

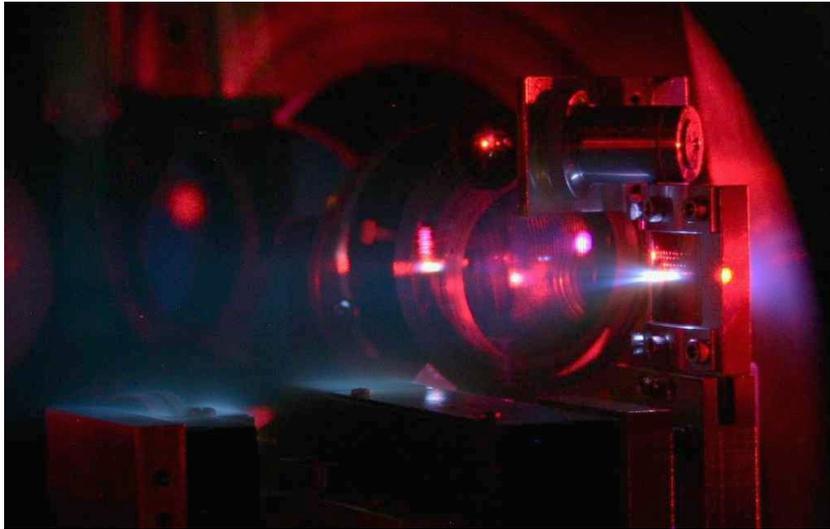
1. Gutachter

Prof. Dr. Heinrich Schwoerer
Laser Research Institute
Universität Stellenbosch, Südafrika

2. Gutachter

Prof. Dr. Malte Kaluza
Institut für Optik und Quantenelektronik Jena
Friedrich-Schiller-Universität Jena, Deutschland

Tag der Verleihung des Diploms:



Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	iii
1 Einleitung	1
2 Laserbeschleunigung von Protonen und Ionen - Der TNSA Mechanismus	3
2.1 Plasmaerzeugung	3
2.1.1 Multiphotonen-, Tunnel- und Barrier-Supression-Ionisation	4
2.2 Optische Eigenschaften von Plasmen	6
2.3 Elektronenbeschleunigung durch relativistische Laser-Plasma-Wechselwirkungen	8
2.3.1 Relativistisches $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizen	8
2.3.2 Resonanzabsorption	10
2.3.3 Brunel-Heizen	12
2.4 Ionenbeschleunigung durch den TNSA Mechanismus	13
3 Experimenteller Aufbau	18
3.1 Das JETI Lasersystem	18
3.2 Aufbau des Experiments	21
3.2.1 Probestrahl	21
3.2.2 Fokusdiagnostik und Intensitätsmessung	23
3.2.3 Target	25
3.2.4 Nomarski Interferometer	26
4 Auswertung der Interferogramme	29
4.1 Messprinzip	29
4.2 Phasenextraktion	30
4.3 Abelinversion via f-Interpolation	33
4.4 Einfluss der Frequenzmaske auf die Rekonstruktion der Elektronenverteilung	36
5 Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen	43

Inhaltsverzeichnis

5.1	Bestimmung des zeitlichen Überlapps von Probe- und Pumpstrahl	43
5.2	Der Debye Sheath	45
5.3	Zeitliche Evolution des Plasmas	52
5.4	Vergleich mit anderen Methoden	54
5.5	Experimentelle Ergebnisse	55
6	Zusammenfassung	57

Abbildungsverzeichnis

2.1	Multiphotonen-, Tunnel- und Barrier-Suppression-Ionisation	4
2.2	Resonanzabsorption	11
2.3	T arget N ormal S heath A cceleration (TNSA) Mechanismus	15
3.1	Skizze des experimentellen Aufbaus	19
3.2	JETI Lasersystem	20
3.3	Fotos des experimentellen Aufbaus	22
3.4	Fokusdiagnostik	23
3.5	Targethalter und 4-Achsen-Verfahrtisch	25
3.6	Funktionsweise des Wollaston Prismas	27
3.7	Nomarski Interferometer	27
3.8	ZEMAX-Simulation der Reflexion am gekrümmten Target	28
4.1	Interferogramm mit zugehörigem Fourierspektrum	31
4.2	Beseitigung der Unstetigkeiten der Phasenfunktion	32
4.3	Abeltransformation	33
4.4	f-Interpolation	34
4.5	Randbedingungen für die f-Interpolation	34
4.6	Phasenstörung und zugehöriges Interferogramm für Simulation 1	37
4.7	Masken zur Frequenzfilterung im Fourierraum	38
4.8	Rekonstruktionsgenauigkeit der Elektronendichte für Kreis- und Bandpassmaske	39
4.9	Rekonstruktionsgenauigkeit der $1/e_N$ -Breite für Kreis- und Bandpassmaske	40
4.10	Rekonstruktionsgenauigkeit der Plasmaskalenlänge für Kreis- und Bandpassmaske	41
4.11	Rekonstruktionsgenauigkeit der Elektronendichte für die Rechteckmaske	41
4.12	Rekonstruktionsgenauigkeit der $1/e_N$ -Breite und Plasmaskalenlänge für die Rechteckmaske	42
5.1	Bestimmung des zeitlichen Überlapps von Probe- und Pumpstrahl	44

Abbildungsverzeichnis

5.2	Elektronendichteverteilung des Debye Sheaths	46
5.3	Verlauf der Elektronendichte in targetnormaler und radialer Richtung bei t_0	47
5.4	Vergleich der gemessenen Elektronendichteverteilung mit Pukhov [44] . . .	48
5.5	auftretende Ionenspezies bei Laserbeschleunigungsexperimenten einer mit SiC beschichteten Titanfolie	50
5.6	Phasenbilder der zeitlichen Evolution des Plasmas	52
5.7	Evolution der Plasmaausdehnung in der Targetebene	53
5.8	Phasenbilder mit größerer Maske extrahiert	53

1 Einleitung

Mit der Konstruktion des ersten funktionstüchtigen Lasers im Jahre 1960 schuf Maiman [1] die Grundlage für ein neues Teilgebiet der Physik, die Laserphysik. Die Strahleigenschaften des Lasers wie hohe Kohärenz, geringe Strahldivergenz und hohe Leistungsdichte ermöglichten eine Reihe neuer Experimente und Anwendungen. Vor allem schuf der Laser die Grundlage für die eingehende Untersuchung der Wechselwirkung zwischen Licht und Materie. Im Jahre 1963 reichten die mit dem Laser erzeugbaren Intensitäten bereits aus, um die Materie eines Festkörpers in ein Plasma umzuwandeln [2]. Unter anderem wurde die Emission von energetischen Teilchen wie Elektronen und Ionen aus diesen Plasmen untersucht. Allerdings waren die Energien der erzeugten Teilchen zu gering, um größeres Interesse auf sich zu ziehen.

Dies änderte sich jedoch mit Fortschritten in der Lasertechnik und den damit höheren erreichbaren Intensitäten. So sind vor allem die Entdeckung von mit Titan dotiertem Saphir [3] als Lasermedium, den damit einfacher erzeugbaren Femtosekundenpulsen ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) [4] und die Entwicklung der Chirped Pulse Amplification (CPA) [5] zu nennen. Letzteres ist die Verstärkung von Laserpulsen in mehreren Stufen. Dabei wird der von einem Oszillator erzeugte Puls zuerst reversibel zeitlich gestreckt, anschließend nachverstärkt und danach wieder rekomprimiert. Mit dieser Technik wurden bereits Pulse mit Leistungen von 1,5 PW ($1 \text{ PW} = 10^{15} \text{ W}$) und fokussierten Intensitäten der Größenordnung 10^{21} W/cm^2 nachgewiesen [6].

Diese Intensitäten ermöglichen bei der Wechselwirkung mit Materie die Erzeugung von elektrischen Feldern von einigen TV/m [7] ($1 \text{ TV} = 10^{12} \text{ V}$), was die beschleunigenden Felder in einem herkömmlichen Teilchenbeschleuniger um 5 Größenordnungen übertrifft. Es liegt nahe, diese enormen Felder ihrerseits zur Teilchenbeschleunigung zu nutzen, um so die Beschleunigungsstrecken von mehreren Metern auf Mikrometerskalen zu verkürzen. So sind in Plasmen bereits Protonen bis zu 58 MeV [7] und schwere Ionen (Pb^{46+}) bis zu 430 MeV [8] erzeugt worden. Laser versprechen damit zu einem einmaligen Werkzeug für Teilchenbeschleunigung auf kleinem Raum zu werden. Jedoch können sie im Hinblick auf Maximalenergie, Monochromasie und Energiestabilität mit herkömmlichen Beschleunigern noch nicht konkurrieren.

1 Einleitung

Um den Beschleunigungsprozess weiter zu optimieren, muss die Laser-Plasma-Wechselwirkung vollständig charakterisiert und verstanden werden. Die bisherigen Erkenntnisse bezüglich der elektrischen Felder zur Protonenbeschleunigung stützen sich im Wesentlichen auf Arbeiten zur Röntgenfluoreszenz und Protonendeflektometrie. Diese erlauben Einblick in die Absorptionsprozesse und die zeitliche Evolution der beschleunigten Ionen.

Jedoch geben die bisherigen Ergebnisse noch kein vollständiges Bild der Dynamik des Beschleunigungsprozesses. Insbesondere sind die genannten Methoden nicht in der Lage eine Zeitauflösung in der Größenordnung der Laserpulsdauer (80 fs) und somit der Laser-Plasma-Interaktionsprozesse zu liefern und müssen großteils auf Simulationen zurückgreifen, um die relevanten Plasma-Parameter zu extrahieren. Ziel dieser Arbeit ist es deshalb ein Verfahren zur Vermessung der beschleunigenden Elektronendichteverteilung beim TNSA Prozess zu entwickeln. Dies geschieht mit Hilfe eines Anrege-Abfrage-Experiments, bei dem das Plasma durch optische Interferometrie vermessen wird. Mit dieser Methode ist es gelungen die Elektronendichteverteilung und die zeitliche Evolution des Targetrückseitenplasmas zu bestimmen, sowie einige wichtige Parameter wie Elektronentemperatur, Feldstärke des beschleunigenden elektrischen Feldes sowie Konversionseffizienz von Laserenergie in heiße Elektronen abzuleiten.

2 Laserbeschleunigung von Protonen und Ionen – Der TNSA Mechanismus

Die Beschleunigung von Ionen mit Hilfe von Lasern beruht auf der Wechselwirkung von intensiven Lichtfeldern mit Materie und nachgeordneten Effekten. Fokussiert man einen ultrakurzen Laserpuls (Pulsdauer $\tau_L < 1\text{ps}$) ist man in der Lage Intensitäten $I \gtrsim 10^{19}\text{W/cm}^2$ zu erzeugen. Der Puls ionisiert bereits mit seiner ansteigenden Flanke Materie wenn er auf diese trifft und erzeugt so ein Plasma. Deshalb spricht man von Laser-Plasma-Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung führt zu einer Absorption von Laserenergie, aufheizen des Plasmas und Erzeugung relativistischer Elektronen. Da die trägeren Ionen anders als die Elektronen dem Laserfeld nicht folgen können, kommt es zur Ladungstrennung und Erzeugung starker elektrischer Felder. Diese sind in der Lage Ionen aus dem Folienmaterial auf kinetische Energien von einigen MeV pro Nukleon nachzubeschleunigen.

2.1 Plasmaerzeugung

Bei der Erzeugung intensiver Laserpulse ($I \sim 10^{18}\dots 10^{20}\text{W/cm}^2$) generiert man eine unvermeidliche, dem Puls vorauseilende Flanke der verstärkten, spontanen Emission (amplified spontaneous emission, ASE). Ohne spezielle Techniken zur Unterdrückung liegt dabei der Pulscontrast, also das Verhältnis $I_{\text{max}}/I_{\text{ASE}}$ zwischen maximaler Intensität und Intensität der ASE, in der Größenordnung $10^8 - 10^6$ oder sogar darunter, so dass die spontane Emission selbst bereits durch verschiedene Prozesse eine Ionisierung der im Experiment verwendeten Metallfolien verursacht. Selbst bei Abwesenheit von verstärkter spontaner Emission genügt die ansteigende Flanke des Hauptpulses um Ionisation hervorzurufen. Deshalb trifft der eigentliche Hauptpuls bereits auf ein Vorplasma.

Die Mechanismen die mit ansteigender Intensität der verstärkten spontanen Emission und des nachfolgenden Laserpulses die größte Rolle spielen sind Multiphotonenionisation, Tunnelionisation und Barrier-Suppression-Ionisation und werden im folgenden Kapitel beschrieben.

2 Laserbeschleunigung von Protonen und Ionen - Der TNSA Mechanismus

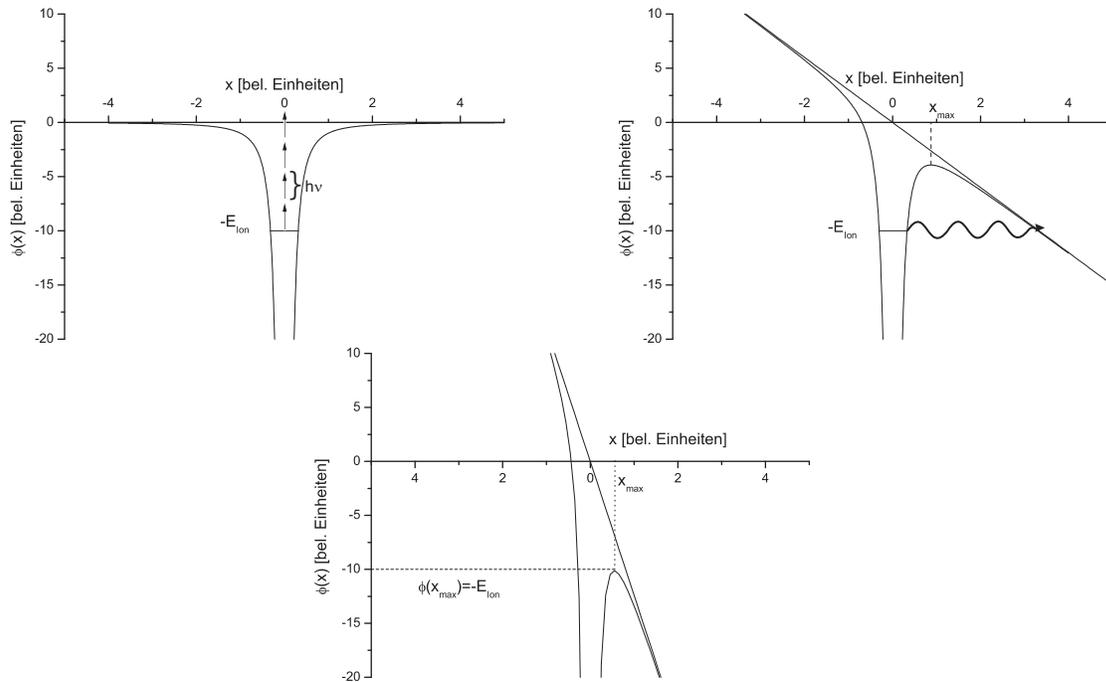


Abbildung 2.1: Multiphotonenionisation (oben links): Absorbiert ein Elektron im Atom genügend viele Photonen gleichzeitig, wird dies ionisiert. Tunnelionisation (oben rechts): Ein starkes äußeres elektrisches Feld führt zur Verformung des Coulombpotentials und ermöglicht Ionisation durch Tunneleffekt. Barrier-Suppression-Ionisation (unten): Bei noch stärkerem Feld wird der Coulombwall so weit unterdrückt, dass er energetisch unter dem Grundzustand liegt, was zur Ionisation führt.

2.1.1 Multiphotonen-, Tunnel- und Barrier-Suppression-Ionisation

Um ein Elektron von seinem gebundenen Grundzustand in einen freien Zustand im Kontinuum zu versetzen, muss man ihm die Ionisierungsenergie E_{Ion} zuführen. Die Wellenlänge λ des verwendeten Titan:Saphir-Lasersystems beträgt 800 nm (vgl. Aufbau Kapitel 3), was einer Photonenenergie von $E = h \cdot \nu = h \cdot c_0/\lambda = 1,6 \text{ eV}$ entspricht. Dabei bezeichnet c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit, h das Plancksche Wirkungsquantum und ν die Frequenz des Laserlichts. Die notwendige Ionisierungsenergie für Metalle beträgt typischerweise einige eV, so dass keine Elektronen durch Einzelphotonen ausgelöst werden können. Übersteigen jedoch die Intensitäten 10^{10} W/cm^2 [9] kann eine gleichzeitige Absorption mehrerer Photonen auftreten (siehe Abb. 2.1), wobei das resultierende freie Elektron nur minimale kinetische Energie besitzt. Dieser Prozess wird Multiphotonenionisation genannt [10, 11]. Die resultierende kinetische Energie des Elektrons lässt sich

2 Laserbeschleunigung von Protonen und Ionen - Der TNSA Mechanismus

dabei aus einer modifizierten Form von Einsteins Formel für den Photoeffekt ableiten [9]:

$$E_{\text{res}} = (n + s) \cdot h\nu - E_{\text{Ion}} \quad (2.1)$$

E_{res} ist dabei die Bewegungsenergie des Elektrons im Endzustand, n die Anzahl der nötigen Photonen für MPI, s die Zahl der zusätzlich absorbierten Photonen, $h\nu$ deren Energie und E_{Ion} die Ionisierungsenergie des Atoms.

Beginnt die elektrische Feldstärke des Laserfeldes einen nicht zu vernachlässigenden Teil der Bindungsfeldstärke im Atom anzunehmen, kommt es zu einer Verformung des Coulombpotentials der folgenden Form

$$\phi(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{x} - e\mathcal{E}x. \quad (2.2)$$

Hierbei gibt Z die Kernladungszahl, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante, e die Elementarladung und \mathcal{E} das äußere elektrische Feld an. Der Zusammenhang zwischen elektrischem Feld und Laserintensität ist durch

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c_0 \mathcal{E}_0^2 \quad (2.3)$$

gegeben, wobei \mathcal{E}_0 die Amplitude des elektrischen Feldes der Laserwelle bezeichnet. Die Unterdrückung des Coulombwalls durch das äußere elektrische Feld führt dazu, dass das Elektron durch den quantenmechanischen Tunneleffekt mit einer Wahrscheinlichkeit, die von der Höhe und der Breite der verbleibenden Potentialbarriere abhängig ist, das Atom verlässt (Abbildung 2.1). Dieser Prozess wird Tunnelionisation genannt. Für die Ableitung der Tunnelrate für Mehrelektronensysteme wird auf die Arbeit von Ammosov, Delone und Krainov [12] verwiesen.

Wird der Coulombwall noch weiter abgesenkt, so dass er energetisch unter dem Grundzustand liegt, wird das Atom innerhalb kürzester Zeit ionisiert (Barrier-Suppression-Ionisation, BSI). Um eine Abschätzung für die Größenordnung der Dauer des Ionisationsprozesses zu erhalten, nimmt man an, dass die Ionisation innerhalb eines Umlaufs des Elektrons um den Kern erfolgt. Die Umlaufzeit eines Elektrons auf der ersten Bohrschen Bahn beträgt $T_B = \sqrt{(4\pi\epsilon_0 a_B^3 m_e) / e^2} = 24 \cdot 10^{-18} \text{ s}$ (a_B Bohrscher Atomradius, m_e Elektronenmasse), während die Dauer einer Laserperiode $T_L = \lambda_L / c_0 = 2,7 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ ($\lambda_L = 795 \text{ nm}$) ist. Die Ionisation geht also wesentlich schneller von statten, als der Verlauf der Felddynamik. Die elektrische Feldstärke wird deshalb im Folgenden zur Abschätzung als konstant und maximal angenommen. Differenziert man $\phi(x)$ nach dem Ort

erhält man die Position des Maximums des Potentialwalls

$$x_{\max} = \sqrt{\frac{Ze}{4\pi\epsilon_0\mathcal{E}}}. \quad (2.4)$$

Begrenzt man die Höhe des Potentialwalles auf die Ionisationsenergie $\phi(x_{\max}) = -E_{\text{Ion}}$, was der Energie des Grundzustandes des Atoms entspricht, lässt sich so die kritische Feldstärke berechnen, ab der BSI auftritt

$$\mathcal{E}_{\text{krit}} = \frac{\pi\epsilon_0 E_{\text{Ion}}^2}{Ze^3}, \quad (2.5)$$

woraus sich die kritische Intensität

$$I_{\text{krit}} = \frac{\epsilon_0 c_0 \mathcal{E}_{\text{krit}}^2}{2} = \frac{c_0 \pi^2 \epsilon_0^3 E_{\text{Ion}}^4}{2Z^2 e^6} \quad (2.6)$$

berechnen lässt. In etwas einfacherer Form [9] kann man dies auch als

$$I_{\text{krit}} \simeq 4 \cdot 10^9 \left(\frac{E_{\text{Ion}}}{\text{eV}} \right)^4 Z^{-2} \text{Wcm}^{-2} \quad (2.7)$$

schreiben, wobei E_{Ion} das Ionisationspotential für das Atom oder Ion mit der Ladung $(Z - 1)$ in eV ist. Für Wasserstoff mit einem Ionisationspotential von $E_{\text{Ion}} = 13,6 \text{ eV}$ und einer Ladungszahl $Z = 1$ ergibt sich eine kritische Feldstärke für das Auftreten von Barrier-Suppression-Ionisation von $\mathcal{E}_{\text{krit}} = 3,2 \cdot 10^{10} \text{ V/m}$ und damit eine Intensität von $I_{\text{krit}} = 1,4 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$. Vergleicht man dies mit der elektrischen Feldstärke auf der ersten Bohrschen Bahn im Wasserstoffatom $\mathcal{E}_{\text{B}} = e / (4\pi\epsilon_0 a_{\text{B}}^2) = 5,1 \cdot 10^{11} \text{ V/m}$ ergibt sich eine Intensität von $I_{\text{B}} = 3,51 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Das heißt, dass die notwendige Feldstärke für das Auftreten von BSI um den Faktor 16 kleiner ist, als die inneratomare Bindungsfeldstärke.

2.2 Optische Eigenschaften von Plasmen

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, ist bereits ein hochionisiertes Plasma im Interaktionsbereich vorhanden, wenn der Hauptpuls im Fokus seine Spitzenintensität von einigen 10^{19} W/cm^2 erreicht. Um ein besseres Verständnis für die Wechselwirkungsprozesse zu entwickeln ist es deshalb sinnvoll, zuerst die optischen Eigenschaften eines solchen Plasmas zu verstehen. Da in Plasmen wie in Metallen quasi-freie Elektronen vorhanden sind, die sich vor einem wesentlich trägeren positiven Ionen Hintergrund bewegen, kann man diese durch das Drudemodell der Metalle beschreiben [13], [14]. Dabei kann man sich ein Elektron im Laserfeld als einen durch ein äußeres Feld getriebenen

2 Laserbeschleunigung von Protonen und Ionen - Der TNSA Mechanismus

Oszillator ohne rücktreibende Kraft (freies Elektronengas) vorstellen. Die durch das Feld $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$ der elektromagnetischen Welle hervorgerufene Verschiebung $\vec{s}(\vec{r}, t)$ des Elektrons gehorcht der Relation

$$\ddot{\vec{s}}(\vec{r}, t) + g\dot{\vec{s}}(\vec{r}, t) = -\frac{e}{m_e}\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t). \quad (2.8)$$

Im Vakuum gilt für magnetisches und elektrisches Feld der Zusammenhang $\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)/c_0$. Deshalb kann das magnetische Feld für nichtrelativistische Plasmen zunächst vernachlässigt werden, da der Beitrag einem Term $-e/m_e \cdot \dot{\vec{s}}(\vec{r}, t) \times \vec{B}(\vec{r}, t)$ entspricht und damit um einen Faktor $\dot{\vec{s}}/c_0$ kleiner ist als der Beitrag des E-Feldes. Die durch Stöße hervorgerufene Dämpfung ist in obiger Formel mit g gekennzeichnet. Der durch die Ladungsverschiebung hervorgerufene Strom beträgt

$$\vec{j}(\vec{r}, t) = -n_e e \dot{\vec{s}}(\vec{r}, t), \quad (2.9)$$

mit der Elektronendichte n_e . Einsetzen in Formel (2.8) ergibt

$$\dot{\vec{j}}(\vec{r}, t) + g\vec{j}(\vec{r}, t) = \frac{e^2 n_e}{m_e} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \omega_p^2 \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) \quad (2.10)$$

mit der Plasmafrequenz

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}}. \quad (2.11)$$

Die Plasmafrequenz ist eine fundamentale Größe der Plasmaphysik und kann als die Eigenfrequenz einer im eigenen Feld schwingenden Ladungswolke aufgefasst werden [14], die lediglich von der Elektronendichte und der relativistischen Elektronenmasse abhängt. Aus der Transformation von (2.10) in den Fourierraum ergibt sich

$$\vec{j}(\vec{r}, \omega) = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{g - i\omega} \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega) = \sigma(\omega) \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega), \quad (2.12)$$

wobei

$$\sigma(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \omega_p^2}{g - i\omega} = -i \frac{\varepsilon_0 \omega \omega_p^2}{-\omega^2 - ig\omega} \quad (2.13)$$

die komplexe Leitfähigkeit darstellt (i imaginäre Einheit).

Kombiniert man die Maxwellgleichungen in Materie im Fourierraum, findet man die Wellengleichung

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega)) = \frac{\omega^2}{c_0^2} \varepsilon(\omega) \vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, \omega) \quad (2.14)$$

mit der komplexen dielektrischen Funktion

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{i\sigma(\omega)}{\varepsilon_0\omega}, \quad (2.15)$$

deren Realteil sich für hohe Frequenzen ($\omega g \gg 1$) als

$$\Re(\varepsilon(\omega)) = \varepsilon'(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (2.16)$$

schreiben lässt [13]. Dieser ist über

$$\eta(\omega) = \sqrt{\varepsilon'(\omega)} = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \quad (2.17)$$

mit der optischen Brechzahl verbunden. Die optischen Eigenschaften des Plasmas sind also unmittelbar gegeben durch Plasma- und Laserfrequenz. Die Brechzahl ist nur dann reell, wenn $\omega > \omega_p$ gilt. Das hat zur Folge, dass Lichtausbreitung in Plasmen nur für elektromagnetische Wellen möglich ist, deren Frequenz größer als die Plasmafrequenz ist. Umgekehrt lässt sich also für jede Lichtfrequenz eine kritische Elektronendichte

$$n_k(\omega) = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (2.18)$$

definieren, oberhalb derer keine Lichtausbreitung stattfinden kann. Deshalb spricht man auch von unterdichten ($n_e < n_k$) und überdichten ($n_e \geq n_k$) Plasmen. Für eine Zentralwellenlänge von $\lambda_L = 795 \text{ nm}$ des in dieser Arbeit eingesetzten Ti:Saphir Lasers ergibt sich daher eine kritische Dichte von $n_k(795 \text{ nm}) = 1,76 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Setzt man die kritische Dichte zusammen mit der Definition der Plasmafrequenz in Formel (2.17) ein, erhält man damit die Brechzahl in Abhängigkeit von der Elektronendichte

$$\eta(n_e) = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_k}}. \quad (2.19)$$

2.3 Elektronenbeschleunigung durch relativistische Laser-Plasma-Wechselwirkungen

2.3.1 Relativistisches $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizen

Im vorigen Abschnitt wurde beschrieben, wie der einfallende Laserpuls mit seiner ansteigenden Flanke ein Plasma an der Targetoberfläche erzeugt. Die quasi-frei beweglichen

Elektronen dieses Plasmas treten nun in unmittelbare Wechselwirkung mit dem Hauptteil des Laserpulses, das heißt mit den elektrischen und magnetischen Anteilen des Lichtfeldes. Diese elektromagnetische Wechselwirkung wird vermittelt durch die Lorentzkraft $\vec{F}_L = -e(\vec{\mathcal{E}} + \vec{v} \times \vec{B})$. Die Vernachlässigung des magnetischen Terms in (2.8) ist nur solange gültig, solange die klassische Oszillationsgeschwindigkeit $\vec{v}_{osz} = e\vec{\mathcal{E}}/(\omega_L m_e)$ der Elektronen im elektrischen Feld wesentlich kleiner als die Lichtgeschwindigkeit ist. Für den Fall, dass die (klassische) Oszillationsgeschwindigkeit den Wert c erreichen würde, muss eine voll relativistische Beschreibung verwendet werden. Dies ist äquivalent zu dem Fall, dass die normierte Amplitude des Vektorpotentials

$$a_0 = \frac{e\mathcal{E}_0}{\omega_L m_e c_0} = \sqrt{\frac{I\lambda_L^2}{1,37 \cdot 10^{18} \frac{\text{W}\mu\text{m}^2}{\text{cm}^2}}}. \quad (2.20)$$

den Wert $a_0 = 1$ annimmt, was für eine Wellenlänge von $\lambda = 795 \text{ nm}$ bei $I = 2,17 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ der Fall ist. Für die Laserintensitäten in dieser Arbeit von $\geq 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ entspricht $a_0 \geq 3$. Man darf nun den magnetischen Beitrag zum äußeren Feld nicht mehr vernachlässigen und muss eine vollständig relativistische Behandlung der Elektronenbewegung durchführen, weshalb man auch ab diesem Intensitätsregime von relativistischen Laserplasmen spricht. Die vollständige kollisionsfreie Bewegungsgleichung lautet dann

$$\vec{F} = \frac{d}{dt}(\gamma m_e \vec{v}) = -e(\vec{\mathcal{E}} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.21)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{v^2}{c_0^2}}} \text{ Lorentzparameter} \quad (2.22)$$

und wird im Falle einer ebenen, elektromagnetischen Welle (Laserlicht) durch

$$x = a_0 \frac{c_0}{\omega_L} (\cos\phi - 1) \quad (2.23)$$

$$z = \frac{a_0^2}{4} \frac{c_0}{\omega_L} \left(\phi - \frac{1}{2} \sin 2\phi \right) \quad (2.24)$$

$$\phi = \omega_L t - kz \quad (2.25)$$

gelöst [9] (k Wellenzahl). Wie man an den obigen Formeln sieht, driftet das Elektron aufgrund des ersten Terms in (2.24) kontinuierlich in Laserrichtung (z-Richtung) und vollführt eine überlagerte Oszillation mit doppelter Laserfrequenz, während es in Richtung des elektrischen Feldes (x-Richtung) nur mit der einfachen Frequenz schwingt. Folgt man dem Elektron in einem sich mit der mittleren Geschwindigkeit mitbewegtem Ko-

ordinatensystem, formt die Trajektorie eine achtförmige Bahn. Im Falle eines endlichen Laserpulses bleibt die normierte Amplitude des Vektorpotentials nicht konstant, sondern wird zeitabhängig. Deshalb kommt ein anfänglich ruhendes Elektron am Ende des Pulses wieder zur Ruhe und kann somit keine Bewegungsenergie erlangen [15]. Zieht man jedoch das transversale Gaußsche Profil des fokussierten Lasers in Betracht, so führt eine Elektronenbewegung von der Symetrieachse in Richtung des elektrischen Feldes in Regionen niedrigerer Intensität und damit geringerer Rückstellkraft, so dass es möglich ist, dass das Elektron die Fokusregion mit einer gewissen Geschwindigkeit verlässt. Dieses Phänomen wird als ponderomotive Streuung bezeichnet [16]. Dafür verantwortlich ist das ponderomotive Potential [17, 15]

$$\Phi_{\text{pond}} = \frac{e^2}{4 \langle \gamma \rangle m_e \omega_L^2} \mathcal{E}^2 \quad (2.26)$$

$$\approx (\gamma - 1) m_e c_0^2 = m_e c_0^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2} - 1 \right) \quad (2.27)$$

welches dazu führt, dass die Elektronen aus dem Fokus getrieben werden. Dabei bezeichnet $\langle \gamma \rangle$ den über eine Laserperiode gemittelten Lorentzparameter. Das ponderomotive Potential für $a_0 = 3$ beträgt $\Phi_{\text{pond}} = 1,1 \text{ MeV}$. Ein Elektron in diesem Potential wird also auf eine kinetische Energie von $E = 1,1 \text{ MeV}$ beschleunigt.

2.3.2 Resonanzabsorption

Eine sich im Plasma ausbreitende elektromagnetische Welle bewirkt eine periodische Ladungsdichtemodulation mit der durch die an dieser Stelle vorherrschenden Elektronendichte definierten Plasmafrequenz. Am Besten funktioniert dieser Mechanismus wenn Treiberfrequenz und Resonanzfrequenz, also Laser- und Plasmafrequenz gleich sind, was an Stellen kritischer Elektronendichte der Fall ist. Man spricht dann von Resonanzabsorption. Folgt die Einfallsrichtung des Lasers jedoch nicht dem Elektronendichtegradienten des Vorplasmas (siehe Abbildung 2.2), so findet eine kontinuierliche Ablenkung des Laserstrahls statt [9]. Er erreicht dabei nur eine maximale Elektronendichte $n_{\text{ref}} = n_k \cos^2 \theta < n_k$, an der er parallel zur ursprünglichen Targetoberfläche verläuft, wodurch keine eigentliche Resonanzabsorption stattfinden kann. Es ist lediglich den evaneszent abfallenden elektrischen Feldanteilen eines p-polarisierten Laserpulses möglich die verbleibende Barriere zu durchtunneln und eine Plasmawelle resonant anzuregen. Da diese Anregung über mehrere Laserperioden stattfindet, steigert sich die Amplitude der Elektronenauslenkung bis die Welle bricht und damit relativistische Elektronen erzeugt werden.

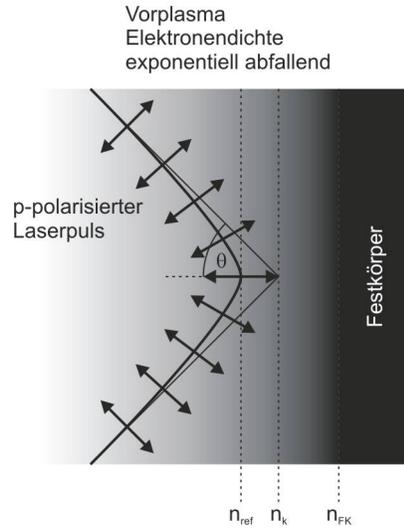


Abbildung 2.2: Resonanzabsorption. Ein unter dem Winkel θ auf ein Vorplasma treffender p-polarisierter Laserpuls wird aufgrund der Elektronendichteänderung und der damit einhergehenden Brechzahländerung kontinuierlich abgelenkt. Er dringt dabei lediglich bis zu einer Dichte n_{ref} vor an der er parallel zur ursprünglichen Targetoberfläche verläuft. Der evaneszent abfallende Teil des elektrischen Feldes parallel zum Dichtegradienten kann dabei die verbleibende Barriere bis zur kritischen Dichte n_k durchtunneln und dort resonant eine Plasmaschwingung anregen. Ein senkrecht einfallender Laserpuls würde eine Eindringtiefe von n_k erreichen. n_{FK} bezeichnet die Elektronendichte im Festkörper.

2.3.3 Brunel-Heizen

Das Plasma auf der Folienvorderseite kann näherungsweise durch eine eindimensionale Dichteverteilung der folgenden Form beschrieben werden:

$$n_e(x) = n_{e0} \cdot \exp\left(-\frac{x}{L}\right) \quad (2.28)$$

Die Plasmaskalenlänge L ist dabei ein wichtiger Parameter zur Abgrenzung des Regimes der Resonanzabsorption gegenüber einem weiterem Beschleunigungsmechanismus, dem Brunel-Heizen. Trifft ein p-polarisierter Laserpuls unter schrägem Einfall auf ein Vorplasma an einem Festkörper, dann werden Elektronen in der ersten Halbwelle des Laserpulses aus dem Plasma ins Vakuum beschleunigt. In der zweiten Halbwelle dreht sich diese Bewegung um, so dass die Elektronen sich wieder in das Plasma zurückbewegen. Ist die Amplitude v_{osz}/ω der durch das Laserfeld bewirkten Oszillationen der Elektronen größer als die Skalenlänge des Plasmas [18], überschreiten sie leicht die kritische Dichte. Dort beginnt das elektrische Feld des Lasers evaneszent abzuklingen, die Elektronen verspüren eine stark geminderte rücktreibende Kraft und entkommen mit einer Nettoenergie in das Plasma. Damit bricht auch die Resonanzabsorption zusammen und die Beschleunigung der Elektronen wird durch Brunel-Heizen dominiert.

Ob Brunel-Heizen für die in dieser Arbeit verfügbaren experimentellen Bedingungen eine Rolle spielt, soll im Folgenden abgeschätzt werden. Ein realer Laserpuls erzeugt durch die dem Hauptpuls vorausseilende ASE Flanke der Länge τ_{ASE} ein Vorplasma der Skalenlänge [9]

$$L = c_s \tau_{ASE} \simeq 3 \left(\frac{T_e}{\text{keV}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Z^*}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \tau_{fs} \text{Å}, \quad (2.29)$$

mit der Ionenschallgeschwindigkeit

$$c_s = \left(\frac{Z^* k_B T_e}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}} = 3,1 \cdot 10^7 \left(\frac{T_e}{\text{keV}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{Z^*}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \text{cm s}^{-1}. \quad (2.30)$$

Z^* stellt die effektive Ladung der Ionen, m_i deren Masse, A die Massenzahl und T_e die Elektronentemperatur im Plasma dar. Zur Abschätzung einer minimalen Ausdehnung nimmt man eine Elektronentemperatur von 100 eV (MULTI-FS Simulation aus [15]), einfach geladene Titanionen ($A = 48$) und eine ASE Dauer von 500 ps (minimale Vorpulsdauer am JETI Laser, siehe Abschnitt 3.1) an, woraus sich eine Plasmaskalenlänge von 7,1 μm ergibt. Für relativistische Elektronen ($v_{osz} \approx c_0$) ergibt sich jedoch bei einer

Laserwellenlänge von 795 nm eine Auslenkung von

$$x = \frac{v_{osz}}{\omega} \approx \frac{c}{\omega} = \frac{\lambda}{2\pi} = 127 \text{ nm}, \quad (2.31)$$

was deutlich kleiner als die Plasmaskalenlänge ist. Somit ist bei den experimentellen Bedingungen in dieser Arbeit nicht mit dem Auftreten von Brunel-Heizen zu rechnen.

2.4 Ionenbeschleunigung durch den TNSA Mechanismus

Für die obigen Betrachtungen zur Plasmaformation und Elektronenbeschleunigung wurden die Ionen als ruhend angesehen. Dies ist in der Tat gerechtfertigt, denn diese sind um ein vielfaches schwerer und somit träger als die freien Elektronen. Die leichtesten Ionen sind Protonen mit einer Masse von 1836 Elektronenmassen. Dadurch lassen sie sich direkt im Laserfeld ($I = 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$) lediglich auf Energien $E_{osz} = e^2 I / (\omega_0^2 c_0 \epsilon_0 m_p) \approx 1,3 \text{ keV}$ beschleunigen (m_p bezeichnet die Protonenmasse). Für Energien jenseits von 1 MeV würden daher Intensitäten größer als 10^{22} W/cm^2 benötigt, die momentan noch nicht verfügbar sind. Protonen und Ionen können jedoch durch Sekundärprozesse effektiv beschleunigt werden. Fokussiert man einen intensiven Laserpuls auf die Vorderseite einer dünnen Metallfolie mit einer Dicke von einigen Mikrometern, so werden durch die vorher beschriebenen Prozesse Elektronen beschleunigt, die sich durch die gesamte Folie bewegen und auf der Rückseite wieder austreten. Die schnellsten Elektronen können dabei entkommen, jedoch führt die zunehmende Aufladung des Targets schnell zum Aufbau eines starken elektrischen Feldes, welches die Elektronen zurück ins Target beschleunigt. Das Plasma liefert ständig heiße Elektronen von der Vorderseite des Targets nach, wobei der fließende Strom Größenordnungen von 10^7 A erreichen kann [19]. Die mit diesem Strom verknüpften magnetischen und elektrischen Felder verursachen entgegengesetzte Ströme kalter Plasmahintergrundelektronen zur Kompensation der entstehenden Ladungsdifferenz. Auf der Targetrückseite entsteht eine Wolke von Elektronen, die das elektrische Feld bis über die Pulsdauer hinaus aufrecht erhält. Dieses quasistatische Feld, welches nach Ende des Laserpulses langsam abklingt, ist senkrecht zur Targetoberfläche gerichtet und führt aufgrund seiner enormen Feldstärke in der Größenordnung von TV/m [7] dazu, dass die darin befindlichen Atome feldionisiert (vergleiche Abschnitt 2.1.1) werden. Aufgrund der viel längeren Lebensdauer dieses Feldes (in der Größenordnung der Laserpulsdauer) im Vergleich zur Dauer des elektrischen Feldes des Laserpulses selbst (eine halbe Laserperiode) können nun auch die viel trägeren, positiv geladenen Atomrümpfe ins Vakuum beschleunigt werden. Da die Beschleunigung \ddot{x} von Ionen in einem elektrischen Feld E

lediglich von deren Ladungs- zu Masseverhältnis q/m abhängt

$$\ddot{x} = q/m \cdot \mathcal{E}, \quad (2.32)$$

werden Ionen mit großem Quotienten q/m am stärksten beschleunigt.

Prinzipiell können alle Ionensorten aus dem Targetmaterial beschleunigt werden. Typischerweise bleiben bei den im Experiment verwendeten Drücken von einigen 10^{-5} mbar auf allen Oberflächen parasitäre Kontaminationsschichten aus Wasser und Kohlenwasserstoffen (Pumpenöl) zurück, die als effiziente Protonenquelle dienen. Da Protonen die Ionen mit dem größtmöglichem Quotienten aus Ladung und Masse sind, ist es die am effektivsten beschleunigte Ionenspezies.

Der Beschleunigungsprozess wurde zuerst von Snavely und Wilks [7, 20] identifiziert und aufgrund der Tatsache, dass die Beschleunigung senkrecht zur Rückseite der Metallfolie erfolgt, **T**arget **N**ormal **S**heath **A**cceleration (TNSA) genannt. Der Beschleunigungsmechanismus ist theoretisch gut verstanden und war Gegenstand zahlreicher numerischer Simulationen (zum Beispiel [21, 22, 23, 24, 25]). Der Beschleunigungsprozess wird maßgeblich bestimmt durch die Energieverteilung der heißen Elektronen, denen man eine Temperatur [26]

$$k_B T_e = (\gamma - 1) m_e c_0^2 \quad (2.33)$$

zuordnen kann, wobei der Lorentzparameter $\gamma = \sqrt{1 + I\lambda^2 / (1,37 \cdot 10^{18} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2)}$ sich durch Wellenlänge und Intensität des Lasers ausdrücken lässt.

In den Modellen von Crow und Mora [21, 22] wird angenommen, dass zu einem Zeitpunkt t_0 der Halbraum $z < 0$ von einem Plasma erfüllt ist. Die Ionen ruhen und deren Verteilung besitzt eine scharfe Grenze bei $z = 0$, wobei für die Ionendichte für $z < 0$; $n_i = n_{i0}$ und für $z \geq 0$; $n_i = 0$ gilt (siehe Abbildung 2.3). Die Elektronen bilden im Halbraum $z \geq 0$ eine Wolke deren Abhängigkeit in Targetnormalenrichtung der Boltzmann-Verteilung

$$n_e(z) = n_{e0} \cdot \exp\left(\frac{e\Phi(z)}{k_B T_e}\right) \quad (2.34)$$

genügt, mit $n_{e0} = Zn_{i0}$ (Z Ionenladungszahl) als Elektronendichte im ungestörten Plasma und $\Phi(z)$ dem elektrostatischen Potential, dass die Elektronen an der Propagation ins Vakuum hindert. Um das anfängliche elektrische Feld abzuschätzen, nimmt man ein reines Wasserstoffplasma ($Z = 1$) an und betrachtet die Poissongleichung für das elek-

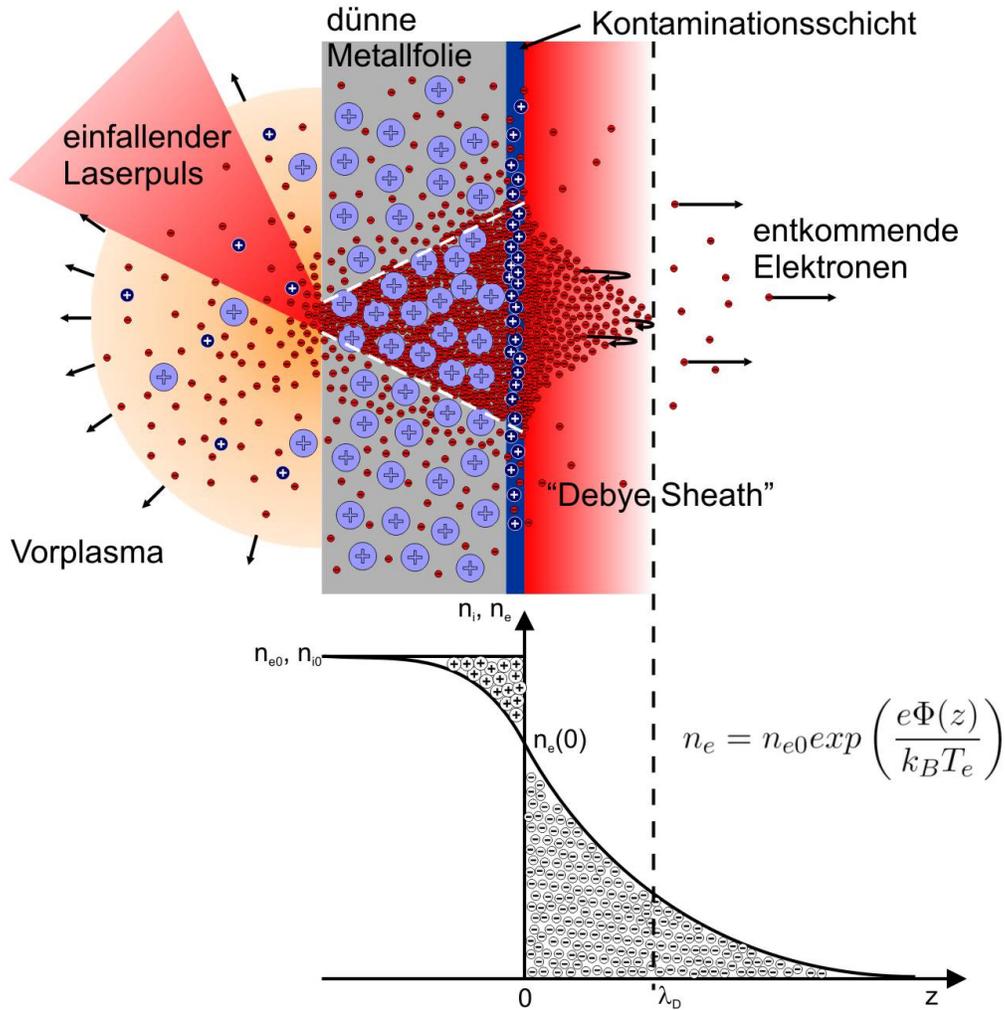


Abbildung 2.3: Target Normal Sheath Acceleration (TNSA) Mechanismus. Die von einem Laserpuls auf der Vorderseite erzeugten heißen Elektronen durchqueren das Target und werden auf der Rückseite durch das Coulombpotential in einer Wolke (Debye Sheath) gefangen. Das dadurch entstehende elektrische Feld führt zur Ionisation und Beschleunigung von Wasserstoff aus der Kontaminationsschicht.

trostatische Potential

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \Phi(z) = \frac{en_{e0}}{\varepsilon_0} \cdot \begin{cases} \exp\left(\frac{e\Phi(z)}{k_B T_e}\right) - 1, & \text{für } z < 0 \\ \exp\left(\frac{e\Phi(z)}{k_B T_e}\right), & \text{für } z \geq 0 \end{cases}, \quad (2.35)$$

bei der sich der untere Fall analytisch zu

$$\frac{e\Phi(z)}{k_B T_e} = -2 \ln\left(1 + \frac{z}{\sqrt{2e_N \lambda_D}}\right) - 1, \text{ für } z \geq 0 \quad (2.36)$$

integrieren lässt [15], wobei e_N die Eulersche Zahl bezeichnet. Die Debyelänge λ_D ist die charakteristische Abschirmlänge des elektrostatischen Potentials durch die Elektronen und ist gegeben durch

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}}. \quad (2.37)$$

Deshalb wird die Elektronenwolke auf der Targetrückseite, die die Beschleunigung verursacht auch Debye Sheath genannt. Die maximale elektrische Feldstärke herrscht an der Targetoberfläche ($z = 0$) und lässt sich durch Gradientenbildung berechnen

$$\mathcal{E}_{\max} = -\left.\frac{\partial \Phi}{\partial z}\right|_{z=0} = \sqrt{\frac{2}{e_N}} \frac{k_B T_e}{e \lambda_D} = \sqrt{\frac{2}{e_N}} \frac{k_B T_e n_{e0}}{\varepsilon_0}. \quad (2.38)$$

Um diese abschätzen zu können, benötigt man zuerst einen Wert für die Elektronendichte die auf der Targetrückseite vorherrscht. Diese kann aus geometrischen Betrachtungen abgeleitet werden [27]

$$n_{e0} \approx \frac{N_e}{c_0 \tau_L \cdot \pi (r_f + d_{\text{target}}^* \tan \theta_{\text{in}})^2}, \quad (2.39)$$

bei denen man die Elektronenpulslänge $c_0 \tau_L$ und die Größe der Austrittsfläche, bestimmt durch effektive Targetdicke $d_{\text{target}}^* = d_{\text{target}} / \cos \alpha_{\text{in}}$ (α_{in} Einfallswinkel des Laserpulses), Öffnungswinkel des Elektronenstrahls θ_{in} und Radius des Fokus r_f berücksichtigt. Die gesamte Elektronenzahl mit einer mittleren Energie, bestimmt durch die Temperatur der schnellen Elektronen, lässt sich aus Konversionseffizienzbetrachtungen abschätzen

$$N_e \approx \frac{\kappa E_L}{k_B T_e}, \quad (2.40)$$

wobei eine Umwandlungsrate von $\kappa \approx 20\%$ (die Angaben in der Literatur schwanken zwischen $\kappa \approx 10\%$ und $\kappa \approx 45\%$ [28, 26, 29, 30, 31]) von Laserpulsenergie E_L in Elektronen mit der Temperatur T_e zugrunde liegt. Der Öffnungswinkel wird als $\theta_{\text{in}} = 10^\circ$ angenom-

2 Laserbeschleunigung von Protonen und Ionen - Der TNSA Mechanismus

men [32]. Die in dieser Arbeit verfügbare Laserintensität von $2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ entspricht einer Elektronentemperatur von $k_B T_e = 1,1 \text{ MeV}$. Mit Formel (2.39) kann man die Elektronendichte auf $n_{e0} = 5,7 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ abschätzen (für $E_L = 0,5 \text{ J}$, $\tau_L = 86 \text{ fs}$, $r_f = 2 \mu\text{m}$, $d_{\text{target}} = 6 \mu\text{m}$ und $\alpha_{\text{in}} = 45^\circ$). Damit ergibt sich ein maximales anfängliches Feld von $\mathcal{E}_{\text{max}} = 2,9 \cdot 10^{12} \text{ V/m}$. Vergleicht man dieses Feld mit der kritischen Feldstärke für direkte Feldionisation des Wasserstoffs (siehe auch Kapitel 2.1.1) von $\mathcal{E}_{\text{krit}} = 3,2 \cdot 10^{10} \text{ V/m}$, stellt man fest, dass dieses Feld leicht ausreicht, um die Targetrückseite zu ionisieren. In diesem Feld werden nun Ionen entsprechend ihres Verhältnis zwischen Ladung und Masse, wie Protonen aber auch schwerere Ionen wie Kohlenstoff oder Sauerstoff beschleunigt. Das Spektrum zeigt dabei eine thermische Energieverteilung [22]

$$\frac{dN}{dE} = \frac{n_{i0} t}{\sqrt{2} \cdot m_{\text{Ion}} \cdot E} \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{2E}{Z \cdot k_B T_e}}\right) \quad (2.41)$$

mit einer Hochenergiegrenze bei

$$E_{\text{max}} = 2 \cdot Z \cdot k_B T_e \left\{ \ln \left[\left(\frac{2}{e_N} \frac{n_{e0} Z e^2}{m_{\text{Ion}} \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot t \right] \right\}^2. \quad (2.42)$$

Die Beschleunigungsdauer t beträgt laut Fuchs [25] $1,3 \cdot \tau_L$ (τ_L Laserpulsdauer). Während dieser Zeit kann die Elektronentemperatur als konstant angenommen werden. Danach kühlt sich die Elektronenverteilung ab.

3 Experimenteller Aufbau

Die durch den **J**enaer 10 TW **T**itan-Saphir Laser (JETI, Aufbau des Lasers siehe Abschnitt 3.1) gelieferten Pulse werden in dieser Arbeit für ein klassisches Anrege-Abfrage-Experiment verwendet (schematischer Aufbau siehe Abbildung 3.1). Dass heißt, man versetzt mit einen Haupt- (oder Pump-)puls ein Target in einen Zustand, welchen man mit einem Abfrage- (oder Probe-)puls zu unterschiedlichen Zeiten abfragt. Die Zeitauflösung bei einem solchen Experiment ist durch die Länge des Abfragepulses und die Zeit die der Puls benötigt, um durch das Plasma zu propagieren, gegeben. Weiterhin ist es wichtig, dass beide Impulse mit einem möglichst geringen Jitter synchronisiert sind, um verlässliche Aussagen über eine Evolution des Zustandes zu erhalten. Dies ist am Besten mit einer optischen Kopplung beider Pulse möglich. In diesem Experiment wird das durch eine Abspaltung des Probestrahls vom Hauptstrahl erreicht (siehe auch Abschnitt 3.2.1). Während der Pumpimpuls durch die Beamline in die Targetkammer läuft, kann der Probeimpuls kontrolliert verzögert werden. Nachdem der Hauptstrahl mit einem Parabolspiegel auf das Target (Abschnitt 3.2.3) gebündelt wurde, entsteht auf der Rückseite der Folie das zu untersuchende Plasma. Der Probeimpuls propagiert nun durch das Rückseitenplasma hindurch und wird anschließend interferometrisch vermessen (siehe Abschnitt 3.2.4 und 4.1). Aus den Interferogrammen lassen sich dann die Elektronendichteverteilungen des Plasmas bestimmen (Kapitel 4).

3.1 Das JETI Lasersystem

Der JETI (siehe Abbildung 3.2) ist ein HochintensitätsLasersystem, das Pulse mit einer Energie von bis zu 0,8 J auf dem Target bei einer Dauer von 80 fs und einer Wiederholrate von 10 Hz liefert. Die maximal erreichbare Intensität bei einer Fokussierung mit einem $f/2$ Parabolspiegel liegt bei $\sim 10^{20}$ W/cm². Um diese Parameter zu erreichen, müssen die Pulse, die von einem Ti:Saphir Oszillator (“Tsunami”), der von einem frequenzverdoppelten Neodym:Yttrium-Vanadat (Nd : YVO₄) Laser (“Verdi”) kontinuierlich gepumpt wird und Pulse mit einer Repitionsfrequenz von 80 MHz, einer Energie von 10 nJ und einer

3 Experimenteller Aufbau

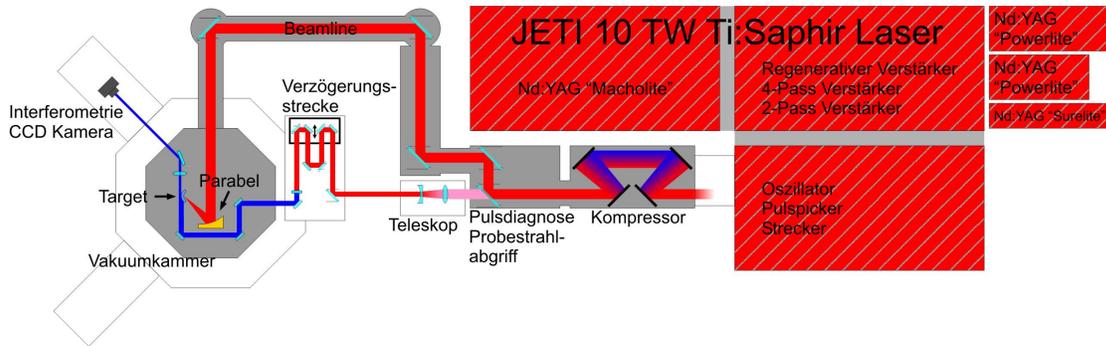


Abbildung 3.1: Skizze des experimentellen Aufbaus. In rot / grau gestreift sind rechts die drei optischen Tische angedeutet, auf denen der JETI aufgebaut ist. Alle evakuierten Kammern sind in dunkelgrau gezeichnet.

Dauer von 45 fs liefert, drei Verstärkerstufen durchlaufen. Dabei darf die Intensität

$$I = \frac{E}{A \cdot \tau} \quad (3.1)$$

(E - Pulsenergie, A - Strahlfläche, τ - Pulsdauer) die Zerstörschwellen der optischen Bauteile nicht überschreiten. Man hat dazu im Prinzip zwei Möglichkeiten. Man kann den Strahldurchmesser erhöhen. Da Optiken mit zunehmender Größe schwieriger herzustellen und damit auch extrem teuer werden, kann man den Strahl nicht beliebig vergrößern. Um einen Anhaltspunkt zu geben, der Enddurchmesser des Strahls am JETI beträgt 6 cm. Deshalb ist es sinnvoller die Pulslänge zu vergrößern. Dies ist mit Hilfe des Chirped Pulse Amplification (CPA) Verfahrens [5] möglich, bei dem der Puls durch die dispersive Wirkung einer Gitteranordnung (Strecker) reversibel verlängert wird. Dabei werden die Oszillatorpulse, von denen zuvor von einer Pockelszelle (Pulspicker) nur jeder achtmillionste durchgelassen wurde, von 45 fs auf 150 ps gestreckt, was einem Streckungsfaktor von rund 3000 entspricht.

Nun wird der Durchmesser des Strahls mit einem Teleskop verringert. Danach werden die Pulse mit Hilfe einer Pockelszelle und eines Dünnschichtpolarisators in einen regenerativen Verstärker eingekoppelt, der von einem frequenzverdoppeltem Nd:YAG (Neodym:Yttrium-Aluminium-Granat) Laser ("Surelite") gepumpt wird. Nach circa 20 Umläufen werden die Pulse mit einer Energie von 2 mJ wieder ausgekoppelt und durchlaufen eine zweite Pockelszelle (ASE PZ in Abb. 3.2), die der Unterdrückung von Vorpulsen und der ASE dient. Der Strahl durchläuft nach einem Teleskop zur Aufweitung einen 4-Pass Verstärker, der beidseitig von jeweils einem Nd:YAG Laser ("Powerlite") gepumpt wird. Die Pulsenergie steigt dabei weiter auf 250 mJ. Nachdem der Strahl erneut aufge-

3 Experimenteller Aufbau

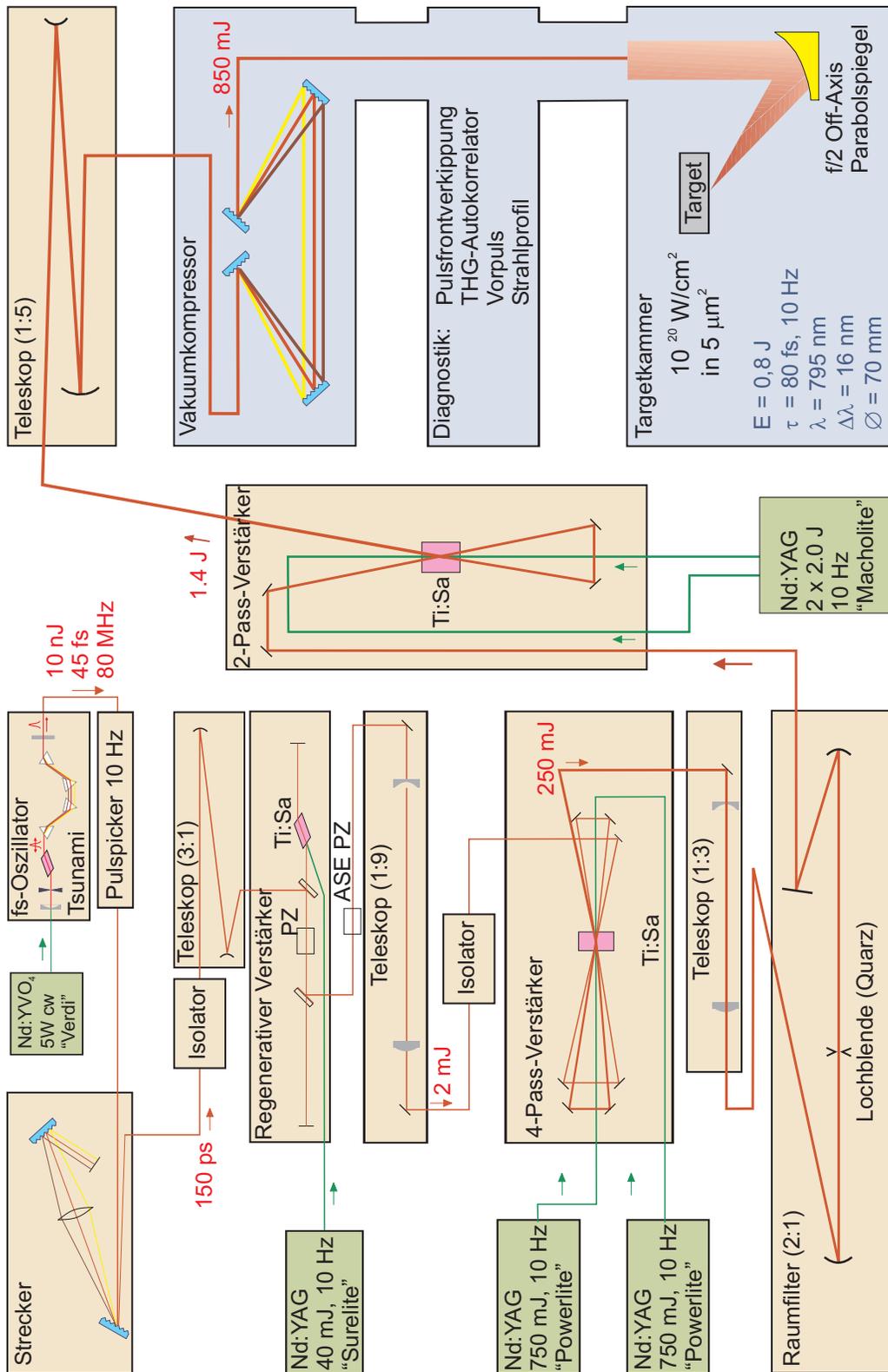


Abbildung 3.2: JETI Lasersystem

3 Experimenteller Aufbau

weitete wurde, wird er in ein Teleskop mit Zwischenfokus eingekoppelt, an dessen Stelle sich eine Blende aus Quarzglas befindet. Dies dient der Beseitigung hoher Raumfrequenzen in der Fourierebene und damit einer Verbesserung der Lasermode. Nun laufen die Pulse durch den dritten und letzten Verstärker, welcher wiederum beidseitig von einem Nd:YAG Laser (“Macholite”) gepumpt wird. Die Energie der Pulse beträgt danach bis zu 1,4 J. Nach einer weiteren Aufweitung des Strahls auf zuletzt 60 mm werden die Pulse in einer Gitteranordnung mit anomaler Dispersion (Kompressor) auf eine Dauer von 80 fs reprimiert. Die zeitliche Verlängerung im Gegensatz zu den Oszillatordpulsen liegt dabei an einer verstärkungsbedingten Verringerung der optischen Bandbreite von anfangs 22 nm auf 16 nm. Weiterhin liegt die transmittierte Energie bei circa 60 Prozent, was auf die Absorption durch die Goldbeschichtung und die Beugungseffizienz der Gitter zurückzuführen ist. Ab dem Kompressor müssen die Pulse in einer evakuierten Beamline ($p \sim 10^{-4}$ mbar) geführt werden, da einerseits die Intensität nun ausreichen würde um Luft zu ionisieren und andererseits die Dispersion der Luft zu einer Verlängerung der Pulse führen würde. Weiterhin würde in Luft Selbstfokussierung des Strahls auftreten, die zu einer Verschlechterung der Fokussierbarkeit der Pulse führen würde. Der Laserstrahl kann nun mit Hilfe von Spiegeln an drei verschiedenen Vakuumkammern abgegriffen und für verschiedene Experimente eingesetzt werden.

3.2 Aufbau des Experiments

3.2.1 Probestrahl

Wie bereits zu Anfang des Kapitels beschrieben, wird der zur Diagnose verwendete Strahl vom Hauptstrahl mit Hilfe eines 99:1 Strahlteilers nach dem Kompressor abgetrennt. Der Probepuls wird zuerst mit einer weichen Blende beschnitten und danach mit einem Linsenteleskop auf einen Durchmesser von 1 mm kollimiert. Eine verfahrbare Spiegelanordnung auf einem Schrittmotor dient als variable Verzögerungstrecke, wobei der Strahl diesen Weg vierfach durchläuft. Die Schrittweite des Motors beträgt $5 \mu\text{m}$, so dass die minimale Weglängenänderung von $20 \mu\text{m}$ eine Abtastung mit minimaler Zeitdifferenz von 67 fs und bei einer maximalen Längenänderung von 1,2 m eine maximale Laufzeitdifferenz von 4 ns ermöglicht. Der Probepuls wird anschließend mit einem Kristall aus β -Bariumborat (BBO) frequenzverdoppelt, was der späteren Separation von gestreutem Licht des Pumpimpulses mittels Interferenzfilter dienen soll. Außerdem kann man mit der höheren Lichtfrequenz in dichtere Plasmen eindringen und die Ablenkung im Elektromagnetfeldgradienten ist geringer im Vergleich zur Lasergrundfrequenz.

Die zeitliche Länge des Probepulses ist entscheidend für die Zeitauflösung, mit der

3 Experimenteller Aufbau

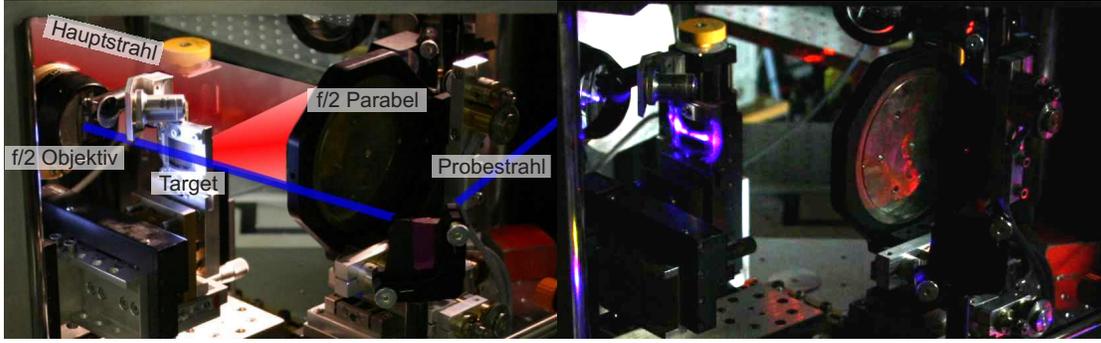


Abbildung 3.3: Fotos des experimentellen Aufbaus. Im linken Bild ist der Strahlengang schematisch dargestellt. Im rechten Bild sind Reflexionen des frequenzverdoppelten Probestrahls am Target zu sehen.

sich die Evolution des Debye Sheaths auf der Targetrückseite auflösen lässt. Da der Probestrahl den Strahlteiler und zwei Vakuumfenster durchquert, ist damit zu rechnen, dass sich der Puls dispersiv verbreitert. Die Verbreiterung eines ungechirpten Pulses mit der Länge τ_{p0} nach der Propagation durch ein Medium der Länge z lässt sich durch

$$\tau_p^2(z) = \tau_{p0}^2 + \left(\frac{(4\ln 2)}{\tau_{p0}} \cdot z \cdot \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} \beta \right)^2 \quad (3.2)$$

ausdrücken [33]. Dabei stellt β die Propagationskonstante

$$\beta(\omega) = \frac{\eta(\omega)\omega}{c_0} \quad (3.3)$$

dar. Der Brechungsindex η lässt sich für den sichtbaren Bereich in optisch transparenten Medien durch die Sellmeier Formel

$$\eta^2(\omega) = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2} = 1 + \sum_{i=1}^3 \frac{A_i \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2} \quad (3.4)$$

darstellen, in der die ω_i für effektive Resonanzfrequenzen oder Absorptionsbandkanten stehen. Verwendet man die tabellierten Werte für Quarzglas [34]

$$\begin{aligned} A_1 &= 0,696166300, \lambda_1^2 = 4,67914826 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2 \\ A_2 &= 0,407942600, \lambda_2^2 = 1,35120631 \cdot 10^{-14} \text{ m}^2, \\ A_3 &= 0,897479400, \lambda_3^2 = 9,79340025 \cdot 10^{-11} \text{ m}^2 \end{aligned} \quad (3.5)$$

3 Experimenteller Aufbau

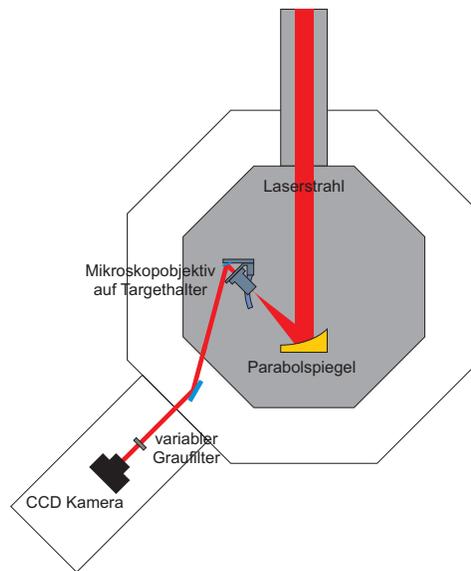


Abbildung 3.4: Schematische Skizze der Fokusdiagnostik

einen bandbreitenbegrenzten Laserpuls mit einer Dauer $\tau_{p0} = 86$ fs und einer Mittenwellenlänge $\lambda = 795$ nm, so ergibt sich eine Pulsdauer von 104 fs nach der Propagation des Pulses durch die 50 mm Gesamtdicke von Strahlteiler und Vakuumfenstern. Dies stellt gleichzeitig die erzielte minimale Zeitauflösung im Experiment dar. Jedoch ist noch eine Verschlechterung der zeitlichen Auflösung durch die Laufzeit durch das Plasma zu erwarten.

3.2.2 Fokusdiagnostik und Intensitätsmessung

Zur Durchführung von Experimenten in relativistischen Intensitätsregimen, ist die genaue Kenntnis der Pulsintensität nötig. Diese ist jedoch nicht direkt messbar, sondern man muss sie über separate Messungen der Pulsdauer, der Fokusfläche und der Pulsenergie bestimmen.

Zur Bestimmung der Fokusfläche wird der nicht voll verstärkte Strahl zuerst vor dem Kompressor mit Hilfe zweier in Transmission verwendeten, hochreflektiven, dielektrischen Spiegel abgeschwächt. Anschließend wird er komprimiert und über die Beamline in die evakuierte Experimentierkammer geleitet. Dort wird er durch den verwendeten Parabolspiegel fokussiert und mit Hilfe eines Mikroskopobjektivs auf eine CCD-Kamera abgebildet (siehe Abbildung 3.4). Zur weiteren Abschwächung befinden sich vor der Kamera weitere Graufilter.

Die Pulsdauer kann mit einem THG-Autokorrelator (THG - Third Harmonic Gene-

3 Experimenteller Aufbau

ration, die Erzeugung der dritten harmonischen Lichtfrequenz der Lasergrundfrequenz) vermessen werden, während die Energie mit einem Energiemesskopf bestimmt werden kann. Die zeitlich und räumlich gemittelte Intensität kann dann mittels [35]

$$I_{\text{FWHM}} = \frac{E_{\text{komp}} \cdot T_{\text{komp}} \cdot q_{\text{FWHM}} \cdot \cos 45^\circ \cdot 0,9}{\tau_{\text{FWHM}} \cdot A_{\text{FWHM}}} \quad (3.6)$$

berechnet werden. E_{komp} steht dabei für die Pulseingangsenergie am Kompressor und T_{komp} bezeichnet die Transmission des Kompressors, welche durch Beschichtung und Beugungseffizienz der Reflexionsgitter beschränkt ist. Die Zahl q_{FWHM} gibt den Anteil der Pulsenergie an, die in der Fokusfläche A_{FWHM} enthalten ist. Die Fläche wird durch die Umrandung bestimmt, auf der die Intensität auf die Hälfte des Maximalwertes abgefallen ist (Full Width at Half Maximum, FWHM). Das Produkt aus E_{komp} , T_{komp} und q_{FWHM} gibt damit die in der Halbwertsfläche enthaltene Energie an. Der Kosinus berücksichtigt die Vergrößerung der Fokusfläche durch den Einfall unter 45° und der Faktor von 0,9 korrigiert den Energieverlust durch den Parabolspiegel und dessen Debrisschutz (debris, englisch für Verschmutzung). Die Zeitdauer innerhalb derer die Intensität größer als die Hälfte der Maximalintensität ist, wurde als τ_{FWHM} bezeichnet.

Ein Maß dafür, wie gut die Fokussierung eines Laserstrahls ist, läßt sich durch Vergleich mit der beugungsbegrenzten Fokussierung eines idealen Gaußstrahls finden. Dazu dient die Beugungsmaßzahl

$$M^2 = \frac{W_0 \Theta}{w_0 \theta}, \quad (3.7)$$

bei der W_0 der Radius des realen und w_0 der Radius des idealen Fokus ist, bei dem die Intensität auf $1/e_N$ abgefallen ist. Θ und θ sind die zugehörigen halben Öffnungswinkel des Strahls. Ist der Strahldurchmesser R beider Strahlen vor der Fokussierung gleich, gilt $\Theta \approx \theta$. Für eine Fokusfläche des realen Laserstrahls von $A_{\text{FWHM}} = 11,67 \mu\text{m}^2$ ergibt sich ein Radius von $W_0 = \sqrt{A_{\text{FWHM}} / (\pi \cdot \ln(2))} = 2,31 \mu\text{m}$, wobei der Vorfaktor $1/\sqrt{\ln 2}$ auf die Definition von A_{FWHM} (Intensitätsabfall auf $I_{\text{max}}/2$) und W_0 (Intensitätsabfall auf I_{max}/e_N) zurückzuführen ist. Der Radius der Strahltaile im Fokus eines idealen Gaußpulses beträgt [36]

$$w_0 = \frac{\lambda \cdot f}{2\pi R}, \quad (3.8)$$

mit der Brennweite f der Fokussierungsoptik und dem unfokussierten Strahlradius R . Für $f = 120 \text{ mm}$ und $R = 30 \text{ mm}$ ergibt sich $M^2 = 4,5$. Man spricht daher von einem viereinhalbfach beugungsbegrenzt fokussiertem Strahl.

Einen Anhaltspunkt dafür, wie schnell die Intensität abfällt, wenn man sich in Strahl-

3 Experimenteller Aufbau

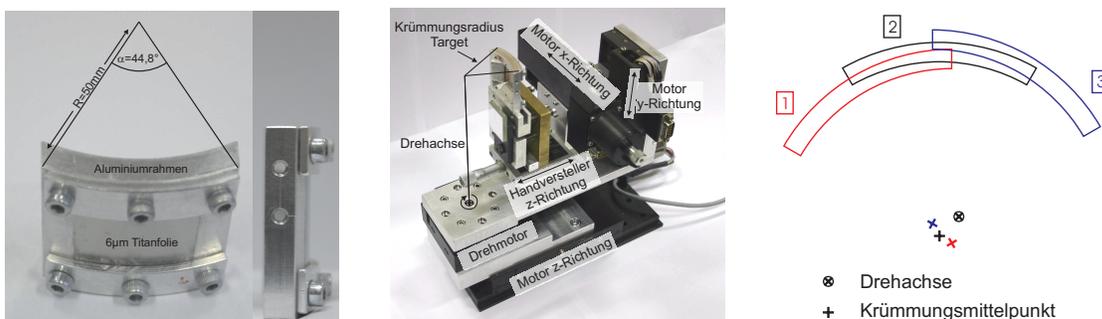


Abbildung 3.5: Targethalter mit eingespannter Titanfolie (links) und Targethalter auf 4-Achsen-Verfahrtisch (Mitte). Liegen Drehachse und Krümmungsmittelpunkt der Targetoberfläche nicht übereinander, führt eine Rotation gleichzeitig zu einer Verschiebung aus dem Fokus (rechts).

richtung vom Fokus entfernt, liefert die Rayleighlänge

$$z_R = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (3.9)$$

Sie ist definiert, als die Distanz vom Fokus an dem dem sich die Strahlfläche verdoppelt, beziehungsweise die Intensität halbiert. Die Rayleighlänge

$$Z_R = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda} = \frac{2\pi (M^2 w_0)^2}{\lambda} \quad (3.10)$$

des realen Strahls ist nun gerade um den Faktor M^4 größer als die des idealen. Für die experimentellen Bedingungen in dieser Arbeit war $Z_R = 41 \mu\text{m}$.

3.2.3 Target

Da die anfängliche Ausdehnung des zu vermessenden Plasmas in der Größenordnung der Debyelänge, also weniger μm liegt, ist es nicht möglich eine glatte Metallfolie als Target zu wählen. Die Beugung an den Kanten würde bei streifendem Einfall zu einer Verbreiterung des Schattens über die Dicke des Targets hinaus führen und so eine Untersuchung des eigentlich interessanten Bereiches verhindern. Um dies zu vermeiden, wird deshalb $6 \mu\text{m}$ dickes Titan im Format von $25 \times 25 \text{ mm}$ auf einen zylindrischen Halter aus Aluminium mit einem Krümmungsradius von 50 mm aufgespannt. Dies erfolgt, indem die Folie mit dem Halter bei einer Temperatur von $T \approx -20^\circ\text{C}$ verschraubt wird, so dass aufgrund der unterschiedlichen linearen Ausdehnungskoeffizienten die Metallfolie bei Erwärmung des Verbundes gestrafft wird. Die Genauigkeit mit der das Titan dabei dem

3 Experimenteller Aufbau

Zylinderprofil folgt ist besser als $\pm 20\mu\text{m}$ Abweichung über die gesamte Fläche. Da die Rayleighlänge des fokussierten Hauptstrahls $41\ \mu\text{m}$ beträgt, führt diese Abweichung zu keinen Schwierigkeiten bei der Fokussierung der Pulse auf die Folie. Dem Probestrahl ist es nun möglich in tangentialem Einfall das durch den Hauptpuls erzeugte Plasma ohne Hindernis zu erreichen.

Der Targetfolienhalter selbst ist auf einem motorisiertem 4-Achsen-Verstelltisch angebracht, wobei drei Achsen ein karthesisches Koordinatensystem bilden und die vierte eine Rotation des Targets ermöglicht (siehe Abbildung 3.5 rechts). Der Drehmotor ermöglicht eine Rotation um die y-Achse. Um den Zylindermantel bei der Drehung des Targets nicht relativ zum Fokus zu verschieben, ist es nötig den Krümmungsmittelpunkt des Targets mit der Drehachse des Rotationsmotors in Übereinstimmung zu bringen (siehe Abbildung 3.5 rechts). Da dazu jedoch die x- und z-Achse benötigt werden, letztere aber aufgrund der Anordnung der Motoren nicht mitrotieren kann, wurde noch ein weiterer Handversteller für die z-Position des Targets angebracht.

3.2.4 Nomarski Interferometer

Nachdem der Probepuls das Plasma passiert hat, wird er von einem f/2- Objektiv mit einer Brennweite von $f = 100\text{ mm}$ aufgesammelt und aus der Vakuumkammer geleitet. Das optische Auflösungsvermögen des Objektivs beträgt

$$d_{\min} = 0,61 \cdot \frac{\lambda}{\sin\alpha}, \quad (3.11)$$

wobei α den halben Öffnungswinkel des Objektivs darstellt. Mit einem Objektivdurchmesser von $D = 47\text{ mm}$ und einer Wellenlänge von $\lambda = 400\text{ nm}$ ergibt sich ein maximales Auflösungsvermögen von $d_{\min} = 1,1\ \mu\text{m}$. Der Strahldurchmesser des Probestrahls beträgt lediglich circa 2 mm . Da das Plasma aufgrund seines Elektronendichtegradienten das Licht ablenkt, wird jedoch das gesamte Objektiv ausgeleuchtet. Daher ist die Annahme, dass das Auflösungsvermögen durch den Objektivdurchmesser bestimmt ist gerechtfertigt. Weiterhin ist zu beachten, dass eine Hälfte des Objektivs durch das Target verdeckt wird und somit das Auflösungsvermögen in Targetnormalenrichtung auf $d_{\text{t min}} = 2,1\ \mu\text{m}$ sinkt. Außerhalb der Vakuumkammer durchläuft der Probestrahl ein Nomarski Interferometer, was der Detektion des Plasmas dient und welches lediglich aus einem Wollaston Prisma und einem Polarisator besteht. Das Wollaston Prisma selbst besteht aus zwei aufeinandergekitteten Einzelprismen aus Quarzglas (siehe Abbildung 3.6). Die optischen Achsen in den beiden Prismen sind senkrecht zueinander orientiert, was zu einer symmetrischen Aufspaltung in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Eintrittsfläche

3 Experimenteller Aufbau

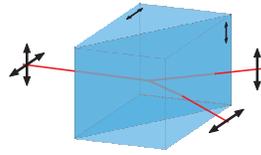


Abbildung 3.6: Funktionsweise des Wollaston Prismas: Da die optischen Achsen in beiden Teilprismen senkrecht zueinander liegen, wird der ordentliche Strahl des ersten Prismas zum außerordentlichen Strahl des zweiten Prismas und umgekehrt. Die optischen Weglängen sind somit für beide, senkrecht zueinander polarisierten Teilstrahlen gleich.

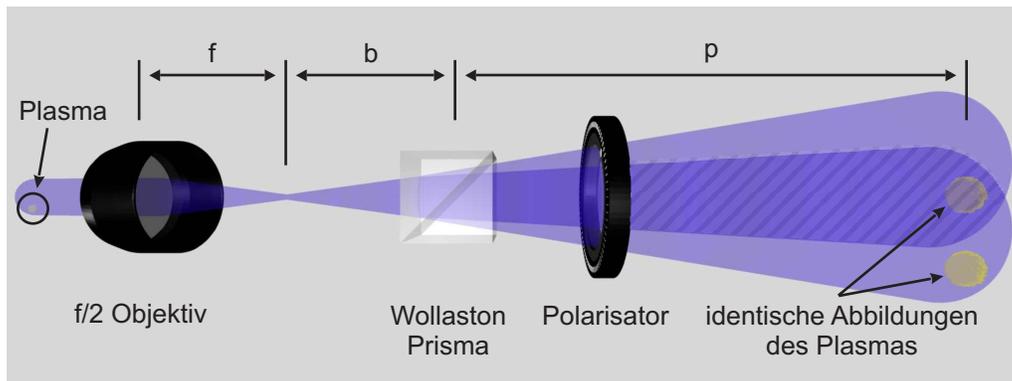


Abbildung 3.7: Aufbau des verwendeten Nomarski Interferometers

und der Fügefläche führt. Beide entstehenden Teilstrahlen sind orthogonal polarisiert, so dass Interferenz in deren Überlappungsbereich nur möglich ist, wenn mittels eines Polarisators die gleiche Polarisationsrichtung hergestellt wird. Da beide Interferometerarme identisch sind, enthalten diese jeweils die Phasenstörung des zu vermessenden Plasmas (siehe Abbildung 3.7). Es ist somit sicherzustellen, dass lediglich eine Überlagerung eines ungestörten mit einem gestörten Strahlteil erfolgt, da sonst die Bestimmung der Phaseninformation unmöglich wird. Der Abstand der erzeugten Interferenzstreifen ist bestimmt durch [37]

$$d = \frac{\lambda}{\theta} \cdot \frac{p}{b}, \quad (3.12)$$

mit dem Separationswinkel θ des Wollaston Prismas, dem Abstand b vom Fokus des abbildenden Objektivs zum Prisma und dem Abstand p Bildebene Prisma (siehe auch Abbildung 3.7) und lässt sich daher leicht durch Verschieben des Prismas variieren. Die Orientierung und der Kontrast der Interferenzstreifen ist durch Drehen der polarisierenden Komponenten änderbar. Das Nomarski Interferometer ist aufgrund der gleichen optischen Weglängen in beiden Armen hervorragend für kurze Pulse ($\tau \sim \text{ps}$) und ihre

3 Experimenteller Aufbau

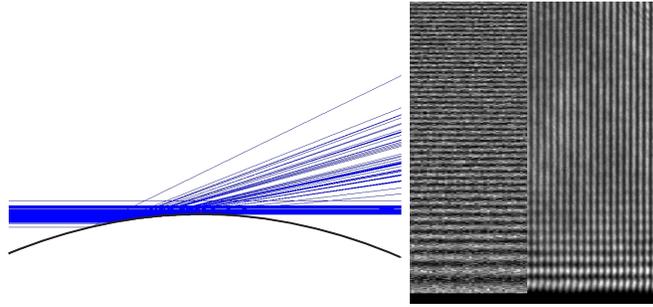


Abbildung 3.8: ZEMAX-Simulation der Reflexion des unteren Teils des Probestrahls am gekrümmten Target (links), die daraus resultierenden Interferenzen (Mitte) und Vergleich mit aufgenommenem Interferogramm (rechts). Die Schattengrenze unten in den beiden rechten Bildern stellt die Grenzfläche Vakuum-Target dar. Die senkrechten Streifen im rechten Bild stammen von der Interferometrie.

geringe zeitliche Kohärenz geeignet. Es lässt sich aufgrund der wenigen optischen Elemente leicht justieren, leidet nicht unter Stabilitätsproblemen und lässt sich ohne Umbauten für verschiedene Wellenlängen benutzen.

Abbildung 3.8 zeigt ein typisches im Experiment erhaltenes Interferogramm. Dieses weist neben dem durch das Interferometer verursachten zur Targetoberfläche normalen noch ein weiteres zur Oberfläche paralleles Streifensystem auf, dessen Streifenabstand sich mit zunehmendem Abstand zur Schattengrenze verringert. Das ist dadurch zu erklären, dass ein Teil des Probestrahls an der gekrümmten Fläche des Targets reflektiert wird, bevor er deren Scheitelpunkt passiert. Die reflektierten Anteile interferieren nun mit dem nicht abgelenkten Strahl und verursachen die beobachteten Streifen. Die Bestätigung dieser These liefert eine Simulation mit ZEMAX (Software für den Entwurf optischer Systeme), welche von Sebastian Podleska durchgeführt wurde. Dabei wurde das Interferenzstreifenmuster am Scheitelpunkt des Targets simuliert und mit den aufgenommenen Interferogrammen verglichen. Dies ist gerechtfertigt, da mit dem Objektiv die gleiche Ebene abgebildet wurde und sich die erhaltenen Bilder lediglich im Maßstab von der Simulation unterscheiden. In Abbildung 3.8 ist die gute Übereinstimmung von Simulation und aufgenommenen Interferogrammen zu sehen. Das zusätzliche Streifensystem ist für die Messungen nicht hinderlich, da dieses während der Auswertung eliminiert werden kann.

4 Auswertung der Interferogramme

Nachdem in Kapitel 3 der experimentelle Aufbau zur Vermessung des Plasmas erläutert wurde, werden im Folgenden das Messprinzip und die Verfahren zur Extraktion von Phaseninformation und Elektronendichte dargelegt. Zur Interferogrammauswertung wurde die frei verfügbare Software IDEA [38] der Technischen Universität Graz verwendet, die zur Bestimmung der Phasenverteilung eine Fourieranalyse des Ortsfrequenzspektrums verwendet. Die gewonnene Phaseninformation wird anschließend unter Annahme einer Zylindersymmetrie des Plasmas mit Hilfe einer numerischen Umsetzung der Abelinversion, der sogenannten f-Interpolation, in die korrespondierende Elektronendichteverteilung umgerechnet.

4.1 Messprinzip

Das verwendete Interferometer erzeugt zwei ebene Wellen $\mathcal{E}_I \exp(i\omega t)$ und $\mathcal{E}_{II} \exp(i\omega t + \phi)$ mit einem Phasenunterschied von ϕ , welche sich kohärent zu

$$\mathcal{E}_{\text{res}} = (\mathcal{E}_I + \mathcal{E}_{II} \exp(i\phi)) \cdot \exp(i\omega t) \quad (4.1)$$

überlagern. Auf dem Detektor wird die Intensität

$$I_{\text{res}} \sim |\mathcal{E}_{\text{res}}|^2 = (\mathcal{E}_I + \mathcal{E}_{II})^2 \left(1 + \frac{2\mathcal{E}_I \mathcal{E}_{II}}{\mathcal{E}_I^2 + \mathcal{E}_{II}^2} \cos\phi \right) \quad (4.2)$$

gemessen. Da der Kosinus 2π -periodisch ist, kann man die absolute Phasendifferenz nicht aus der Intensitätsinformation rekonstruieren. Bildet man jedoch die Differenz $\Delta\phi = \phi_{\text{mess}} - \phi_{\text{ref}}$ zwischen der Phaseninformation eines Referenzinterferogramms ϕ_{ref} und einer Messung ϕ_{mess} , so ist deren genaue Kenntnis unnötig. Somit ist die Phasenstörung eines Plasmas

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c_0} \int (\eta - 1) ds \quad (4.3)$$

detektierbar. Ersetzt man den Brechungsindex gemäß Formel (2.19), erhält man die Phasendifferenz als entlang des Propagationsweges ds des Probestrahls aufintegrierte Elek-

4 Auswertung der Interferogramme

tronendichte

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c_0} \int \left(\sqrt{1 - \frac{n_e}{n_k}} - 1 \right) ds. \quad (4.4)$$

Ist zusätzlich die Elektronendichte sehr viel kleiner als die kritische Dichte, lässt sich die Wurzel entwickeln und es gilt näherungsweise

$$\Delta\phi \approx \frac{\omega}{2c_0 n_k} \int n_e ds. \quad (4.5)$$

Mit der Phasenänderung ist unter gewissen Voraussetzungen, zum Beispiel einer Zylindersymmetrie, die Elektronendichte zugänglich und kann zur Charakterisierung des Plasmas herangezogen werden.

4.2 Phasenextraktion

Ein Interferogramm wie in Abbildung 4.1 kann aufgefasst werden als eine Intensitätsvariation der Form

$$i(x, y) = a(x, y) + b(x, y) \cos[2\pi\nu_0 x + \phi(x, y)], \quad (4.6)$$

bei der $a(x, y)$ und $b(x, y)$ ungewünschte Helligkeitsvariationen durch ungleichmäßige Ausleuchtung darstellen [39]. Die Funktionen $a(x, y)$, $b(x, y)$ und $\phi(x, y)$ ändern sich nur langsam im Vergleich zur durch die Trägerfrequenz ν_0 des Interferogramms hervorgerufenen Maxima und Minima. Zur Vereinfachung nachfolgender Berechnungen führen wir

$$c(x, y) = \frac{1}{2} b(x, y) \cdot \exp[i\phi(x, y)] \quad (4.7)$$

ein, so dass sich mit Formel (4.6)

$$i(x, y) = a(x, y) + c(x, y) \cdot \exp[2\pi i\nu_0 x] + c^*(x, y) \cdot \exp[-2\pi i\nu_0 x] \quad (4.8)$$

ergibt. Transformiert man diesen Ausdruck bezüglich x in den den reziproken Raum, erhält man das Ortsfrequenzspektrum

$$I(x, y) = A(\nu, y) + C(\nu - \nu_0, y) + C^*(\nu + \nu_0, y),$$

wobei Großbuchstaben die zugehörigen Fourierkomponenten und ν die Ortsfrequenz in x -Richtung kennzeichnen. Nun ist die gewünschte Phaseninformation in $C(\nu - \nu_0, y)$ von der Helligkeitsschwankung $A(\nu, y)$ um die Trägerfrequenz ν_0 des Interferogramms

4 Auswertung der Interferogramme

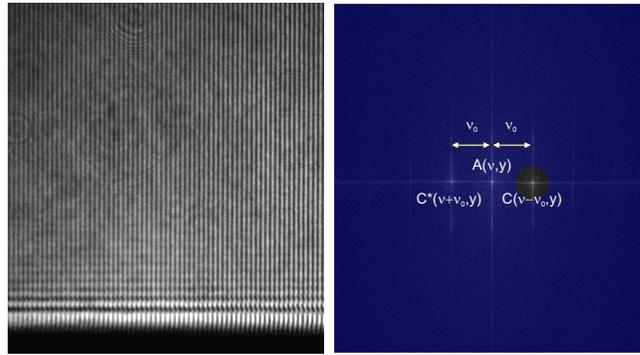


Abbildung 4.1: Die linke Abbildung zeigt ein typisches Interferogramm mit seinem zugehörigen Fourier-Spektrum (rechts). In blau ist eine mögliche Maske zur Separation der gewünschten Fourierkomponente angedeutet.

separiert. Mit einer geeigneten Maskierung die Phasenstörung enthaltenden Fourierkomponente und einer Verschiebung zum Frequenznullpunkt (die Verschiebung wird in IDEA übersprungen)

$$I(x, y) = C(\nu, y),$$

filtert man $A(\nu, y)$ heraus. Mit anschließender Fourierrücktransformation erhält man $c(x, y)$ wie in Formel (4.7) definiert. Wendet man darauf den komplexen, natürlichen Logarithmus an

$$\ln [c(x, y)] = \ln \left[\frac{1}{2} b(x, y) \right] + i\phi(x, y), \quad (4.9)$$

erhält man im Imaginärteil eine vollständige Separation der Phaseninformation von allen ungewünschten Störeinflüssen. Die so erhaltene Phase ist jedoch noch auf einen Faktor von 2π unbestimmt, was sich als Sprünge um eben diesen Faktor in der Phasenverteilungsfunktion äußert (siehe Abbildung 4.2). Mit einem Algorithmus, der Ort und Vorzeichen der Phasensprünge detektiert, ist es möglich die die entsprechende Stufenfunktion zu bestimmen, die nun lediglich zur diskreten Phasenverteilung hinzuaddiert werden muss, um die gewünschte kontinuierliche Phase zu erhalten. Führt man diese Prozedur sowohl für Mess- als auch Referenzinterferogramme durch, lässt sich die Phasenstörung des Plasmas von möglichen Phasenstörungen des Interferometers (durch Unebenheiten der Oberflächen der optischen Elemente, nicht perfekte Justage, unebene Phasenfront des Probepulses) trennen und ermöglicht eine rauscharme Detektion ($\Delta\phi_r < 0.3\text{rad}$).

4 Auswertung der Interferogramme

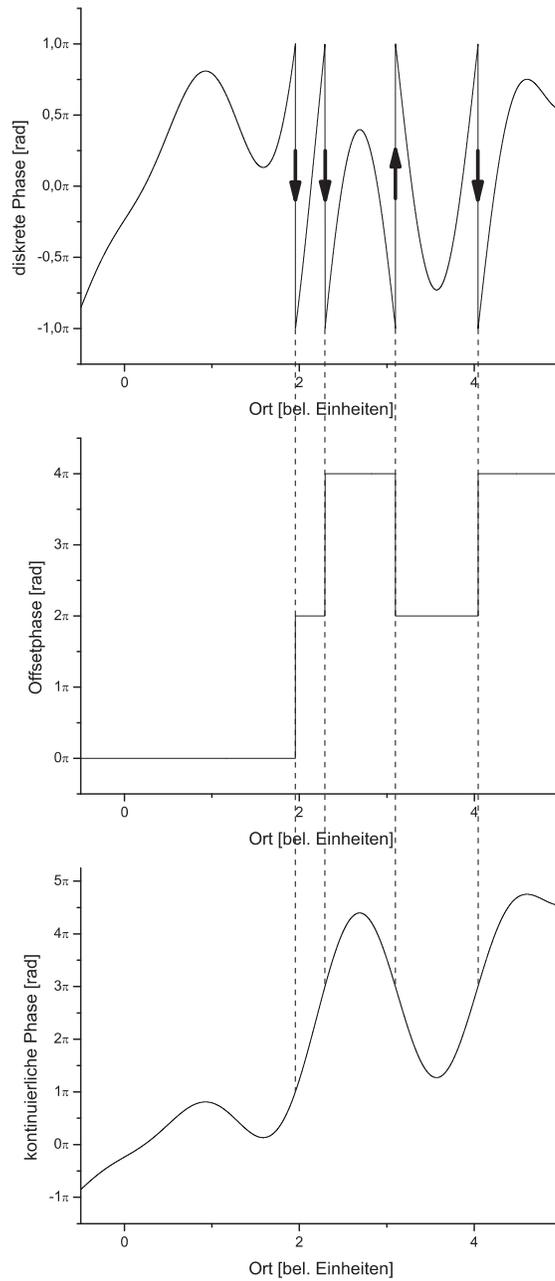


Abbildung 4.2: In der bis auf einen Faktor 2π unbestimmten Phase (oben) werden die Phasensprünge detektiert (Pfeile). Daraus ergibt sich die Stufenfunktion (Mitte) mit der die diskrete Phase stetig zusammengesetzt werden kann (unten).

4 Auswertung der Interferogramme

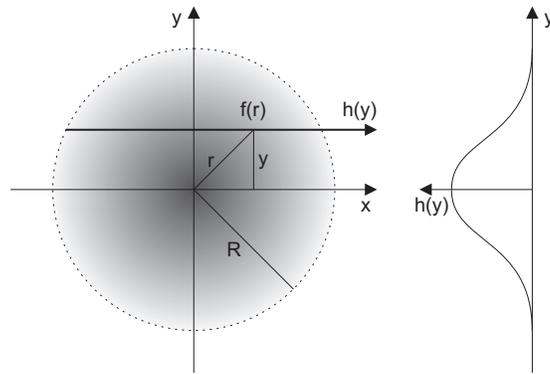


Abbildung 4.3: Schematische Skizze der Abeltransformation der radialsymmetrischen Funktion $f(r)$.

4.3 Abelinversion via f-Interpolation

Die Phasenverteilung ist die aufintegrierte Elektronendichteverteilung entlang des Propagationsweges des Probestrahls. Um die Elektronendichte aus der Phasenverteilung zu rekonstruieren benötigt man ein geeignetes Verfahren. Verallgemeinert man dieses Problem und kann noch dazu eine Zylindersymmetrie der zu rekonstruierenden Funktion voraussetzen, so gelangt man zur Abeltransformation (siehe Abbildung 4.3)

$$h(y) = 2 \int_y^R f(r) \frac{r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr, \quad (4.10)$$

wobei $h(y)$ die gemessene und $f(r)$ die wiederherzustellende Verteilung ist. Diese Relation kann man im Sinne einer inversen Abeltransformation (Abelinversion)

$$f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_y^R \frac{dh(y)}{dy} \cdot \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \quad (4.11)$$

umkehren.

Im Experiment erfolgt die Aufnahme der Messdaten in Form von Kamerabildern. Diese sind aus Pixeln zusammengesetzt und damit diskretisiert. Deshalb ist $h(y)$ als eine aus Messdaten zusammengesetzte diskretisierte Funktion zu verstehen, so dass analytische Differentiation beziehungsweise Integration unmöglich ist. Aus diesem Grund wurden eine Reihe unterschiedlicher Methoden entwickelt, um eine numerische Umsetzung der Abelinversion zu ermöglichen. In dieser Arbeit wird die in IDEA implementierte f-Interpolation

4 Auswertung der Interferogramme

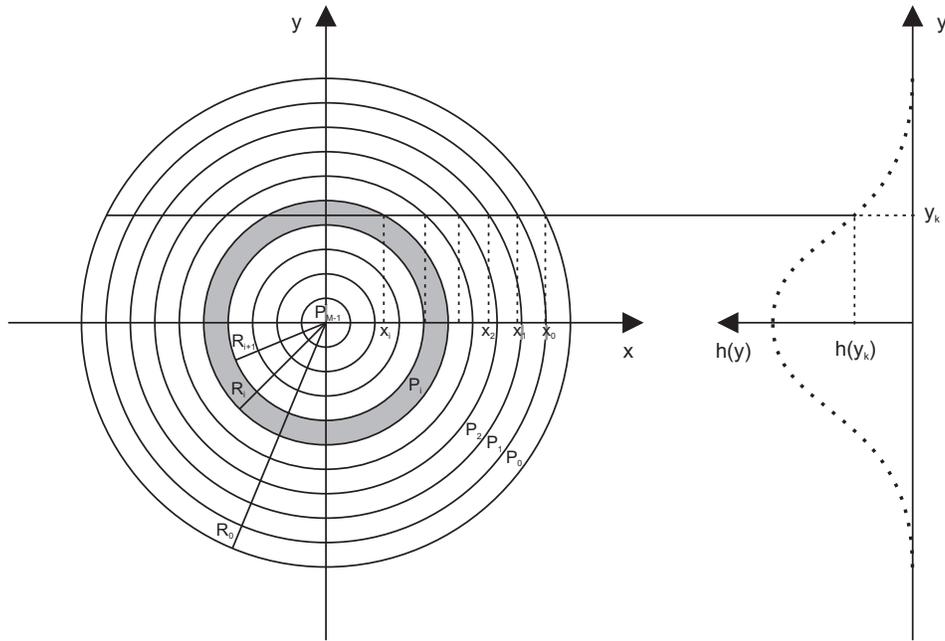


Abbildung 4.4: f-Interpolation

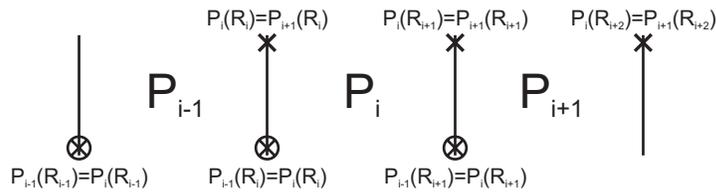


Abbildung 4.5: Randbedingungen für die f-Interpolation

verwendet. Dabei wird die zu rekonstruierende Funktion in zur Zylinderachse konzentrische Ringe aufgeteilt, so dass $f(r)$ in jeder Zone durch ein Polynom dritten Grades

$$f(r) = P_i(r) = A_i + B_i r + C_i r^2 + D_i r^3; \quad R_i \geq r \geq R_{i+1}, \quad 0 \leq i < M < N \quad (4.12)$$

interpoliert wird [40], wobei deren Anzahl M kleiner sein muss, als die Zahl der Messpunkte N (Anzahl der vom Signal überdeckten Pixel auf der Kamera) der Projektion $h(y)$ (siehe Abbildung 4.4). Um die unbekanntenen Koeffizienten berechnen zu können, nimmt man an, dass jedes Polynom P_i an seinen Grenzen R_i und R_{i+1} sowie an den Grenzen der benachbarten Polynomen R_{i-1} und R_{i+2} mit ihnen übereinstimmt (siehe Abbildung 4.5). Man beginnt nun mit der Rekonstruktion an der äußersten Zone P_0 , wobei für den Rand $P_0(R_0) = P'_0(R_0) = 0$ zu fordern ist und arbeitet sich iterativ zum Zentrum P_{M-1} der

4 Auswertung der Interferogramme

Verteilung vor. Berechnet man das Polynom P_i , so sind bereits die Polynome $P_0 \dots P_{i-1}$ bekannt und somit auch $P_i(R_{i-1})$, $P_i(R_i)$ und $P_i(R_{i+1})$, wobei die letzte Information aber im Algorithmus keine Verwendung findet. Mit diesem Wissen ergeben sich für die Koeffizienten zwei Gleichungen, so dass lediglich zwei von ihnen unabhängig bleiben.

Betrachtet man Abbildung 4.4, so erkennt man, dass der Integrationsweg für jedes gemessene y_k der Funktion $h(y)$ durch verschiedene Zonen mit den zugehörigen Polynomen führt. Damit läßt sich die Formel (4.10) mit Hilfe von (4.12) in

$$\begin{aligned} h(y_k) &= 2 \sum_{j=0}^{i-1} \int_{x_{j+1}}^{x_j} P_j \left(\sqrt{x^2 - y_k^2} \right) dx + 2 \int_0^{x_i} P_i \left(\sqrt{x^2 - y_k^2}, A_i, B_i \right) dx \quad (4.13) \\ &= K(y_k) + L(y_k, A_i, B_i) \quad (4.14) \end{aligned}$$

überführen. Die Berechnung der K und L erfolgt für alle y_k der i -ten Zone und wird durch die Methode der kleinsten quadratischen Abweichung

$$\sum_k [h(y_k) - (K(y_k) + L(y_k, A_i, B_i))]^2 \stackrel{!}{=} \text{Min} \quad (4.15)$$

an die gemessene Verteilung angepasst. Ableitung dieses Kriteriums nach A_i oder B_i ergibt ein Gleichungssystem, dessen Lösung die unbekanntenen Koeffizienten und damit das zugehörige Polynom ergibt. Fordert man zusätzlich noch für das Zentrum $P'_{M-1}(0) = 0$, ist das Problem gelöst und die Funktion $f(r)$ vollständig rekonstruierbar.

Sind die ermittelten Elektronendichten wesentlich kleiner als die kritische Dichte (Formel (4.5)), so kann die durch IDEA erzeugte Abelinversion (AI) als

$$\frac{n_e}{n_k} \cdot \frac{\pi}{\lambda} \left[\frac{1}{\text{px}} \right] = -\frac{1}{\pi} \int_y^R \frac{d}{dy} \Delta\phi \cdot \frac{dy}{\sqrt{y^2 - r^2}} \left[\frac{1}{\text{px}} \right] = AI \left[\frac{1}{\text{px}} \right] \quad (4.16)$$

ausgedrückt werden. Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Längeneinheiten aufgrund der Diskretisierung durch die CCD Kamera in Pixel (px) angegeben sind. Somit muss zur korrekten Berechnung der Elektronendichteverteilung noch der Vergrößerungsfaktor V der Abbildung in $\mu\text{m}/\text{px}$ bei Verwendung der Wellenlänge λ in μm einbezogen werden

$$n_e = \frac{\lambda [\mu\text{m}]}{\pi} \cdot \frac{n_k}{V \left[\frac{\mu\text{m}}{\text{px}} \right]} \cdot AI. \quad (4.17)$$

4.4 Einfluss der Frequenzmaske auf die Rekonstruktion der Elektronenverteilung

Die Einschränkung der Ortsfrequenzen im Fourierraum durch die verwendete Frequenzmaske (siehe Abbildung 4.1 rechts) bedeutet eine gleichzeitige Beschneidung der Informationen über das Signal. Wählt man eine zu kleine Maske, werden hohe Raumfrequenzen des Signals entfernt, was nach Rücktransformation zu einer Reduzierung der Kantenschärfe und damit zur Verschmierung der Phasenstörung führt. Aufgrund von ungewollten Helligkeitsschwankungen im Interferogramm, weist dessen Fouriertransformation einen verrauschten Hintergrund auf. Wählt man die Frequenzmaske nun zu groß, so führt dieses Rauschen ebenfalls zu einer Verfälschung der Phasenstörung.

Um eine zu starke Verfälschung durch den Auswertalgorithmus zu verhindern, wurde daher eine Simulation von Interferogrammen vorgenommen und der Einfluss der Frequenzmaske auf die Rekonstruktion der Elektronendichteverteilung untersucht. Diese simulierten Interferogramme wurden bestmöglich den akquirierten Interferogrammen angepasst. Als Grundlage diente eine Elektronenverteilung der Form

$$n_e = n_{e0} \cdot \exp\left(-\frac{z}{L}\right) \cdot \exp\left(-\left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\rho}\right)^2\right). \quad (4.18)$$

Die z -Richtung stellt die Targetnormalenrichtung und L somit die Plasmaskalenlänge dar. In der Targetebene wurde eine Gaussverteilung angenommen, bei der ρ die halbe $1/e_N$ -Breite (e_N eulersche Zahl) bezeichnet und n_{e0} ist die maximale Elektronendichte. Die Simulation wurde mit einer Wellenlänge von 400 nm durchgeführt, so dass sich die Phasenverteilung für Elektronendichten sehr viel kleiner als die kritische Dichte von $n_{\text{krit}}(400 \text{ nm}) = 6,97 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ mit Formel (4.5) berechnen lässt. Die Integration erfolgte dabei in x -Richtung. Diese Phasenverteilung lässt sich anschließend mit Formel (4.6) in ein Interferogramm überführen, wobei die Diskretisierung als $1 \mu\text{m}/\text{px}$ und die Trägerfrequenz als $\nu_0 = 0,125 \mu\text{m}^{-1}$ (entspricht der Trägerfrequenz der gemessenen Interferogramme) gewählt wurde. Die Phasenstörung wurde dabei so angeordnet, dass sich die maximale Elektronendichte in der Mitte des zu berechnenden Interferogramms befindet (siehe Abbildung 4.6). Der Abfall korrespondierend mit der ersten Exponentialfunktion in Formel (4.18) erfolgte vertikal nach unten. Dementsprechend ist der gaußsche Anteil der Funktion in horizontaler Richtung angeordnet. Die Interferenzstreifen befinden sich nur in der unteren Hälfte des Interferogramms und enden auf Höhe der maximalen Phasenstörung. Die obere Hälfte bleibt schwarz, um den Schattenwurf des Targets

4 Auswertung der Interferogramme

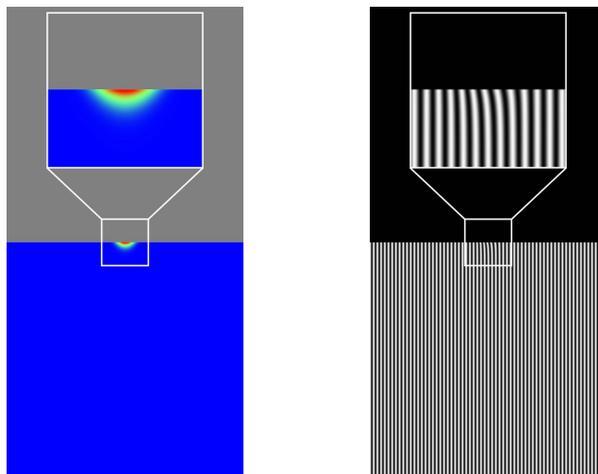


Abbildung 4.6: Phasenstörung für Simulation 1 (links) und zugehöriges Interferogramm (rechts). Zur besseren Sichtbarkeit der Phasenstörung und der Streifenverschiebung im Interferogramm, wurden die entsprechenden Teilausschnitte vergrößert dargestellt.

zu simulieren. Die Gesamtgröße der Interferogramme betrug 512×1024 Pixel. Es wurden zwei Interferogramme mit maximalen Elektronendichten von $n_{e01} = 5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und $n_{e02} = 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ simuliert, wobei die Plasmaskalenlänge $L = 10 \mu\text{m}$ und die $1/e_N$ -Breite $2\rho = 40 \mu\text{m}$ für beide Durchläufe gleich war. Daraus ergibt sich eine maximale Phasenstörung von 2 rad für den ersten und 0,2 rad für den zweiten Fall. Im Folgenden wird der Durchlauf mit der höheren Elektronendichte Simulation 1 genannt, während der mit der niedrigeren als Simulation 2 bezeichnet wird. Für beide simulierte Interferogramme wurde anschließend die oben beschriebene Auswerteprozedur, das heißt Phasenextraktion mittels Fouriertransformation und f-Interpolation, durchgeführt und die Genauigkeit der Rekonstruktion untersucht.

Zur Filterung im Fourierraum wurden Kreis-, Bandpass-, und Rechteckmasken herangezogen (Abbildung 4.7). Damit wurde die Abhängigkeit der Rekonstruktionengenauigkeit im Bezug auf die maximale Elektronendichte, Plasmaskalenlänge und $1/e$ -Breite bei Änderung der Maskendimensionen getestet. In Abbildung 4.8 ist der Zusammenhang zwischen Größe der Kreis- (Rechtecke) beziehungsweise Bandpassmaske (Dreiecke) und der Reproduktion der maximalen Elektronendichte dargestellt. Die roten Symbole geben dort und in den folgenden Graphen die rekonstruierten Werte für Simulation 1 an, während die blauen Symbole für Simulation 2 stehen. Die eingezeichneten farbigen Geraden stehen für die jeweils in der Simulation verwendeten Werte. Die Maskengröße bezieht sich dabei für die Kreismaske auf deren Durchmesser, während beim Bandpass dessen horizontale

4 Auswertung der Interferogramme

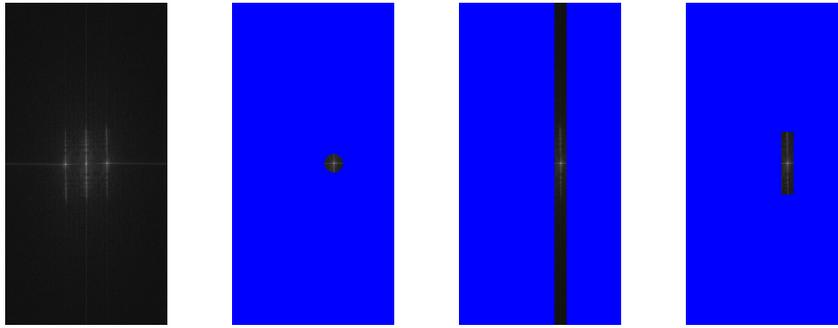


Abbildung 4.7: Masken zur Frequenzfilterung im Fourierraum. Links befindet sich das Frequenzspektrum eines Interferogramms. Von links nach rechts folgen Kreis-, Bandpass- und Rechteckmaske.

Breite gemeint ist. Beide sind jeweils symmetrisch um das Signal in der Fourierebene angeordnet. Die maximale Ausdehnung der Masken ist in der horizontalen Richtung dadurch beschränkt, dass die Fourierkomponente am Nullpunkt (Abbildung 4.7 linkes Bild, Bildmitte) nicht rücktransformiert werden darf, also maskiert bleiben muss. Bei der verwendeten Trägerfrequenz ergibt sich damit eine Maskenbreite von maximal 127 Pixeln. Die Maskenhöhe ist durch die Abmessungen des Interferogramms begrenzt und beträgt 1025 Pixel.

Wie zu erkennen ist, konvergieren die Werte für die Elektronendichten mit zunehmender Maskengröße gegen die simulierten Parameter. Das Konvergenzverhalten der Kreismaske ist jedoch wesentlich schlechter und die Abweichung beträgt selbst bei einem Durchmesser von 99 px noch rund 20%, während der Bandpass schon bei einer Breite von 39 px den korrekten Wert mit einem Fehler von $\approx 2\%$ wiedergibt. Die Reproduzierbarkeit der Elektronendichten bleibt auch bei größeren Bandpassmasken auf etwa diesen Fehler beschränkt, was darauf zurückzuführen ist, dass aufgrund von Randeffekten weitere Fourierkomponenten entstehen, die dann zur Rekonstruktion der Phasenstörung beitragen und diese verfälschen. Weiterhin ist festzustellen, dass nur eine geringe Abhängigkeit des Konvergenzverhaltens von der maximalen Phasenverschiebung im Interferogramm zu beobachten ist.

Ein ähnliches Bild ergibt sich, wenn man den Zusammenhang zwischen der Rekonstruktion der $1/e_N$ -Breite der Elektronenverteilung und der Maskengröße betrachtet. Die Reproduktion mit dem Bandpassfilter nähert sich schneller dem simulierten Parameter, während die Konvergenz bei Verwendung der Kreismaske schwächer ist. Der Fehler bei diesem Parameter fällt bei beiden Masken kleiner aus im Vergleich zur Abweichung der Elektronendichte. So beträgt der Fehler für den Bandpass weniger als ein Prozent und für

4 Auswertung der Interferogramme

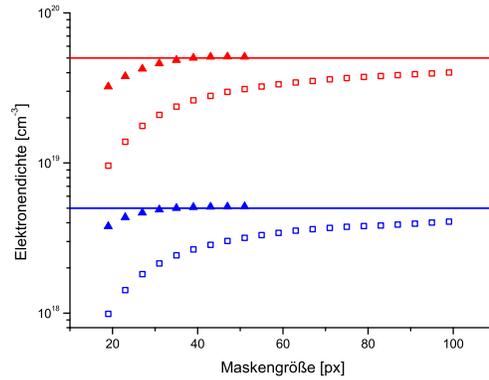


Abbildung 4.8: Rekonstruktionsgenauigkeit der Elektronendichte für Kreismaske (Rechtecke) und Bandpass (Dreiecke) in Abhängigkeit der Maskengröße. Rote (blaue) Symbole stehen für die Rekonstruktion des Interferogramms aus Simulation 1 (Simulation 2). Die horizontalen Linien entsprechen den simulierten Elektronendichten.

die Kreismaske weniger als sechs Prozent für Dimensionen größer oder gleich 39 Pixel.

Als dritter verbleibender Parameter bleibt noch die Reproduktion der Plasmaskalenlänge zu untersuchen. Wie bereits zuvor zeigt sich, dass der Bandpassfilter einer Kreismaske überlegen ist (Abbildung 4.10). Während ersterer eine korrekte Reproduktion ($\Delta L/L < 2\%$) bei einer Breite von 39 px ermöglicht, liefert die Kreismaske bei einem Durchmesser von 71 px eine Abweichung von 75% für Simulation 2 und 92% für Simulation 1.

Zusammenfassend ist festzustellen, dass der Bandpassfilter die beste Rekonstruktion der simulierten Elektronendichte liefert und dass die Abhängigkeit der Reproduktionsgenauigkeit von Phasenstörungen zwischen 0,2 rad und 2 rad vernachlässigbar ist. Allerdings ist die Verwendbarkeit des Bandpasses für die im Experiment aufgenommenen, veräuschten Interferogramme nur gering. Fourierkomponenten, welche weiter vom Zentrum der Störung entfernt sind weniger stark, so dass sich das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in diesen Bereichen verschlechtert. Um den Einfluss des Rauschens zu minimieren, ist es deshalb nötig eine Maske mit geringer Fläche, aber möglichst großer Reproduktionsgenauigkeit zu finden. Man lernt aus dem unterschiedlichen Verhalten von Bandpass und Kreismaske, dass in horizontaler Richtung eine Breite von 39 Pixeln für die ausreichende Reproduktion (Fehler kleiner fünf Prozent) der $1/e_N$ -Breite der Elektronendichte genügt, wohingegen man in vertikaler Richtung eine wesentlich größere Ausdehnung benötigt, um die restlichen Parameter mit genügend kleiner Abweichung zu rekonstruieren. Die

4 Auswertung der Interferogramme

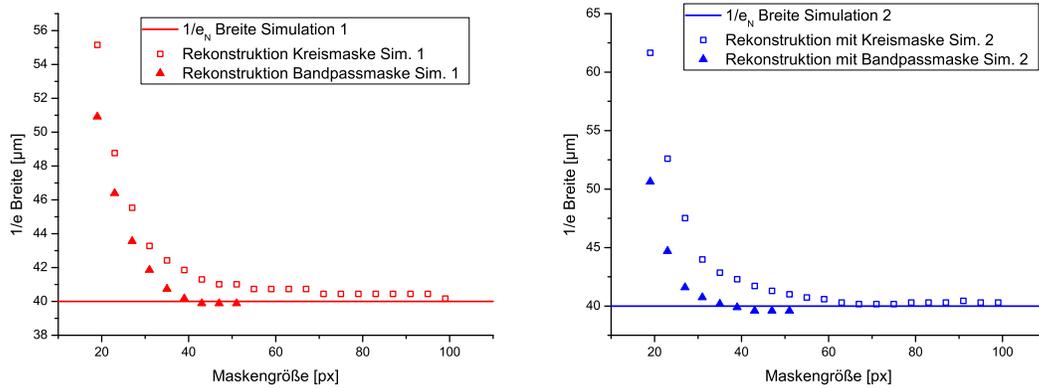


Abbildung 4.9: Rekonstruktionsgenauigkeit der $1/e_N$ -Breite für Kreismaske (Rechtecke) und Bandpass (Dreiecke) in Abhängigkeit der Maskengröße. Die horizontalen Linien entsprechen den simulierten Parametern.

nötige größere vertikale Ausdehnung der Maske lässt sich dadurch begründen, dass die Information über die Kantenschärfe hier über 1025 Pixel verschmiert ist, während sie in horizontaler Richtung nur im Bereich zwischen Frequenznullpunkt und Trägerfrequenz enthalten ist (Separation circa 63 px).

Zur Lösung des Problems wird im Folgenden eine Rechteckmaske mit einer horizontalen Breite von 39 px und variabler vertikaler Ausdehnung untersucht. Die untersuchte Größe liegt im Bereich von 39 bis 239 Pixeln, wobei ein Bandpass einer Höhe von 1025 Pixeln entsprechen würde (vergleiche Abbildung 4.7). In Abbildung 4.11 ist das Konvergenzverhalten der maximalen Elektronendichte bei Rekonstruktion mit der Rechteckmaske dargestellt. Es zeigt sich ein ähnliches Konvergenzverhalten wie bei der Kreismaske, nur dass die Rechteckmaske in vertikaler Richtung nicht auf eine Höhe von 127 Pixel beschränkt ist. Bei einer Größe von 239 Pixeln beträgt die Abweichung von der simulierten Elektronendichte weniger als sieben Prozent.

Betrachtet man den Verlauf der $1/e_N$ -Breite mit der Maskenhöhe (Abbildung 4.12 links) zeigt sich, dass es keine Abhängigkeit gibt und somit die Wahl der Maskenbreite von 39 Pixeln ausreichend für die Rekonstruktion des Parameters war. Die Reproduktion der Plasmaskalenlänge durch den Auswertalgorithmus mit Rechteckmasken verschiedener Höhe ist in Abbildung 4.12 rechts zu sehen. Hier zeigt sich, dass zu einer korrekten Wiedergabe des simulierten Parameters eine weit größere Höhe als die mit einer Kreismaske möglichen 127 Pixel nötig ist. Bei einer Maskenhöhe von 239 Pixeln ist die Rekonstruktionsgenauigkeit besser als fünf Prozent Abweichung.

4 Auswertung der Interferogramme

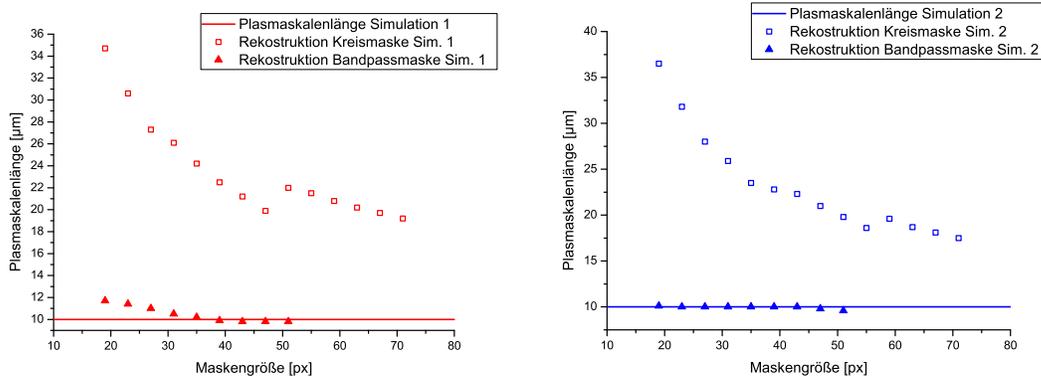


Abbildung 4.10: Rekonstruktionsgenauigkeit der Plasmaskalenlänge für Kreismaske (Rechtecke) und Bandpass (Dreiecke) in Abhängigkeit der Maskengröße. Die horizontalen Linien entsprechen den simulierten Parametern.

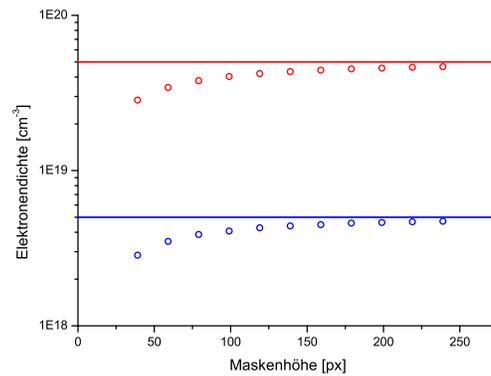


Abbildung 4.11: Rekonstruktionsgenauigkeit der Elektronendichte für die Rechteckmaske in Abhängigkeit der Maskengröße. Rote (blaue) Symbole stehen für die Rekonstruktion des Interferogramms aus Simulation 1 (Simulation 2). Die horizontalen Linien entsprechen den simulierten Elektronendichten.

4 Auswertung der Interferogramme

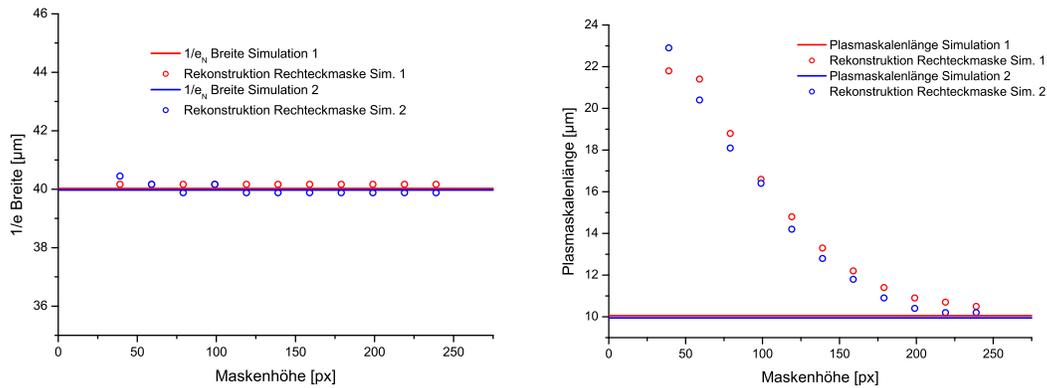


Abbildung 4.12: Rekonstruktionsgenauigkeit der $1/e_N$ -Breite (links) und der Plasmaskalenlänge (rechts) für die Rechteckmaske in Abhängigkeit der Maskengröße. Die horizontalen Linien entsprechen den simulierten Parametern.

Zusammenfassend ist zu sagen, dass sich die simulierten Parameter mit einer Rechteckmaske der Größe 39×239 Pixeln mit einem maximalen Fehler von sieben Prozent reproduzieren lassen. Dabei reduziert sich die Fläche der Maske im Gegensatz zum Bandpass um mehr als 75 Prozent, was eine erhebliche Einschränkung des Einflusses von Rauschen auf die rekonstruierte Phasenverteilung garantiert.

5 Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen

Im vorangegangenen Kapitel wurden die nötigen Werkzeuge zur Rekonstruktion der Elektronendichteverteilung aus den Interferogrammen eingeführt. Anschließend wurde deren Reproduktionsgenauigkeit untersucht und dargestellt. Damit ist es nun möglich die im Experiment erhaltenen Interferogramme auszuwerten und die Elektronendichteverteilung des Debye Sheaths, dessen zeitliche Evolution und daraus abgeleitete Erkenntnisse zu erlangen. Diese werden im folgenden Kapitel dargestellt.

5.1 Bestimmung des zeitlichen Überlapps von Probe- und Pumpstrahl

Um die erhaltenen Interferogramme beziehungsweise die daraus bestimmten Elektronendichteverteilungen auf einem Zeitstrahl einordnen zu können, ist es nötig vor Versuchsbeginn ein Verfahren zu entwickeln, um den Punkt des zeitlichen Überlapps zwischen Probe- und Pumpstrahl zu finden, welcher als Zeitnullpunkt dient. Um dies zu bewerkstelligen, wird das Target so ausgerichtet, dass es im Fokus des Laserstrahls steht und anschließend ein Loch hineingeschossen. Dieses ist aufgrund der entstehenden Aufwölbungen am Rand in der Abbildung des Probestrahls zu erkennen (siehe Abbildung 5.1). Die Experimentierkammer kann nun gegen die Beamline verschlossen und belüftet werden, wobei ein Quarzglasfenster im Vakuumschieber auch die Benutzung des Hauptstrahls bei verminderter Intensität erlaubt. Wird nun der Pumpimpuls in der Kammer fokussiert, erzeugt er einen Plasmakanal, während er durch das Loch im Target in den rückwärtigen Halbraum propagiert. Der Kanal wirkt wie eine Linse, so dass er das hindurchpropagierende Licht streut und dieses nicht auf das abbildende Objektiv gelangt. Deshalb ist der Plasmakanal im Probestrahl als dunkler Streifen zu erkennen. Nun lässt sich die Verzögerung zwischen Anregungs- und Abfrageimpuls sukzessiv verringern, bis der

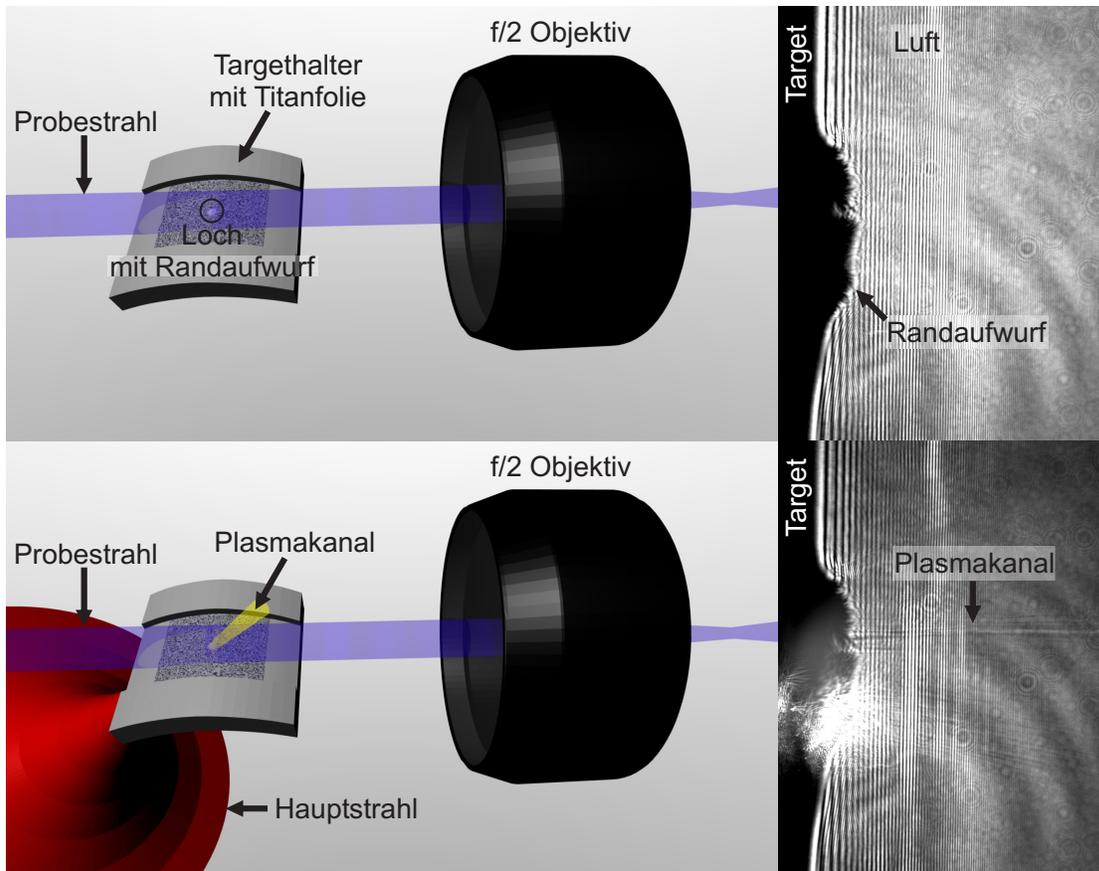


Abbildung 5.1: Bestimmung des zeitlichen Überlapps von Probe- und Hauptstrahl

Plasmakanal im Schattenwurf der Targetoberfläche verschwindet. Da das Ende des Plasmakanals die Position des Hauptpulses ist, ist somit der Überlappungszeitpunkt beider Strahlen bestimmt. Dabei ist jedoch noch zu beachten, dass das Glasfenster der Dicke d im Vakuumschieber aufgrund seines Brechungsindex $\eta > 1$ eine zusätzliche Verzögerung

$$\Delta t = \frac{d}{c_0} (\eta - 1) \quad (5.1)$$

des Hauptpulses zur Folge hat. Benutzt man zur Modellierung des Brechungsindex wieder die Sellmeier Formel (3.4) mit den dort angegebenen Konstanten, berechnet sich damit für eine Wellenlänge von 795 nm und einer Fensterdicke von 10 mm eine Verzögerung von 1,51 ps, um welche der Probestrahl gegenüber einem ungehindert propagierenden Hauptpuls zu spät eintrifft. Um diese Zeit muss der Überlappungszeitpunkt korrigiert werden.

5.2 Der Debye Sheath

Im vorangegangenen Abschnitt wurde bereits aufgezeigt, wie der zeitliche Überlapp von Probe- und Hauptstrahl ermittelt wurde. Jedoch ist das Verfahren zu aufwendig, um es für jedes Target zu wiederholen. Deshalb verbleibt eine Unsicherheit durch die tägliche Justage der Verzögerungsstrecke des Probepulses von wenigen ps. Da diese nicht eliminiert werden kann, wird der Nullpunkt der Evolution des Rückseitenplasmas wie folgt festgelegt. Man beginnt zu einem Zeitpunkt, an dem ein Plasma zu erkennen ist und verringert dann sukzessiv die Verzögerung Probepulses. An einem gewissen Punkt ist schließlich keine Störung mehr durch das Plasma mehr zu erkennen. Vergrößert man anschließend die Verzögerung wieder um einen Zeitschritt von 67 fs (bestimmt durch die Verzögerungsstrecke, vergleiche Abschnitt 3.2.1), ist das nun zu beobachtende Plasma der gesuchte Debye Sheath. Der Zeitpunkt an dem dieser auftritt wird als Nullpunkt der Evolution festgelegt und im Folgenden als t_0 bezeichnet.

Elektronendichteverteilung

Während des Experimentes wurden einige hundert Interferogramme mit verschiedenen Parametern aufgenommen. Abbildung 5.2 zeigt die aus einem solchen Interferogramm mit einer Maske der Größe 39×239 px extrahierte Elektronendichteverteilung des Plasmas auf der Targetrückseite zum Zeitpunkt t_0 . Die maximale detektierte Elektronendichte beträgt $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und nimmt in Targetnormalenrichtung innerhalb von $6 \mu\text{m}$ auf eine Dichte von $7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ab (siehe Abbildung 5.3). Sie folgt dabei in guter Näherung

5 Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen

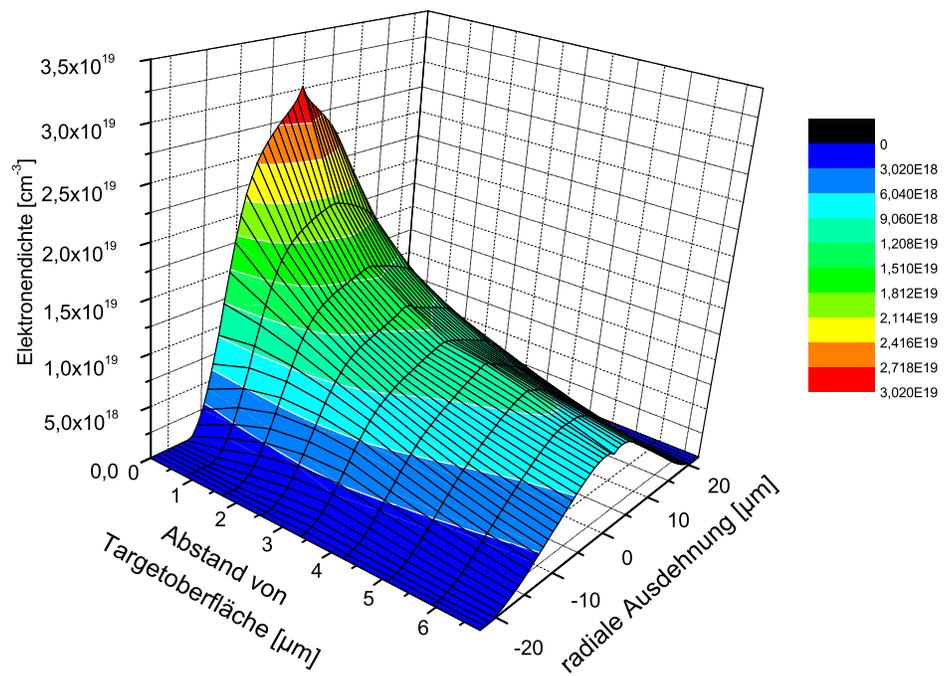


Abbildung 5.2: Elektronendichteverteilung des Debye Sheaths

5 Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen

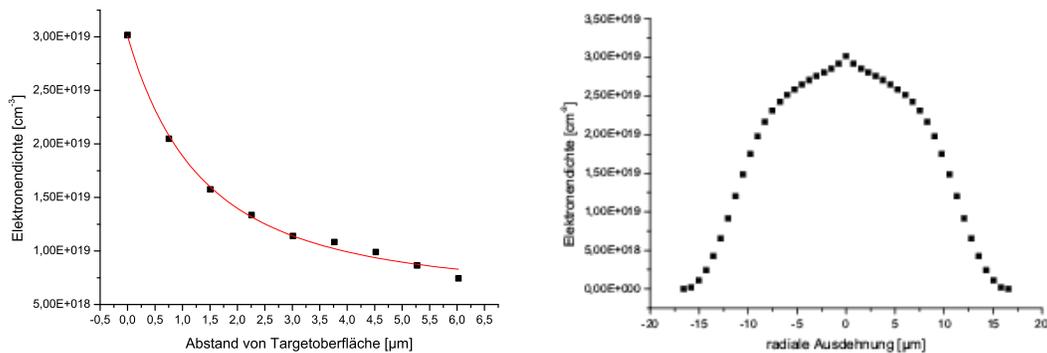


Abbildung 5.3: Verlauf der Elektronendichte in targetnormaler (links) und radialer Richtung (rechts). Die rote Linie im linken Graphen repräsentiert die Fitfunktion zur Bestimmung der Debyelänge.

einem exponentiellem Abfall. In radialer Richtung fällt die Elektronendichte an der Targetoberfläche auf einer Länge von $16 \mu\text{m}$ auf $1,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ab, wobei das Profil einer Gaußfunktion ähnelt.

Betrachtet man die Elektronendichteverteilung an der Targetoberfläche in Abbildung 5.3, so stellt man fest, dass die Ausdehnung $32 \mu\text{m}$ beträgt. Zieht man die Fokusgröße von $A_{\text{FWHM}} = 11,7 \mu\text{m}^2$ in Betracht, was bei einem kreisförmigem Fokus einem Durchmesser von $d_{\text{FWHM}} = 3,9 \mu\text{m}$ entspricht und berücksichtigt die Dicke des Targets von $d_{\text{target}} = 6 \mu\text{m}$ (entspricht $d_{\text{target}}^* = 8,5 \mu\text{m}$ für $\alpha_{\text{in}} = 45^\circ$), würde sich daraus ein voller Öffnungswinkel von $\theta = 110^\circ$ ergeben. Dies steht jedoch in starker Diskrepanz zur Beobachtung stark gerichteter Elektronenstrahlen in Festkörpern in [41, 42, 43]. Pukhov [44] zeigt jedoch anhand von 3-dimensionalen Particle-In-Cell (PIC) Simulationen, dass die Elektronen nachdem sie auf der Rückseite der Metallfolie ausgetreten sind in einer Fontänenbewegung zum Target zurückkehren, was zur Verbreiterung der Elektronenverteilung parallel zur Oberfläche führt. Ein Vergleich der simulierten Elektronendichteverteilung mit dem erzielten experimentellem Ergebnis ist in Abbildung 5.4 zu sehen. Die Parameter in der Simulation betragen Laserwellenlänge $\lambda = 1 \mu\text{m}$, Laserpulsdauer $\tau = 150 \text{ fs}$, Intensität $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ und Targetdicke $d = 12 \mu\text{m}$. Die obere Abbildung zeigt die Dichte der heißen Elektronen mit Temperaturen über $T_e > 100 \text{ keV}$ in Einheiten der kritischen Dichte für die Laserwellenlänge zum Zeitpunkt $t = 660 \text{ fs}$ nach Eintreffen des Hauptpulses. Im Vergleich dazu ist in der unteren Abbildung die gemessene Verteilung ebenfalls in Einheiten der kritischen Elektronendichte, jedoch für die verwendete Wellenlänge von 800 nm und zum Zeitpunkt $t = t_0$ zu sehen. Die Skalierung der Grauwerte

5 Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen

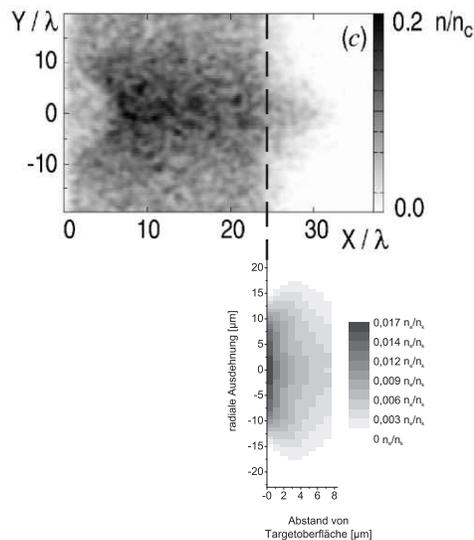


Abbildung 5.4: Vergleich der gemessenen Elektronendichteverteilung des Debye Sheaths (unten) mit 3 dimensionaler PIC Simulation von Pukhov [44] (oben).

entspricht der im oberen Graphen. Die leicht höhere Elektronendichte bei der Messung lässt sich einerseits darauf zurückführen, dass die Aufnahme zu einem früheren Zeitpunkt erfolgte, zu der die Ausbreitung des Plasmas noch nicht so weit fortgeschritten war und andererseits dadurch, dass alle Elektronenenergien enthalten sind. Es ist außerdem eine qualitativ gute Übereinstimmung der Form der gemessenen Elektronendichteverteilung mit der Simulation zu sehen.

Debyelänge und Elektronentemperatur

Um eine Abschätzung für die Debyelänge des Plasmas zu erhalten, kombiniert man die analytische eindimensionale Lösung des elektrostatischen Potentials (2.36) mit der Elektronendichteverteilung (2.34)

$$n_e(z) = n_{e0} \exp \left[-2 \cdot \ln \left(1 + \frac{z}{\sqrt{2} e_N \lambda_D} \right) - 1 \right] \quad (5.2)$$

und passt diese an den gemessenen Elektronendichteverlauf in Targetnormalenrichtung an. Da einerseits bei der Rekonstruktion mit Hilfe der Abelinversion Rotationssymmetrie vorausgesetzt wird, kann es bei Abweichungen von der Symmetrie zu Fehlern bei der Berechnung der Elektronendichteverteilung kommen. Andererseits führt auch Rauschen im Interferogramm zur Verfälschung der Rekonstruktion. Deshalb wurde noch eine Korrekturkonstante zu Formel (5.2) hinzuaddiert.

5 Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen

Damit ergibt sich eine Debyelänge von $\lambda_D = (1,17 \pm 0,11) \mu\text{m}$ und eine ungestörte Elektronendichte von $n_{e0} = (6,56 \pm 0,18) \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Mit Hilfe von Formel (2.37) bestimmt sich dann die Elektronentemperatur zu $k_B T_e = (1,62 \pm 0,35) \text{MeV}$. Vergleicht man dies mit dem ponderomotiven Potential (Formel (2.26)) $\Phi_{\text{pond}} = 1,1 \text{MeV}$ eines Laserpulses der Intensität $I = 2 \cdot 10^{19} \text{W/cm}^2$ ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit dem ermittelten Wert der Elektronentemperatur.

Oftmals wird in der Literatur auch das Auftreten einer kalten Elektronenkomponente mit Temperaturen von $k_B T_e = 0,1 \dots 1 \text{keV}$ diskutiert [45]. Da deren Dichte in der Größenordnung der Festkörperdichte liegt ($n_{\text{eFK}} = 1,2 \cdot 10^{24} \text{cm}^{-3}$ für Titan) ergibt sich für eine Elektronentemperatur von $k_B T_e = 1 \text{keV}$ lediglich eine Debye Länge von $\lambda_D = 0,2 \text{nm}$. Das bedeutet, dass die Elektronendichte im Abstand von einem Mikrometer vom Target bereits auf $9,6 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-2}$ abgesunken ist. Dies liegt jedoch zwei Größenordnungen unter der an dieser Stelle detektierten Dichte, so dass sich diese Komponente mit den hier verwendeten Methoden nicht beobachten lässt.

Beg [46] diskutiert außerdem das Auftreten von Resonanzabsorption einhergehend mit einer heißen Elektronenkomponente, die wie $T_e \sim (I\lambda^2)^{1/3}$ skaliert und eine Temperatur von 250 keV bei einer Intensität von $1 \cdot 10^{18} \text{W/cm}^2$ besitzt. Für eine Laserintensität von $2 \cdot 10^{19} \text{W/cm}^2$ ergibt sich eine Temperatur von $k_B T_e = 565 \text{keV}$. Da sich diese lediglich um einen Faktor 3 von der bestimmten Elektronentemperatur unterscheidet, lassen sich diese beiden Komponenten in der Elektronenverteilung nicht klar unterscheiden.

Beschleunigendes elektrisches Feld

Mit Hilfe der Elektronentemperatur, der Debyelänge und Formel (2.38), lässt sich das anfängliche elektrische Feld zu $\mathcal{E}_{\text{max}} = (1,19 \pm 0,37) \text{TV/m}$ bestimmen. Als Überprüfung kann man die kritische Feldstärke für Barrier-Suppression-Ionisation (vergleiche Abschnitt 2.1.1) von beschleunigten Ionen bei Experimenten mit dünnen Folien am JETI heranziehen. Der höchste Ladungszustand den man bei Kohlenstoff beobachten kann, ist C^{4+} . Die Ionisierungsenergie von C^{3+} nach C^{4+} beträgt $E_{\text{Ion}} = 64,5 \text{eV}$ [47], was mit Formel (2.5) auf eine minimale Feldstärke von $\mathcal{E}_{\text{krit}} = 0,18 \text{TV/m}$ führt. Um dem Ladungszustand C^{4+} ein weiteres Elektron zu entziehen, benötigt man eine Energie von $E_{\text{Ion}} = 392,1 \text{eV}$ was einer kritischen Feldstärke für BSI von $\mathcal{E}_{\text{krit}} = 5,3 \text{TV/m}$ entspricht. Eine weitere Einschränkung dieses Intervalls kann mit Hilfe des bisher am höchsten beobachteten Ladungszustand Si^{6+} von Silizium vorgenommen werden. Die nötige Ionisationsenergie um diesen Zustand aus Si^{5+} herzustellen beträgt $E_{\text{Ion}} = 205,1 \text{eV}$ und benötigt damit eine kritische Feldstärke von $\mathcal{E}_{\text{krit}} = 1,2 \text{TV/m}$. Höhere Ladungszustände für Silizium sind bei gleichzeitiger Beschleunigung von Kohlenstoff mit dem verwendeten Detektor schwie-

5 Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen

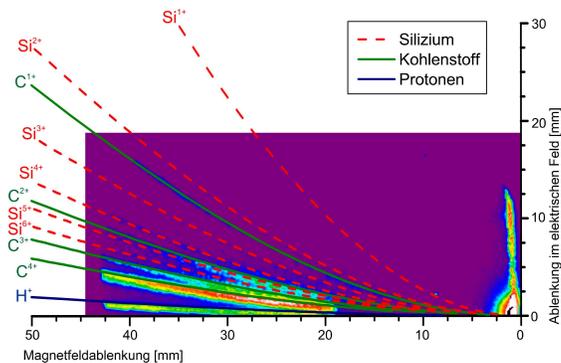


Abbildung 5.5: Verschiedene Ionenspezies, die bei der Wechselwirkung eines Laserpulses mit einer mit SiC beschichteten Titanfolie auftreten. Die Ionen wurden nach Passieren einer Thomson-Parabel (zur Trennung der Ionen mit verschiedenem Verhältnis von q/m) mit Hilfe eines Mikrokanalplattendetektors erfasst. Zu sehen ist ein maximaler Ladungszustand für Kohlenstoff von C^{4+} und für Silizium von Si^{6+} . Der Zustand Si^{1+} tritt in diesem Bild gar nicht und Si^{2+} nur in geringem Maße auf.

rig nachzuweisen, da sich die Ionenspuren teilweise überlappen. Die ermittelte elektrische Feldstärke im Debye Sheath ist in guter Übereinstimmung mit den kritischen Feldstärken für Barrier-Suppression-Ionisation der im Experiment auftretenden Ionensorten.

Konversionseffizienz von Laserenergie in heiße Elektronen

Hat man die Elektronendichteverteilung bestimmt, kann man über die Aufintegration über deren eingenommenes Volumen die absolute Anzahl von Elektronen im Debye Sheath ermitteln. Sie beträgt für die in Abbildung 5.2 gezeigte Verteilung $N_e = (4,6 \pm 0,1) \cdot 10^{10}$. Mit der ermittelten Elektronentemperatur von $k_B T_e = (1,62 \pm 0,35) \text{ MeV}$ ergibt sich damit eine Gesamtenergie der heißen Elektronen von $E_{e \text{ ges}} = (11,9 \pm 2,8) \text{ mJ}$. Die Gesamtenergie des Laserpulses, welcher die Elektronenverteilung bei diesem Schuss erzeugt hat, betrug $E_L = (460 \pm 40) \text{ mJ}$ auf dem Target, was eine Konversionseffizienz von Laser- zu Elektronenenergie von $\kappa_L = E_L / E_{e \text{ ges}} = (2,6 \pm 0,8) \%$ ergibt.

In der Literatur finden sich verschiedene Angaben zur Konversionseffizienz von Laserenergie in heiße Elektronen. Während Myatt [28] beobachtet, dass 10% der Energie in schnelle Elektronen umgewandelt werden, geht Roth [48] davon aus, dass weniger als 35% der Laserenergie zur Erzeugung relativistischer Elektronen beitragen. Messungen der durch heiße Elektronen erzeugten Röntgenfluoreszenz und anschließende Simulationen des Elektron-Photon-Transports führen in [29, 30] zu Konversionseffizienzen größer 30%. Eine ähnliche Messung von Beg [46] ergibt eine Konversionseffizienz von 40%. Beg

gibt jedoch zu bedenken, dass je nachdem welche Annahmen man beim Elektronentransportmodell macht, man Werte erhalten kann, die sich bis zu einem Faktor 5 unterscheiden.

Eine mögliche Ursache, warum die Werte für die Konversionseffizienz in der Literatur von dem in dieser Arbeit gemessenen abweichen, ist das verwendete Lasersystem. Die oben erwähnten Veröffentlichungen resultieren aus Experimenten mit Hochenergielasern mit Pulsenergien von 12 J bis 500 J bei Pulsdauern von 0,45 ps bis 20 ps, während das in dieser Arbeit verwendete System 0,8 J in 86 fs liefert. Roth [48] gibt an, dass es einen systematischen Zusammenhang zwischen steigender Laserpulsenergie und steigender Konversionseffizienz von Laserenergie in schnelle Ionen existiert. Da jedoch der Energieübertrag in die Ionen aus der heißen Elektronenkomponente erfolgt, gilt der gleiche Zusammenhang für die Konversionseffizienz in Elektronen. Deshalb ist eine geringere Konversionseffizienz in dieser Arbeit konsistent mit den bisherigen Beobachtungen.

Weiterhin sollte man beachten, dass zur Ermittlung der Werte in der genannten Literatur gewisse Annahmen bezüglich des Elektron-Photon-Transports gemacht werden müssen, während in dieser Arbeit die erste direkte Messung präsentiert wird.

Bei der Ableitung der für die Ionenbeschleunigung wichtigen Parameter in Abschnitt 2.4 wurde davon ausgegangen, dass die Ionen zunächst ruhen und eine vollständige Separation der heißen Elektronen vorliegt. Die gemessene Phasenstörung durch die Elektronendichteverteilung wird jedoch über eine Zeit von 104 fs gemittelt (durch die Probepulslänge vorgegebene minimale Zeitauflösung), während der sich die Ionen ausbreiten können. Aus früheren Experimenten mit dem JETI ist bekannt, dass die maximal erreichbare Protonenenergie bei circa 3,5 MeV liegt. Protonen mit dieser Energie könnten sich während der Probepulsdauer $2,7 \mu\text{m}$ bewegen. Jedoch ruhen die Ionen zu Anfang. Die Beschleunigungsdauer wird in der Literatur [25] mit $1,3 \cdot \tau_L$ (τ_L Laserpulsdauer) angegeben, was bei der verwendeten Hauptpulsdauer von 86 fs ungefähr der Probepulsdauer entspricht. Das beschleunigende elektrische Feld ist während dieser Zeit quasi-statisch, weshalb man zur Abschätzung eine gleichförmige Beschleunigung annehmen kann. Die so beschleunigten Protonen können also während der Probepulsdauer nur $1,3 \mu\text{m}$ zurücklegen. Diese Ausdehnung liegt in der Größenordnung des räumlichen Auflösungsvermögens des Objektivs. Deshalb kann das Elektronenplasma als ungestört angesehen werden, was die Anwendung der beschriebenen theoretischen Ansätze auf die gemessene Elektronenverteilung rechtfertigt.

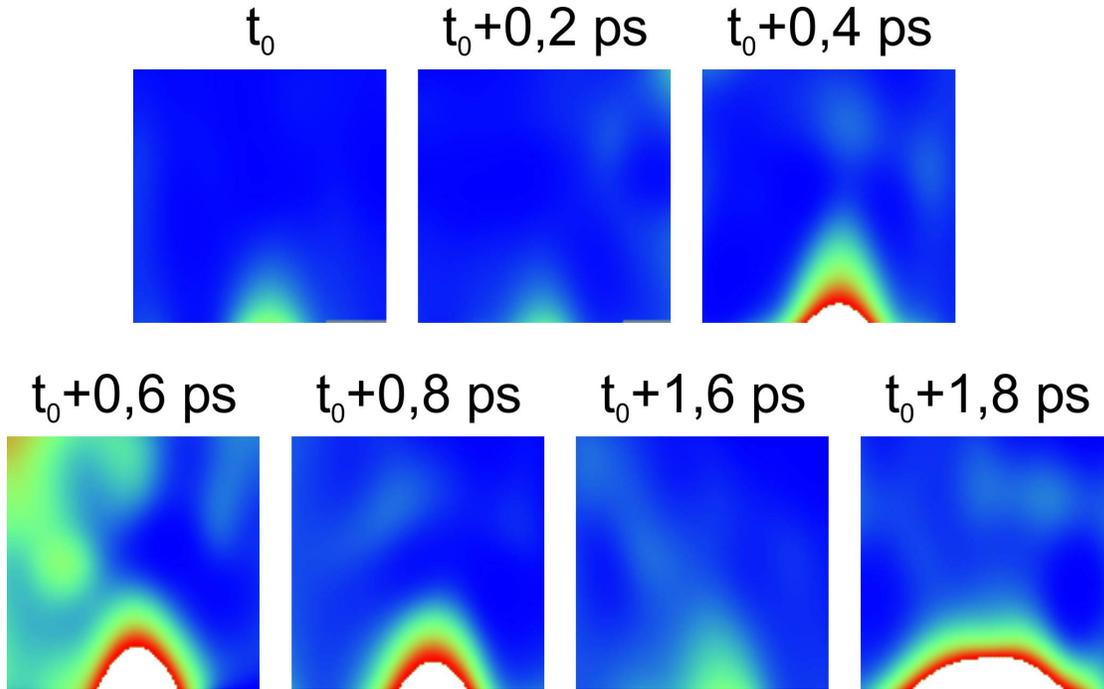


Abbildung 5.6: Phasenbilder der zeitlichen Evolution des Plasmas

5.3 Zeitliche Evolution des Plasmas

Nachdem im vorherigen Abschnitt die Elektronendichteverteilung auf der Targetrückseite unmittelbar nach der Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Target analysiert wurde, liegt im folgenden Teil das Augenmerk auf der zeitlichen Veränderung des Plasmas. In Abbildung 5.6 ist die Phasenstörung in den Interferogrammen durch das Plasma zu verschiedenen Zeitpunkten zu sehen. Der untere Rand der Bilder stellt dabei die Targetoberfläche dar. Die Seitenlänge der quadratischen Ausschnitte beträgt dabei etwa $75 \mu\text{m}$. Die Bilder sind alle derart skaliert, dass blau Regionen der Phasenverschiebung von null kennzeichnet (Vakuum), während rot eine Störung von 0.4 rad bedeutet. Die weißen Bereiche in einigen Bildern zeigen, dass hier auch Phasenverschiebungen größer 0.4 rad vorhanden waren. Lässt man die Bilder zum Zeitpunkt $t_0 + 0,8 \text{ ps}$ und $t_0 + 1,6 \text{ ps}$ außer acht, so ist eine deutliche Expansion des Plasmas in transversaler Richtung zu erkennen. Dass die beiden nicht beachteten Bilder dieses Verhalten nicht so gut widerspiegeln, kann durch Schuss zu Schuss Schwankungen erklärt werden. Die gezeigten Phasenbilder wurden aufgrund von Störungen in einigen Interferogrammen mit einer Kreismaske des Durchmessers von 35 px extrahiert. Aus den gezeigten Phasenbildern wurde anschließend mit Hilfe der Abel inversion die Elektronendichteverteilung berechnet. In Abbildung 5.7

5 Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen

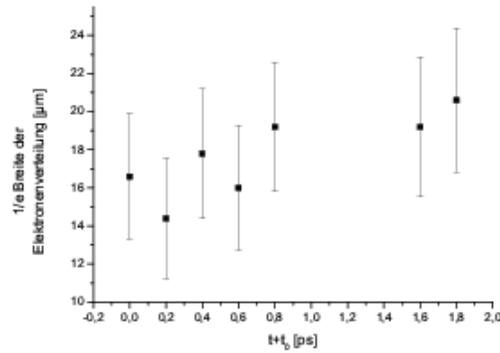


Abbildung 5.7: Zeitliche Evolution der Ausdehnung des Plasmas in der Targetebene

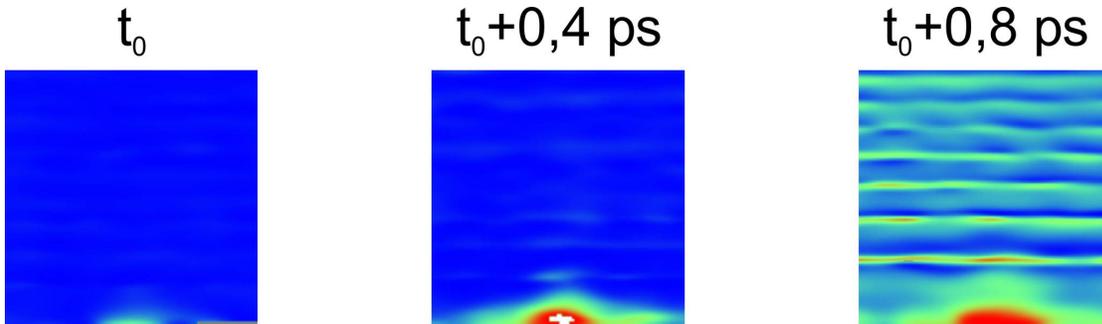


Abbildung 5.8: Phasenbilder aus Abbildung 5.6 mit größerer Frequenzmaske extrahiert.

ist die Änderung der $1/e_N$ -Breite (Breite, bei der die Elektronendichte auf das $1/e_N$ -fache des Maximums abgefallen ist) des Plasmas in der Targetebene zu sehen. Die Bestimmung der Breite wurde durch Anpassen einer Gaußfunktion bestimmt. Die Fehlerbalken setzen sich aus dem Fehler der Fitfunktion, dem Fehler der für die Rekonstruktion verwendeten Kreismaske ($r = 35$ px, siehe Abbildung 4.9) und dem optischen Auflösungsvermögen des Objektivs zusammen. Das Plasma dehnt sich transversal mit einer Geschwindigkeit von $v_{PI} = (1,3 \pm 0,4) \cdot 10^6$ m/s aus.

Da die Rekonstruktionsgenauigkeit in targetnormaler Richtung nicht ausreichend ist, wurde die die Extraktion der Phase und die Bestimmung der Elektronendichte mit einer Rechteckmaske der Größe 39×239 px wiederholt. Aufgrund von Störungen in einigen Interferogrammen war dies lediglich für drei Zeitpunkte möglich. Die Phasenbilder für diese Zeitpunkte sind in Abbildung 5.8 zu sehen. Der Ausschnitt hat die selben Dimensionen wie bei den vorherigen Bildern, jedoch ist die rote Farbe hier auf eine Phasenstörung von $1,8$ rad normiert.

5 *Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen*

Die Maximalenergie der mit dem JETI erzeugbaren Protonen liegt bei 3,5 MeV. Da die Protonen dabei von Elektronen begleitet werden, die deren Ladung kompensieren, sollte man eine Ionenfront beobachten können, die sich von t_0 nach $t_0 + 0,8$ ps um circa $21 \mu\text{m}$ in Targetnormalenrichtung ausbreitet. Jedoch ist sowohl auf den Phasenbildern als auch in der Elektronendichteverteilung keine klare, sich mit dieser Geschwindigkeit ausdehnende Ionenfront auszumachen.

Deshalb soll abgeschätzt werden, ob die Phasenstörung durch die die Protonen begleitenden Elektronen ausreicht, um die Phasenverschiebung detektieren zu können. Ein typisches mit dem JETI erzeugtes Protonenspektrum enthält in der Größenordnung 10^9 Protonen im Energiebereich von 0,8 MeV bis 3,5 MeV (das Spektrum erstreckt sich auch zu niedrigeren Energien, diese werden aber nicht diagnostiziert). Der niederenergetische Teil bewegt sich in der Zeit von 0,8 ps circa $10 \mu\text{m}$, während der höherenergetische rund $21 \mu\text{m}$ zurücklegt. Wird jedes Proton von einem Elektron begleitet und nimmt man eine minimale Quellgröße von $10 \mu\text{m}$ Durchmesser an, so erhält man einen Zylinder in dem eine Teilchendichte von $1,2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ herrscht. Propagiert nun Licht der Wellenlänge von 400 nm radial durch diese Elektronenverteilung, so akkumuliert sich eine Phase von (Formel (4.5)) 0,01 rad. Dies liegt jedoch unter der Detektionsschwelle, so dass die sich ausbreitende Ionenfront nicht beobachtet werden kann.

5.4 **Vergleich mit anderen Methoden**

Die Ionenbeschleunigung durch den TNSA Prozess wurde bisher lediglich erfolgreich mit Hilfe der Protonendeflektometrie charakterisiert [49, 50]. Dabei wird mit Hilfe eines Laserpulses ein Protonenstrahl mit thermischen Energiespektrum erzeugt und diesem mittels eines Gitters eine räumliche Modulation aufgeprägt. Dieser Protonenstrahl passiert nun ein zweites Target, an dem mit einem zweiten Laserpuls das zu untersuchende Plasma erzeugt wird. Da nun verschiedene Protonenenergien das Plasma zu unterschiedlichen Zeiten erreichen, erhält man eine intrinsische Zeitauflösung des Prozesses. Aus der Verformung des aufgeprägten Profils lassen sich mit Hilfe von vergleichenden Simulationen die Parameter des untersuchten Plasmas ableiten.

Die Zeitauflösung bei bisherigen Untersuchungen mittels Protonendeflektometrie liegt im Bereich von 1 ps bis 10 ps, während die minimale Zeitauflösung bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment bei 104 fs lag. Beide Methoden liefern zweidimensionale Bilder der Plasmaexpansion. Protonendeflektometrie ist jedoch dabei in der Lage die zeitliche Evolution des Plasmas mit einem Schuss zu charakterisieren, während bei der optischen Interferometrie mehrere Laserpulse notwendig sind. Die hier vorgestellte

optische Methode stößt an ihre Grenzen, wenn die Elektronendichte die kritische Dichte der Probepulswellenlänge erreicht. Jedoch kann hier über Frequenzvervielfachung die Limitierung einfach zu höheren Dichten verschoben werden. Protonendeflektometrie ist in seiner Anwendbarkeit durch die als Sonde zur Verfügung stehenden Protonenenergien begrenzt. Sind die elektrischen Felder im zu untersuchenden Plasma zu hoch, wird die Ablenkung der Protonen zu groß und die Detektion ist nicht mehr möglich. Um die Protonenenergien zu erhöhen benötigt man jedoch stärkere Laser, deren Zugänglichkeit beschränkt ist. So war Romagnani [49] in seiner Arbeit auf eine Interaktionsintensität von $3,5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ beschränkt und war in der Lage Felder von $4,5 \cdot 10^{11} \text{ V/m}$ zu detektieren. In dieser Arbeit wurde mit Intensitäten $\geq 2 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ gearbeitet und es gelang der Nachweis einer elektrischen Feldstärke von $(1,19 \pm 0,37) \cdot 10^{12} \text{ V/m}$. Weiterhin ist zu sagen, dass Romagnani zur Bestimmung des Feldes mittels vergleichender Simulation einige Annahmen machen musste. So wurden anfängliche ungestörte Elektronendichte n_{e0} , Konversionseffizienz von Laserenergie in heiße Elektronen κ_L und Elektronentemperatur T_e abgeschätzt, während diese Parameter mit der hier vorgestellten Methode direkt aus der gemessenen Elektronendichteverteilung bestimmt werden können. Weiterhin sind für Protonendeflektometrie zwei relativistische Laserpulse ($I\lambda^2 > 1,37 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$) nötig, während optische Interferometrie neben dem Hauptpuls lediglich ein Probepuls mit geringer Intensität benötigt. Dies reduziert die Anforderungen an das Lasersystem und ermöglicht somit die Untersuchung des TNSA Mechanismus auch an kleineren Ti:Saphir Lasern der 10 TW Klasse.

5.5 Experimentelle Ergebnisse

Mit Hilfe optischer Interferometrie wurde die Elektronendichteverteilung des Debye Sheaths bestimmt. Die maximale detektierte Elektronendichte beträgt $n_e = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, aus deren exponentiellen Abfall in Richtung der Targetnormalen sich eine Debyelänge von $\lambda_D = (1,17 \pm 0,11) \mu\text{m}$ bestimmen lässt. Die anfangs ungestörte Elektronendichte ergibt sich dabei zu $n_{e0} = (6,56 \pm 0,18) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Die Verteilung der Elektronen lässt sich am besten mittels einer Elektronentemperatur von $k_B T_e = (1,6 \pm 0,35) \text{ MeV}$ beschreiben, was in guter Übereinstimmung mit dem ponderomotiven Potential des Laserpulses ist, der die Verteilung erzeugt hat. Aus den vorgenannten Parametern kann man zusätzlich das Maximum des beschleunigenden elektrischen Feldes von $\mathcal{E}_{\text{max}} = (1,2 \pm 0,37) \text{ TV/m}$ bestimmen. Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der kritischen Feldstärke für Barrier-Suppression-Ionisation der detektierten Ionenspezies. Weiterhin gelang die erste direkte Bestimmung der Konversionseffizienz von Laserenergie in die Population der hei-

5 *Ermittelte Elektronendichteverteilungen und abgeleitete Größen*

ßen Elektronen. Die Messung ergab $\kappa_L = (2,6 \pm 0,8) \%$. Eine kontrollierte Verzögerung des Laserpulses ermöglichte außerdem die Charakterisierung der zeitlichen Evolution des Targetrückseitenplasmas.

6 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein experimenteller Aufbau entwickelt, der es ermöglicht die Plasmaexpansion auf der Rückseite dünner Metallfolien bei der Wechselwirkung mit intensiven Laserpulsen zu studieren. Die dabei erreichte Zeitauflösung stellt eine Verbesserung um den Faktor 10 bis 100 im Vergleich zu ähnlichen Experimenten [49] dar. Die interferometrische Detektion des Plasmas ermöglichte erstmals eine experimentelle Bestimmung der Elektronendichteverteilung der heißen Elektronen, die die Ionenbeschleunigung beim Target Normal Sheath Acceleration Mechanismus treiben.

Die Kenntnis der Verteilung der Elektronen an der Targetrückseite ermöglicht den Zugang zu weiteren Parametern des Plasmas. So gelang es die Temperatur der Elektronenverteilung und das maximale, beschleunigende, elektrische Feld zu bestimmen. Beides ist in guter Übereinstimmung mit theoretischen Vorhersagen. Weiterhin wurde die Konversionseffizienz von Laserenergie in Elektronen im Debye Sheath bestimmt und es gelang die Aufnahme der zeitlichen Evolution des Plasmas.

Mit der Möglichkeit, Zugang zu all den genannten Parametern zu gewinnen, ist man nun in der Lage die Auswirkungen bei Änderungen der experimentellen Bedingungen auf die Elektronendichteverteilung zu studieren. Zum Beispiel ließen sich durch Änderung der Polarisierung des Hauptpulses oder der Länge des Vorpulses gezielt verschiedene Beschleunigungsmechanismen unterdrücken, was die Bestimmung der unterschiedlichen Beiträge zur Erzeugung der heißen Elektronenkomponente ermöglichen würde. Weiterhin könnte man den Einfluss der Targetdicke und damit der Streuung der heißen Elektronen bei der Propagation durch die Metallfolie quantitativ vermessen. Auch wäre eine gezielte Studie der Änderung der Parameter der Elektronendichteverteilung bei Verwendung von massenlimitierten Targets möglich.

Die Charakterisierung des TNSA Prozesses eröffnet den Weg zum vollständigen Verständnis der Laserbeschleunigung von Ionen und somit die Verbesserung der Eigenschaften der Teilchenstrahlen. Damit rücken Anwendungen wie Radioonkologie [51], Erzeugung kurzlebiger Radioisotope für Positronenemissionstomographie [52, 53], Kernfusion durch Fast Ignition [54] und die Verwendung als Vorbeschleuniger für herkömmliche Teilchenbeschleuniger [55] in greifbare Nähe.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mich bei der Verwirklichung dieser Diplomarbeit unterstützt haben. Besonderer Dank gilt:

- Sebastian Pfoth, Oliver Jäckel, Malte Kaluza und Hans-Peter Schlenvoigt für die Unterstützung bei der Arbeit im Labor, alle fruchtbaren Diskussionen im Zuge der Auswertung und das gute Arbeitsklima
- Heinrich Schwoerer für die Betreuung dieser Diplomarbeit
- Wolfgang Ziegler für die Hilfe bei allen ingenieurstechnischen Fragestellungen und dafür, dass er für jedes Problem fünf Leute kennt, die es schon mal gelöst haben
- Falk Ronneberger und Burgard Beleites für die Pflege des JETI Lasersystems und Falk für die Hilfe bei allen Software-, Hardware- oder anderen Computerproblemen
- Bernhard Klumbies für die guten Ratschläge für das Design des Targethalters und der Belegschaft der M1 für die Ausführung aller Arbeiten
- Sebastian Podleska für die Erstellung der ZEMAX Simulation

Darüber hinaus gilt mein Dank:

- meinen Eltern und meiner Familie, dafür dass sie mich stets in all meinem Tun und Streben unterstützt haben
- meinen Freunden und Kommilitonen mit denen ich in den letzten 5 Jahren eine gute Zeit verlebt habe
- meiner Freundin Katrin Schulz für ihre Unterstützung und die Möglichkeit auch mal den Kopf frei zu bekommen

Literaturverzeichnis

- [1] MAIMAN, T. H.: Stimulated optical radiation in ruby. In: *Nature* 187 (1960), Nr. 4736, S. 493–494
- [2] LINLOR, W. I.: Ion energies produced by laser giant pulse. In: *Applied Physics Letters* 3 (1963), Nr. 11, S. 210–211
- [3] MOULTON, P. F.: Spectroscopic and laser characteristics of Ti-Al₂O₃. In: *Journal of the Optical Society of America B-Optical Physics* 3 (1986), Januar, Nr. 1, S. 125–133
- [4] SPENCE, D. E. ; KEAN, P. N. ; SIBBETT, W.: 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti-sapphire laser. In: *Optics Letters* 16 (1991), Januar, Nr. 1, S. 42–44
- [5] STRICKLAND, D. ; MOUROU, G.: Compression of amplified chirped optical pulses. In: *Optics Communications* 56 (1985), Nr. 3, S. 219–221
- [6] PERRY, M. D. ; PENNINGTON, D. ; STUART, B. C. ; TIETBOHL, G. ; BRITTEN, J. A. ; BROWN, C. ; HERMAN, S. ; GOLICK, B. ; KARTZ, M. ; MILLER, J. ; POWELL, H. T. ; VERGINO, M. ; YANOVSKY, V.: Petawatt laser pulses. In: *Optics Letters* 24 (1999), Februar, Nr. 3, S. 160–162
- [7] SNAVELY, R. A. ; KEY, M. H. ; HATCHETT, S. P. ; COWAN, T. E. ; ROTH, M. ; PHILLIPS, T. W. ; STOYER, M. A. ; HENRY, E. A. ; SANGSTER, T. C. ; SINGH, M. S. ; WILKS, S. C. ; MACKINNON, A. ; OFFENBERGER, A. ; PENNINGTON, D. M. ; YASUIKE, K. ; LANGDON, A. B. ; LASINSKI, B. F. ; JOHNSON, J. ; PERRY, M. D. ; CAMPBELL, E. M.: Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids. In: *Physical Review Letters* 85 (2000), Nr. 14, S. 2945–2948
- [8] CLARK, E. L. ; KRUSHELNICK, K. ; ZEPF, M. ; BEG, F. N. ; TATARAKIS, M. ; MACHACEK, A. ; SANTALA, M. I. K. ; WATTS, I. ; NORREYS, P. A. ; DANGOR, A. E.: Energetic heavy-ion and proton generation from ultraintense laser-plasma interactions with solids. In: *Physical Review Letters* 85 (2000), Nr. 8, S. 1654–1657

Literaturverzeichnis

- [9] GIBBON, Paul: *Short pulse laser interactions with matter*. Imperial College Press, 2005
- [10] VORONOV, G. S. ; DELONE, N. B.: Ionization of xenon atom by electric field of ruby laser emission. In: *JETP Letters-USSR* 1 (1965), Nr. 2, S. 66–&
- [11] AGOSTINI, P. ; BARJOT, G. ; BONNAL, J. F. ; MAINFRAY, G. ; MANUS, C. ; MORELLEC, J.: Multiphoton ionization of hydrogen and rare gases. In: *IEEE Transactions on Plasma Science Journal of Quantum Electronics* QE 4 (1968), Nr. 10, S. 667–&
- [12] AMMOSEV, M. V. ; DELONE, N. B. ; KRAINOV, V. P.: Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in a varying electromagnetic-field. In: *Zhurnal Eksperimentalnoi I Teoreticheskoi Fiziki* 91 (1986), Dezember, Nr. 6, S. 2008–2013
- [13] ASHCROFT, N. W. ; MERMIN, N. D.: *Festkörperphysik*. Oldenbourg Verlag, 2001
- [14] LEDERER, F.: *Theoretische Optik (Vorlesungsskript)*. IFTO, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2004
- [15] KALUZA, M.: *Characterisation of laser-accelerated proton beams*, MPI für Quantenoptik, Garching, Diss., 2004
- [16] HARTEMANN, F. V. ; FOCHS, S. N. ; LESAGE, G. P. ; LUHMANN, N.C. ; WOODSWORTH, J. G. ; PERRY, M. D. ; CHEN, Y. J. ; KERMAN, A. K.: Nonlinear ponderomotive scattering of relativistic electrons by an intense laser field at focus. In: *Physical Review E* 51 (1995), Nr. 5, S. 4833–4843
- [17] KRUEER, William L.: *The physics of laser plasma interactions*. Addison-Wesley, 1988
- [18] BRUNEL, F.: Not-so-resonant, resonant absorption. In: *Physical Review Letters* 59 (1987), S. 52
- [19] SANTOS, J. J. ; DEBAYLE, A. ; NICOLAI, Ph. ; TIKHONCHUK, V. ; MANCLOSSI, M. ; BATANI, D. ; GUEMNIE-TAFO, A. ; FAURE, J. ; MALKA, V. ; HONRUBIA, J. J.: Fast-electron transport and induced heating in aluminum foils. In: *Physics of Plasmas* 14 (2007), Nr. 10, S. 103107
- [20] WILKS, S. C. ; LANGDON, A. B. ; COWAN, T. E. ; ROTH, M. ; SINGH, M. ; HATCHETT, S. ; KEY, M. H. ; PENNINGTON, D. ; MACKINNON, A. ; SNAVELY, R. A.: Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. In: *Physics of Plasmas* 8 (2001), Nr. 2, S. 542–549

Literaturverzeichnis

- [21] CROW, J. E. ; AUER, P. L. ; ALLEN, J. E.: Expansion of a plasma into a vacuum. In: *Journal of Plasma Physics* 14 (1975), Nr. AUG, S. 65–76
- [22] MORA, P.: Plasma expansion into a vacuum. In: *Physical Review Letters* 90 (2003), Nr. 18, S. 185002
- [23] MORA, P.: Thin-foil expansion into a vacuum. In: *Physical Review E* 72 (2005), November, Nr. 5, S. 056401
- [24] MORA, P.: Collisionless expansion of a Gaussian plasma into a vacuum. In: *Physics of Plasmas* 12 (2005), November, Nr. 11, S. 112102
- [25] FUCHS, J. ; ANTICI, P. ; D'HUMIERES, E. ; LEFEBVRE, E. ; BORGHESI, M. ; BRAMBRINK, E. ; CECCHETTI, C. A. ; KALUZA, M. ; MALKA, V. ; MANCLOSSI, M. ; MEYRONEINC, S. ; MORA, P. ; SCHREIBER, J. ; TONCIAN, T. ; PEPIN, H. ; AUDEBERT, R.: Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. In: *Nature Physics* 2 (2006), Nr. 1, S. 48–54
- [26] WILKS, S. C. ; KRUER, W. L. ; TABAK, M. ; LANGDON, A. B.: Absorption of ultra-intense laser-pulses. In: *Physical Review Letters* 69 (1992), Nr. 9, S. 1383–1386
- [27] KALUZA, M. ; SCHREIBER, J. ; SANTALA, M. I. K. ; TSAKIRIS, G. D. ; EIDMANN, K. ; MEYER-TER VEHN, J. ; WITTE, K. J.: Influence of the laser prepulse on proton acceleration in thin-foil experiments. In: *Physical Review Letters* 93 (2004), Nr. 4, S. 045003
- [28] MYATT, J. ; THEOBALD, W. ; DELETTREZ, J. A. ; STOECKL, C. ; STORM, M. ; SANGSTER, T. C. ; MAXIMOV, A. V. ; SHORT, R. W.: High-intensity laser interactions with mass-limited solid targets and implications for fast-ignition experiments on OMEGA EP. In: *Physics of Plasmas* 14 (2007), Mai, Nr. 5, S. 056301
- [29] WHARTON, K. B. ; HATCHETT, S. P. ; WILKS, S. C. ; KEY, M. H. ; MOODY, J. D. ; YANOVSKY, V. ; OFFENBERGER, A. A. ; HAMMEL, B. A. ; PERRY, M. D. ; JOSHI, C.: Experimental measurements of hot electrons generated by ultraintense ($> 10(19)$ W/cm²) laser-plasma interactions on solid-density targets. In: *Physical Review Letters* 81 (1998), Juli, Nr. 4, S. 822–825
- [30] KEY, M. H. ; CABLE, M. D. ; COWAN, T. E. ; ESTABROOK, K. G. ; HAMMEL, B. A. ; HATCHETT, S. P. ; HENRY, E. A. ; HINKEL, D. E. ; KILKENNY, J. D. ; KOCH, J. A. ; KRUER, W. L. ; LANGDON, A. B. ; LASINSKI, B. F. ; LEE, R. W. ; MACGOWAN,

Literaturverzeichnis

- B. J. ; MACKINNON, A. ; MOODY, J. D. ; MORAN, M. J. ; OFFENBERGER, A. A. ; PENNINGTON, D. M. ; PERRY, M. D. ; PHILLIPS, T. J. ; SANGSTER, T. C. ; SINGH, M. S. ; STOYER, M. A. ; TABAK, M. ; TIETBOHL, G. L. ; TSUKAMOTO, M. ; WHARTON, K. ; WILKS, S. C.: Hot electron production and heating by hot electrons in fast ignitor research. In: *Physics of Plasmas* 5 (1998), Mai, Nr. 5, S. 1966–1972
- [31] FEURER, T. ; THEOBALD, W. ; SAUERBREY, R. ; USCHMANN, I. ; ALTENBERND, D. ; TEUBNER, U. ; GIBBON, P. ; FORSTER, E. ; MALKA, G. ; MIQUEL, J. L.: Onset of diffuse reflectivity and fast electron flux inhibition in 528-nm-laser solid interactions at ultrahigh intensity. In: *Physical Review E* 56 (1997), Oktober, Nr. 4, S. 4608–4614
- [32] SCHREIBER, J. ; BELL, F. ; GRUNER, F. ; SCHRAMM, U. ; GEISSLER, M. ; SCHNURER, M. ; TER-AVETISYAN, S. ; HEGELICH, B. M. ; COBBLE, J. ; BRAMBRINK, E. ; FUCHS, J. ; AUDEBERT, P. ; HABS, D.: Analytical model for ion acceleration by high-intensity laser pulses. In: *Physical Review Letters* 97 (2006), Nr. 4, S. 045005
- [33] SIEGMAN, A. E.: *Lasers*. University Science Books, Mill Valey, California, 1986
- [34] BASS, Michael (Hrsg.): *Handbook of optics*. Bd. 2. McGraw-Hill, Inc., 1995
- [35] JÄCKEL, Oliver: *Vermessung von Ionenspektren aus relativistischen laserproduzierten Plasmen*, Physikalisch-Astronomische-Fakultät, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2005
- [36] EWALD, F.: *Harte Röntgenstrahlung aus relativistischen Laserplasmen und laserinduzierte Kernreaktionen*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2004
- [37] BENATTAR, R. ; POPOVICS, C. ; SIGEL, R.: Polarized-light interferometer for laser fusion studies. In: *Review of Scientific Instruments* 50 (1979), Nr. 12, S. 1583–1585
- [38] IDEA. <http://www.optics.tugraz.at/idea/idea.html>
- [39] TAKEDA, M. ; INA, H. ; KOBAYASHI, S.: Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry. In: *Journal of the optical Society of America* 72 (1982), Nr. 1, S. 156–160
- [40] PRETZLER, G. ; JAGER, H. ; NEGER, T. ; PHILIPP, H. ; WOISETSCHLAGER, J.: Comparison of different methods of abel inversion using computer-simulated and experimental side-on data. In: *Zeitschrift für Naturforschung Section A-A Journal of Physical Sciences* 47 (1992), September, Nr. 9, S. 955–970

Literaturverzeichnis

- [41] BORGHESI, M. ; MACKINNON, A. J. ; BELL, A. R. ; MALKA, G. ; VICKERS, C. ; WILLI, O. ; DAVIES, J. R. ; PUKHOV, A. ; MEYER-TER VEHN, J.: Observations of collimated ionization channels in aluminum-coated glass targets irradiated by ultraintense laser pulses. In: *Physical Review Letters* 83 (1999), November, Nr. 21, S. 4309–4312
- [42] TATARAKIS, M. ; DAVIES, J. R. ; LEE, P. ; NORREYS, P. A. ; KASSAPAKIS, N. G. ; BEG, F. N. ; BELL, A. R. ; HAINES, M. G. ; DANGOR, A. E.: Plasma formation on the front and rear of plastic targets due to high-intensity laser-generated fast electrons. In: *Physical Review Letters* 81 (1998), August, Nr. 5, S. 999–1002
- [43] GREMILLET, L. ; AMIRANOFF, F. ; BATON, S. D. ; GAUTHIER, J. C. ; KOENIG, M. ; MARTINOLLI, E. ; PISANI, F. ; BONNAUD, G. ; LEBOURG, C. ; ROUSSEAUX, C. ; TOUPIN, C. ; ANTONICCI, A. ; BATANI, D. ; BERNARDINELLO, A. ; HALL, T. ; SCOTT, D. ; NORREYS, P. ; BANDULET, H. ; PEPIN, H.: Time-resolved observation of ultrahigh intensity laser-produced electron jets propagating through transparent solid targets. In: *Physical Review Letters* 83 (1999), Dezember, Nr. 24, S. 5015–5018
- [44] PUKHOV, A.: Three-dimensional simulations of ion acceleration from a foil irradiated by a short-pulse laser. In: *Physical Review Letters* 86 (2001), Nr. 16, S. 3562–3565
- [45] PASSONI, M. ; TIKHONCHUK, V. T. ; LONTANO, M. ; BYCHENKOV, V. Y.: Charge separation effects in solid targets and ion acceleration with a two-temperature electron distribution. In: *Physical Review E* 69 (2004), Februar, Nr. 2, S. 026411
- [46] BEG, F. N. ; BELL, A. R. ; DANGOR, A. E. ; DANSON, C. N. ; FEWS, A. P. ; GLINSKY, M. E. ; HAMMEL, B. A. ; LEE, P. ; NORREYS, P. A. ; TATARAKIS, M.: A study of picosecond laser-solid interactions up to 10(19) W cm(-2). In: *Physics of Plasmas* 4 (1997), Februar, Nr. 2, S. 447–457
- [47] COWAN, Robert D.: *The theory of atomic structure and spectra*. University of California Press, Berkeley, 1981
- [48] ROTH, M. ; BLAZEVIC, A. ; GEISSEL, M. ; SCHLEGEL, T. ; COWAN, T. E. ; ALLEN, M. ; GAUTHIER, J. C. ; AUDEBERT, P. ; FUCHS, J. ; MEYER-TER VEHN, J. ; HEGELICH, M. ; KARSCH, S. ; PUKHOV, A.: Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties. In: *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams* 5 (2002), Nr. 6, S. 061301

Literaturverzeichnis

- [49] ROMAGNANI, L. ; FUCHS, J. ; BORGHESI, M. ; ANTICI, P. ; AUDEBERT, P. ; CECCHERINI, F. ; COWAN, T. ; GRISMAYER, T. ; KAR, S. ; MACCHI, A. ; MORA, P. ; PRETZLER, G. ; SCHIAVI, A. ; TONCIAN, T. ; WILLI, O.: Dynamics of electric fields driving the laser acceleration of multi-MeV protons. In: *Physical Review Letters* 95 (2005), November, Nr. 19, S. 195001
- [50] BORGHESI, M. ; KAR, S. ; ROMAGNANI, L. ; TONCIAN, T. ; ANTICI, P. ; AUDEBERT, P. ; BRAMBRINK, E. ; CECCHERINI, F. ; CECCHETTI, C. A. ; FUCHS, J. ; GALIMBERTI, M. ; GIZZI, L. A. ; GRISMAYER, T. ; LYSEIKINA, T. ; JUNG, R. ; MACCHI, A. ; MORA, P. ; OSTERHOLTZ, J. ; SCHIAVI, A. ; WILLI, O.: Impulsive electric fields driven by high-intensity laser matter interactions. In: *Laser and Particle Beams* 25 (2007), März, Nr. 1, S. 161–167
- [51] BULANOV, S. V. ; KHOROSHKOV, V. S.: Feasibility of using laser ion accelerators in proton therapy. In: *Plasma Physics Reports* 28 (2002), Nr. 5, S. 453–456
- [52] SPENCER, I. ; LEDINGHAM, K. W. D. ; SINGHAL, R. P. ; MCCANNY, T. ; MCKENNA, P. ; CLARK, E. L. ; KRUSHELNICK, K. ; ZEPF, M. ; BEG, F. N. ; TATARAKIS, M. ; DANGOR, A. E. ; NORREYS, P. A. ; CLARKE, R. J. ; ALLOTT, R. M. ; ROSS, I. N.: Laser generation of proton beams for the production of short-lived positron emitting radioisotopes. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B - Beam Interactions with Materials and Atoms* 183 (2001), Nr. 3-4, S. 449–458
- [53] FRITZLER, S. ; MALKA, V. ; GRILLON, G. ; ROUSSEAU, J. P. ; BURGY, F. ; LEFEBVRE, E. ; D'HUMIERES, E. ; MCKENNA, P. ; LEDINGHAM, K. W. D.: Proton beams generated with high-intensity lasers: Applications to medical isotope production. In: *Applied Physics Letters* 83 (2003), Nr. 15, S. 3039–3041
- [54] ROTH, M. ; COWAN, T. E. ; KEY, M. H. ; HATCHETT, S. P. ; BROWN, C. ; FOUNTAIN, W. ; JOHNSON, J. ; PENNINGTON, D. M. ; SNAVELY, R. A. ; WILKS, S. C. ; YASUIKE, K. ; RUHL, H. ; PEGORARO, F. ; BULANOV, S. V. ; CAMPBELL, E. M. ; PERRY, M. D. ; POWELL, H.: Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams. In: *Physical Review Letters* 86 (2001), Nr. 3, S. 436–439
- [55] KRUSHELNICK, K. ; CLARK, E. L. ; ALLOTT, R. ; BEG, F. N. ; DANSON, C. N. ; MACHACEK, A. ; MALKA, V. ; NAJMUDIN, Z. ; NEELY, D. ; NORREYS, P. A. ; SALVATI, M. R. ; SANTALA, M. I. K. ; TATARAKIS, M. ; WATTS, I. ; ZEPF, M. ; DANGOR, A. E.: Ultrahigh-intensity laser-produced plasmas as a compact heavy

Literaturverzeichnis

ion injection source. In: *IEEE Transactions on Plasma Science* 28 (2000), Nr. 4, S. 1184–1189

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel genutzt habe. Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Diplomarbeit für die öffentliche Nutzung in der Thüringer Universitäts- und Landesbibliothek zur Verfügung zu stellen.

Jena, den 07.02.2008