziert.

XUV-Laser-Experimente werden normalerweise mit der im folgenden Abschnitt 4.1.1 beschriebenen Pumpanordnung durchgeführt. In dem Abschnitt werden auch Ergebnisse von Verstärkungsmessungen an N^{2+} -Ionen und O^{2+} -Ionen präsentiert.

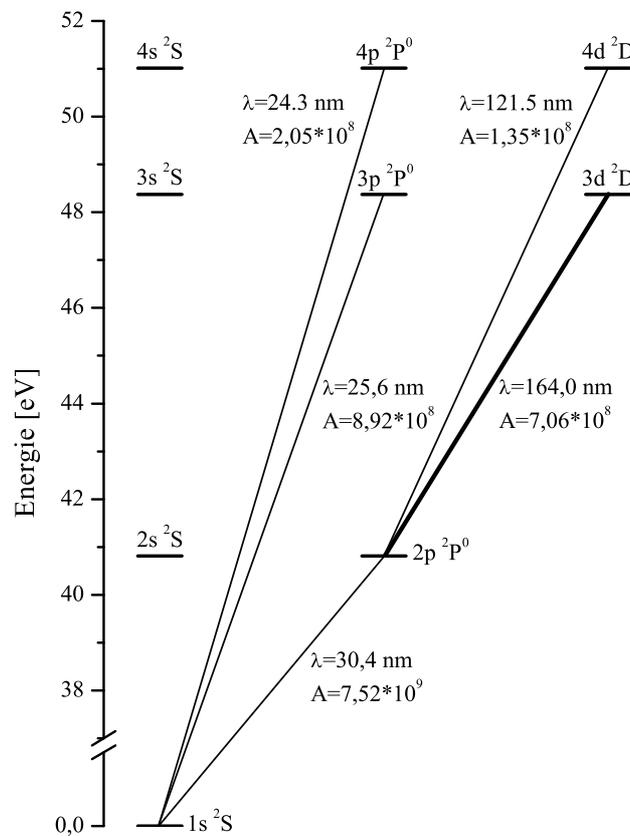


Abbildung 4.3: Energieniveaus des HeII-Ions mit dem $3d - 2p$ Laserübergang bei 164 nm

4.1.1 Longitudinales Pumpen

Die Standardanordnung für OFI-Untersuchungen ist ein longitudinaler Aufbau, wie er in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Durch die Anordnung von fokussiertem Pumplaserstrahl, Plasma und Detektion auf einer Achse ist dieser Aufbau einfach zu realisieren. Allerdings ergeben sich daraus auch prinzipielle Schwierigkeiten, weil für die optische Feldionisation Laserpulse mit Intensitäten von über 10^{15} W/cm^2 benutzt werden und die Absorption der Gase gering ist, und deshalb ein Großteil der Laserleistung auf Komponenten der Detektion trifft. So werden auf dem Eintrittsspalt oder dem Gitter des Monochromators Plasmen gezündet, die diese beschädigen. Abhilfe schafft hier nur ein großer Abstand zwischen Plasma und Detektion, weil der Strahlquerschnitt des fokussierten Pumplasers nach dem Plasma wieder zunimmt und die Intensität mit zunehmendem Abstand unter die Zerstörschwelle

der Komponenten fällt. Für die Registrierung teilweise schwacher Plasmasignale ist aber eine möglichst nahe Platzierung der Detektion am Plasma notwendig. Die Wahl des Abstands ist deshalb ein Kompromiss zwischen der Registrierung schwacher Signale und dem Schutz der Komponenten.

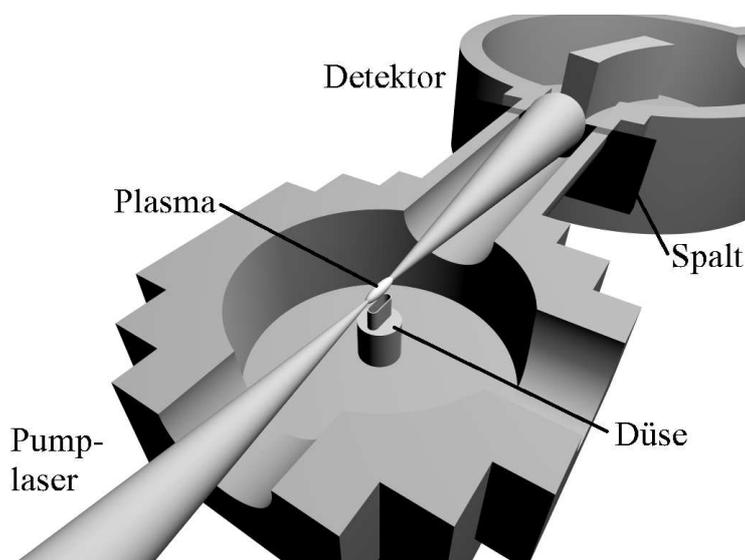


Abbildung 4.4: Longitudinaler Aufbau für OFI-Laserexperimente (Vakuumapparatur)

Für Untersuchungen an longitudinal gepumpten OFI-Lasern kommen verschiedene *Gas-target*-Konstruktionen zum Einsatz.

Häufig wird eine statische Gaszelle verwendet, die eine Eintritts- und Austrittsöffnung für den Laser besitzt, durch die aber auch Gas in die Vakuumapparatur in Richtung der Laserstrahlung und der Detektion strömt [Lu u. a., 2000]. Zur Längenvariation für Laseruntersuchungen lässt sich der Abstand zwischen den Öffnungen variieren. Damit wenig Gas ins Vakuum entweicht, werden die Öffnungen möglichst klein gewählt. Da das entweichende Gas in Richtung des Lasers strömt, kommt es schnell zu unerwünschten Ionisations-Defokussierungseffekten.

Als weiteres *Gas-target* kommt eine in einer Gaszelle befestigte Kapillare in Frage, die längere Wechselwirkungsstrecken ermöglicht, da die Laserstrahlung über die Länge der Kapillare „fokussiert“ bleibt und das Gas ionisiert. Bei nicht geführter Laserstrahlung ist die Wechselwirkungslänge auf einen kurzen Bereich (doppelte Rayleighlänge), in dem eine hohe Intensität herrscht, beschränkt (siehe Abschnitt 3.1.3). Wie bei der Gaszelle tritt auch bei der Kapillare die Ionisations-Defokussierung durch ausströmendes Gas in Strahlrichtung

auf. Durch das Plasma wird die Kapillare beschädigt, wodurch sich eine geringe Standzeit ergibt.

Ein strenger definierter Übergang zwischen Vakuum und Gas und damit weniger Ionisations-Defokussierung lässt sich mit einer gepulsten Düse, aus der das Gas senkrecht zur Strahlrichtung ausströmt, realisieren (siehe Abbildung 4.4). Deshalb wurden die folgenden spektroskopischen Untersuchungen mit Gasdüsen und nicht mit Gaszellen oder Kapillaren durchgeführt. Einige der verwendeten Düsen sind in Abbildung 4.5 gezeigt.

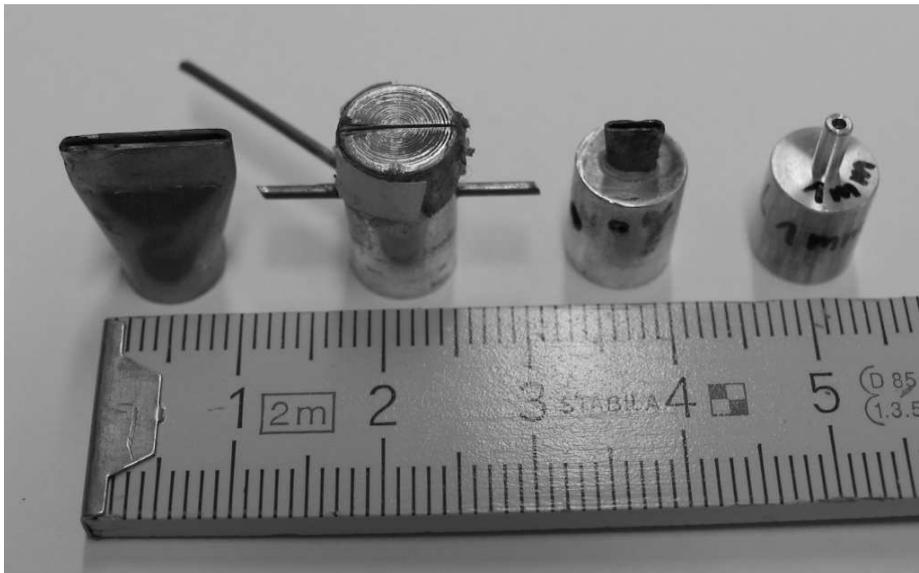


Abbildung 4.5: Für longitudinale OFI-Untersuchungen verwendete Gasdüsen. v.l.n.r. 10 mm, 6 mm, 4 mm und 1 mm Wechselwirkungslänge

Die hier vorgestellten Spektren und Längenvariationen wurden mit der 10 mm Düse aufgenommen, weil damit die stärksten Signale der untersuchten Laserlinien registriert werden konnten. Verantwortlich könnte dafür neben der Wechselwirkungslänge auch ein homogeneres Ausströmverhalten sein. Spezielle Untersuchungen zum Ausströmverhalten der Düsen mittels Interferometer o.ä. wurden nicht durchgeführt.

4.1.1.1 Variation der Plasmalänge

Eine Längenvariation kann mit verschieden langen Düsen oder dem Verdrehen einer langen Düse relativ zum Pumpstrahl, wie in Abbildung 4.6 gezeigt, durchgeführt werden. Bei den vorliegenden Messungen kam eine 10 mm lange Düse, die verdreht wurde zum Einsatz,

weil damit viele unterschiedliche Plasmalängen ohne aufwendiges Austauschen der Düse realisiert werden konnten.

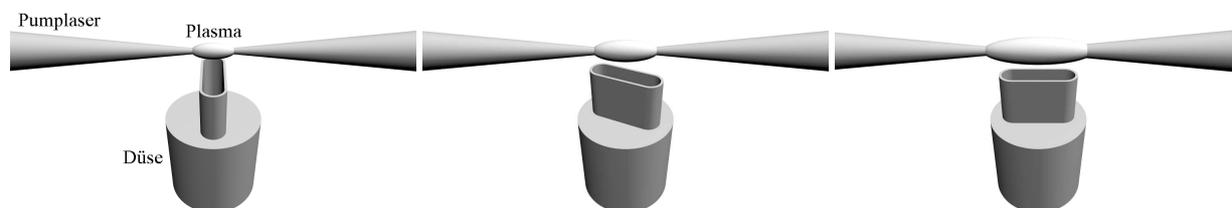


Abbildung 4.6: Variation der Plasmalänge durch eine drehbare Düse

Um die Plasmalänge bestimmen zu können, wurden mit einer CCD-Kamera (Typ ORCA, Fa. Hamamatsu) Fotos vom Plasma im sichtbaren Spektralbereich aufgenommen. Mit einer Bildanalyse-Software (HiPic 6.3.0, Fa. Hamamatsu) wurde dann die Halbwertsbreite der Intensität der Plasmastrahlung bestimmt, die als Längenmaß für die Längenvariation dienen soll. In Abbildung 4.7 sind zwei Intensitätsverläufe mit den zugehörigen Fotos der Plasmen für a) die kürzeste und b) die längste Wechselwirkungslänge dargestellt.

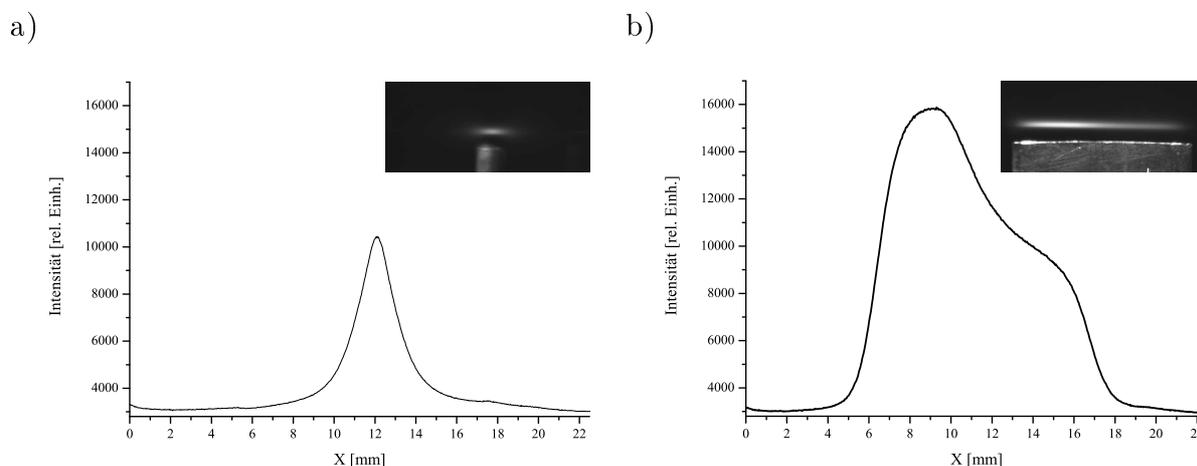


Abbildung 4.7: Bestimmung der Länge aus Fotos eines Sauerstoffplasmas. Dargestellt ist das Intensitätsprofil und das zugehörige Foto vom Plasma. An der Unterseite des Fotos ist die 10 mm Düse erkennbar. a) kurze Wechselwirkungs-
länge b) lange Wechselwirkungs-
länge

Während die Bestimmung der Plasmalänge mittels der Halbwertsbreite für Abbildung 4.7a) plausibel erscheint, ist dies für Abbildung 4.7b) sehr fragwürdig, weil schon ein kleine Änderung der Intensität, bei der die Breite bestimmt wird, diese signifikant ändert. Der Übergang von einer Intensitätsverteilung wie in Abbildung 4.7a) zu einer Intensitätsverteilung wie in Abbildung 4.7b) mit zunehmender Plasmalänge erfolgt fließend. Ab einer Plasmalänge von etwa 5 mm treten die für Abbildung 4.7b) diskutierten Unsicherheiten bei der Längenbestimmung auf.

Soweit keine bessere Methode zur Bestimmung der Plasmalänge zur Verfügung stand, wurde die Länge trotzdem durch die Halbwertsbreite des Intensitätsverlaufs der Plasmastrahlung ermittelt.

4.1.1.2 Ergebnisse

Zur optischen Feldionisation von Sauerstoff und Stickstoff wurden Laserpulse einer Wellenlänge von 800 nm mit einer Pulsdauer von 120 fs und einer Pulsenergie von 140 mJ durch eine Linse mit 1000 mm Brennweite in die Gase fokussiert. Die stärksten Signale der 37,4 nm Linie in O^{2+} und der 45,2 nm Linie in N^{2+} konnten mit der 10 mm Düse gemessen werden. Die über 10 Punkte gemittelten Spektren von Sauerstoff mit einem Vordruck von 650 mbar sowie von Stickstoff mit einem Vordruck von 550 mbar sind in den Abbildungen 4.8 und 4.9 dargestellt.

In Abbildung 4.8 dominiert die O^{2+} -Linie bei 37,4 nm das Sauerstoffspektrum. Mit deutlich geringerer Intensität sind auch Linien bei 39,6 nm und 43,5 nm zu erkennen.

Das Stickstoffspektrum enthält neben der dominanten N^{2+} -Linie bei 45,2 nm noch eine deutlich schwächere Linie bei 43,4 nm und einige andere schwache nicht identifizierte Linien.

Um für die Linien bei 37,4 nm in O^{2+} und bei 45,2 nm in N^{2+} eine mögliche Verstärkung festzustellen wurde nun die Wechselwirkungslänge wie in Abschnitt 4.1.1.1 beschrieben durch das Verdrehen der Düse variiert. Zu jeder Düsenposition wurde ein Foto zur Bestimmung der Plasmalänge aufgenommen und die Intensität der betrachteten Linie über 256 Laserpulse gemittelt aufgenommen, um Schwankungen in der Pulsenergie auszugleichen.

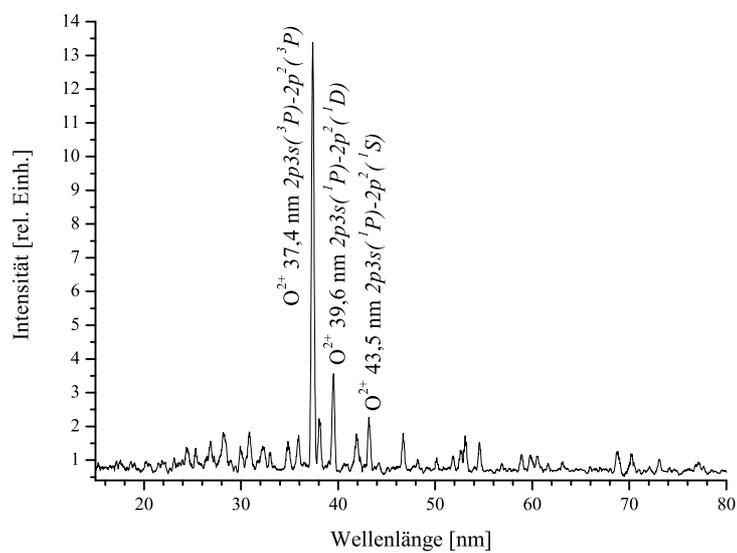


Abbildung 4.8: Spektrum bei einem Sauerstoffvordruck von 650 mbar, 140 mJ Pulsenergie und 10 mm langer Düse

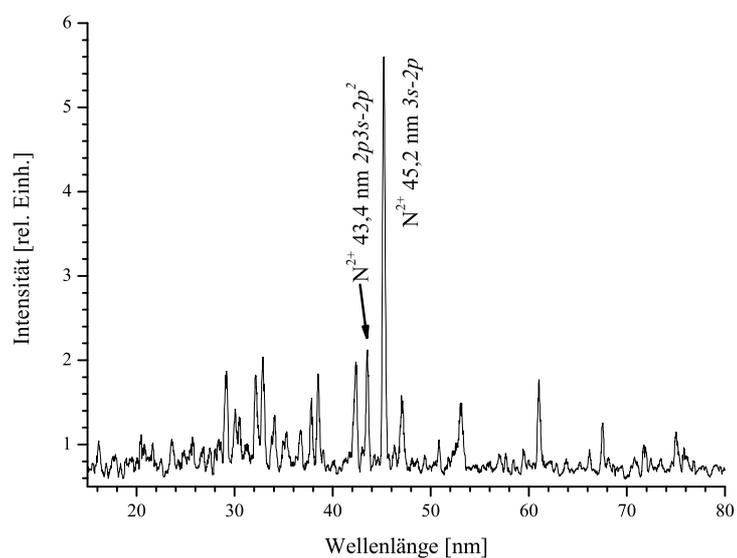


Abbildung 4.9: Spektrum bei einem Stickstoffvordruck von 550 mbar, 140 mJ Pulsenergie und 10 mm langer Düse

Das Resultat der Längenvariation des Sauerstoffplasmas ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Um die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Plasmalänge zu eliminieren, wurde bei der Längenvariation von Stickstoff die Intensität der $N^{2+} 2p3s - 2p^2$ -Linie bei 43,4 nm mit aufgezeichnet. Unter Annahme eines linearen Anstiegs der Intensität dieser Linie, der von Lu et al. berichtet wurde [Lu u. a., 2000], kann man die Plasmalänge linear zur detektierten Intensität der 43,4 nm Linie skalieren. Um von der relativen Plasmalänge absolute Werte in mm zu erhalten, wurde die Halbwertsbreite der kürzesten Plasmalänge bestimmt. Bei der kürzesten Wechselwirkungslänge sollte die Laserintensität am wenigsten durch Absorption oder Ionisations-Defokussierung verringert worden sein, weshalb hier ein homogen ionisiertes Plasma angenommen wird, das über seine gesamte Länge zur Verstärkung beitragen kann. Mit Hilfe dieser Länge wurde die relative Plasmalänge auf eine effektive Plasmalänge skaliert, welche die Länge des verstärkenden Plasmabereichs angibt. Die sich daraus ergebende Längenvariation ist in Abbildung 4.11 gezeigt.

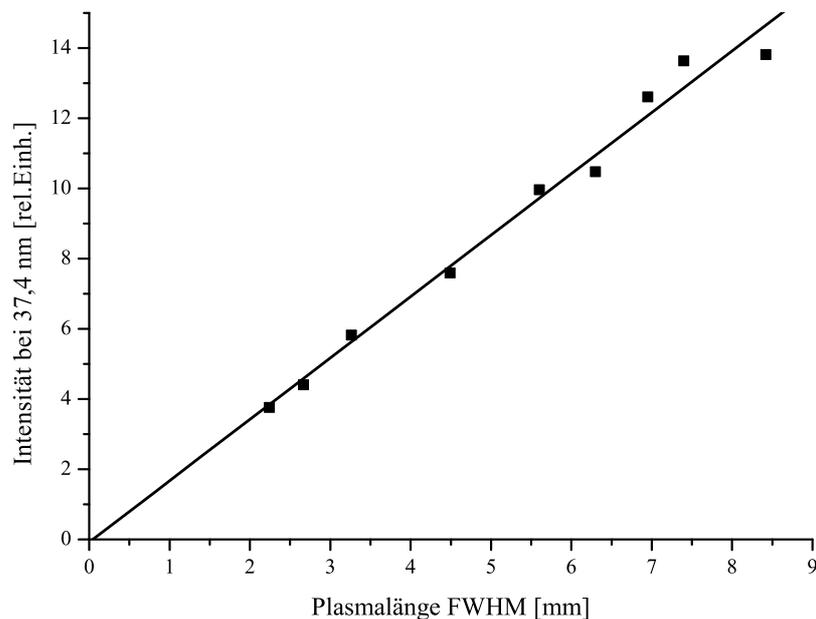


Abbildung 4.10: Längenvariation eines Sauerstoffplasmas. Betrachtet wird die Intensität der 37,4 nm Linie in O^{2+} -Ionen

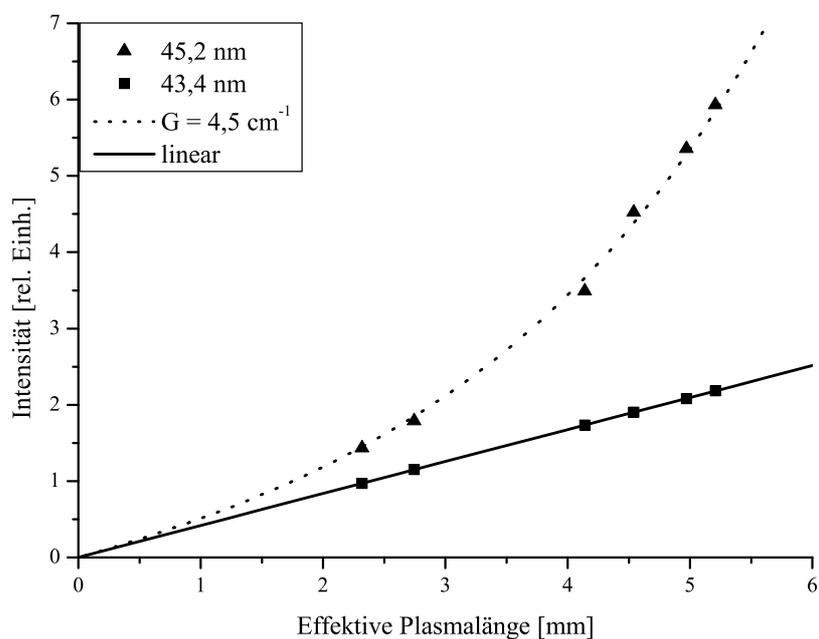


Abbildung 4.11: Längenvariation eines Stickstoffplasmas. Betrachtet wird die Intensität der 45,2 nm Linie in N^{2+} -Ionen. Die Skala der Plasmalänge ergibt sich durch die Annahme eines linearen Anstiegs der 43,4 nm Linie

4.1.1.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Längenvariation des Sauerstoffplasmas zeigt im Rahmen der Genauigkeit der Längenvariation keine Verstärkung auf dem $2p3s - 2p^2$ Übergang in O^{2+} bei 37,4 nm, sondern nur ein lineares Ansteigen des Signals (siehe Abbildung 4.10). Trotz der Dominanz der 37,4 nm Linie in Abbildung 4.8 sind anscheinend die Plasmabedingungen nicht ausreichend für eine Verstärkung auf dem Grundzustandsübergang. Vermutlich verhindert eine schnelle Besetzung des Grundzustands die Inversion des Mediums, so dass die Rekombinationsrate durch Senkung der Elektronentemperatur erhöht werden muss, um doch eine Besetzungsinversion zu erreichen. Wie in [Egbert u. a., 1999] vermutet wurde, ist eine Kühlung des Plasmas notwendig, um hier eine Verstärkung zu erreichen. Kühlungsmechanismen werden in den Abschnitten 4.1.2 und 4.1.3 untersucht.

Im Gegensatz zu Sauerstoff zeigt die Längenvariation des Stickstoffplasmas in Abbildung 4.11 einen leicht nichtlinearen Anstieg des Signals der 45,2 nm Linie, der einer Ver-

stärkung von $G = 4,5 \text{ cm}^{-1}$ entspricht. Durch die effektive Länge des verstärkenden Mediums von 5,2 mm ergibt das ein $GL = 2,34$, was noch unter den Werten von Lu et al. [Lu u. a., 2000] von $G = 9,6 \text{ cm}^{-1}$ und $GL = 3,84$ liegt. Das gemessene $GL = 2,34$ der 45,2 nm Linie des N^{2+} ist weit von der Sättigung ($GL \approx 15$) entfernt und ergab sich auch nur unter der Annahme, dass die Intensität der 43,4 nm Linie linear mit der Plasmalänge steigt. Deshalb sind auch für Stickstoffplasmen die in Abschnitten 4.1.2 und 4.1.3 vorgestellten Kühlungsmechanismen zum Vergrößern der Rekombinationsrate von Interesse.

Die neue Skalierung der Plasmalänge durch die 43,4 nm Linie offenbart neben der leichten Verstärkung bei 45,2 nm auch eine Begrenzung der Länge des verstärkenden Mediums. Obwohl ein Plasmaleuchten von mehr als 8 mm Länge mit der Kamera beobachtet wurde, tragen offenbar nur 5,2 mm zur Verstärkung bei. Vermutlich reicht die Intensität des Lasers nicht aus, um die letzten 3 mm des Gases ausreichend zu ionisieren, was z.B. durch Ionisations-Defokussierung bedingt sein könnte.

Ob die geänderte Längenskalierung auch bei der Längenvariation des Sauerstoffplasmas eine leichte Verstärkung bewirken würde, konnte leider nicht untersucht werden, da die Skalierung wegen unterschiedlicher Absorption und *Appearance*-Intensitäten nicht einfach übernommen werden kann. Um die Skalierung für das Sauerstoffplasma durchführen zu können, müssten Informationen über das lineare Anwachsen einer im Spektrum gut sichtbaren O^{2+} -Linie vorhanden sein.

Weitere Optimierungsmöglichkeiten liegen in der Verbesserung der Strahlqualität der Laserpulse und dem Düsendesign. Die Form der Düsenöffnung hat u.a. Auswirkungen auf den Ausströmwinkel des Gases, wodurch sich ein mehr oder weniger kollimierter Gasstrahl ergibt. Bei einem wenig kollimierten Gasstrahl strömen Teilchen in Richtung des Laserstrahls, wodurch dieser Absorption und Ionisations-Defokussierung erfährt, bevor er die eigentliche Wechselwirkungszone erreicht. Gasdüsen mit geringem Ausströmwinkel, die eine große Wechselwirkungslänge ermöglichen, sind also vorteilhaft zur Erzeugung von XUV-Lasern.

4.1.2 Kühlung an Metallflächen

Die Kühlung von OFI-Plasmen durch Wärmeleitung an Metallflächen wird im folgenden Abschnitt untersucht. Um die Metallkühlung zur Realisierung von Rekombinationslasern einsetzen zu können, muss die Kühlungsdauer unterhalb der Lebensdauer des oberen Laserniveaus liegen. Nur dann sind ausreichend viele kalte Elektronen vorhanden, um eine Inversion zu erzeugen.

Die folgende Rechnung bietet eine vereinfachte Beschreibung der Metallkühlung von Plasmen [Egbert u. a., 1999]. Das Modell vernachlässigt hydrodynamische Bewegungen und Dichtegradienten, beschreibt aber die Entwicklung der Elektronentemperatur T_e eines OFI-Plasmas über einen kleinen Zeitraum.

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{2}{3N_e} \frac{\partial q}{\partial z} \quad (4.2)$$

N_e ist die Elektronendichte, z die Richtung senkrecht zur Metalloberfläche und $q = -\kappa \partial T_e / \partial z$ der Wärmefluss der Elektronen mit der Wärmeleitfähigkeit κ .

Die klassische diffuse Wärmeleitung ist beschrieben durch [Kruer, 1988]

$$\kappa \simeq 14b(Z)N_e v_e^2 \tau_{ei}, \text{ wobei} \quad (4.3)$$

$$\tau_{ei} = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \frac{m_e^{1/2} T_e^{3/2}}{N_e \Lambda e^4 Z} \simeq 3 * 10^5 \frac{(T_e/1 \text{ eV})^{3/2}}{N_e \Lambda Z} \quad (4.4)$$

die charakteristische Zeit von Elektron-Ion Stößen, $v_e = \sqrt{T_e/m_e}$ die Geschwindigkeit und m_e die Masse der Elektronen bezeichnet. Die Ladung der Ionen ist Z , und Λ ist der Coulomb-Logarithmus, der üblicherweise als $\Lambda = 3$ angenommen wird. Der dimensionslose Korrekturfaktor $b(Z) \simeq (1 + 3,3/Z)^{-1}$ berücksichtigt Elektron-Elektron Stöße für kleine Ionenladungen Z .

Normalerweise wird zur Berechnung des Wärmetransports ohne Stöße der maximale Energiefluss, den Maxwell-verteilte Elektronen liefern können limitiert.

$$q_m = \frac{3}{2\sqrt{2\pi}} N_e v_e T_e \simeq 0,6 N_e v_e T_e \quad (4.5)$$

Aus Simulationen und experimentellen Daten [Kruer, 1988] ist bekannt, dass der Wärmetransport bereits bei niedrigeren Werten

$$q_f = f N_e v_e T_e \quad (4.6)$$

sättigt, wobei $f \simeq 0,1$ das so genannte *flux limit* ist.

Für den Übergangsbereich wird der Wärmetransport normalerweise angenähert durch

$$q_t = \frac{q}{(1 + q/q_f)}. \quad (4.7)$$

An dieser Stelle soll die Kühlungsrate eines zylindrischen OFI-Plasmas in direktem Kontakt zu einer Metallfläche betrachtet werden. Für diffusen Wärmetransport kann die Kühlungszeit $t = t_c$ angenommen werden, wenn das Elektron einen Weg $l \simeq \sqrt{2Dt}$, der gleich dem Durchmesser $2r$ des Plasmas ist, zurückgelegt hat. Die thermische Diffusionskonstante D ist gegeben durch $D \simeq 9b(Z)v_e^2\tau_{ei}$. Daraus ergibt sich die Kühlungszeit

$$t_c \simeq \frac{2r^2}{D} = \frac{2}{9b(Z)} \left(\frac{r}{v_e} \right)^2 \nu_{ei} \quad (4.8)$$

mit der effektiven Elektron-Ion Stoßfrequenz $\nu_{ei} = 1/\tau_{ei}$.

Für Wärmetransport ohne Stöße ergibt sich eine Kühlungszeit von

$$t_c \simeq \frac{3}{2} \frac{r}{fv_e}. \quad (4.9)$$

Der maximale Wert von den Gleichungen 4.8 und 4.9 liefert eine Abschätzung der Kühlungszeit.

Am Beispiel vom OIII $2p3s - 2p^2$ Laserübergang bei 37,4 nm ergibt das für Kühlung durch Diffusion $t_c = 13$ ps und für Kühlung ohne Stöße $t_c = 150$ ps. Dabei wurden folgende Parameter verwendet: $Z = 3$, $N_e = 1 * 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $r = 20 \text{ } \mu\text{m}$, $v_e = 2 * 10^8 \text{ cm/s}$, woraus sich mit $v_e = \sqrt{T_e/m_e} \Rightarrow T_e = 23 \text{ eV}$ ergibt

Die Kühlungszeit liegt also im Bereich von 150 ps, was kürzer als die Lebensdauer des oberen OIII Laserniveaus von 260 ps [NIST, 2006] ist und damit die Rekombinationsrate vergrößern sollte.

4.1.2.1 Versuchsaufbau

Zur Untersuchung der Wärmeleitung an Metallflächen wurde die in Abbildung 4.12 gezeigte Anordnung verwendet. Die Metallflächen zur Kühlung wurden mit Hilfe einer Mikrometerschraube von unten an das Plasma herangeführt.

Das Plasma wurde mit der Grundwellenlänge des Titan:Saphir-Lasers mit 80 mJ Pulsenergie erzeugt. Wenn nicht anders angegeben, wurde linear polarisierte Strahlung verwendet und mit einem Gas Vordruck von 400 mbar gearbeitet. Die Polarisationsenebene des Pumplasers ist parallel zur Tischfläche. Die Injektion des Gases in die auf etwa $1 * 10^{-4}$ mbar evakuierte Vakuumkammer fand durch eine ovale Düse statt. Die Richtung der längeren Düsenausdehnung stand senkrecht zur Richtung des Laserstrahls, wodurch sich eine kurze Wechselwirkungslänge von ca. 2 mm ergab. Die Düsenöffnungszeit lag bei 0,8 ms, und die

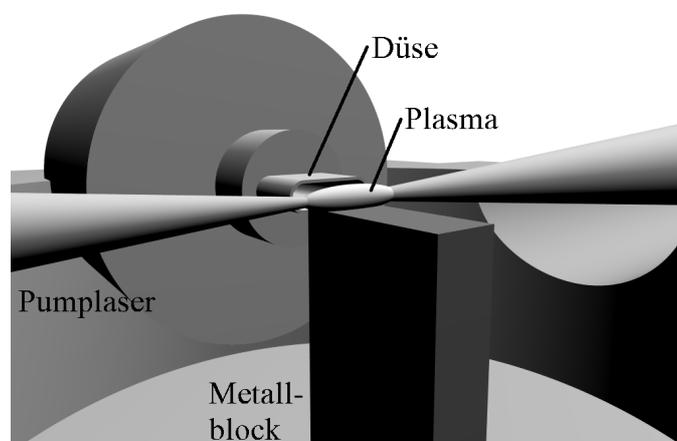


Abbildung 4.12: Versuchsaufbau zur Plasmakühlung mit Metallflächen. Der Metallblock kann durch eine Mikrometerschraube in der Höhe verstellt werden, um den Abstand zum Plasma zu variieren.

Plasmastrahlung wurde in Richtung des Laserstrahls mit dem Jobin Yvon Monochromator (Siehe 3.2) detektiert.

4.1.2.2 Ergebnisse und Diskussion

Aus Untersuchungen von [Egbert u. a., 1999] bei denen auch Verstärkung in HeII bei 164 nm realisiert wurde ist bekannt, dass das zeitaufgelöste Plasmasignal aus einem Elektronenstoß*peak* und einem Rekombinationssignal besteht. Das Elektronenstoßsignal wird instantan bei der Wechselwirkung von Laserpuls und Medium emittiert, wohingegen das Rekombinationssignal mit einer Verzögerung folgt, die von Plasmatemperatur und Dichte abhängig ist. Wie auch aus Gleichung 2.32 in Abschnitt 2.4.1.2 sichtbar ist, begünstigen eine hohe Elektronendichte und niedrige Elektronentemperaturen eine schnelle Rekombination.

Die ersten Untersuchungen zur Metallkühlung wurden an Heliumplasmen bei 30,4 nm (HeII 2p-1s) durchgeführt. Dabei kam ein von unten das Plasma berührender Aluminiumblock zum Einsatz. Das detektierte Plasmasignal mit und ohne Aluminiumblock ist in Abbildung 4.13 dargestellt.

Deutlich zu sehen sind ein stärkeres Rekombinationssignal und eine kürzere Verzögerung zwischen Elektronenstoß- und Rekombinationssignal, wenn der Metallblock das Plasma kühlt.

Im nächsten Schritt sollte der Einfluss der Teilchendichte auf die Plasmaseigenschaften untersucht werden.

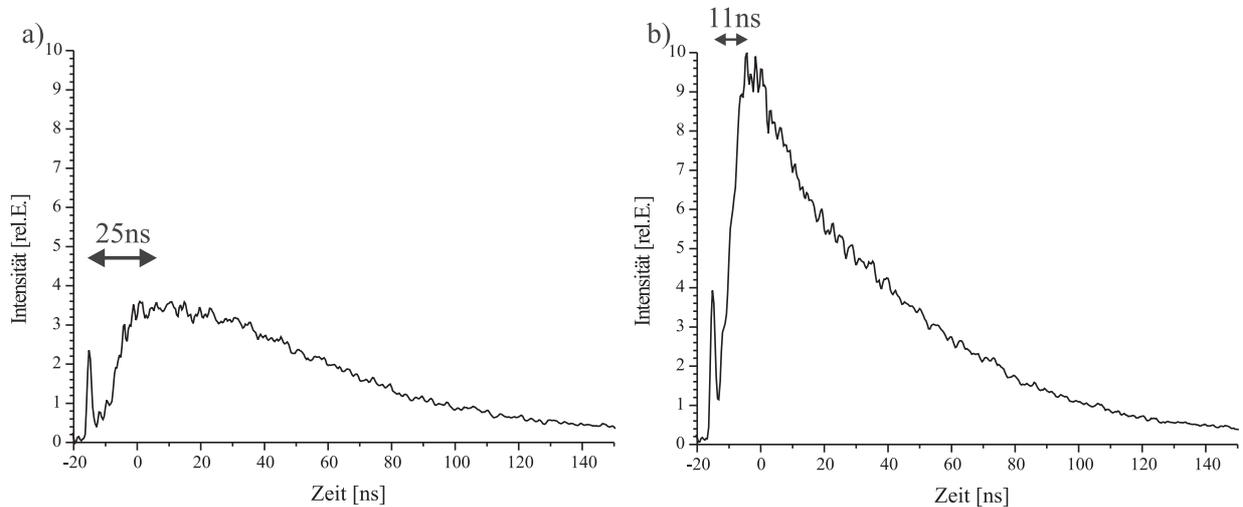


Abbildung 4.13: Zeitaufgelöstes HeII Signal a) ohne und b) mit Kühlung durch einen Metallblock. Zu sehen sind ein schnelles Elektronenstoß- und ein folgendes Rekombinationssignal. Die Verzögerung zwischen diesen Signalen ist angegeben.

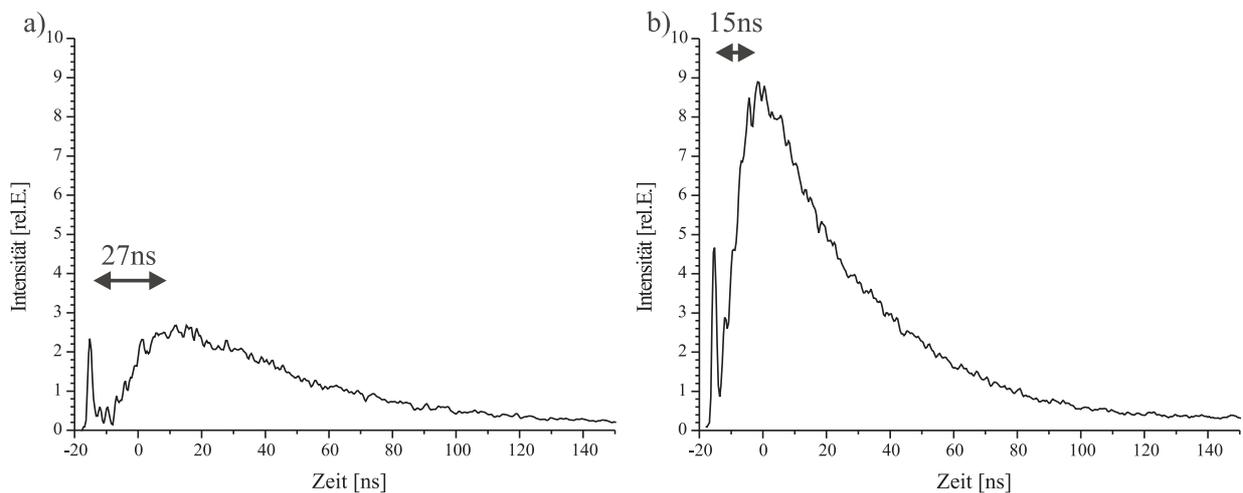


Abbildung 4.14: Auswirkungen der Vordruckerhöhung ohne Metallkühlung von a) 400 mbar auf b) 800 mbar. Das zeitaufgelöste Plasmasignal bei 30,4 nm zeigt ein schnelles Elektronenstoß- und ein folgendes Rekombinationssignal. Die Verzögerung zwischen diesen Signalen ist angegeben.

Abbildung 4.14 zeigt das zeitaufgelöste HeII Signal bei 30,4 nm für die Düsenvordrücke von 400 mbar und 800 mbar ohne Metallkühlung. Auch hier ist sowohl ein früheres Auftreten, als auch eine größere Intensität des Rekombinationssignals zu verzeichnen.

Ist die Plasmakühlung durch Metallkontakt in Abbildung 4.13 also nur eine Folge lokaler Druckerhöhung? Wegen der Größe des Metallblocks könnte es an der Düse zur Störung des normalen Teilchenflusses und damit zu einer Teilchendichteerhöhung im Bereich des Plasmas kommen.

Deshalb wurde nun ein dünner Metallblock verwendet (0,1x1x10 mm), um die Störung des ausströmenden Gases zu reduzieren. Die zugehörigen Plasmasignale sind in Abbildung 4.15 zu sehen.

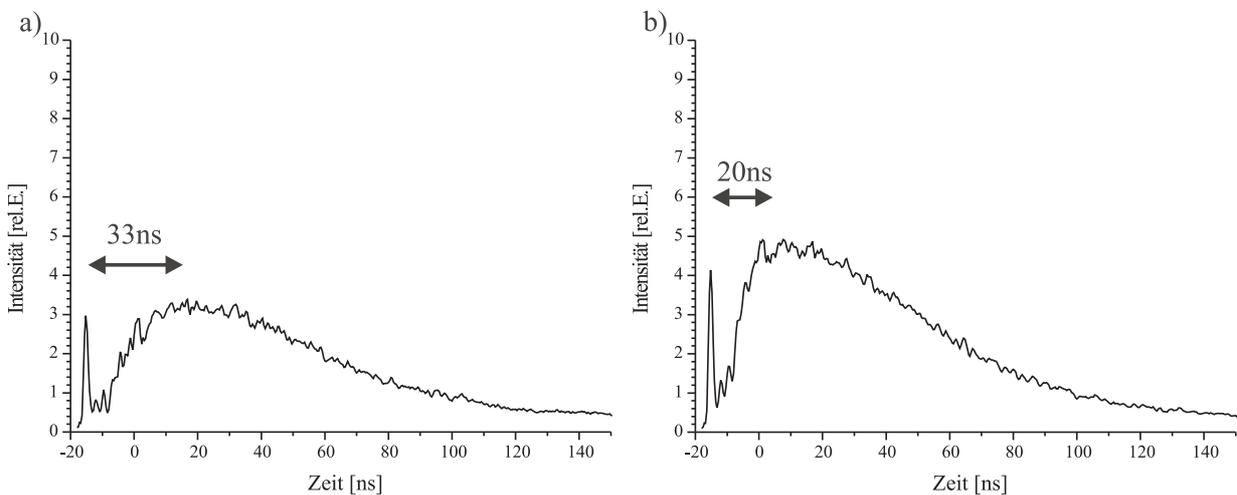


Abbildung 4.15: a) ohne und b) mit Kühlung durch einen dünnen Metallblock. Das zeitaufgelöste Plasmasignal bei 30,4 nm zeigt ein schnelles Elektronenstoß- und ein folgendes Rekombinationssignal. Die Verzögerung zwischen diesen Signalen ist angegeben.

Gut erkennbar ist das geringe Anwachsen des Rekombinationssignals wenn mit dem dünnen Metallblock gekühlt wird. Das stärkere Rekombinationssignal bei der Wärmeleitungs-kühlung mit dem großen Metallblock scheint also in einer lokalen Teilchendichteerhöhung seine Ursache zu haben.

Dass das Plasma trotzdem gekühlt wird, zeigt die deutliche Verringerung der Verzögerung zwischen Elektronenstoß- und Rekombinationssignal.

Um detailliertere Informationen über die Metallkühlung zu erhalten, wurden nun Messreihen aufgenommen, bei denen der dünne Metallblock schrittweise dem Plasma angenä-

hert wurde. Die Untersuchungen fanden an den für OFI-Rekombinationslaser interessanten Gasen Helium, Stickstoff und Sauerstoff statt. Abbildung 4.16 zeigt den Einfluss der Metallkühlung auf Helium- und Stickstoffplasmen.

Auch für Sauerstoffplasmen (Abbildung 4.17) ist der Effekt der Wärmeleitungskühlung bei Annäherung des dünnen Metallblocks deutlich sichtbar.

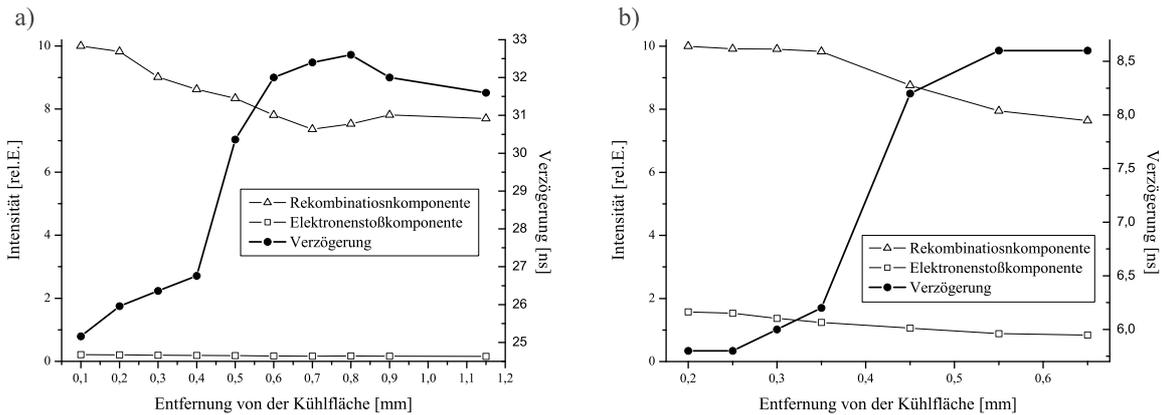


Abbildung 4.16: Metallkühlung von Plasmen. Intensitäten der Elektronenstoß- und Rekombinationssignale und deren Verzögerung vom a) HeII 30,4 nm (2p-1s) und b) NIII 45,2 nm (3s-2p) Übergang.

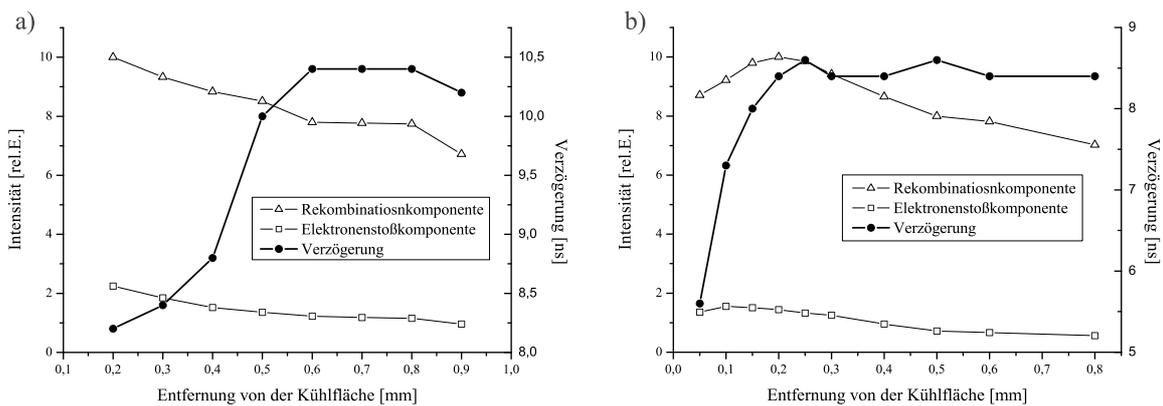


Abbildung 4.17: Metallkühlung bei OIII 37,4 nm mit a) linear und b) zirkular polarisierter Laserstrahlung.

Bei allen untersuchten Gasen lassen sich folgende Effekte beobachten.

Durch die Annäherung des Metallblocks wird die Verzögerung des Rekombinationssignals kürzer und die Intensitäten des Elektronenstoß- und Rekombinationssignals steigen.

Während das schwache Ansteigen der Signalintensitäten auch bei der Benutzung des dünnen Metallblocks teilweise auf eine lokale Teilchendichteerhöhung zurückgeführt werden kann, ist die starke Abnahme der Verzögerungszeit ein deutlicher Hinweis auf eine effektive Kühlung des Plasmas.

Dass die Kühlung durch Wärmeleitung es ermöglicht ein kaltes Plasma für einen Rekombinationslaser zu erzeugen wurde bereits in [Egbert u. a., 1999] gezeigt. Dort konnte in OIII bei 37,4 nm Verstärkung gemessen werden, wenn durch eine Düse mit kleinen Kanälen eine Metallfläche in Plasmanähe war. Mittlerweile konnte in [Lu u. a., 2000] die Verstärkung ohne Metallkühlung reproduziert werden, so dass anscheinend auch ohne kühlende Metallfläche ein kaltes Plasma für XUV-Rekombinationslaser realisierbar ist.

Neben dem hier demonstrierten Kühleffekt gibt es aber auch Probleme mit der Metallkühlung. Durch die unmittelbare Nähe zum Plasma unterliegt das Metall ständiger Erosion. Beim Einsatz von gepulsten Gasdüsen ändert sich dadurch nicht nur der Abstand vom Metall zum Plasma, sondern mit jedem Laserpuls auch die Strömungsbedingungen für das ausströmende Gas. Dadurch entstehende Dichteänderungen beeinflussen das Plasma erheblich, wie Messungen mit dem dicken Metallblock (siehe Abbildung 4.13) gezeigt haben.

Der Einsatz von Metallkühlung zur Erzeugung von Plasmen für Rekombinationslaser erscheint nur dann sinnvoll, wenn die Metallflächen keinen negativen Einfluss auf die Teilchendichteverteilung haben. So wäre zum Beispiel eine symmetrische Beeinflussung der Teilchendichte denkbar, wenn das Plasma in einer gasgefüllten Metallkapillare erzeugt werden würde.

4.1.3 Kühlung durch Gasgemische

Der Kühlungsmechanismus zur Erzeugung von kalten Elektronen in Gasgemischen ergibt sich direkt aus der Theorie der optischen Feldionisation (siehe Abschnitt 2.1.3), wonach die Temperatur der erzeugten freien Elektronen von der Ionisationsenergie des Gases abhängt. Das OFI-Plasma eines Gases mit hoher Ionisationsenergie besitzt also eine heißere Elektronenverteilung, als das Plasma eines Gases niedriger Ionisationsenergie. Normalerweise ist man jedoch bei der Wahl des Gases und der benötigten Ionisationsstufe und damit auch bei der gasspezifischen Ionisationsenergie festgelegt. Um trotzdem eine kältere

Elektronenverteilung zu erhalten kann man ein Gas mit niedrigerer Ionisationsenergie beimischen, welches auch ionisiert wird, aber kalte Elektronen ins Plasma abgibt und damit die gesamte Elektronentemperatur senkt.

Das Gas Wasserstoff bietet sich hier besonders an, da seine Ionisationsenergie mit 13,6 eV relativ niedrig ist und seine elektronischen Übergänge nicht im XUV-Spektralbereich liegen, weshalb es nicht bei der Spektroskopie stört.

Die Ionisation von Wasserstoff-Gasgemischen hat aber auch Nachteile, wie z.B. das Diffusionsvermögen von Wasserstoff und das Entmischen von unterschiedlich schweren Gasen. Es ist also wichtig, auf die Verwendung Wasserstoff-dichter Materialien zu achten und Strömungseffekte, die sich durch die außerordentlich geringe Viskosität des Wasserstoffs ergeben, zu berücksichtigen.

Unabhängig von der Art des zum Kühlen verwendeten Gases ergibt sich im Plasma eine höhere Gesamtteilchendichte bzw. eine geringere Dichte der gewünschten Ionen. Am Beispiel eines Plasmas für Röntgenlaser bei 37,4 nm in OIII Ionen wird nach Abschnitt 2.4.3 für eine Inversion eine Teilchendichte von mindestens $1,27 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$ benötigt. Das zusätzliche Gas zum Kühlen erhöht nun die Dichte, wodurch Defokussierungseffekte nach Abschnitt 2.3 begünstigt werden. Die erhöhte Elektronendichte im Plasma kann auch zu Temperaturerhöhungen durch inverse Bremsstrahlung (siehe Abschnitt 2.2) führen. Ein ähnliches System mit Wasserstoff-Kühlung für Verstärkung in Lithium-ähnlichem Neon bei 9,8 nm wurde von [Nagashima u. a., 1997] modelliert. Eine große Verstärkung durch Beimischung von Wasserstoff wurde ebenfalls für Stickstoff bei 24,7 nm und Argon bei 23,2 nm vorhergesagt [Grout u. a., 1997]. Eine ausführliche Simulation der Verstärkung bei 23,2 nm in einem Argon-Wasserstoffgemisch wurde in [Spence und Hooker, 2005] durchgeführt. Untersucht wurden dabei die Auswirkungen verschiedener Pumpwellenlängen (400 nm bzw. 800 nm) und die Verwendung einer Kapillarentladung zu Verlängerung der Wechselwirkungszone.

4.1.3.1 Erste Untersuchungen

In ersten Experimenten wurde die Ionisation von Gasgemischen aus Helium und Wasserstoff bzw. Sauerstoff und Wasserstoff untersucht. Dazu wurde die Plasmastrahlung der potentiellen Laserübergänge in OIII bei 37,4 nm und in HeII bei 164 nm zeitaufgelöst detektiert. Dabei war zu erwarten, dass sich wie auch bei der Metallkühlung in Abschnitt 4.1.2 ein Kühlungseffekt durch Verkleinerung des kurzen Elektronenstoßsignals und ein früher eintretendes Rekombinationssignal zeigen würde.

Während Sauerstoff hauptsächlich wegen Energieschwankungen des Lasers das erwartete

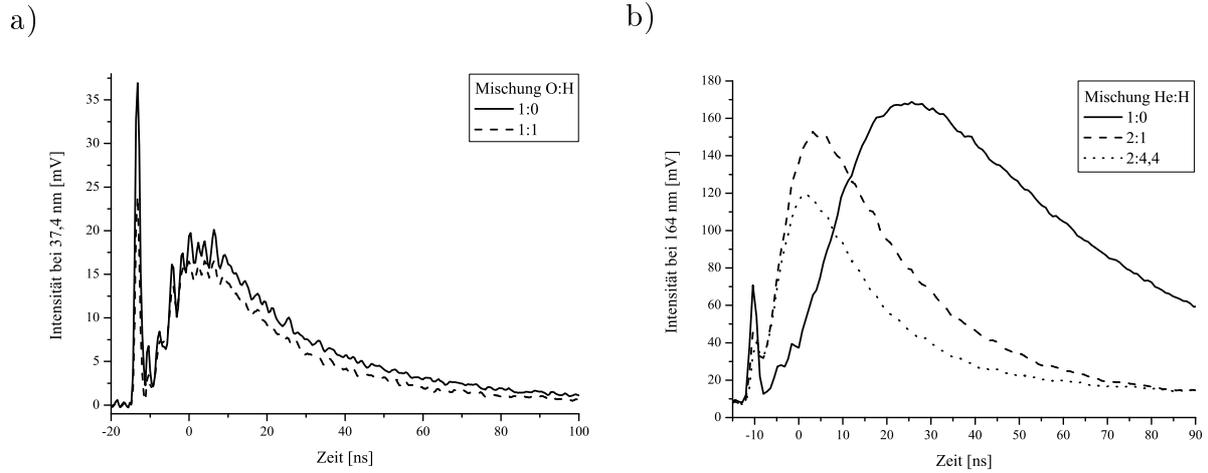


Abbildung 4.18: Plasmakühlung durch Gasgemische mit Wasserstoff in a) Sauerstoff und b) Helium. Dargestellt ist das zeitliche Verhalten der Linien bei a) 37,4 nm in OIII und b) 164 nm in HeII.

Verhalten in Abbildung 4.18a) nur andeutet, sind in Abbildung 4.18b) die Auswirkungen der Kühlung auf das Helium Signal sehr gut zu erkennen. Die Elektronenstoßkomponente ist beim Gasgemisch deutlich abgesenkt und das Rekombinationssignal erreicht sein Maximum wesentlich früher. Das Signal nimmt insgesamt mit zunehmendem Wasserstoffanteil ab, da der Gesamtdruck konstant gehalten wurde, wodurch die Dichte der emittierenden Helium-Ionen abnahm.

An Heliumplasmen wurden außerdem Untersuchungen zur Inversion des 3 - 2 Übergangs bei 164 nm durchgeführt. Hierzu wurden in Strahlrichtung XUV-Spektren aufgenommen, um die Intensitäten der 2 - 1 Linie bei 30,4 nm und der 3 - 1 Linie bei 25,6 nm vergleichen zu können. Aus den Linienstärken lässt sich mit Gleichung 4.10 die relative Besetzung des 164 nm Übergangs in HeII berechnen.

$$N(n) \sim \frac{S}{A_{n,l} * g_n} \quad (4.10)$$

Wobei S die gemessene Signalintensität, $A_{n,l}$ der Einsteinkoeffizient des jeweiligen Übergangs und g_n das statistische Gewicht des zugehörigen Niveaus ist und sich nach $g_n = 2n^2$ mit der Hauptquantenzahl n berechnet.

Wie man in Abbildung 4.19 sehen kann, ist die relative Besetzung der 3 - 2 Niveaus in HeII stark vom Gasdruck und von der Gaszusammensetzung abhängig. Außer bei einem hohen Vordruck von 600 mbar liegt zudem immer eine Inversion vor - die relative Besetzung

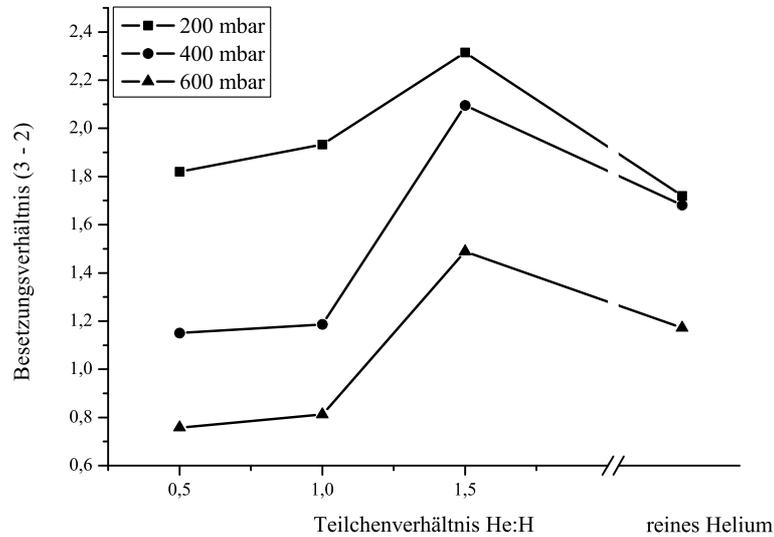


Abbildung 4.19: Relative Besetzungen der Energieniveaus der HeII Ionen in Helium-Wasserstoff Plasmen.

ist größer als eins. Besonders stark ist die Inversion bei einem Mischungsverhältnis von 3 Heliumteilchen zu 2 Wasserstoffatomen. Eine höhere Wasserstoffkonzentration wirkt sich nicht positiv auf die Inversion aus.

In den gezeigten Untersuchungen waren speziell beim Helium deutliche Auswirkungen der Kühlung durch Mischen mit Wasserstoff sichtbar. Im nächsten Schritt sollten die Kühlungseffekte am HeII 3 - 2 Laser bei 164 nm angewandt werden, um eine größere Verstärkung durch die angestiegene Rekombinationsrate zu verwirklichen.

Wegen der Beimischung von Wasserstoff zur Kühlung wechselwirkt der Laserpuls mit einer höheren Teilchendichte. Daraus können sich Probleme durch die in den Abschnitten 2.2 und 2.3 vorgestellten teilchendichteabhängigen Effekte ergeben. Nach der Abschätzung aus Abschnitt 2.4.3, bietet sich besonders das HeII System zur Gasgemischkühlung an, da dort schon bei geringen Teilchendichten von $6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ mit einer signifikanten Verstärkung gerechnet werden kann. Für eine solche wären für Laser in OIII bei 37,4 nm bzw. in NIII bei 45,2 nm bereits 10^{17} Teilchen pro Kubikzentimeter nötig.

4.2 Untersuchungen an Lithiumplasmen

Durch die Entwicklung von Lasersystemen mit ultrakurzen Pulsen ($t < 1$ ps) und Pulsleistungen im Terawatt-Bereich eröffnen sich neue Möglichkeiten für die Realisierung von kurzwelligeren Lasern. Speziell die in Abschnitt 2.1 vorgestellte optische Feldionisation sollte sich dank der vielen Manipulationsmöglichkeiten gut zur Erzeugung einer Besetzungsinversion eignen. So schlugen Burnett und Corkum die Realisierung eines XUV-Rekombinationslasers auf dem 2 - 1 Übergang in vollständig ionisiertem Lithium in einem kalten, von einem KrF-Excimerlaser produzierten Plasma vor [Burnett und Corkum, 1989].

Im Jahre 1993 erschien dann von Nagata eine Veröffentlichung in der über Laserverstärkung auf diesem Lyman- α -Übergang in Li^{2+} bei 13,5 nm (siehe Abbildung 4.20) berichtet wurde [Nagata u. a., 1993]. Als Mechanismus zur Inversionserzeugung wurde ein OFI-Prozess mit Ionisation zu Li^{3+} und anschließender Rekombination angenommen.

Nagata et al. benutzten zwei KrF Excimer Laserpulse bei 248 nm. Der erste Puls (20 ns, auf 10^9 W/cm² fokussiert) abladierte das Lithium von einem rotierenden Festkörpertarget und erzeugte so ein Vorplasma, das im Wesentlichen aus einfach ionisiertem Lithium bestehen sollte. In dieses Vorplasma wurde im Abstand von 0,5 mm zum Target nach ca. 700 ns der zweite Laserpuls (500 fs, 50 mJ) fokussiert, der bei einer Intensität von 10^{17} W/cm² das Lithium durch optische Feldionisation vollständig ionisieren sollte (siehe Tabelle 4.1). Die nachfolgende Rekombination besetzte das 2p Niveau in zweifach ionisiertem Lithium, was durch ein starkes 2p - 1s Signal bei 13,5 nm bestätigt wird. Zum Beweis von Verstärkung auf diesem Übergang wurde die Länge des Lithiumvorplasmas durch Variation der Linienfokuslänge des Ablationslasers von 0,5 - 2 mm geändert. Die Messkurven ergeben einen Verstärkungskoeffizient $G=20$ cm⁻¹ und ein Verstärkungslängenprodukt $GL = 4$.

Ionisationsstufe		E_{Ion} [eV]	I_{app} [W/cm ²]
$Z = 1$	Li I \rightarrow Li II	5,4	$3,4 \cdot 10^{12}$
$Z = 2$	Li II \rightarrow Li III	75,6	$3,3 \cdot 10^{16}$
$Z = 3$	Li III \rightarrow Li IV	122,4	$1,0 \cdot 10^{17}$

Tabelle 4.1: Benötigte Intensitäten für verschiedene Lithium Ionisationsstufen

Wie bereits in Abschnitt 2.4.2 dargelegt sahen auch andere Arbeitsgruppen Verstärkung auf diesem 13,5 nm Übergang. Aber es gab auch Berichte über eine schlechte Reproduzierbarkeit und über Ergebnisse, die die genannte Beschreibung des Laserprozesses zweifelhaft erscheinen lassen [Krushelnick u. a., 1996; Murphy u. a., 1997].

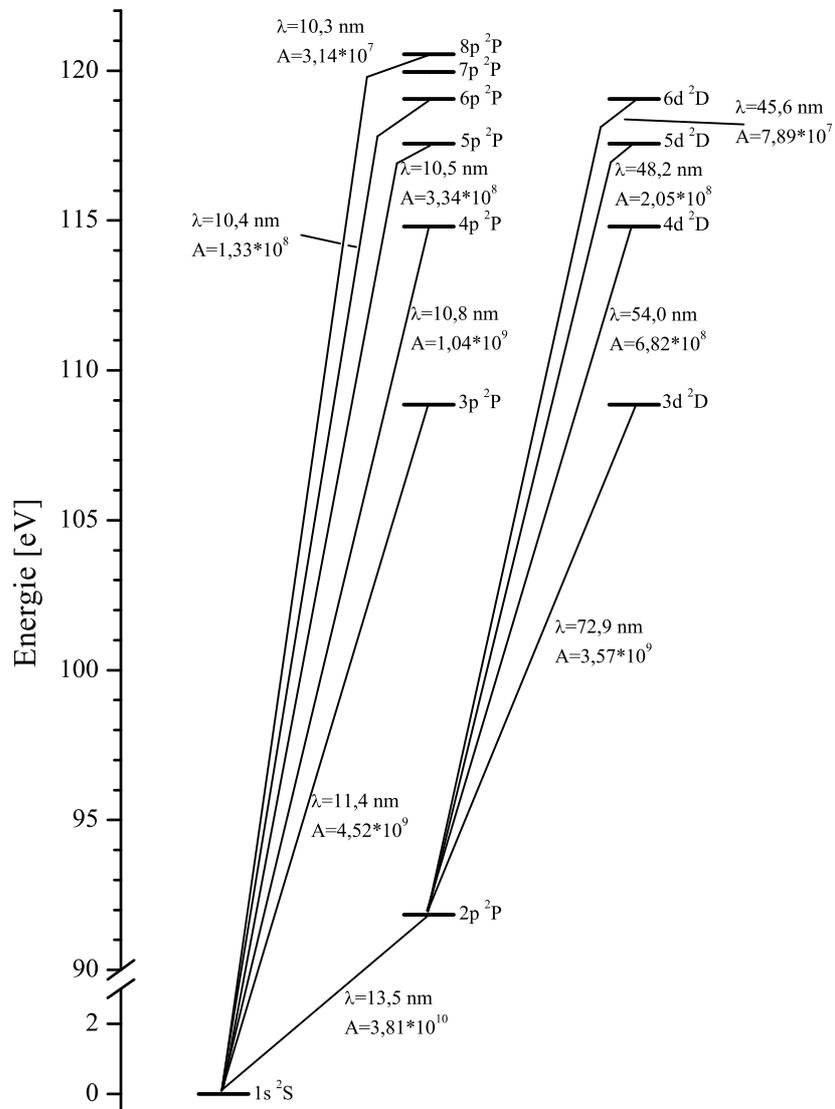


Abbildung 4.20: Termschema von LiIII mit dem Grundzustandsübergang bei 13,5 nm

Auch von unserer Arbeitsgruppe wurden mehrere Untersuchungen zum Grundzustands-laser in Li^{2+} durchgeführt, die alle zu dem Schluss kamen, dass es sich hierbei unmöglich um einen OFI-Laser handeln kann [Egbert, 1999; Born, 2000; Koch, 2003; Passinger, 2004]. Schon die erwiesene Zusammensetzung des Vorplasmas aus Lithiumclustern bis Lithiummikropartikel [Reinhardt u. a., 2001] macht den nur auf Atome anwendbaren OFI-Mechanismus unwahrscheinlich. So zeigen die Untersuchungen in Abbildung 4.21, dass die

Intensität des Lyman- α -Signals mit der Pulsdauer des anregenden Lasers bei konstanter Laserenergie zunimmt, was absolut untypisch für die optische Feldionisation ist, die gerade eine hohe Intensität benötigt. Ein OFI-Signal sollte demzufolge mit abnehmender Pumplaser-Intensität abfallen. So liegt die Intensität im Signalmaximum der Abbildung 4.21 bei nur $2,5 \cdot 10^{16}$ W/cm² und damit deutlich unter der erforderlichen *Appearance-Intensität* von 10^{17} W/cm² (siehe Tabelle 4.1). Dieses Verhalten lässt auf einen anderen Ionisationsmechanismus schließen (siehe unten).

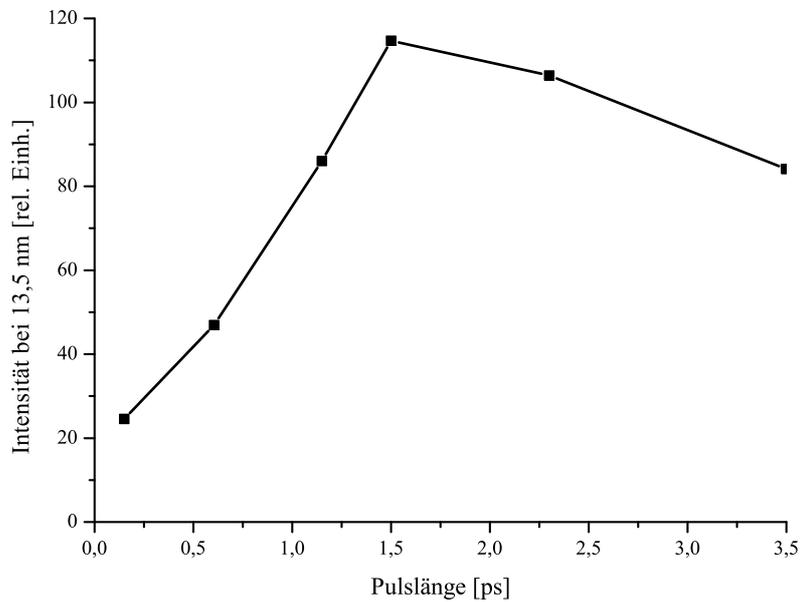


Abbildung 4.21: Relative Linienstärke des 13,5 nm Signals in Abhängigkeit von der Pulslänge des Titan:Saphir-Laserpulses ($E=95$ mJ), der das abladierte Lithiumvorplasma nach $5 \mu\text{s}$ Verzögerungszeit anregt.

Wegen der genannten Probleme und Merkwürdigkeiten ist es nicht verwunderlich, dass seit mehreren Jahren nicht mehr über Laserverstärkung auf dem Lyman- α -Übergang berichtet wurde. Weil die Wellenlänge des $2p - 1s$ Übergangs von 13,5 nm aber genau der für die XUV-Lithographie benötigten Wellenlänge entspricht, gibt es Bemühungen, die starke inkohärente Linienstrahlung des Li^{2+} zu nutzen [Schriever u. a., 1998; Higashiguchi u. a., 2006]. Auch neue Simulationen mit dem Ziel, Parameter für eine reproduzierbare, gesättigte Verstärkung bei 13,5 nm in Li^{2+} zu finden, wurden veröffentlicht [Avitzour u. a., 2004; Avitzour und Suckewer, 2006].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sollten einige Abschlussuntersuchungen am Lithiumsystem durchgeführt werden, um das Auftreten von Clustern beim Ablationsprozess und deren Auswirkungen auf die Li^{2+} -Emission bei 13,5 nm besser zu verstehen. Anlass zu den neuen Lithiumexperimenten war auch die Verfügbarkeit eines neu entwickelten *Targethalters* (siehe auch [Passinger, 2004]) und die hier entwickelte, verbesserte Datenerfassung (siehe Abschnitt 3.3), die präzisere Untersuchungen erwarten ließ.

4.2.1 Experimenteller Aufbau

Für Untersuchungen am Lithium wurde der in Abbildung 4.22 skizzierte Versuchsaufbau benutzt. Mit Hilfe eines Nanosekunden-Nd:YAG-Lasers wird ein Lithiumtarget beschossen und durch Ablation ein Lithium-Vorplasma erzeugt. In das expandierende Plasma wird dann in einer Entfernung von typisch 0,5 - 1,5 mm zum *Target* mit Femtosekunden-Titan:Saphir-Laserstrahlung eingestrahlt und das Vorplasma weiter ionisiert. Zur Detektion der Strahlung kam ein Aufbau, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, zum Einsatz.

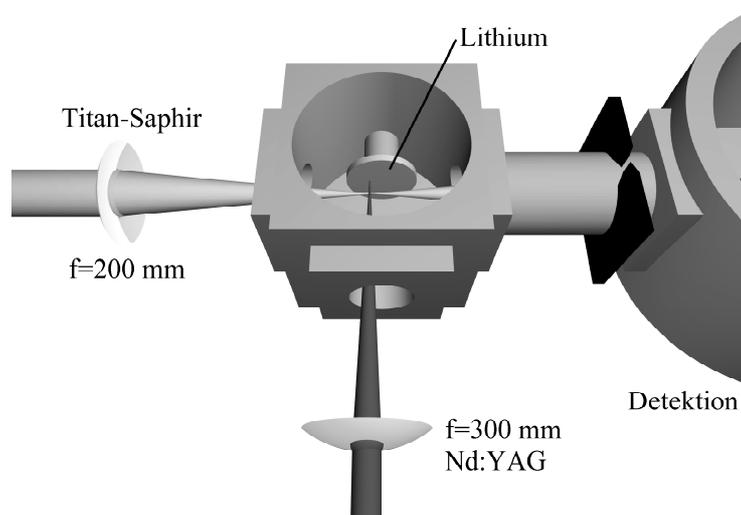


Abbildung 4.22: Versuchsaufbau mit rotierendem *Target* für die Untersuchungen an Lithiumplasma.

Die meisten Messungen wurden mit Hilfe eines rotierenden Lithiumtargets (siehe Abbildung 4.23) durchgeführt, da es über einen längeren Zeitraum Lithium Material zur Verfügung stellen kann. Durch die Rotation wird mit jedem Schuss des Ablationslasers (Nd:YAG, SpectraPhysics GCR-170, 10 ns Pulslänge, $\lambda=1064$ nm) ein neuer Fleck des

Targets getroffen, bis nach einer Umdrehung (ca. 5 s) wieder der Ausgangspunkt erreicht ist. Mit fortschreitender Umdrehungszahl bildet sich ein kreisförmiger Graben, der durch seine Seitenwände die Auswurfrichtung der ablatierten Teilchen begrenzt.



Abbildung 4.23: Rotierendes *Target*. a) Der Ablationslaser trifft die rotierende Lithiumscheibe von oben. b) Eine Wolke Lithiumteilchen wird nach oben weg geschleudert. Eine Vertiefung bleibt zurück. c) Die Teilchen werden von einem von links kommenden Laserpuls angeregt.

Auch die mikroskopische Beschaffenheit ändert sich ständig durch die Krater, die vom Laser ins Material gebohrt werden. Die Krater im Zusammenhang mit leichten Höhen-schwankungen resultieren in einer nicht unwesentlichen Schuss-zu-Schuss Schwankung der Teilchendichte in der Wechselwirkungszone mit dem Kurzpuls laser. Deshalb fluktuierten auch die gemessenen Strahlungsintensitäten und machten eine Mittelung über viele Laserschüsse nötig.



Abbildung 4.24: Lineartarget. a) Der Ablationslaser trifft den Lithiumstreifen von oben. b) Eine Wolke Lithiumteilchen wird nach oben weg geschleudert. Eine Vertiefung bleibt zurück. c) Die Teilchen werden von einem von links kommenden Laserpuls angeregt. Das Lineartarget wird verschoben (auf den Betrachter zu).

Das, in Abbildung 4.24 dargestellte Lineartarget hat den großen Vorteil, dass bei jedem Laserschuss eine noch unbenutzte Oberfläche ablatiert wird. Zusammen mit der sehr präzisen Linearverschiebung des Lithiums minimiert dies die Schuss-zu-Schuss Schwankungen

der Dichte der abladierten Teilchen. Ein weiterer Vorteil ergibt sich aus der Verwendung eines schmalen Lithiumstreifens, der es ermöglicht, den Fokus des kurzen Laserpulses sehr dicht über dem Material zu positionieren, ohne dass der Puls schon vorher Kontakt zum Lithium hat, wie es beim rotierenden *Target* leicht passieren kann. So kann man den kurzen Puls über dem *Lineartarget* also in eine Lithiumwolke höherer Dichte fokussieren. Wegen der Länge des *Targets* von ca. 40 mm ist das Material aber innerhalb kurzer Zeit aufgebraucht. Die sich daraus ergebene kurze Messzeit mit dem *Lineartarget* beschränkte seine Verwendung auf Vergleichsmessungen zur Verifizierung der besseren Signalstabilität.

4.2.2 Ergebnisse

Die Ablation von Lithium zur Erzeugung eines Lithiumvorplasmas wurde mit 22 mJ, 10 ns Pulsen des Nd:YAG Lasers durchgeführt. In das expandierende Vorplasma wird dann in einer Entfernung von 1,5 mm zur *Target*oberfläche nach einer Verzögerungszeit t mit etwa 60 mJ Titan:Saphir-Laserstrahlung (120 fs) parallel zur *Target*oberfläche eingestrahlt, um das Vorplasma weiter zu ionisieren (siehe Abbildung 4.22). Registriert wird nur die durch den fs-Laser induzierte XUV-Strahlung, was durch die Monochromatorabbildung und durch zusätzliche Blenden erreicht wird.

Zunächst wurde ohne spektrale Auflösung das gesamte XUV-Signal (in 0. Ordnung des Jobin-Yvon Monochromators, ca. 10 - 180 nm) in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit t im Bereich von 0 - 12 μs registriert (siehe Abbildung 4.25). Das XUV-Signal zeigt um $t=80$ ns ein erstes scharfes Maximum (I), das in Abbildung 4.25b) vergrößert dargestellt ist. Danach steigt das Signal zu größeren Verzögerungszeiten deutlich an und besitzt im Bereich III-IV (5 - 10 μs) ein ausgeprägtes Maximum.

Aus dem Signalverlauf der Abbildung 4.25 kann zunächst geschlossen werden, dass bereits nach 80 ns die ersten abladierten Teilchen die Wechselwirkungszone passieren. Bei einer *Target*entfernung von 1,5 mm müssen diese Teilchen eine Geschwindigkeit von etwa 18750 m/s besitzen. Derartige Geschwindigkeiten sind bei der Expansion von Ablationsplasmen nur für die leichtesten Teilchen, d.h. Atome oder Ionen möglich. Die Signale bei III und IV, nach 5 μs bzw. 10 μs müssen dann von deutlich langsameren, d.h. schwereren Teilchen herrühren. Aus der Untersuchung von Ablationsprozessen ist bekannt, dass es sich hierbei um Cluster, Nano- und Mikropartikel handelt [Reinhardt u. a., 2001].

Zum genaueren Verständnis, was für Teilchen jeweils für die XUV-Emission verantwortlich sind, wurden Spektren zu verschiedenen Verzögerungszeiten, die auch in Abbildung 4.25 markiert sind, aufgenommen.

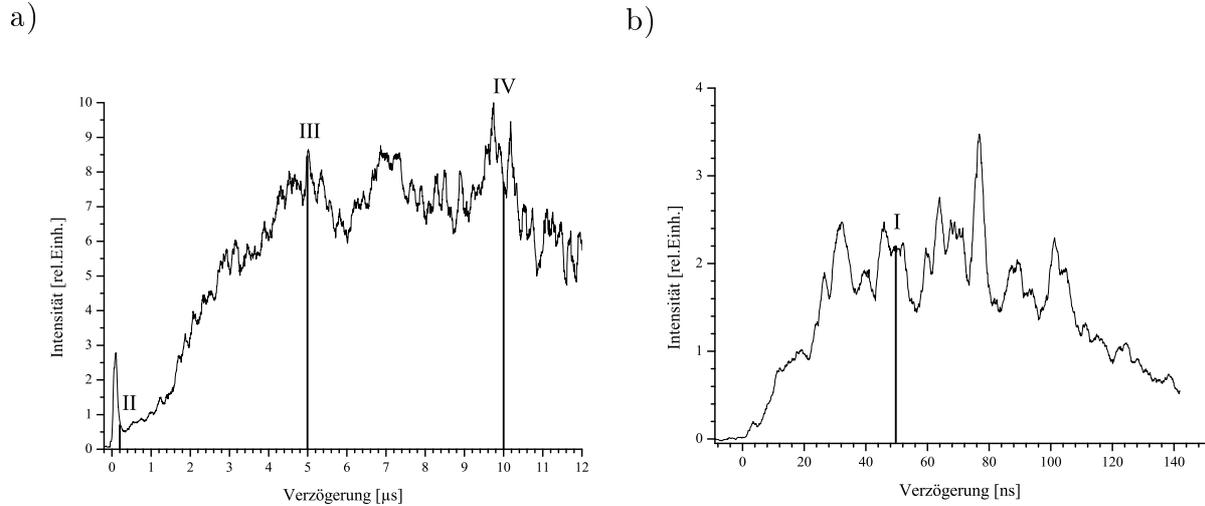


Abbildung 4.25: XUV-Signal in 0. Ordnung bei verschiedenen Verzögerungszeiten zwischen Ablationslaser und Kurzpuls laser. a) Verzögerung im Bereich von 0 - 12 μs . b) Vergrößerung des Bereichs 0 - 140 ns. Die senkrechten Linien I - IV markieren die Zeitpunkte, zu denen Spektren des XUV-Signals aufgenommen wurden (siehe Abbildungen 4.26 und 4.27). Dabei entsprechen I-50 ns, II-200 ns, III-5 μs und IV-10 μs .

Bei kurzen Verzögerungen (siehe Abbildung 4.26(I)) dominieren Linien, die dem Sauerstoff zugeordnet werden können. Zusätzlich ist eine schwache Li^+ -Linie bei 19,9 nm zu sehen. Der Sauerstoff stammt aus dem Wasserdampf, der in einem Vakuum von etwa $5 \cdot 10^{-5}$ mbar immer noch vorhanden ist und schnell mit der Oberfläche des hygroskopischen Lithiums reagiert. Das XUV-Signal aus dem Bereich I stammt also von Li^+ - und Sauerstoffionen. Für Verzögerungen, die größer als 120 ns sind, nehmen die Ionensignale stark ab, wie Abbildung 4.26(II) zeigt.

Bei größeren Verzögerungen (5 μs , 10 μs) dominieren Linien von Li^+ - und Li^{2+} -Ionen die Spektren in Abbildung 4.27. Diese Linien entstehen durch die Ionisation von langsamen Lithiumpartikeln, d.h. Lithiumcluster, Nano- und Mikropartikel und nicht durch eine optische Feldionisation von Lithiumatomen oder einfach geladenen Lithiumionen. Für die Ionisation von Clustern und Partikeln sind längere Laserpulse (bei geringerer Intensität) günstig [Saalmann u. a., 2006], in Übereinstimmung mit der Messung von Abbildung 4.21.

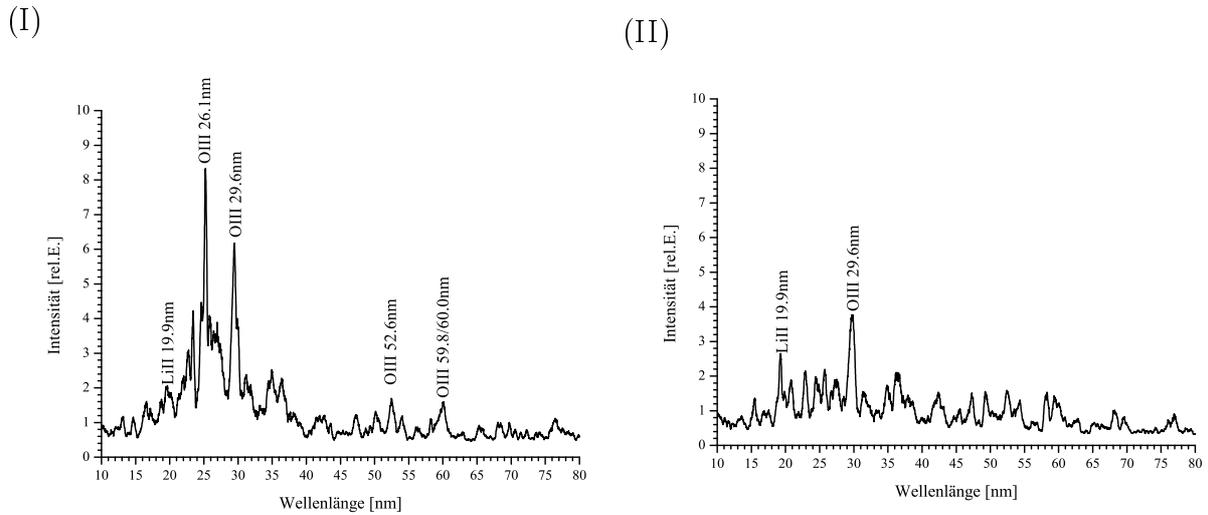


Abbildung 4.26: Lithiumspektren nach kurzer Verzögerung. (I) 50 ns (II) 200 ns

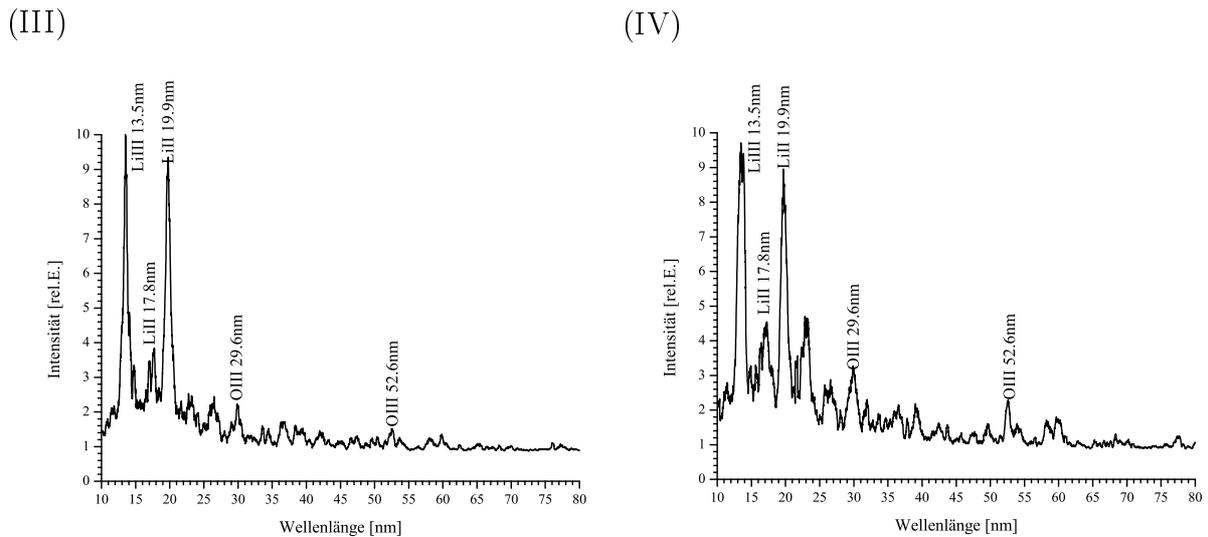


Abbildung 4.27: Lithiumspektren nach langer Verzögerung. (III) 5 μs (IV) 10 μs

4.2.3 Zusammenfassung der Lithium Untersuchungen

Aus den Spektren der Abbildungen 4.26 und 4.27 ist zu erkennen, dass die Li^{2+} -Linie bei 13,5 nm bei kurzer Verzögerungszeit (ns-Bereich) nicht vorhanden ist, sondern erst bei langen Verzögerungen (μs -Bereich) auftritt. Da nach dem Ablationsprozess Atome oder Li^+ -Ionen das Wechselwirkungsvolumen zu frühen Zeiten passieren, bedeutet dies, dass der gewünschte OFI-Prozess d.h. die direkte Ionisation von Li-Atomen und Li^+ -Ionen

zu Li^{3+} -Ionen nicht stattfindet. Dies kann entweder bedeuten, dass nicht genügend Li-Atome oder Li^+ -Ionen vorhanden sind, oder dass die Laserintensität für einen OFI-Prozess nicht ausreicht. Da bei kurzer Verzögerungszeit aber eine Li^+ -Linie bei 19,9 nm (Abbildung 4.26(I)) zu sehen ist, muss Lithium vorhanden sein und die Intensität ausreichen, um Li^{2+} zu erzeugen ($I_{app} = 3,3 * 10^{16} \text{ W/cm}^2$). Dass die *Appearance*-Intensität von Li^{3+} ($I_{app} = 1 * 10^{17} \text{ W/cm}^2$) trotz ausreichender Laserpulsleistung und Fokussierung mit kurzer Brennweite ($E=60 \text{ mJ}$, $t=120 \text{ fs}$, $f=200 \text{ mm}$, $M^2=3,5$ - ergibt theoretisch eine Intensität $I = 2 * 10^{17} \text{ W/cm}^2$) nicht erreicht wird, kann drei verschiedene Gründe haben. Erstens kann die Intensität durch Ionisations-Defokussierung (siehe Abschnitt 2.3) limitiert worden sein, was auf eine große Teilchendichte in der Wechselwirkungszone hindeuten würde. Zweitens besteht die Möglichkeit, dass die Strahlqualität des Titan:Saphir-Lasers schlechter als angenommen ist und eine bessere Fokussierung verhindert. Drittens könnten nichtlineare Effekte am Eintrittsfenster zur Vakuumkammer für eine Verlängerung der Laserpulse und eine Defokussierung verantwortlich sein. Die dritte Möglichkeit ist am unwahrscheinlichsten, da bei den longitudinalen Gasexperimenten (siehe Abschnitt 4.1.1) auch Pulsenergien von 140 mJ problemlos verwendet werden konnten. Wahrscheinlich sind also Ionisations-Defokussierung und ein größeres M^2 die Ursachen für die niedrige Intensität.

Trotz der zu geringen Laserintensität ist diese aber anscheinend ausreichend, um nach einer längeren Verzögerungszeit bei der Wechselwirkung mit Clustern und Partikeln Lithium vollständig zu ionisieren (siehe Abbildung 4.27). Die Ionisation von Clustern und Partikeln durch kurze Laserpulse ist noch nicht komplett verstanden und Gegenstand aktueller Untersuchungen [Döppner u. a., 2005; Kundu und Bauer, 2006]. Dass die kollektive Anregung der Elektronen im Cluster für die nahezu vollständige Absorption des Laserpulses und eine verstärkte Ionisation verantwortlich ist, konnte jedoch experimentell und numerisch gezeigt werden [Ditmire u. a., 1997; Bauer und Macchi, 2003]. Ob die Cluster, die nach Wechselwirkung mit den Laserpulsen durch Coulomb-Explosionen in energiereiche (keV-MeV) Elektronen und Ionen zerfallen, sich als Medium für Rekombinationslaser eignen ist wegen der heißen Elektronen sehr unwahrscheinlich. Speziell zur Verwirklichung des Lyman- α -Lasers bei 13,5 nm eignen sich Cluster nicht, da in dem Clustermedium Lithium in verschiedenen Ionisationsstufen vorliegt und somit auch das untere Laserniveau schon eine Besetzung enthält. Gerade aber die Grundzustandslaser reagieren sehr empfindlich auf eine Besetzung des unteren Niveaus, wodurch eine Verstärkung auf diesem Übergang unmöglich wird [Egbert, 1999].

Die effiziente Einkopplung der Laserenergie in das Clustermedium ist aber auf jeden Fall

für die Erzeugung von inkohärenter XUV-Strahlung interessant.

Mit dem hier vorgestellten Aufbau lassen sich durch Wahl der Verzögerungszeit zwischen Ablations- und Anregungslaserpuls verschiedene Teilchensorten mit unterschiedlichen Ionisationsmechanismen untersuchen. Wie Abbildung 4.21 zeigt, ergibt sich nicht für den kürzesten Anregungslaserpuls die beste Energieeinkopplung, weshalb weitere Untersuchungen mit verschiedenen Pulslängen und auch zu verschiedenen Zeiten nach dem Ablationspuls interessant wären.

Dabei könnte auch festgestellt werden, ob die *Appearance*-Intensität für den OFI-Prozess zu kleinen Verzögerungszeiten ausreicht, um Li^{3+} zu erzeugen. Leider stand für derartige Experimente das Lasersystem nicht mehr zur Verfügung.

Für weitergehende Untersuchungen ist auch ein Lithiumtarget erforderlich mit dem über einen längeren Zeitraum reproduzierbar gearbeitet werden kann. Hierfür bieten sich folgende Lithiumquellen an.

Analog zu [Bullock und Bolton, 1999] kann ein Glassubstrat mit einer dünnen Lithiumschicht bedampft werden, um dann als *Target* zum Einsatz zu kommen. Für die Laserexperimente wird das Lithium dann durch einen von hinten in das Glassubstrat eingestrahnten Nanosekunden-Laserpuls abadiert. Durch die gewählte Schichtdicke und die Fokussierung des Ablationslasers lassen sich Parameter, wie Teilchendichte und die Länge der Teilchenwolke präzise einstellen (massenlimitiertes *Target*). Da mit jedem Schuss des Ablationslasers eine neue Stelle des Substrats getroffen werden muss, ist eine x/y-Verschiebung notwendig. Die Laufzeit des *Targets* hängt von der Substratgröße und den Abmessungen des abadierten Flecks ab. So ergibt sich z.B. für ein 50x50 mm Substrat, einer Fleckgröße von 0,2x2 mm und einer Wiederholungsrate des Ablationslasers von 10 Hz bei optimaler Ausnutzung der Fläche eine Laufzeit von maximal 10 Minuten.

Einen ähnlichen Ansatz kann man mit einem rotierenden Zylindertarget, wie es im Reflektometer des IWS Dresden eingesetzt wird, verfolgen [van Loyen u. a., 2003]. Dieses hat den großen Vorteil, dass es eine größere Fläche und damit eine längere Laufzeit bietet. Ein Vorteil der gekrümmten *Target*oberfläche ist die Möglichkeit den Fokus des KurzpulsLasers dichter an die Oberfläche zu bringen und deshalb mit höheren Teilchendichten wechselwirken zu lassen, ohne das *Target* zu berühren. Allerdings ist die Realisierung einer längeren Wechselwirkungszone (Linienfokus) für Verstärkungsexperimente schwierig.

Bei beiden vorgeschlagenen Ablationstargets wird die Bildung von Clustern und Partikeln aber nicht prinzipiell verhindert und es ergeben sich Probleme durch die Reaktivität der Lithiumoberfläche. Bei Kontakt mit Luftfeuchtigkeit überzieht sich das silbrig spie-

gelnde Lithium sofort mit einer mattgrauen Schicht Lithiumhydroxid, was die Absorption der Ablationslaserpulse beeinflusst. Kann die Reaktion auf dem Weg des *Targets* von der Beschichtung in die Experimentierkammer nicht verhindert werden, so sollte darauf geachtet werden, das die Schicht möglichst gleichmäßig ist. Wie stark sich unterschiedliche Absorptionskoeffizienten auf die Eigenschaften von Ablationsplasmen auswirken kann man bei [Stapleton u. a., 2005] nachlesen.

Eine dritte Möglichkeit besteht in dem Verdampfen von Lithium und der Erzeugung eines Gasstrahls aus einem Ofen heraus. Besonders interessant ist daran, dass hierbei Lithiumdampf erzeugt wird der fast ausschließlich Atome enthält und es deshalb ermöglichen würde einen reinen OFI-Prozess zu studieren. Wegen des Verlaufs der Dampfdruckkurve von Lithium ist es aber leider sehr aufwendig Dampf mit einer hohen Teilchendichte herzustellen. Wie Abbildung 4.28 zu entnehmen ist, sind für Teilchendichten von 10^{16} $1/\text{cm}^3$ schon Temperaturen von 750°C und für 10^{17} $1/\text{cm}^3$ schon 900°C nötig, was Konstruktion und Betrieb eines solchen Ofens kompliziert gestaltet. Prinzipiell kann hier aber eine Konstruktion angewendet werden, wie sie im Experiment für einen Innerschalenlaser in Natrium konzipiert wurde [Meyer u. a., 1999].

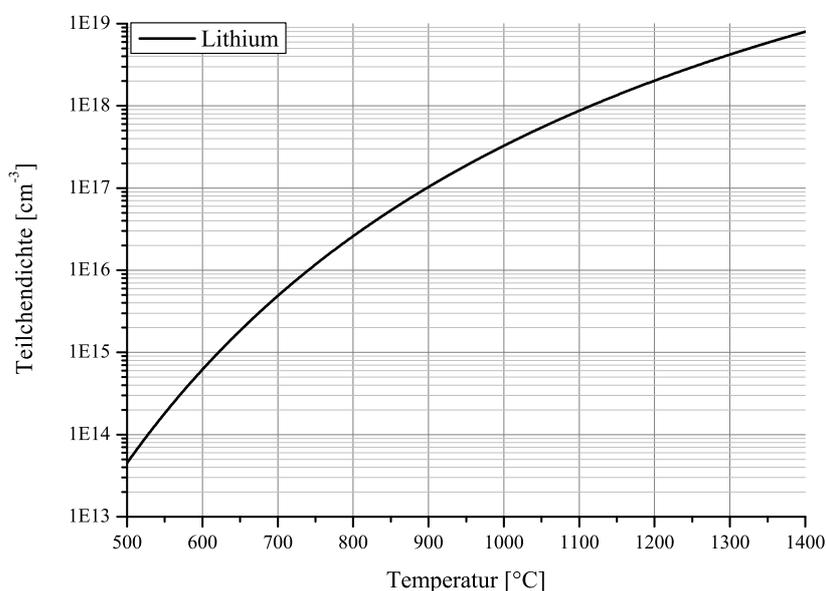


Abbildung 4.28: Dampfdruckkurve von Lithium nach [Lide, 1997]

5 Zusammenfassung und Ausblick

Durch Fokussierung kurzer Laserpulse in Gase können bei Intensitäten über 10^{15} W/cm² Plasmen erzeugt werden, die sich als verstärkendes Medium für XUV-Laser nutzen lassen. Die Eigenschaften dieser durch optische Feldionisation (OFI) erzeugten Plasmen können mit Hilfe verschiedener Laserparameter (z.B. Wellenlänge, Intensität und Polarisation) manipuliert werden. Dadurch ist es möglich, Plasmen mit hohen Elektronentemperaturen für die Realisierung von elektronenstoßgepumpten Lasern oder Plasmen mit niedrigen Elektronentemperaturen für Rekombinationslaser zu generieren. Während durch OFI erzeugte XUV-Elektronenstoßlaser bereits mit hohen Verstärkungslängenprodukten in Sättigung betrieben werden, sind OFI-Rekombinationslaser bisher nur mit geringer Verstärkung und schlechter Reproduzierbarkeit demonstriert worden.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es deshalb, Untersuchungen an durch optische Feldionisation erzeugten Plasmen durchzuführen, um Möglichkeiten und Probleme bei der Erzeugung und Manipulation dieser Plasmen zu erforschen und Wege für eine Verbesserung der Bedingungen für Laserverstärkung durch Rekombination zu erproben.

Für die Plasmaerzeugung wurde ein Titan:Saphir-Lasersystem mit einer Zentralwellenlänge von 795 nm, mit einer Pulsdauer von 120 fs und Pulsenergien von bis zu 300 mJ eingesetzt. Die zeitliche Steuerung des mit einer Wiederholrate von 10 Hz arbeitenden Systems wurde grundlegend überarbeitet, wodurch ein stabilerer Betrieb des Lasers erreicht wurde. Zusätzliche Verbesserungsmöglichkeiten werden aufgezeigt.

Für die Datenaufnahme und Verarbeitung wurde ein Datenerfassungssystem aufgebaut, das die mit 10 Hz Wiederholrate eintreffenden Plasmasignale mit Nanosekunden-Auflösung registrieren und weiter bearbeiten kann.

Experimentell wurden Untersuchungen an Helium-, Stickstoff-, Sauerstoff- und Lithium-Plasmen mit speziell dafür entwickelten Apparaturen wie *Gasjets* und *Ablationstargets* durchgeführt.

Für Testexperimente wurden zunächst OFI-Plasmen von Sauerstoff und Stickstoff untersucht und es wurden in den Spektren auch die dominanten Linien der bekannten La-

serübergänge in O^{2+} bei 37,4 nm und in N^{2+} bei 45,2 nm beobachtet. Eine Variation der Wechselwirkungslänge mit einer Drehdüse ergab bei der Intensität der N^{2+} -Linie einen leicht exponentielles Anwachsen mit der Länge, entsprechend einem Verstärkungskoeffizienten von $G \approx 4,5 \text{ cm}^{-1}$ und einem Verstärkungslängenprodukt $GL \approx 2,34$, während bei der O^{2+} -Linie keinerlei Verstärkung nachweisbar war. Vermutlich verhinderte die Ionisations-Defokussierung, dass die erforderliche Intensität von mehr als $4 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$ auf der gesamten Wechselwirkungslänge vorlag. Außerdem ist die Bestimmung der Plasmalänge noch ungenau. Die zur Feldionisation von N^{2+} benötigte Intensität ist um den Faktor zwei niedriger und auch die Plasmalänge L war durch Eichung der Längenskala mit Hilfe einer bekannten linear anwachsenden N^{2+} -Linie genauer bestimmt als bei der Längenvariation des Sauerstoffplasmas. Durch die Eichung der Stickstoffplasmalänge wurde ersichtlich, dass das verstärkende Plasma nur etwa halb so lang ist ($L = 5,2 \text{ mm}$) wie es die 10 mm Düsenlänge erwarten ließ.

Bei eingeschränkter Wechselwirkungslänge aufgrund zu geringer Intensität ist es besonders wichtig, die Plasmaparameter für XUV-Rekombinationslaser zu optimieren. So wird durch eine niedrigere Elektronentemperatur und eine höhere Elektronendichte die Rekombinationsrate vergrößert. Da eine höhere Elektronendichte aber auch eine stärkere Ionisations-Defokussierung und ein Aufheizen der Elektronen durch inverse Bremsstrahlung bewirken würde, wurden Untersuchungen an He^{+-} , N^{2+-} und O^{2+-} Plasmen zur Senkung der Elektronentemperatur durchgeführt. Dabei wurden die Plasmen durch Wärmeleitung an einer Metallfläche gekühlt. Beim Annähern des Metalls an das Plasma konnten in der zeitaufgelösten Linienstrahlung deutliche Änderungen des Rekombinationssignals erkannt werden. Die Anwendung der Metallkühlung wird allerdings dadurch erschwert, dass die Metallfläche auch das Ausströmverhalten des Gases aus der Düse beeinflusst und eine lokale Druckänderung bewirkt. Dies erschwert die Interpretation der Signale. Zusätzlich sorgt die Erosion des Metalls durch das Plasma für eine nur kurze Standzeit.

Des Weiteren wurden Gasgemische aus Helium und Wasserstoff ionisiert, um Heliumplasmen mit niedrigerer Elektronentemperatur zu erhalten. Weil die optische Feldionisation von Wasserstoff kalte Elektronen erzeugt, senken diese die Elektronentemperatur des gesamten Plasmas. Auch hierbei wurden zeitaufgelöste spektroskopische Untersuchungen durchgeführt, mit denen erstmalig ein Kühlungseffekt in OFI-Plasmen durch Gasgemische demonstriert werden konnte.

Gegenstand weiterer Untersuchungen war der besonders intensiv emittierende Lyman- α -Übergang von Li^{2+} bei 13,5 nm. Für diesen Grundzustandsübergang wurde schon von

Verstärkung berichtet. Wie auch in den schon bekannten Untersuchungen, wurden die Lithiumteilchen durch Ablation eines festen Lithium*targets* mit Nanosekunden-Laserpulsen generiert. Nach einer Verzögerungszeit wurde dann ein Femtosekunden-Laserpuls eingestrahlt, der die Lithiumteilchen vollständig ionisiert. Es konnte gezeigt werden, dass das starke 13,5 nm Signal erst bei längeren Verzögerungszeiten auftritt und nicht von Lithiumatomen oder einfach ionisiertem Lithium, sondern von Clustern und Partikeln stammt. Bei der Ionisation von Clustern und Partikeln werden aber alle Ionensorten produziert, insbesondere auch Li^{2+} -Ionen, wodurch ein Laser zum Grundzustand des Li^{2+} nicht möglich ist. Auch konnte gezeigt werden, dass die Ionisation der Cluster und Partikel besonders effektiv mit längeren Laserpulsen funktioniert, was dem OFI-Ionisationsmechanismus widerspricht. Die effiziente Energieeinkopplung bei längeren Pulsen könnte für die Erzeugung inkohärenter XUV-Strahlung bei 13,5 nm oder eines Lasers zwischen höher liegenden Energieniveaus interessant sein. Für weitergehende Untersuchungen werden verschiedene Lithium*targets* vorgeschlagen, um Lithiumplasmen bestehend aus Clustern oder ausschließlich Atomen erzeugen zu können.

Ausblick

Für zukünftige laserorientierte Plasmauntersuchungen mit dem Titan:Saphir-Laser ist es unbedingt erforderlich, das System in einigen wesentlichen Punkten zu optimieren. Im Rahmen der Arbeit konnten z.B. keine Experimente mit frequenzverdoppelter Strahlung von 400 nm durchgeführt werden, obwohl die Frequenzverdopplung mit einer Effizienz von ca. 35% möglich war. Die so erzeugte 400 nm Strahlung konnte nämlich nicht ausreichend fokussiert werden, um die für OFI notwendigen hohen Intensitäten zu erreichen. Gerade für die Realisierung von Rekombinationslasern ist die Verwendung möglichst kurzwelliger Pumpstrahlung aber interessant, da diese beim OFI-Prozess kältere Elektronen produziert. Ursache für die eingeschränkte Fokussierbarkeit der frequenzverdoppelten Strahlung ist die unzureichende Strahlqualität des Lasers, die durch verschiedene Maßnahmen verbessert werden sollte. Neben dem Austauschen der beschädigten Pockelszelle im regenerativen Verstärker sollte insbesondere der für die Schäden verantwortliche Oszillator durch eine Trockenluftspülung stabilisiert werden, um gefährliche Intensitätsspitzen zu verhindern. Die Schuss-zu-Schuss Schwankungen der Ausgangsenergie könnten durch ein einheitliches Synchronisationssignal weiter abgesenkt werden. Das Synchronisationssignal könnte durch Herunterteilen der 76 MHz Wiederholfrequenz des Oszillators auf 10 Hz erzeugt werden.

Um die Genauigkeit der Messung der Plasmasignale zu erhöhen, wäre es vorteilhaft, die

Intensität der Signale mit der Pulsenergie des Pumplasers zu korrelieren. Dadurch könnten z.B. Messungen von Plasmasignalen, die von einem Laserpuls erzeugt wurden, dessen Energie stark von der Energie der anderen Pulse abweicht, verworfen werden. Das hier entwickelte System kann bei 10 Hz Wiederholrate durch die Limitierung des verwendeten Oszilloskops nur einen Kanal aufzeichnen. Die Verarbeitungsgeschwindigkeit der Software ist auch für das Erfassen mehrerer Kanäle hoch genug. Wegen der nicht standardisierten Steuerungsbefehle der Oszilloskope verschiedener Hersteller müsste beim Einsatz eines anderen Modells die Software angepasst werden. Auch die Funktionen für die Korrelation der Daten mehrerer Kanäle wären noch zu implementieren.

Bei der Längenvariation der Plasmen hat sich gezeigt, dass eine Längenbestimmung des verstärkenden Plasmabereichs über das Plasmaleuchten zu ungenau ist. Auch zeigt sich, dass bei großen Wechselwirkungslängen die Intensität des Pumplasers offensichtlich nicht ausreicht, um eine Verstärkung über die gesamte Düsenlänge zu ermöglichen. Dies ist auf eine Ionisations-Defokussierung des Lasers im Gas zurückzuführen, die sich eventuell durch eine stärkere Fokussierung und Verwendung höherer Pulsleistungen kompensieren lässt.

Bei der Verwendung von frequenzverdoppelter Strahlung mit 400 nm Wellenlänge zum Pumpen von Rekombinationslasern ist zu berücksichtigen, dass sich dadurch der Einfluss der Ionisations-Defokussierung zusätzlich erhöht. Deshalb sollten die Gasdüsen überarbeitet werden, um dieser Defokussierung durch besonders steile Dichtegradienten an der Stelle, wo der Laser vom Vakuum in den Gasstrahl eintritt, entgegen zu wirken. Dafür wären interferometrische Untersuchungen des Ausströmverhaltens der Düsen erforderlich.

Mit den vorliegenden Ergebnissen konnte die prinzipielle Möglichkeit der Plasmakühlung durch Wärmeleitung demonstriert werden. Um den gezeigten Kühlungseffekt durch Metallkühlung auch in Verstärkungsmessungen anwenden zu können, wäre allerdings eine spezielle Düsenkonstruktion notwendig, um die strömungsbedingten Dichteänderungen durch die Metallfläche zu vermeiden. Interessant erscheinen hier Metallkühlungsexperimente in einer statischen Gaszelle oder einer Metallkapillare. Die Kapillare bietet gleichzeitig den Vorteil, die Wechselwirkungslänge zwischen Gas und intensiver Laserstrahlung vergrößern zu können. Allerdings sind wegen der kleinen Kapillaröffnungen präzise Justagemöglichkeiten notwendig, und mit der Erosion der Kapillare durch das Plasma verringert sich die Standzeit dieser Anordnung.

Die hier erstmalig demonstrierte Erzeugung eines kalten Plasmas durch optische Feldionisation von Wasserstoff-Gasgemischen bietet sich vor allem für den Rekombinationslaser bei 164 nm in He^+ -Ionen an, da die für Verstärkung benötigte Teilchendichte von Helium

bei nur $6,05 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ liegt und somit auch nach dem Beimischen von Wasserstoff die Teilchendichte noch niedrig genug ist, um negative Effekte wie Ionisations-Defokussierung und inverse Bremsstrahlung nicht dominant werden zu lassen. So könnte es vielleicht bei diesem Rekombinationssystem erstmals gelingen, gesättigte Verstärkung zu demonstrieren. Für die N^{2+} - und O^{2+} -Übergänge bietet sich die Kühlung durch Wasserstoff nicht an, da diese für Verstärkung bereits hohe Teilchendichten von $9,96 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $1,27 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ benötigen. Außerdem werden wegen der großen Gewichtsunterschiede der Moleküle Entmischungsprozesse auftreten.

Die Untersuchungen an Lithiumplasmen haben gezeigt, dass die durch Ablation mit Nanosekunden-Laserpulsen produzierten Lithiumteilchen hauptsächlich Cluster und Mikropartikel sind. Ein solches Medium kann zwar effektiv ionisiert werden, aber wegen der dabei erzeugten Besetzung aller Ionenzustände ist eine Inversion des Lyman- α -Übergangs in Li^{2+} nicht möglich. Trotzdem könnte die effiziente Einkopplung von Pikosekunden-Laserpulsen in das Clustermedium interessant für eine Verstärkung auf Übergängen zwischen höherliegenden Energieniveaus sein. Um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu erhöhen bietet sich die Ablation eines massenlimitierten *Targets* an, weil dadurch die mit Dichteschwankungen korrelierten Schwankungen der Signalintensitäten verkleinert werden könnten. Um einen Laser bei 13,5 nm in Li^{2+} -Ionen realisieren zu können, müssen anstatt Cluster oder Partikel Lithiumatome optisch feldionisiert werden. Diese Atome lassen sich beispielsweise durch Verdampfen von Lithium in einem Ofen erzeugen. Günstig für die Verstärkung in einem solchen Plasma wäre auch der Einsatz von frequenzverdoppelter Pumpstrahlung für die optische Feldionisation, um die Plasmatemperatur zu senken und eine höhere Rekombinationsrate zu erhalten.

Die Untersuchungen und Überlegungen zeigen insgesamt, dass verschiedene Möglichkeiten bestehen, die vom Prinzip her interessanten OFI-Rekombinationslaser zu verbessern und bei speziellen Systemen vielleicht auch gesättigte Verstärkung zu erreichen.

Literaturverzeichnis

- [Ammosov u. a. 1986] AMMOSOV, M. V. ; DELONE, N. B. ; KRAINOV, V. P.: Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. In: *Sov. Phys. JETP* 64 (1986), S. 1191–1194
- [AtomicLineList 2006] ATOMICLINELIST: *Version 2.04.* 2006. – URL <http://www.pa.uky.edu/~peter/atomic/>
- [Augst u. a. 1989] AUGST, S. ; STRICKLAND, D. ; MEYERHOFER, D. D. ; CHIN, S. L. ; EBERLY, J. H.: Tunneling Ionization of Noble Gases in a High-Intensity Laser Field. In: *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989), S. 2212–2215
- [Avitzour und Suckewer 2006] AVITZOUR, Y. ; SUCKEWER, S.: Numerical simulation of the effect of hydrogen on recombination gain in the transition to ground state of Li III. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 23 (2006), S. 925–931
- [Avitzour u. a. 2004] AVITZOUR, Y. ; SUCKEWER, S. ; VALEO, E.: Numerical investigation of recombination gain in the Li III transition to ground state. In: *Phys. Rev. E* 69 (2004), S. 046409
- [A.Weichert 1997] A.WEICHERT: *Untersuchungen zur Erzeugung kurzweelliger kohärenter Strahlung*, Universität Hannover, Diplomarbeit, 1997
- [Bauer und Macchi 2003] BAUER, D. ; MACCHI, A.: Dynamical ionization ignition of clusters in intense short laser pulses. In: *Phys. Rev. A* 68 (2003), S. 033201
- [Born 2000] BORN, M.: *Untersuchungen zur Verwirklichung von XUV-Lasern in laser-induzierten Lithiumplasmen*, Universität Hannover, Diplomarbeit, 2000
- [Bullock und Bolton 1999] BULLOCK, A. B. ; BOLTON, P. R.: Laser-induced back ablation of aluminum thin films using picosecond laser pulses. In: *J. Appl. Phys.* 85 (1999), S. 460–465

- [Bunkin u. a. 1981] BUNKIN, F. V. ; DERZHIEV, V. I. ; YAKOVLENKO, S. I.: Prospects for light amplification in the far ultraviolet (review). In: *Sov. J. Quantum Electronics* 11 (1981), S. 981–997
- [Burnett und Corkum 1989] BURNETT, N. H. ; CORKUM, P. B.: Cold-plasma production for recombination extreme-ultraviolet lasers by optical-field-induced ionization. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 6 (1989), Nr. 6, S. 1195–1199
- [Butler u. a. 2003] BUTLER, A. ; GONSALVES, A. J. ; MCKENNA, C. M. ; SPENCE, D. J. ; HOOKER, S. M. ; SEBBAN, S. ; MOCEK, T. ; BETTAIBI, I. ; CROS, B.: Demonstration of a Collisionally Excited Optical-Field-Ionization XUV Laser Driven in a Plasma Waveguide. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), S. 205001
- [Chang u. a. 1997] CHANG, Z. ; RUNDQUIST, A. ; WANG, H. ; MURNANE, M. M. ; KAPTEYN, H. C.: Generation of Coherent Soft X Rays at 2.7 nm Using High Harmonics. In: *Phys. Rev. Lett.* 79 (1997), S. 2967–2970. – Erratum1: *Phys. Rev. Lett.* 80, 1795 (1998) Erratum2: *Phys. Rev. Lett.* 82, 2006 (1999)
- [Chichkov u. a. 1995] CHICHKOV, B. N. ; EGBERT, A. ; EICHMANN, H. ; MOMMA, C. ; NOLTE, S. ; WELLEGEHAUSEN, B.: Soft-x-ray lasing to the ground states in low-charged oxygen ions. In: *Phys. Rev. A* 52 (1995), August, Nr. 2, S. 1629–1639
- [Chin u. a. 1992] CHIN, S. L. ; LIANG, Y. ; DECKER, J. E. ; ILKOV, F. A. ; AMMOSOV, M. V.: Tunnel ionization of diatomic molecules by an intense CO₂ laser. In: *J. Phys. B* 25 (1992), S. L249–L255
- [Corkum u. a. 1989] CORKUM, P. B. ; BURNETT, N. H. ; BRUNEL, F.: Above-Threshold Ionization in the Long-Wavelength Limit. In: *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989), S. 1259–1262
- [Cros u. a. 2006] CROS, B. ; MOCEK, T. ; BETTAIBI, I. ; VIEUX, G. ; FARINET, M. ; DUBAU, J. ; SEBBAN, S. ; MAYNARD, G.: Characterization of the collisionally pumped optical-field-ionized soft-x-ray laser at 41.8 nm driven in capillary tubes. In: *Phys. Rev. A* 73 (2006), S. 033801
- [Decker u. a. 1996] DECKER, C. D. ; EDER, D. C. ; LONDON, R. A.: Ionization-induced refraction in recombination x-ray lasers. In: *Phys. Plasmas* 3 (1996), S. 414–419

- [Ditmire u. a. 1997] DITMIRE, T. ; SMITH, R. A. ; TISCH, J. W. G. ; HUTCHINSON, M. H. R.: High Intensity Laser Absorption by Gases of Atomic Clusters. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 3121–3124
- [Dixon und Elton 1977] DIXON, R. H. ; ELTON, R. C.: Resonance Charge Transfer and Population Inversion Following C^{5+} and C^{6+} Interactions with Carbon Atoms in a Laser-Generated Plasma. In: *Phys. Rev. Lett.* 38 (1977), S. 1072–1075
- [Donnelly u. a. 1996] DONNELLY, T. D. ; DASILVA, L. ; LEE, R. W. ; MROWKA, S. ; HOFER, M. ; FALCONE, R. W.: Experimental and theoretical investigations of recombination pumped x-ray lasers driven by high intensity, short pulse lasers. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 13 (1996), S. 185
- [Döppner u. a. 2005] DÖPPNER, T. ; FENNEL, Th. ; DIEDERICH, Th. ; TIGGESBÄUMKER, J. ; MEIWES-BROER, K. H.: Controlling the Coulomb Explosion of Silver Clusters by Femtosecond Dual-Pulse Laser Excitation. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 013401
- [Duguay und Rentzepis 1967] DUGUAY, M. A. ; RENTZEPIS, P. M.: Some approaches to vacuum UV and X-ray lasers. In: *Appl. Phys. Lett* 10 (1967), S. 350
- [Dunn u. a. 2000] DUNN, J. ; LI, Y. ; OSTERHELD, A. L. ; NILSEN, J. ; HUNTER, J. R. ; SHLYAPTSEV, V. N.: Gain Saturation Regime for Laser-Driven Tabletop, Transient Ni-Like Ion X-Ray Lasers. In: *Phys. Rev. Lett.* 84 (2000), S. 4834–4837
- [Egbert 1995] EGBERT, A.: *Experimente zur Verwirklichung von Rekombinationslasern im weichen Röntgenbereich durch optische Feldionisation mit einem Hochleistungs Ti:Saphir Lasersystem*, Universität Hannover, Diplomarbeit, 1995
- [Egbert 1999] EGBERT, A.: *Untersuchungen an optisch feldionisierten Plasmen zur Verwirklichung von Lasern im weichen Röntgenbereich*, Universität Hannover, Dissertation, 1999
- [Egbert u. a. 1998] EGBERT, A. ; SIMANOVSKII, D. M. ; CHICHKOV, B. N. ; WELLEGHAUSEN, B.: Optically field-ionized He plasmas. In: *Phys. Rev. E* 57 (1998), June, Nr. 6, S. 7138–7145
- [Egbert u. a. 1999] EGBERT, A. ; SIMANOVSKII, D. M. ; CHICHKOV, B. N. ; WELLEGHAUSEN, B.: Cooling of optical-field-ionized plasmas. In: *Phys. Rev. E* 59 (1999), Nr. 2, S. 2305–2310

- [Elton 1990] ELTON, R. C.: *x-ray lasers*. Academic Press inc., 1990
- [Fill 1994] FILL, E. E.: Focusing limits of ultrashort laser pulses: analytical theory. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 11 (1994), S. 2241
- [Grout u. a. 1997] GROUT, M. J. ; JANULEWICZ, K. A. ; HEALY, S. B. ; PERT, G. J.: Optical-field induced gas mixture breakdown for recombination X-ray lasers. In: *Optics Comm.* 141 (1997), S. 213–220
- [Hess 2006] HESS, Frank M.: *Linux GPIB project*. 2006. – URL <http://linux-gpib.sourceforge.net>
- [Higashiguchi u. a. 2006] HIGASHIGUCHI, T. ; KAWASAKI, K. ; SASAKI, W. ; KUBODERA, S.: Enhancement of extreme ultraviolet emission from a lithium plasma by use of dual laser pulses. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 161502
- [IEEE488 1975] IEEE488: *Standard digital interface for programmable instrumentation / IEEE Std 488-1975*, 1975
- [Janulewicz u. a. 2003] JANULEWICZ, K. A. ; LUCIANETTI, A. ; PRIEBE, G. ; SANDNER, W. ; NICKLES, P. V.: Saturated Ni-like Ag x-ray laser at 13.9 nm pumped by a single picosecond laser pulse. In: *Phys. Rev. A* 68 (2003), S. 051802
- [Johnston und Dawson 1973] JOHNSTON, T. W. ; DAWSON, J. M.: Correct values for high-frequency power absorption by inverse bremsstrahlung in plasmas. In: *Phys. Fluids* 16 (1973), S. 722
- [Jones und Scott 1993] JONES, R. D. ; SCOTT, T. R.: Laser beam analysis pinpoints critical parameters. In: *Laser Focus World* (1993), January, S. 123
- [Kalachnikov u. a. 1998] KALACHNIKOV, M. P. ; NICKLES, P. V. ; SCHNÜRER, M. ; SANDNER, W. ; SHLYAPTSEV, V. N. ; DANSON, C. ; NEELY, D. ; WOLFRUM, E. ; ZHANG, J. ; BEHJAT, A. ; DEMIR, A. ; TALLENTS, G. J. ; WARWICK, P. J. ; ; LEWIS, C. L. S.: Saturated operation of a transient collisional x-ray laser. In: *Phys. Rev. A* 57 (1998), S. 4778–4783
- [Kdevelop 2006] KDEVELOP: *Das KDevelop Projekt*. 2006. – URL <http://www.kdevelop.org>

- [Keenan u. a. 2005] KEENAN, R. ; DUNN, J. ; PATEL, P. K. ; PRICE, D. F. ; SMITH, R. F. ; SHLYAPTSEV, V. N.: High-Repetition-Rate Grazing-Incidence Pumped X-Ray Laser Operating at 18.9 nm. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 103901
- [Keenan u. a. 2003] KEENAN, R. ; DUNN, J. ; SHLYAPTSEV, V. N. ; SMITH, R. F. ; PATEL, P. K. ; PRICE, D. F.: Efficient pumping schemes for high average brightness collisional x-ray lasers. In: *Proc. SPIE* 5197 (2003), S. 213–220
- [Keldysh 1965] KELDYSH, L. V.: Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. In: *Sov. Phys. JETP* 20 (1965), S. 1307–1314
- [King u. a. 2001] KING, R. E. ; PERT, G. J. ; MCCABE, S. P. ; SIMMS, P. A. ; MACPHEE, A. G. ; LEWIS, C. L. S. ; KEENAN, R. ; O'ROURKE, R. M. N. ; TALLENTS, G. J. ; PESTEHE, S. J. ; STRATI, F. ; NEELY, D. ; ALLOTT, R.: Saturated x-ray lasers at 196 and 73 Å pumped by a picosecond traveling-wave excitation. In: *Phys. Rev. A* 64 (2001), S. 053810
- [Koch 2003] KOCH, L.: *Untersuchungen an einem Hochleistungs Titan-Saphir-Lasersystem - Experimente an laserinduzierten Lithiumplasmen*, Universität Hannover, Diplomarbeit, 2003
- [Korobkin u. a. 1996] KOROBKIN, D. V. ; NAM, C. H. ; SUCKEWER, S. ; GOLTSOV, A.: Demonstration of Soft X-Ray Lasing to Ground State in Li III. In: *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996), December, Nr. 26, S. 5206–5209
- [Kruer 1988] KRUER, W. L.: *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Addison-Wesley, 1988
- [Krushelnick u. a. 1996] KRUSHELNICK, K. M. ; TIGHE, W. ; SUCKEWER, S.: X-ray laser studies of recombining lithium plasmas created by optical field ionization. In: *J. Opt. Soc. Am. B* 13 (1996), February, Nr. 2, S. 306–311
- [Kundu und Bauer 2006] KUNDU, M. ; BAUER, D.: Nonlinear resonance absorption in the laser-cluster interaction. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), S. 123401
- [Lemoff u. a. 1995] LEMOFF, B. E. ; YIN, G. Y. ; GORDON III, C. L. ; BARTY, C. P. J. ; HARRIS, S.E.: Demonstration of a 10-Hz-femtosecond-pulse-driven XUV laser at 41.8 nm in Xe IX. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), S. 1574

- [Lide 1997] LIDE, David R. (Hrsg.): *Handbook of Chemistry and Physics*. 78th Edition. CRC Press, 1997
- [van Loyen u. a. 2003] LOYEN, L. van ; BOETTGER, T. ; BRAUN, S. ; MAI, H. ; LESON, A. ; SCHOLZE, F. ; TUEMMLER, J. ; ULM, G. ; LEGALL, H. ; NICKLES, P. V. ; SANDNER, W. ; STIEL, H. ; REMPEL, C. E. ; SCHULZE, M. ; BRUTSCHER, J. ; MACCO, F. ; MUELLENDER, S.: New laboratory EUV reflectometer for large optics using a laser plasma source. In: *Proc. of SPIE* 5038 (2003), S. 12–21
- [Lu u. a. 1999] LU, P. ; NAKANO, H. ; NISHIKAWA, T. ; UESUGI, N.: Demonstration of XUV amplification to the ground state in low-charged nitrogen ions. In: *Optics Comm.* 170 (1999), S. 71–78
- [Lu u. a. 2000] LU, P. ; NAKANO, H. ; NISHIKAWA, T. ; UESUGI, N.: Study of commercial terawatt femtosecond laser-driven table-top x-ray lasers in gases. In: *Proc. of SPIE* 3886 (2000), S. 294–305
- [Matthews 1996] MATTHEWS, D. L.: Possibility of short wavelength x-ray lasers and their applications. In: *Inst Phys. Conf. Ser.* 151 (1996), S. 32–39
- [Matthews u. a. 1985] MATTHEWS, D. L. ; HAGELSTEIN, P. L. ; ROSEN, M. D. ; ECKART, M. J. ; CEGLIO, N. M. ; HAZI, A. U. ; MEDECKI, H. ; MACGOWAN, B. J. ; TREBES, J. E. ; WHITTEN, B. L. ; CAMPBELL, E. M. ; HATCHER, C. W. ; HAWRYLUK, A. M. ; KAUFFMAN, R. L. ; PLEASANCE, L. D. ; RAMBACH, C. ; SCOFIELD, J. H. ; STONE, G. ; WEAVER, T. A.: Demonstration of a Soft X-Ray Amplifier. In: *Phys. Rev. Lett.* 54 (1985), S. 110–113
- [Meyer u. a. 1996] MEYER, S. ; MENZEL, T. ; WELLEGEHAUSEN, B. ; LU, P.-X. ; INSAM, S. ; FILL, E.: Investigations towards the realization of an innershell x-ray laser in Na. In: *Inst. Phys. Conf. Ser.* 151 (1996), S. 173–175
- [Meyer u. a. 1999] MEYER, S. ; REINHARDT, C. ; EGBERT, A. ; ZIENER, C. ; CHICHKOV, B. N. ; WELLEGEHAUSEN, B. ; ALBERT, F. ; CARILLON, A. ; JAEGLE, P. ; KLISNICK, A. ; LAGRON, J. C. ; ROS, D. ; ZEITOUN, P. ; JAMELOT, G.: Investigations towards the realization of an innershell x-ray laser in Na. In: *Inst. Phys. Conf. Ser.* 159 (1999), S. 313–316

- [Murphy u. a. 1997] MURPHY, M. ; GLASHEEN, C. ; MOSCATELLI, F. A. ; DONNELLY, T. D.: Optimization of plasmas for recombination-pumped short-wavelength lasers. In: *Phys. Rev. A* 55 (1997), Nr. 4, S. 2543–2546
- [Nagashima u. a. 1997] NAGASHIMA, K. ; MATOBA, T. ; TAKUMA, H.: Cold-electron production for optical-field ionization x-ray lasers using mixed gases. In: *Phys. Rev. A* 56 (1997), Nr. 6, S. 5183–5186
- [Nagata u. a. 1993] NAGATA, Y. ; MIDORIKAWA, K. ; KUBODERA, S. ; OBARA, M. ; TASHIRO, H. ; TOYODA, K.: Soft-X-Ray Amplification of the Lyman-alpha Transition by Optical-Field-Induced Ionization. In: *Phys. Rev. Letters* 71 (1993), December, Nr. 23, S. 3774–3777
- [Nickles u. a. 1997] NICKLES, P. V. ; SHLYAPTSEV, V. N. ; KALACHNIKOV, M. ; SCHNÜRRER, M. ; WILL, I. ; SANDNER, W.: Short Pulse X-Ray Laser at 32.6 nm Based on Transient Gain in Ne-like Titanium. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 2748–2751
- [Nilsen u. a. 1993] NILSEN, J. ; MACGOWAN, B. J. ; DASILVA, L. B. ; MORENO, J. C.: Prepulse technique for producing low-Z Ne-like x-ray lasers. In: *Phys. Rev. A* 48 (1993), S. 4682–4685
- [NIST 2006] NIST: *Atomic Spectra Database, Version 3.0.3*. 2006. – URL <http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/index.html>
- [Paschotta 2006] PASCHOTTA, R.: *Enzyklopädie der Laserphysik und Lasertechnologie*. 2006. – URL http://www.rp-photonics.com/encyclopedia_de.html
- [Passinger 2004] PASSINGER, S.: *Optimierung von Plasmaparametern für XUV Rekombinationslaser*, Universität Hannover, Diplomarbeit, 2004
- [Pert 1995] PERT, G. J.: Inverse bremsstrahlung in strong radiation fields at low temperatures. In: *Phys. Rev. E* 51 (1995), S. 4778–4789
- [Rae 1993] RAE, S. C.: Ionization-induced defocusing of intense laser pulses in high-pressure gases. In: *Optics Comm.* 97 (1993), S. 25–28
- [Reinhardt u. a. 2001] REINHARDT, C. ; BORN, M. ; EGBERT, A. ; CHICHKOV, B. N. ; VERES, G. ; WELLEGEHAUSEN, B.: Soft X-ray lasing with lithium ions? In: *JOURNAL DE PHYSIQUE IV* 11 (PR2) (2001), S. 201–204

- [Rocca 1999] ROCCA, J. J.: Table-top soft x-ray lasers. In: *Review of scientific instruments* 70 (1999), Nr. 10, S. 3799–3827
- [Saalman u. a. 2006] SAALMANN, U. ; SIEDSCHLAG, Ch. ; ROST, J. M.: Mechanisms of cluster ionization in strong laser pulses. In: *J. Phys. B* 39 (2006), S. R39–R77
- [Schreiner 2006] SCHREINER, Wolfgang: *Alle Fäden in der Hand - Thread Programmierung unter Linux in C und C++*. 2006. – URL www.risc.uni-linz.ac.at/people/schreine/papers/rt++-linuxmag1/main.html
- [Schriever u. a. 1998] SCHRIEVER, G. ; MAGER, S. ; NAWOOD, A. ; ENGEL, A. ; BERGMANN, K. ; LEBERT, R.: Laser-Produced Lithium Plasma as a Narrow-Band Extended Ultraviolet Radiation Source for Photoelectron Spectroscopy. In: *Applied Optics* 37 (1998), S. 1243–1248
- [Sebban u. a. 2002] SEBBAN, S. ; MOCEK, T. ; ROS, D. ; UPCRAFT, L. ; BALCOU, Ph. ; HAROUTUNIAN, R. ; GRILLON, G. ; RUS, B. ; KLISNICK, A. ; CARILLON, A. ; JAMELOT, G. ; VALENTIN, C. ; ROUSSE, A. ; ROUSSEAU, J. P. ; NOTEBAERT, L. ; PITTMAN, M. ; HULIN, D.: Demonstration of a Ni-Like Kr Optical-Field-Ionization Collisional Soft X-Ray Laser at 32.8 nm. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), S. 253901
- [Sebban u. a. 2001] SEBBAN, S. ; R.HAROUTUNIAN ; BALCOU, Ph. ; GRILLON, G. ; ROUSSE, A. ; KAZAMIAS, S. ; MARIN, T. ; ROUSSEAU, J. P. ; NOTEBAERT, L. ; PITTMAN, M. ; CHAMBARET, J. P. ; ANTONETTI, A. ; HULIN, D. ; ROS, D. ; KLISNICK, A. ; CARILLON, A. ; JAEGLE, P. ; JAMELOT, G. ; WYART, J. F.: Saturated Amplification of a Collisionally Pumped Optical-Field-Ionization Soft X-Ray Laser at 41.8 nm. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), April, Nr. 14, S. 3004–3007
- [Shlyaptsev u. a. 2003] SHLYAPTSEV, V. N. ; DUNN, J. ; MOON, S. ; SMITH, R. ; KEENAN, R. ; NILSEN, J. ; FOURNIER, K. B. ; KUBA, J. ; OSTERHELD, A. L.: Numerical studies of transient and capillary x-ray lasers and their applications. In: *Proc. SPIE* 5197 (2003), S. 221–228
- [Smith u. a. 1999] SMITH, R. ; TALLENTS, G. J. ; ZHANG, J. ; EKER, G. ; MCCABE, S. ; PERT, G. J. ; WOLFRUM, E.: Saturation behavior of two x-ray lasing transitions in Ni-like Dy. In: *Phys. Rev. A* 59 (1999), S. R47–R50

- [Spence und Hooker 2005] SPENCE, D.J. ; HOOKER, S.M.: Simulations of recombination lasing in Ar^{7+} driven by optical field ionization in a capillary discharge waveguide. In: *Optics Comm.* 249 (2005), S. 501–513
- [Stapleton u. a. 2005] STAPLETON, M. W. ; MCKIERNAN, A. P. ; MOSNIER, J.-P.: Expansion dynamics and equilibrium conditions in a laser ablation plume of lithium: Modeling and experiment. In: *J. Appl. Phys.* 97 (2005), S. 064904
- [Suckewer u. a. 1985] SUCKEWER, S. ; SKINNER, C. H. ; MILCHBERG, H. ; KEANE, C. ; VOORHEES, D.: Amplification of stimulated soft x-ray emission in a confined plasma column. In: *Phys. Rev. Lett.* 55 (1985), S. 1753–1756
- [Suse 2006] SUSE: *Linux Homepage*. 2006. – URL <http://www.opensuse.org>
- [Tektronix 2001] TEKTRONIX: *Programmer Manual TDS3000 and TDS3000B Series Digital Phosphor Oscilloscopes*. 071-0381-02, 2001. – URL <http://tek.com/>
- [Trolltech 2006] TROLLTECH: *Homepage of Trolltech*. 2006. – URL <http://www.trolltech.com>
- [Vinogradov und Sobel'man 1973] VINOGRADOV, A. V. ; SOBEL'MAN, I. I.: The problem of laser radiation sources in the far ultraviolet and X-ray regions. In: *Sov. Phys. JETP* 36 (1973), S. 1115
- [Vorontsov u. a. 2003] VORONTSOV, V. A. ; BORN, M. ; SHAIKHISLAMOV, I. F. ; CHICHKOV, B. N. ; WELLEGEHAUSEN, B.: Charge-transfer pumping for XUV lasers. In: *JOURNAL OF PHYSICS B* 36 (2003), S. 3865–3875
- [Vorontsov u. a. 2004] VORONTSOV, V. A. ; BORN, M. ; SHAIKHISLAMOV, I. F. ; CHICHKOV, B. N. ; WELLEGEHAUSEN, B.: Investigations on novel XUV-laser schemes. In: *APPLIED PHYSICS B* 78 (2004), S. 979–981
- [Walsh u. a. 1993] WALSH, T. D. G. ; DECKER, J. E. ; CHIN, S. L.: Tunnel ionization of simple molecules by an intense CO_2 laser. In: *J. Phys. B* 26 (1993), S. L85–L90
- [Weast 1989] WEAST, Robert C. (Hrsg.): *Handbook of Chemistry and Physics*. 70th Edition. CRC Press, 1989

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Michael Joachim Born
geboren am 29.12.1974 in Lauchhammer
Eltern: Joachim Born
Angelika Speer, geb. Meier

Schulbildung:

1981-1991	politechnische Oberschule Eberswalde, Schulabschluss Klasse 10
1991-1993	Erweiterte Oberschule des Humboldt Gymnasiums Eberswalde, Abschluss allgemeine Hochschulreife

Hochschulausbildung:

1993-2000	Studium der Physik (Diplom) an der Universität Hannover
Oktober 2000	Abschluss des Studiums als Diplom-Physiker
01/2001-10/2002	Stipendiat im Graduiertenkolleg „Interference and Quantum Applications“
Seit Oktober 2002	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde auf Anregung von Herrn Prof. Dr. B. Wellegehausen am Institut für Quantenoptik der Universität Hannover angefertigt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. B. Wellegehausen und Herrn Prof. Dr. B. N. Chichkov für viele hilfreiche Diskussionen, die maßgeblich zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Carsten Reinhardt danke ich für viele fruchtbare Gespräche, die mir immer weitergeholfen haben.

Sven Passinger danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit im Labor und die vielen Dinge, die mich voran gebracht haben.

Auch allen anderen (ehemaligen) Mitgliedern der AG Wellegehausen gilt mein Dank für vielfältige Hilfe und das angenehme Arbeitsklima, insbesondere Lothar Koch, Manuel Klug, Svend Vagt, Axel Rühl, Christina Marina, Ulf Hinze, Andre Egbert, sowie allen, die ich vergessen habe.

Herrn Prof. Dr. U. Morgner danke ich für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die Möglichkeit meine Promotion zu beenden.

Den Mitgliedern der AG Morgner, insbesondere Andy Steinmann, Guido Palmer, Moritz Emons und Stefan Rausch sei für die gute unkomplizierte Zusammenarbeit gedankt.

Auch allen anderen Mitarbeitern des Instituts, besonders den Mitarbeitern der Feinmechanikwerkstatt Herrn Heidekrüger, Herrn Scholz, Herrn Witzlau und Herrn Dohm für viele gute Ideen und deren Umsetzung in Metall, sei an dieser Stelle gedankt.

Ganz besonders möchte ich mich bei meinen Eltern für die Unterstützung während meines Studiums und meiner Promotion bedanken.

Schließlich möchte ich meinem Aikidolehrer Andreas Weber und meinem Tai Chi Lehrer Detlef Zimmermann für das Vermitteln von den praktischen Seiten der Mechanik und von viel Lebensfreude danken.

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit mit den angegebenen Hilfsmitteln selbstständig angefertigt zu haben.

Hannover im Juni 2006