

Entwicklung eines Doppel-Plasmaspiegels zur Erzeugung hochenergetischer Ionen mit ultra-dünnen Targets

Diplomarbeit

Sven Steinke

August 2007



Diese Arbeit entstand am
MAX-BORN-Institut für
nichtlineare Optik und Kurzzeitspektroskopie in Berlin
in Abteilung B1 von Prof. W. Sandner
und wurde seitens der Freien Universität Berlin betreut durch
Prof. M. Wolf

Berlin, im August 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Theorie	9
2.1	Plasmaphysik	9
2.1.1	Drude-Modell	9
2.1.2	Plasmafrequenz	10
2.1.3	Plasma als dielektrisches Medium	11
2.2	Laser-Plasma Wechselwirkungen	12
2.2.1	Elektromagnetische Wellengleichungen	12
2.2.2	Ponderomotive Kraft	14
2.2.3	Absorptionsmechanismen	16
2.3	Ionenbeschleunigung	17
2.3.1	Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)	18
3	Experiment	21
3.1	Der Titan-Saphir Höchstfeld-Laser (HFL) am MBI	21
3.1.1	Messung des Kontrastes mit einem Autokorrelator dritter Ordnung	24
3.2	Vorbetrachtungen zum Plasmaspiegel	27
3.3	Der Doppel-Plasmaspiegel (DPM)	30
3.3.1	Aufbau des DPM	30
3.3.2	Optimierung des DPM-Systems	32
3.4	Einsatz des DPM zur Laserbeschleunigung von Ionen	35
3.4.1	Versuchsordnung	35
3.4.2	Das Thomson-Spektrometer	36
3.4.3	Die Micochannel-Plate(MCP)	37
3.4.4	Charakterisierung des Ionenspektrums ohne DPM	37
3.4.5	Ultra-dünne Folien als Targets	40
3.4.6	Charakterisierung des Ionenspektrum mit DPM	41
3.4.7	Vergleichsmessungen ohne DPM mit reduzierter Laserenergie	46

4	Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse	49
5	Danksagungen	53
	Abbildungsverzeichnis	56
	Literaturverzeichnis	60
A	LabVIEW	61
	A.1 LabVIEW-Programm zur Identifizierung und Auswertung der Ionen	61

Kapitel 1

Einleitung

Mit Einführung der „Chirped-Pulse-Amplification“ (CPA) im Jahr 1985 [1] wurden Laser-Spitzenintensitäten von mehreren 10^{21} W/cm² mit Pulslängen von einigen hundert Femto- bis Picosekunden erreichbar [2].

In Anwesenheit solch intensiver Felder wird jedes Material sehr schnell ionisiert. Die Elektronen in dem entstandenen Plasma oszillieren und bewegen sich dann mit relativistischen Geschwindigkeiten. Unter diesen Voraussetzungen ist es nun möglich, Laser-Materie Wechselwirkungen experimentell zu untersuchen, die von der relativistischen Kinematik der Elektronen bestimmt werden (relativistische Laser-Plasma-Dynamik).

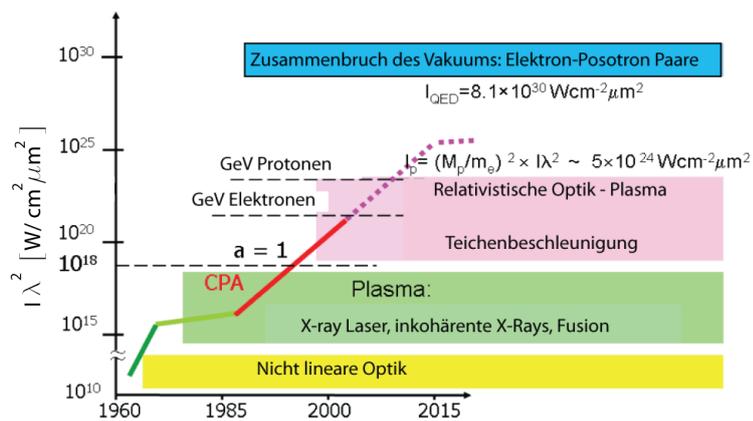


Abbildung 1.1: Teilchenenergie als Funktion der Laser Intensität

Ein Charakteristikum der CPA-Technik ist die Anwesenheit eines temporären Pedestals. Dieser Pedestal ist ein Lichtsignal, welches zeitlich vor dem eigentlich zu generierenden Laserpuls erzeugt wird. Er tritt bei einem gepulsten Laser in der Regel auf, wenn der Pumpprozess zeitlich länger als der zu generierende Puls ist, oder „vorlaufende“ Pulse durch das Verstärkungsschema erzeugt werden. Der Quotient aus Laser-Peak-Intensität und der Intensität dieses Pedestals bzw. Vorpulses wird als Kontrast bezeichnet. Dieser liegt beim verwendeten (Ti:Sa) Laser-System (s. Kap. 3.1) in der Größenordnung von 10^7 . Erreicht die Intensität des Pedestals Werte von $10^{10} - 10^{13}$ W/cm², kann je nach zeitlicher Dauer und bestrahltem Ma-

terial ein Plasma erzeugt werden. Wegen der hydrodynamischen Expansion des Plasmas wechselwirkt der Hauptpuls dann nicht mit einem Plasma mit steilem Elektronendichte-Gradienten. Für viele Anwendungen ist aber gerade dieser Effekt unverzichtbar, wie z.B. die Erzeugung von Hohen-Harmonischen an Festkörpern [3] oder die Beschleunigung von Ionen [4].

Deshalb wurde in den vergangenen Jahren die Forschung auf dem Feld Kontrastverbesserung von Lasersystemen intensiviert. Grundsätzlich gibt es zwei Herangehensweisen: Verbesserung der Laserkette oder die Bereinigung des ultra-kurzen Pulses am Ende des Lasersystems. Hauptsächlich wurden folgende Methoden betrachtet:

1. elektro-optische Methoden (z.B. Pockels Zellen), die ns Vorpulse aus regenerativen Verstärkern entfernen [5].
2. Methoden die auf nicht-linearen optischen Vorgängen beruhen, wie Frequenzverdopplung [6].
3. Techniken basierend auf der Generation kreuz-polarisierter (XPW) Wellen [7]
4. Doppel CPA [8]
5. optisch parametrische CPA (OPCPA) [9] und
6. selbst-induzierte Plasma Schalter, Plasmaspiegel (PM)

zur Plasmaspiegel Technik

Die Technik der selbst-induzierten Plasma Schalter zur Kontrastverbesserung ultrakurzer Laserpulse wurde erstmals 1991 mit Experimenten an Glas-Targets vorgestellt [10], 1993 mit flüssigen Targets [11] und 1994 konnte erstmals eine Kontrastverbesserung an Festkörper-Targets mit einem Autokorrelator zweiter Ordnung gemessen werden [12]. Eine vollständige Charakterisierung wurde 2004 gegeben [13].

Die Plasmaspiegel Technik beruht darauf, einen Laserpuls so auf ein transparentes Medium zu fokussieren, dass die meiste Energie des Pedestals transmittiert wird. Mit einem zeitlichen Ansteigen der Intensität werden Elektronen in dem Medium angeregt. Wenn die Elektronendichte die kritische Dichte erreicht, steigt die Reflektivität abrupt an, der Laserpuls wird reflektiert. Um die höchst mögliche Reflektivität für den kurzen Hauptpuls zu erreichen, muss die einfallende Intensität so eingestellt werden, dass der Plasmaspiegel am Anfang des Hauptpulses „getriggert“ wird. Gleichzeitig muss beachtet werden, dass die Intensität des Pedestals keinen Schaden an der planaren Oberfläche des transparenten Mediums verursacht.

Neuste Experimente zeigen, dass eine Kontrastverbesserung um einen Faktor von bis zu 10^2 möglich ist [13]. Ein Doppel-Plasmaspiegel, wie er in dieser Arbeit konzipiert wird, verbessert den Kontrast theoretisch um vier Größenordnungen.

Mit solchen Laserpulsen ist es möglich, sehr dünne Folien als Targets einzusetzen und damit die Energie laser-generierter Protonen zu verzehnfachen [14].

zur Ionenbeschleunigung

Eines der derzeit intensiv diskutierten Probleme bei der laserinduzierten Beschleunigung von Ionen ist der Einsatz von besonders dünnen Folien. Die massen-limitierten Targets sind für die Skalierung der maximalen Ionenenergie sowie für das Erreichen monoenergetischer Ionen von großem Interesse [14], [15], [16].

Derartige Untersuchungen erfordern jedoch Laserpulse mit hohem Kontrast, weil ansonsten der Pedestal allein schon ein dünnes Target ($d < 1\mu\text{m}$) aufheizt und zerstört, bevor der fs-Hauptpuls überhaupt mit ihm wechselwirken kann.

Dies ist der Ansatz, warum ein Plasmaspiegel eingesetzt werden soll. Im Weiteren werden derartige Experimente zum Einsatz des mittels Doppel-Plasmaspiegel im Kontrast verbesserten Laserpulses für die Ionenbeschleunigung beschrieben und diskutiert.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Plasmaphysik

In den folgenden Kapiteln wird das Verhalten von ionisierter Materie (Plasma) und dessen Wechselwirkungen mit intensiver Laserstrahlung betrachtet. Die hier betrachteten Laser-Feldstärken übertreffen die inneratomaren Felder um viele Größenordnungen. Die Frage, wie das Target in diesen Zustand gerät, wird bei den folgenden Betrachtungen außer Acht gelassen. Es soll nur erwähnt werden, dass die treibenden Prozesse die Multiphoton Ionisation, die Tunnel Ionisation und die Feldionisation sind [17].

Die im Folgenden dargestellten Grundlagen dienen insbesondere dem Verständnis, wie Laserstrahlung an einem Plasma reflektiert wird, um die Funktion eines Plasmaspiegels verstehen und optimieren zu können. Entscheidend dafür sind Absorptionsprozesse für den Laserpuls zur Plasmageneration. Ebenso erfolgt eine kurze Einführung zu Vorgängen die es ermöglichen, Ionen auf hohe kinetische Energien zu beschleunigen. Hierzu werden in dieser Arbeit Laserpulse eingesetzt, deren zeitliche Charakteristik durch Reflexion an zwei Plasmaspiegeln modifiziert wurde.

2.1.1 Drude-Modell

Das Drude-Modell (DM) liefert eine klassische Beschreibung des Ladungstransports in Metallen. Es beschreibt die Valenzelektronen als ideales Gas geladener Teilchen, die der Boltzmann-Statistik gehorchen.

Die Elektronen werden durch ein äußeres elektrisches Feld \vec{E} beschleunigt und an den Gitterionen abgebremst. Die Zeit zwischen zwei elastischen Stößen wird mittlere Stoßzeit τ genannt. Die Bewegungsgleichung hierfür lautet [18]:

$$\dot{\vec{v}}_e + \frac{1}{\tau}\vec{v}_e = \frac{-e\vec{E}}{m_e} \quad (2.1)$$

mit der Driftgeschwindigkeit der Elektronen \vec{v}_e und der Elektronenmasse m_e . Für den stationären Fall $\dot{\vec{v}}_e = 0$ ergibt sich:

$$\vec{v}_e = -\frac{e\tau}{m_e}\vec{E} \quad (2.2)$$

Die elektrische Leitfähigkeit σ_E ist über die elektrische Stromdichte definiert,

$$\vec{j}_e = -en_e\vec{v}_e = \frac{e^2\tau n_e}{m_e}\vec{E} = \sigma_E\vec{E} \quad (2.3)$$

mit der Elektronendichte n_e .

2.1.2 Plasmafrequenz

In diesem Abschnitt werden Plasmaoszillationen in einem Hydrodynamischen Modell ohne \vec{B} -Feld (HM) beschrieben. Es wird angenommen, dass das Plasma kalt ist ($T_{Pl} = 0$). D.h. es gibt keinen thermischen Anteil an der Geschwindigkeit der Elektronen. Zusätzlich wird angenommen, dass in dem Plasma kein Druckgradient existiert und dass die Ionen nur einen stationären, geladenen Hintergrund bilden.

Ausgehend von der Maxwell-Gleichung (c.g.s.)

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho_e \quad (2.4)$$

mit der elektrischen Ladungsdichte ρ_e und der Ladungserhaltung

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_e + \frac{\partial \rho_e}{\partial t} = 0 \quad (2.5)$$

erhält man mit Hilfe von (2.3)

$$\frac{\partial^2 \rho_e}{\partial t^2} + \left(\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e} \right) \rho_e = 0. \quad (2.6)$$

Die Lösung von (2.6) ist die Plasmafrequenz:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}} \quad (2.7)$$

Die Plasmafrequenz ω_{pe} ist eine Eigenfrequenz der Elektronenbewegung, die nur von der Elektronendichte n_e abhängt.

2.1.3 Plasma als dielektrisches Medium

Ein freies Elektronenplasma kann als ein dielektrisches Medium mit einer skalaren Funktion ϵ angesehen werden. Es wird dabei als ein Vakuum mit elektromagnetischen Quellen betrachtet.

Die beiden Maxwell-Gleichungen (2.4) und

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}_e, \quad (2.8)$$

mit den elektromagnetischen Quellen (2.3) und

$$\rho_e = -en_e + \underbrace{qn_0}_{\text{konst.}} \quad (2.9)$$

sind äquivalent zu den folgenden Gleichungen eines dielektrischen Mediums: (Beweis s. [18])

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon \vec{E}) = 0 \quad (2.10)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial (\epsilon \vec{E})}{\partial t} \quad (2.11)$$

Die dielektrische Funktion des Plasmas ϵ ist dann definiert als

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + iv_e)}. \quad (2.12)$$

Der komplexe Brechungsindex für eine elektromagnetische Welle, die durch ein solches Plasma propagiert, ist dann

$$n(\omega) = n_R(\omega) + in_I(\omega) = \sqrt{\epsilon} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + i\omega v_e}}. \quad (2.13)$$

Real- und Imaginärteil des komplexen Brechungsindex beschreiben zwei verschiedene Wechselwirkungen einer elektromagnetischen Welle mit Elektronen: Dispersion und Absorption. Der hier wichtige Realteil (der Brechungsindex) stellt sich wie folgt dar:

$$n_R(\omega) = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \quad (2.14)$$

Man kann sofort erkennen, dass die Plasmafrequenz die Grenze zwischen realem und imaginärem Brechungsindex bestimmt. D.h. die Grenze zwischen transparentem und nicht-transparenten Bereich der Wellenpropagation.

Die optischen Eigenschaften eines freien Elektronenplasmas werden also vollständig durch die Plasmafrequenz beschrieben.

2.2 Laser-Plasma Wechselwirkungen

2.2.1 Elektromagnetische Wellengleichungen

In diesem Kapitel wird die Wechselwirkung eines elektromagnetischen Feldes mit einem inhomogenen Plasma untersucht. Dazu werden die elektromagnetischen Wellengleichungen hergeleitet, wobei die Ionen weiterhin als stationärer, geladener Hintergrund betrachtet werden. Der Laser wird als ein monochromatisches elektromagnetisches Feld angesehen und definiert als

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (2.15)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (2.16)$$

Die Bewegungsgleichung 1.Ordnung lautet dann für $v/c \ll 1$:

$$\frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} = -\frac{e}{m_e} \vec{E}(\vec{r})e^{-i\omega t} \quad (2.17)$$

Integriert man diese und setzt sie in das Ohm'sche Gesetz (2.3) ein, erhält man:

$$\vec{j}_e(\vec{r}, t) = \frac{ie^2 n_e(\vec{r})e^{-i\omega t} \vec{E}(\vec{r}, t)}{m_e \omega} \equiv \sigma_E \vec{E}(\vec{r}, t) \quad (2.18)$$

mit:

$$\sigma_E = \frac{i\omega_{pe}^2}{4\pi\omega} \quad (2.19)$$

und eingesetzt in die Maxwell-Gleichungen

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t} = \frac{i\omega \vec{B}(\vec{r})}{c} \quad (2.20)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}) = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi \vec{j}_e}{c} = -\frac{i\omega \epsilon \vec{E}(\vec{r})}{c} \quad \text{mit: } \epsilon = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}. \quad (2.21)$$

Bilden der Rotation 2.20 und Einsetzen von 2.21 ergibt die Wellengleichung für das elektrische Feld in einem Plasma:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E}(\vec{r}) + \left(\frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \right) \vec{E}(\vec{r}) - \vec{\nabla} \left(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}(\vec{r}) \right) = 0. \quad (2.22)$$

Analog für die Wellengleichung des magnetische Feldes:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{B}(\vec{r}) + \left(\frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \right) \vec{B}(\vec{r}) + \left(\frac{\vec{\nabla} \epsilon}{\epsilon} \right) \times \left[\vec{\nabla} \times \vec{B}(\vec{r}) \right] = 0 \quad (2.23)$$

Für ein homogenes Plasma gilt hingegen: $\vec{\nabla} \epsilon = 0$ da $n_e = \text{konst}$ und $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$. Die Maxwellgleichung ergibt sich zu

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi \underbrace{(n_e - n_{io})}_{=0} = 0 \quad n_{io}, \text{ Ionendichte} \quad (2.24)$$

aufgrund der Erhaltung der Ladungsneutralität. Die magnetische- und die elektrische Wellengleichung werden in diesem Fall identisch.

$$\left(\vec{\nabla}^2 + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \right) \vec{E}(\vec{r}) = 0 \quad (2.25)$$

$$\left(\vec{\nabla}^2 + \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} \right) \vec{B}(\vec{r}) = 0 \quad (2.26)$$

mit den Lösungen:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.27)$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \quad (2.28)$$

Durch Einsetzen ergibt sich die folgende Dispersionsrelation:

$$k^2 = \frac{\omega^2 \epsilon}{c^2} = \frac{1}{c^2} (\omega^2 - \omega_{pe}^2) \Leftrightarrow \omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 + c^2 \quad (2.29)$$

Der Wellenvektor k wird imaginär wenn $\frac{\omega}{\omega_{pe}} < 1$. Dann nehmen elektrische- und magnetische Feldstärke exponentiell ab.

Trifft ein intensiver Laserpuls auf eine Oberfläche, bildet sich dort ein Plasma aus, das sich thermisch ausdehnt. Dieses Plasma hat einen exponentiellen Druckgradienten. Wenn der Puls nun durch das Plasma propagiert, trifft er eventuell irgendwann auf eine Elektronendichte für die gilt $\omega = \omega_{pe}$. Bei dieser Dichte wird er reflektiert (2.14). Mit andern Worten gibt es für jede Frequenz ω eine *kritische Dichte* n_c , die das Plasma in zwei Bereiche trennt: *unterdichtetes* und *überdichtetes Plasma*. Der Brechungsindex (2.14) wird dann zu

$$n_R(\omega) = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} \quad (2.30)$$

und damit die kritische Dichte

$$n_c = \frac{m_e \omega^2}{4\pi e^2}. \quad (2.31)$$

2.2.2 Ponderomotive Kraft

In diesem Kapitel wird die Ponderomotive Kraft berechnet, die auf ein Teilchen in einem Plasma wirkt. Dazu wird die Bewegung eines Elektrons in einem gegebenen monochromatischen elektromagnetischen Feld (Laser) in einem Plasma untersucht

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(r) \cos \omega t \quad (2.32)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}(r) \sin \omega t = -\frac{c}{\omega} \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) \sin \omega t. \quad (2.33)$$

Die Bewegung des Elektrons, in einem solchen Feld, wird durch die Lorentz-Kraft beschrieben:

$$\vec{F}(\vec{r}, t) = m_e \ddot{\vec{r}} = -e \left(\vec{E}(\vec{r}, t) + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}(\vec{r}, t) \right) \quad (2.34)$$

Für nicht-relativistische Elektronen, kann der $\vec{v} \times \vec{B}$ -Term vernachlässigt werden, das Elektron schwingt parallel zu $\vec{E}(\vec{r})$. In erster Ordnung ergibt dieses:

$$m_e \frac{d\vec{r}_1}{dt} + e \vec{E}(\vec{r}_0) \cos \omega t = 0, \quad (2.35)$$

mit der Lösung:

$$\vec{r}_1 = \frac{e \vec{E}(\vec{r}_0) \cos \omega t}{m_e \omega^2}. \quad (2.36)$$

Die Taylorentwicklung zweiter Ordnung des elektrischen Feldes ergibt

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(\vec{r}_0) + (r_1 \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}(\vec{r}_0), \quad (2.37)$$

für die Geschwindigkeit $\vec{v} = \vec{v}_1 + \vec{v}_2$ und für das magnetische Feld $\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}_0)$. Setzt man (2.35) und (2.37) in (2.34) ein, erhält man die Bewegungsgleichung zweiter Ordnung:

$$m_e \frac{d\vec{v}_2}{dt} = -e \left[(r_1 \cdot \vec{\nabla}) \vec{E}(\vec{r}_0) \cos \omega t + \frac{\vec{v}_1 \times \vec{B}(\vec{r}_0) \sin \omega t}{c} \right] \quad (2.38)$$

Jetzt müssen in (2.38) nur noch (2.36) und (2.33) eingesetzt werden und über eine Periode gemittelt werden. Dann ergibt sich

$$\vec{F} = -\frac{e^2}{2m_e \omega^2} [(\vec{E}(\vec{r}) \times \vec{\nabla}) \vec{E}(\vec{r}) + \vec{E}(\vec{r}) \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}))]. \quad (2.39)$$

Der erste Term, auf der rechten Seite der Gleichung zwingt die Elektronen auf eine lineare Bahn, während der Zweite, zu jeder Zeit, eine Kraft auf das Elektron, senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung ausübt, so dass das Elektron insgesamt eine

8-förmige Trajektorie beschreibt. Nach ein wenig Vektoralgebra und multiplizieren mit n_e erhält man die gesuchte ponderomotive Kraft:

$$\vec{f}_P = -\frac{n_e e^2}{4m_e \omega^2} \vec{\nabla} \vec{E}^2(\vec{r}) = -\frac{\omega_P^2}{16\pi\omega^2} \vec{\nabla} \vec{E}^2(\vec{r}) \quad (2.40)$$

Die ponderomotive Kraft verdrängt also die Elektronen aus Bereichen hoher Intensität.

Mit dem Ti:Sa Laser (s. Kap. 3.1) werden allerdings Intensitäten von mehreren 10^{19}W/cm^2 , mit entsprechenden periodischen elektrischen Feldern, in der Größenordnung von 10^{13}V/m , erreicht. Das führt zu Elektronen-Geschwindigkeiten von $v \approx c$. In diesem Fall muss relativistisch gerechnet werden.

Nach [19] ergibt sich, nach nicht-trivialer Ableitung, ein Term für den Beitrag zur ponderomotiven Kraft in z-Richtung

$$F_{p,z} = -mc^2 \nabla \sqrt{\frac{1 + p_z^2}{m^2 c^2} + \frac{a_0^2}{2}}, \quad (2.41)$$

mit dem *relativistischen Parameter* $a_0 = eE/\omega m_0 c$. Das Elektron driftet in Richtung der Laserausbreitung. Die Bewegung sieht in diesem Fall, wie eine fortlaufende 8 aus.

2.2.3 Absorptionsmechanismen

Im folgenden Abschnitt werden die wichtigsten Absorptionmechanismen von intensiven Laserpulsen in Plasmen vorgestellt.

Bei einem schräg auf das Target einfallenden Laserpuls gibt es im wesentlichen zwei Mechanismen, die die Laserenergie in Bewegungsenergie von Elektronen umsetzen können [20]: die ponderomotive Kraft und die Resonanzabsorption.

Die beiden resultierenden Elektronenströme haben dann verschiedene Temperaturen [21]. Die energiereichen Elektronen, die über das ponderomotive Potential beschleunigt werden, bewegen sich senkrecht zur Targetoberfläche. Bei Anwesenheit eines Vorplasmas mit Dichtegradienten, folgen die Elektronen dem resultierenden E-Feld, parallel zum Dichtegradienten des Vorplasmas: Resonanzabsorption

Bei sehr steilen Dichtegradienten des Plasma, gibt es noch einen weiteren Mechanismus, der hier auch Erwähnung finden soll: Die Brunelabsorption.

Resonanzabsorption

Bei hohen Laserintensitäten ($I_L \lambda_L^2 > 10^{15} (W/cm^2) \mu m^2$) und p-Polarisation des Laserlichts, ist es möglich, dass dieses von einem Elektronenplasma resonant absorbiert wird. [18]

Wenn der Vektor des elektrischen Feldes einer Lichtwelle, in der Einfallsebene derselben liegt, spricht man von p-polarisiertem Licht. Trifft ein solcher Laserpuls auf ein Plasma, mit einem Dichtegradienten (s. Abb. 2.1) gibt es eine Komponente des E-Feld-Vektors, die parallel zu der Richtung des Dichtegradienten oszilliert.

(z.B. $\vec{E} \cdot \nabla n_e \neq 0$) Aufgrund dieser Oszillationen werden Fluktuationen in der Ladungsdichte des Plasmas angeregt. Diese Fluktuationen können durch das Plasma noch verstärkt werden. Ein Teil der Energie des einfallenden Laserpulses wird in elektrostatische Oszillationen transferiert (sog. Elektronen-Plasma-Wellen). Diese Elektronen-Plasma-Wellen werden angeregt, wenn die Resonanzbedingung ($\omega_L = \omega_{pe}$) erfüllt ist. In diesem Fall ist der Energie-Transfer maximal. Die Energieverteilung

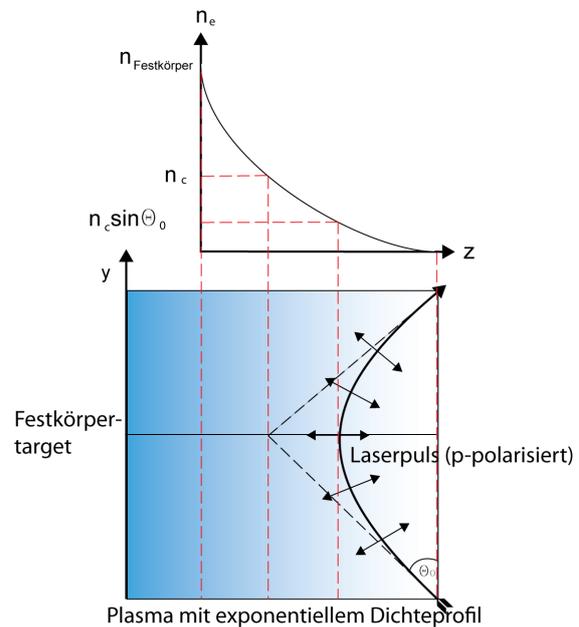


Abbildung 2.1: Resonanzabsorption: schematisch

Die Energieverteilung

der dadurch beschleunigten Elektronen entspricht der Boltzmannverteilung [22]

Bei einem Einfallswinkel von 45° hat dieser Effekt sein Maximum, mit Absorption von ungefähr 50%. Bei s-polarisiertem Licht gibt es keine Resonanzabsorption.

Brunel-Absorption

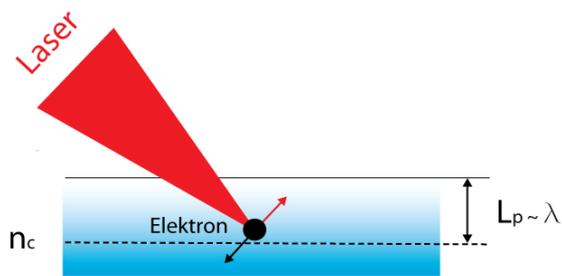


Abbildung 2.2: Veranschaulichung der Brunel-Absorption

Nähe der kritischen Dichte, wechselwirken Elektronen nur mit dem Teil des elektrischen Feldes, der sich im Bereich der unterkritischen Dichte befindet.

Sie werden während der ersten Halbperiode des Feldes, vom Festkörper in Richtung des Vakuums fortbewegt (roter Pfeil in Abb. 2.2), kehren um und werden dann in Richtung des Festkörpers beschleunigt (schwarzer Pfeil in Abb. 2.2). Wenn sie dabei in den Bereich des überdichten Plasmas eindringen, wirken keine rückstellenden Kräfte mehr, da der Laser dort nicht eindringen kann und die Elektronen werden in den Festkörper fortbewegt.

So können die Elektronen die gewonnene oszillatorische Energie über Stöße transferieren - Laserenergie wird absorbiert und sie werden dadurch in den Festkörper beschleunigt. Dieser Prozess ist aber nur bei sehr steilen Dichte-Gradienten wirksam, da sonst die Differenz der wirkenden Kräfte auf das Elektron, während der zwei Halbperioden des Lasers, zu gering ist.

Trifft ein p-polarisierter Laserpuls auf ein Festkörper-Target mit einem sehr steilen Plasma-Dichtegradienten, d.h. ein Plasma mit einer kurzen Skalenlänge L_P , in Größenordnung der Laser-Wellenlänge [23], ist die Brunel-Absorption der dominante Absorptionsprozess.

Im Vakuum oszillieren die Elektronen parallel zu dem elektrischen Feld des Laserpulses (s. Kap. 2.2.2). In der

2.3 Ionenbeschleunigung

Wenn man von Ionenbeschleunigung mit intensiven Laserpulsen spricht, ist dieses eigentlich nicht korrekt. Denn, mit den heutzutage erreichbaren Laserintensitäten von bis zu 10^{21} W/cm^2 , ist es nicht möglich, die Ionen mit Hilfe des elektrischen Feldes des Lasers direkt zu beschleunigen. Das zeigt ein Vergleich der Ionenbewegung mit der Bewegung der Elektronen in einem Laser-Feld

$$\frac{v_i}{c} = \frac{ZeE}{m_p \omega c} = \frac{Zm_e}{m_p} a_0 \quad (2.42)$$

D.h. um Protonen, direkt mit einem Laserpuls, auf relativistische Geschwindigkeiten ($v_i \approx c$) zu beschleunigen, würde man $a_0 \approx 2000$, oder Intensitäten in der Größenordnung von $I\lambda^2 > 10^{24} \text{W/cm}^2 \mu\text{m}^2$ benötigen.

Tatsächlich handelt es sich um einen indirekten Prozess. Durch die räumliche Ladungstrennung, die entsteht, wenn Elektronen laserinduziert beschleunigt werden, entstehen quasistatische-elektrische Felder, die in der Größenordnung derer des Lasers selber sind. Mit Hilfe dieser Felder ist es möglich, Ionen zu beschleunigen.

2.3.1 Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)

Wie oben besprochen kann der Hauptpuls eines Lasers, der auf ein Plasma mit einem exponentiellen Dichtegradienten trifft (s. Abb. 2.3.1), in diesem bis zu der kritischen Dichte propagieren. Die beschleunigten Elektronen bewegen sich vorwiegend senkrecht zur Targetoberfläche, während die Ionen auf Grund der Trägheit ihren Bewegungszustand im Vergleich zu den Elektronen langsam ändern, also zunächst in Ruhe verharren. Tatsächlich ist es jedoch möglich, auch diese zu beschleunigen [24], wenn das aufgebaute elektrische Feld auf einer Zeitskala von einigen 100fs bis zu einigen ps aufrecht erhalten bleibt. Hier wird nur ein Grundprozess (s. Abb. 2.3.1) vorgestellt, da die Ionenbeschleunigung nicht im Detail in dieser Arbeit untersucht wird. Jedoch spielt er für die beschriebenen Anwendungsexperimente des Doppel-Plasmaspiegels eine wichtige Rolle.

Die schnellen, vom Laser beschleunigten, Elektronen propagieren, durch das Target, mit einem Öffnungswinkel von ca. 1.3sr [25]. Nach dem Verlassen des Targets, wird durch die räumliche Ladungstrennung ein elektrisches Feld, senkrecht zur Targetoberfläche, aufgebaut. Dieses elektrische Feld ist stationär, für Zeiten der Laserpuls-Dauer. Die Atome, die sich in der Kontaminationsschicht (bestehend aus Wasser/ Kohlenwasserstoff [26]) des Targets befinden werden durch dieses Feld ionisiert und parallel zu ihm beschleunigt. Die genaue Rekonstruktion des Feldes ist Gegenstand aktueller Forschungen. Daher leitet sich der Name *Target Normal Sheath Acceleration* ab. Dieser Mechanismus wurde von Hatchett et al. im Jahr 2000 [27] vorgestellt. Eine detaillierte Analyse dieses Prozesses kam von Mora et al. [28] im Jahr 2003 anhand von Simulationen.

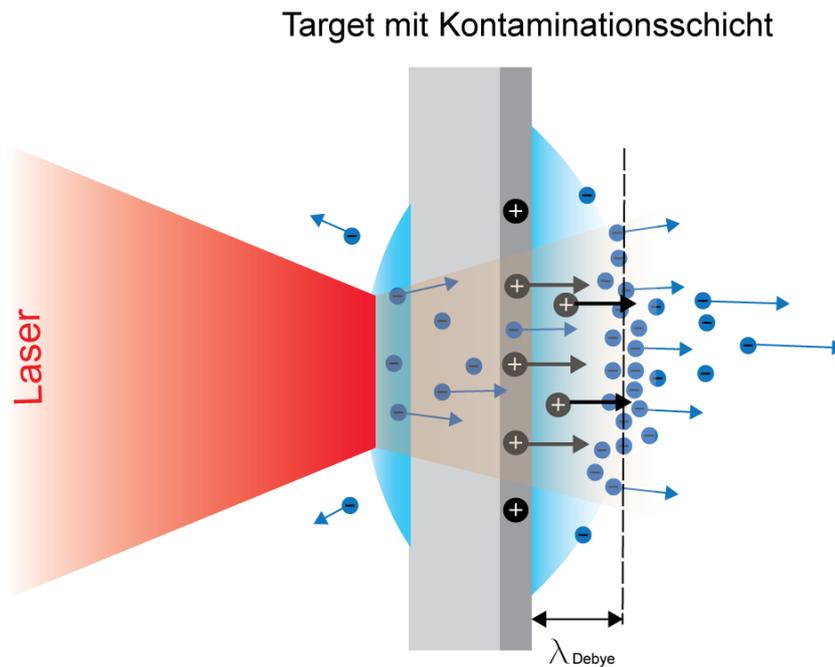


Abbildung 2.3: *Schema des TNSA Mechanismus. Der Laser (rot) trifft auf ein dünnes Target (grau), erzeugt dort ein Vorplasma (türkies) und beschleunigt Elektronen (blau), die durch das Target propagieren. Nach dem Verlassen des Targets, bauen sie dort ein elektrisches Feld auf, welches die Atome der Kontaminationsschicht (dunkelgrau) feld-ionisiert. Die entstandenen Ionen (schwarz) werden senkrecht zur Targetoberfläche, mit einem Öffnungswinkel, beschleunigt.*

Kapitel 3

Experiment

3.1 Der Titan-Saphir Höchstfeld-Laser (HFL) am MBI

Der Ti:Sa HFL ist ein CPA System mit mehreren Verstärkerstufen. Es besteht aus einem Pulsgenerator (Laseroszillator), einem Puls-Strecker, drei Multipass-Verstärkerstufen und einem Pulskompressor [29]. (s. Abb. 3.1)

Die Funktionsweise des Hauptoszillators basiert auf der Kerr-Nichtlinearität, die in dem Laser-Kristall entsteht. Dieser Ti:Sa Kristall wird im Brewster-Winkel mit 5W-CW-Strahlung eines diodengepumpten, frequenzverdoppelten Lasers (*Millenium der Firma Spectra Physics*) gepumpt. Aufgrund der Nichtlinearität der im Kristall induzierten Kerr-Linse kann dieser Oszillator in zwei stabilen Moden betrieben werden: Kontinuierlich (CW) und Moden arretiert (ML). Er produziert 16fs lange Pulse mit einer Pulswiederholrate von 81.25MHz und einer mittleren Leistung von 300-500mW. Der Laseroszillator ist an einen externen Quarzoszillator gekoppelt, der die Pulswiederholrate konstant hält, die durch die Länge des Laser-Resonators bestimmt ist.

Diese Laserpulse werden anschließend zeitlich auf ca. 700ps gestreckt, indem seine Frequenzanteile definiert gespreizt werden (*chirp*). Damit wird die Intensität des Pulses reduziert um nichtlineare Effekte bei der Lichtverstärkung und im Extremfall Ionisation bzw. Zerstörung der folgenden Kristalle zu verhindern.

Als aktives Medium, der sich anschließenden Multipass-Verstärker werden Titan dotierte Saphir-Kristalle verwendet. Um einen 0.5ns langen Puls auf 1J zu verstärken, benötigt man eine Länge des aktiven Mediums von mehr als 20cm [29]. Dieses wird mit 15 Durchgängen in drei Verstärkerstufen realisiert.

In dem ersten Multipass-Verstärker wird ein Ti:Sa Kristall mit einem Laser (*Spectra Physics*) mit 30mJ gepumpt. Nach dem 9. Durchgang besitzt der Puls eine Energie von 4mJ.

Im anschließenden Vorverstärker wird ein Ti:Sa Kristall mit einem Querschnitt von 9mm verwendet, welcher von einem Laser (*Spectra Physics - PRO 200*) mit 450mJ gepumpt wird. Nach dem 4. Durchgang hat der Puls eine Energie von 100-120mJ.

Im „Power-Verstärker“ wird ein Ti:Sa Kristall mit einem Querschnitt von 30mm von fünf Lasern (zwei *Spectra Physics - GCR 350* mit 2.7J, zwei *Continuum Powerlite* mit je 1.4J und einem zweiarmigen *Continuum Macholite* mit 5J) gepumpt. Diesen Power-Verstärker durchläuft der Puls drei mal und besitzt dann eine Energie von maximal 3J.

Der finale Kompressor besteht aus zwei parallelen 40cm großen Gittern (mit 1480 Linien pro mm) und einem Retro-Reflektor die sich im Vakuum befinden. Der Energiedurchsatz des Systems liegt bei voller Energie bei 30%. Die resultierende Pulslänge beträgt 35-40fs

Das vollständige System liefert derzeit Pulse von maximal 1J/ 35fs mit einer Wiederholrate von 10Hz. Der zeitliche Intensitäts-Kontrast wird im nächsten Kapitel diskutiert.

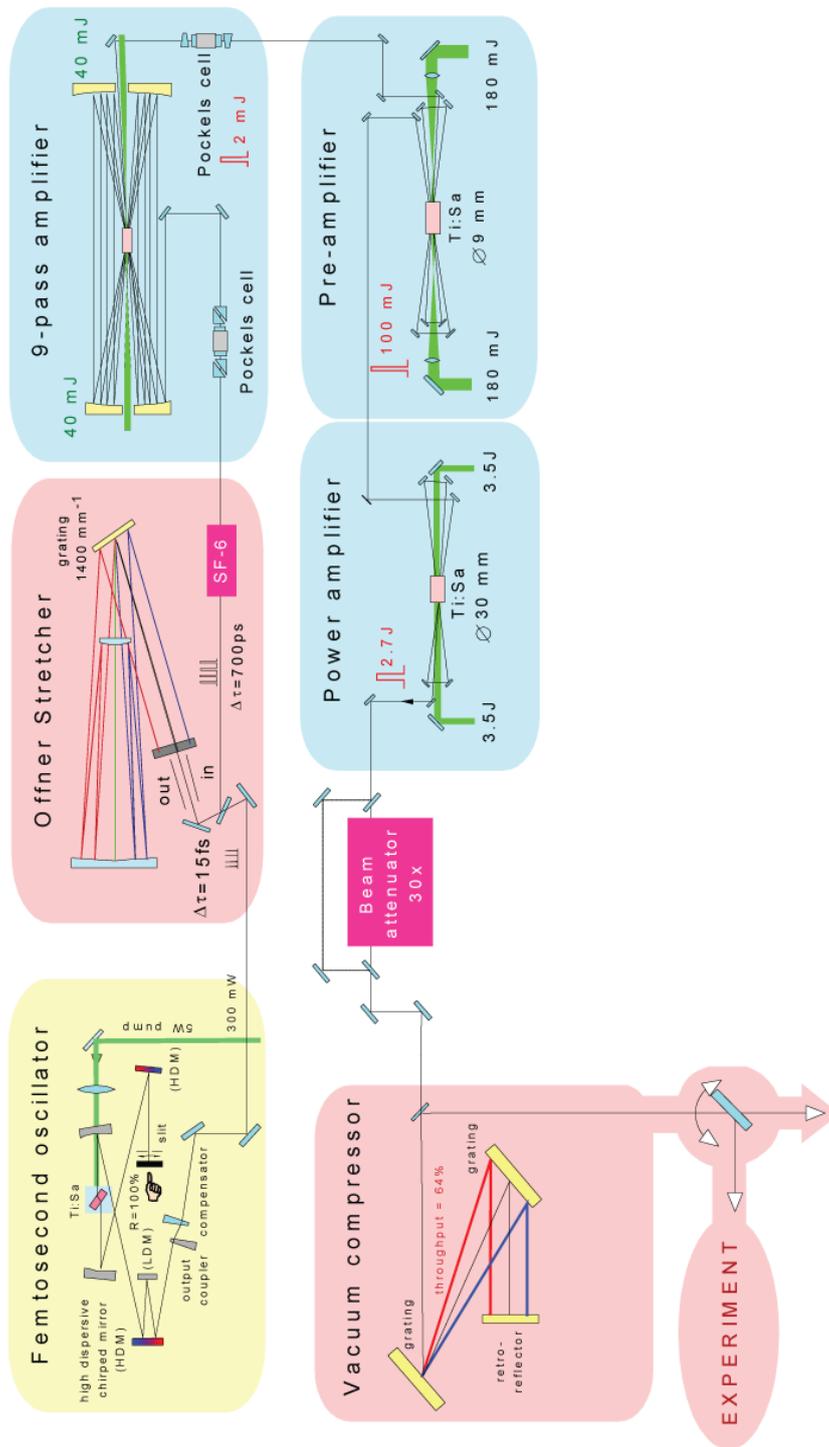


Abbildung 3.1: Der Ti:Sa Höchstfeld-Laser am MBI [29]

3.1.1 Messung des Kontrastes mit einem Autokorrelator dritter Ordnung

Die Herausforderung bei der zeitlichen Charakterisierung eines intensiven Femtosekunden-Laserpulses in einem großen Zeitintervall besteht darin, bei einer Dauer des Signals von mehreren Hundert Pikosekunden, gleichzeitig die Femtosekundenkomponente aufzulösen. Außerdem will man Zugang zum wirklichen Profil des Pulses erhalten, d.h. die Möglichkeit besitzen, die Vorder- von der Rückseite des Pulses zu unterscheiden.

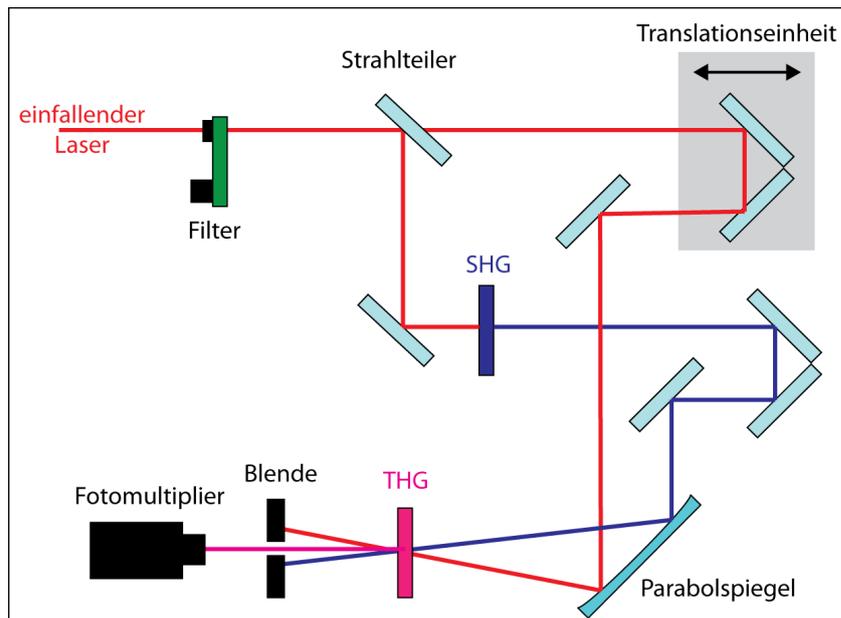


Abbildung 3.2: *Prinzipieller Aufbau des mittelnden Autokorrelator dritter Ordnung*

Unter diesen Voraussetzungen ist es üblich einen nichtlinearen Vorgang zu verwenden, um den Femtosekundenpuls selbst zu seiner Charakterisierung zu benutzen. Des Weiteren muss der nichtlineare Effekt notwendigerweise von dritter Ordnung sein, um die geforderte Unterscheidung zwischen Vor- und Rückseite des Pulses zu erreichen. Alle diese Eigenschaften finden sich in der Autokorrelation dritter Ordnung wieder.

In dem Autokorrelator dritter Ordnung (s. Abb 3.2) wird der Strahl mit der Frequenz ω in einem Strahlteiler aufgeteilt. Im ersten Arm wird die zweite Harmonische (2ω) durch Frequenzverdopplung (SHG) in einem nichtlinearen Kristall erzeugt und anschließend mit dem, über eine Translationseinheit verzögerbaren Licht des zweiten Arms (ω) in einen weiteren nichtlinearen Kristall fokussiert.

Dort wird durch Summenfrequenzbildung die dritte Harmonische (THG) erzeugt ($2\omega + \omega$).

In einem nichtlinearen Kristall ist das Superpositionsprinzip der elektrischen Felder nicht gültig. Die elektrischen Felder überlagern sich dort multiplikativ. Leider gibt es noch keinen einsatzfähigen dritte Ordnung Autokorrelator der es ermöglicht, einen einzelnen Puls mit ausreichender Zeitauflösung und ausreichendem Dynamikbereich zu charakterisieren. Deshalb setzt man Anordnungen mit einer Translationseinheit ein (scanning-Anordnungen). Mit der Translationseinheit ist es möglich, Zeitdifferenzen zwischen den beiden Pulsen von mehreren hundert Picosekunden, mit einer Auflösung von 20fs zu erzielen. Als Detektor für das ω -Signal wird eine Photokathode mit nachgeschalteten Sekundärelektronenvervielfacher verwendet (Fotomultiplier).

Der große Dynamikbereich (11 Größenordnungen) wird realisiert, indem die Spannung am Fotomultiplier (der Verstärkungsfaktor) variiert wird und sechs geichte Filter verwendet werden. Abb. 3.3 zeigt ein typisches Beispiel eines zeit-

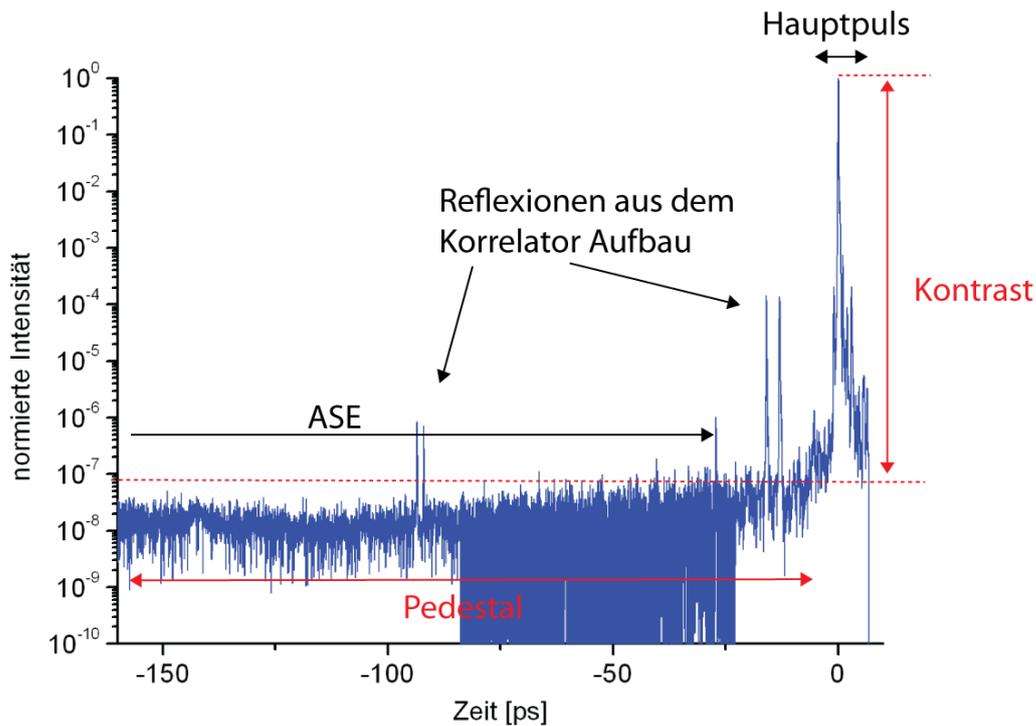


Abbildung 3.3: Typisches zeitliches Pulsprofil des Ti:Sa Lasers, aufgenommen mit einem mittelnden Autokorrelator 3. Ordnung

lichen Pulsprofils, aufgenommen mit einem scanning-Autokorrelator dritter Ordnung. Daran kann man erkennen, dass der Kontrast liegt im Bereich von 160-75ps vor dem Hauptpuls bei $\approx 3 \times 10^7$. Anschließend steigt er bis auf Werte von $\approx 7 \times 10^6$ an. Bei den folgenden Betrachtungen wird, als obere Schranke ein Kontrast von 10^7 angenommen.

3.2 Vorbetrachtungen zum Plasmaspiegel

Bevor man mit der Konstruktion des Doppel-Plasmaspiegels (DPM) beginnen kann, sind einige Abschätzungen nötig, die das Design bestimmen:

Simulationen zeigen [13], dass die Reflektivität, bei einer Intensität des Hauptpulses von etwa $10^{14}\text{W}/\text{cm}^2$ und einem dielektrischen Target mit Antireflexionsbeschichtung, sprunghaft von nahezu 0 bis auf ca. 60% ansteigt. Diese Simulationen wurden experimentell bestätigt [13], [30].

In dem Artikel von Dromey, B. [30] wird deutlich, dass die Reflektivität bei einer Intensität von ca. $10^{16}\text{W}/\text{cm}^2$ anfängt, stark zu fluktuieren. Das ist darauf zurückzuführen, dass bei diesen Intensitäten, der Vorpuls/ Pedestal intensiv genug ist um ein Vorplasma entstehen zu lassen, welches sich thermisch ausdehnt. Das beeinträchtigt die Reflexion des Hauptpulses beträchtlich.

Deshalb wird die Intensität auf den BK7-Platten reduziert, indem man sie außerhalb des Laserfokus plaziert. Um abschätzen zu können, wie weit außerhalb, wird die Intensität des Vorpulses/ Pedestals, in Abhängigkeit von der z -Position, abgeschätzt.

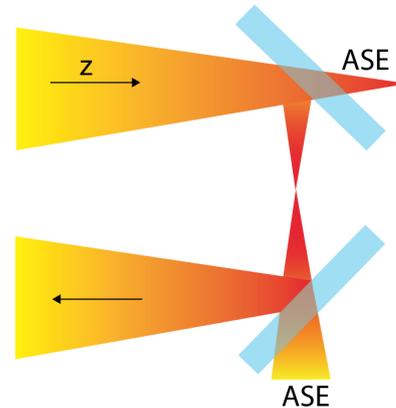


Abbildung 3.4: *Prinzip des DPM*

- *Brennweite der verwendeten Off-Axis-Parabolspiegel: $f = 150\text{ cm}$*
- *Radius des Laserstrahls: $r = 3\text{ cm}$*
- *Wellenlänge: $\lambda = 810 \cdot 10^{-7}\text{ cm}$*
- *Pulsdauer des Pedestals: $t_p = 1\text{ ns}$*
- *Pulsdauer des Hauptpulses: $t_m = 40\text{ fs}$*
- *Energie des Laserspulses: $E = 1\text{ J}$*
- *Intensitätskontrast: $I_{\text{Hauptpuls}}/I_{\text{Pedestal}} = 10^7$*

Bei der Abschätzung der Strahltaile w_0 wurde der Einfallswinkel von 45° berücksichtigt.

$$w_0 = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(\frac{1.22\lambda f}{r} \right) \approx 35\mu\text{m} \quad (3.1)$$

und damit:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\Theta z}{w_0}\right)^2} \quad \text{mit:} \quad \Theta = \arctan\left(\frac{r}{f}\right), \quad (3.2)$$

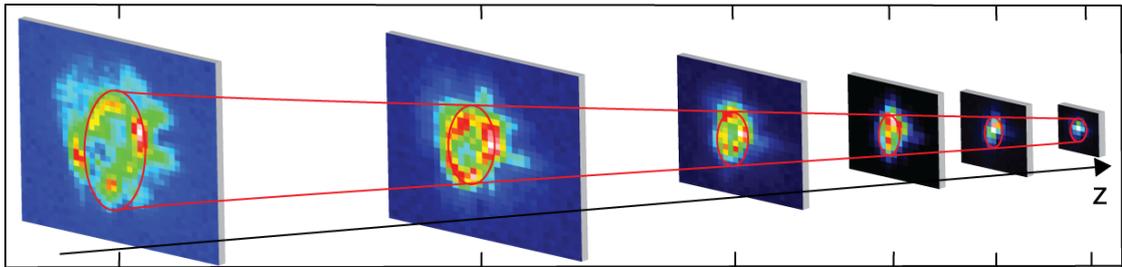


Abbildung 3.5: Rekonstruktion des Laserstrahlprofils in der Nähe des Fokus

Um die Qualität dieser Abschätzung zu überprüfen, wird eine Messreihe aufgenommen, bei der der Strahl mit einer Off-Axis Parabel (OAP, $f=150\text{cm}$) fokussiert und die Strahlprofile, für verschiedene Positionen entlang der Strahlachse z , mit einer CCD-Kamera aufgenommen werden. Die Intensitätsprofile werden mit einer Gausskurve gefittet und die Halbwertsbreite in Abb. 3.6 aufgetragen. Die Fehler-

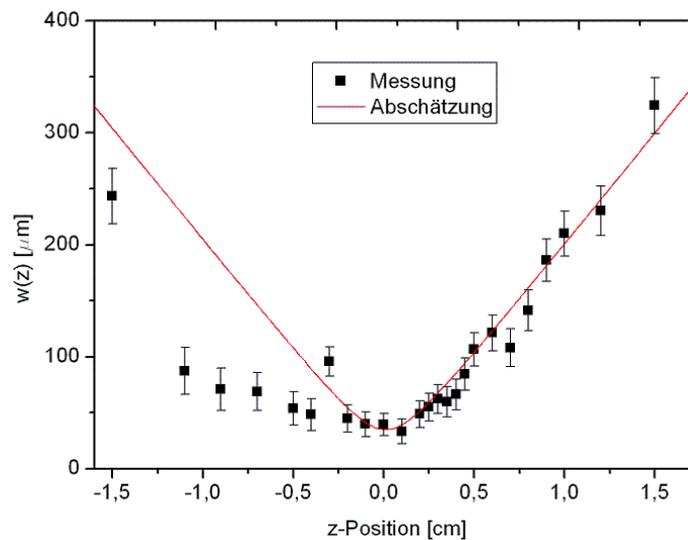


Abbildung 3.6: Vergleich der gemessenen Halbwertsbreiten (schwarze Quadrate) mit der Abschätzung nach Formel (3.2) (rote Kurve)

balken ergeben sich aus den Standardabweichungen der Gauss-Fits. Für positive z -Werte (vor dem Fokus) ergab sich eine gute Übereinstimmung, mit der Abschätzung (3.2), im Rahmen der Fehlergenauigkeit. Die systematische Abweichung für negative z -Werte ist auf einen Astigmatismus des Laserstrahls zurückzuführen.

Es ist allerdings eine Näherung zweiter Ordnung nötig, um ein realistisches Bild zu bekommen, da der reale Laserpuls nicht als ideal gaussförmig angenommen werden kann.

Um einen Aufschluss über die Energieverteilung des Stahlprofils zu bekommen, muss berechnet werden, wieviel Prozent der Gesamtenergie, im Bereich ($A = 2\pi w_0^2$) konzentriert ist. Dazu wird die Intensität über diesen Bereich integriert und mit dem Integral über die Gesamtintensität verglichen (s. Abb. 3.7). Die Analyse wurde mit einer Software (*WinView32 von Roper Scientific*) durchgeführt: Der durchschnittliche Laserpuls des Ti:Sa Lasers des MBI, ist zu $\approx 30\%$ beugungsbegrenzt.

Dieses Ergebnis wird bei den folgenden Kalkulationen berücksichtigt, indem die jeweiligen gemessenen Pulsenergien gedrittelt werden.

Mit dem Ergebnis aus (Kap.3.1.1), in dem der Kontrast des Lasers zu 10^7 bestimmt wurde, kann man die Energie des Pedestals E_{ped} pro Puls abschätzen zu

$$E_{ped} = 10^{-7} E \left(\frac{t_p}{t_m} \right) = 2.5 \text{ mJ}. \quad (3.3)$$

Die Intensität des Pedestals I_{ped} als Funktion von z ergibt sich dann zu

$$I_{ped} = \frac{E_{ped}}{\pi t w(z)^2}. \quad (3.4)$$

Der gezeichnete Ausschnitt (in Abb. 3.8) zeigt den Bereich, der realisiert wird. In Übereinstimmung mit [31] liegt dort die Intensität des Pedestals unter der Ionisationsschwelle des Materials. In unserem Fall: BK7 mit einer Anti-Reflexionsbeschichtung für unter 45° einfallendes Laserlicht.

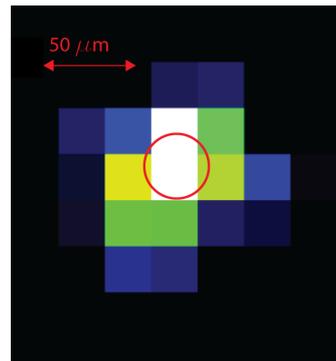


Abbildung 3.7: Fokus einer $f=150 \text{ cm}$ OAP mit eingezeichnetem 1. Beugungsmaximum (roter Kreis)

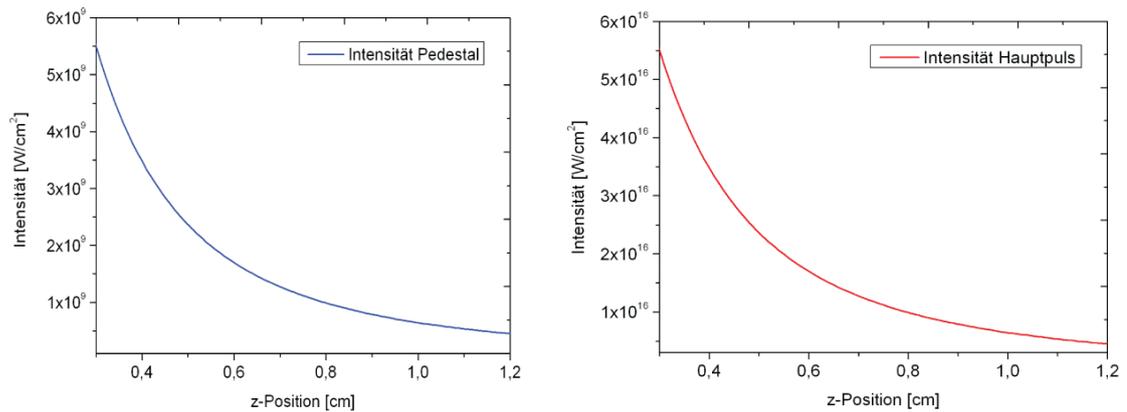


Abbildung 3.8: links: Intensität des Pedestals als Funktion des Abstands vom Fokus, rechts: Intensität des Hauptpulses als Funktion des Abstands vom Fokus.

3.3 Der Doppel-Plasmaspiegel (DPM)

3.3.1 Aufbau des DPM

Die Konstruktion des DPMs beruht im wesentlichen auf den Erkenntnissen aus Kap. 3.2.

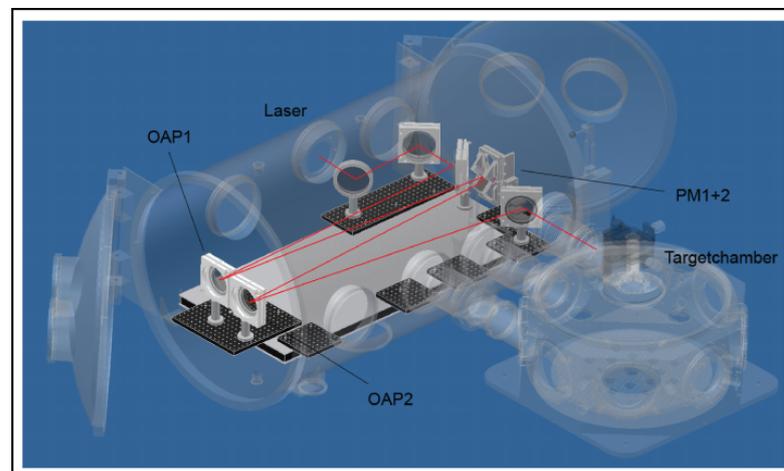


Abbildung 3.9: Der ankommenden Strahl wird, mit der ersten Off-Axis Parabel (OAP1), zwischen die beiden Plasmaspiegel (PM1+2) fokussiert und dann von dem zweiten OAP (OAP2) rekollimiert. Anschließend wird er in die Targetkammer geleitet.

Um eine höchst mögliche Reflektivität zu erreichen, muss die einfallende Intensität soweit reduziert werden, dass die PMs erst zu Beginn des Hauptpulses „getriggert“ werden. Außerdem muss man darauf achten, die Ionisationsschwelle nicht schon während des Pedestals zu erreichen, um die planare Oberfläche der PMs nicht zu zerstören

Die beiden PMs befinden sich beide mit einem Einfallswinkel von 45°, in einem Abstand, der von 5mm - 13mm variiert werden kann.

Mit computer-kontrollierten Verschiebetischen, können die PMs in drei Dimensionen verschoben werden:

- parallel zu deren Oberfläche (x), um für jeden Laserpuls eine frische Oberfläche zur Verfügung zu stellen
- entlang der Stahlachse (z), um die Intensität auf den Plasmaspiegeln zu variieren/ optimieren
- in der Höhe (y), um den Abstand der PMs zueinander zu variieren

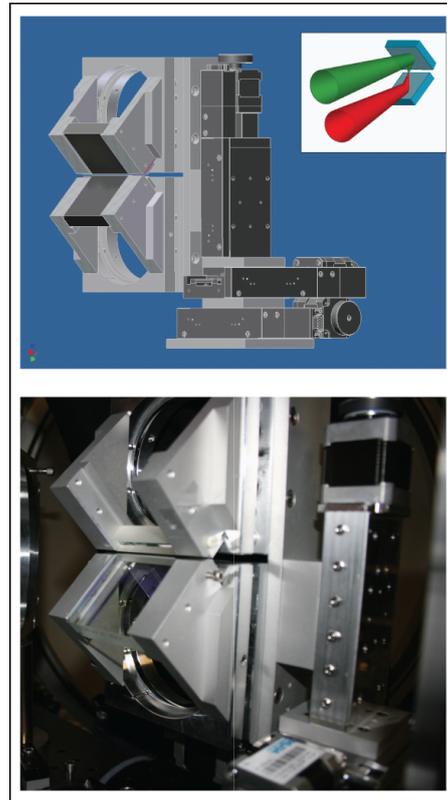


Abbildung 3.10: *Konstruktion des Doppel-Plasmaspiegels*

3.3.2 Optimierung des DPM-Systems

Bevor das DPM-System in Betrieb genommen werden kann, ist es zweckmäßig, die Lage der Platten bezüglich des Fokus zu bestimmen. Dazu kann die Lage des Fokus der ersten OAP so justiert werden, dass er auf der Oberfläche der ersten Platte liegt. Damit ist es später möglich die z-Position des Fokus anzugeben. Die Genauigkeit dieser Methode liegt in Größenordnung der Rayleighlänge ($\approx 160\mu\text{m}$) des Fokus.

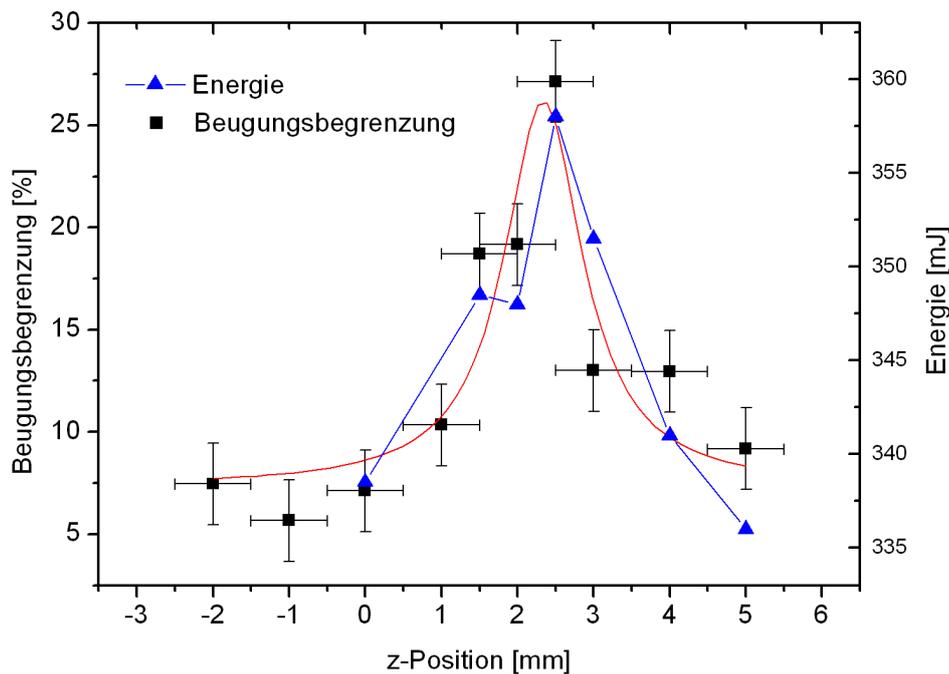


Abbildung 3.11: *Beugungsbegrenzung (scharze Quadrate) und Energien (blaue Dreiecke) des Laserpulses nach dem Passieren des DPM in Abhängigkeit der z-Position des DPMs. Bei $z = 0$ liegt der Fokus auf dem 1. PM, bei positiven z-Werten liegt der Fokus hinter dem ersten PM. Der Fit (rote Kurve) und die blaue Linie dienen nur der Veranschaulichung der Verläufe.*

Anschließend soll in einer Messreihe die optimale z-Position des Fokus (relativ zu den PMs) in Bezug auf Fokussierbarkeit und Reflektivität ermittelt werden. Dazu wird der Laserpuls, nach der Reflexion an den beiden PMs mit einer Linse ($f = 4\text{m}$) auf den Chip einer 16-bit CCD-Kamera (PIXIS 512F von *Roper Scienti-*

fic) fokussiert. Anhand der aufgenommenen Bilder wird die Beugungsbegrenzung, wie in Kap. 3.2 beschrieben, bestimmt (s. Abb. 3.11). Dieses Verfahren wird für mehrere z -Werte wiederholt. Der Abstand der beiden PMs beträgt hier 6mm. Zusätzlich wird auch die Energie mit einem Kalorimeter bestimmt.

Die Unsicherheit in der z -Position ergibt sich aus der unterschiedlichen Divergenz des Lasers in Abhängigkeit des Operationsmodus: bei voller Energie und im Justage-Modus und zu unterschiedlichen Zeiten (abpumpen der Vakuumkammer) sowie durch Fluktuationen von Schuss zu Schuss.

In Abb. 3.11 kann man erkennen, dass die Verläufe der Beugungsbegrenzung und der Energie gut übereinstimmen und dass es ein Optimum bei $z = 2.5\text{mm}$ gibt. Der Laserpuls ist dort zu 27% beugungsbegrenzt und besitzt eine maximale Energie von 360 mJ. Die Fokussierbarkeit des Strahls bleibt erhalten (s. dazu auch Abb. 3.12) und der Energiedurchsatz durch den DPM liegt bei 36%.

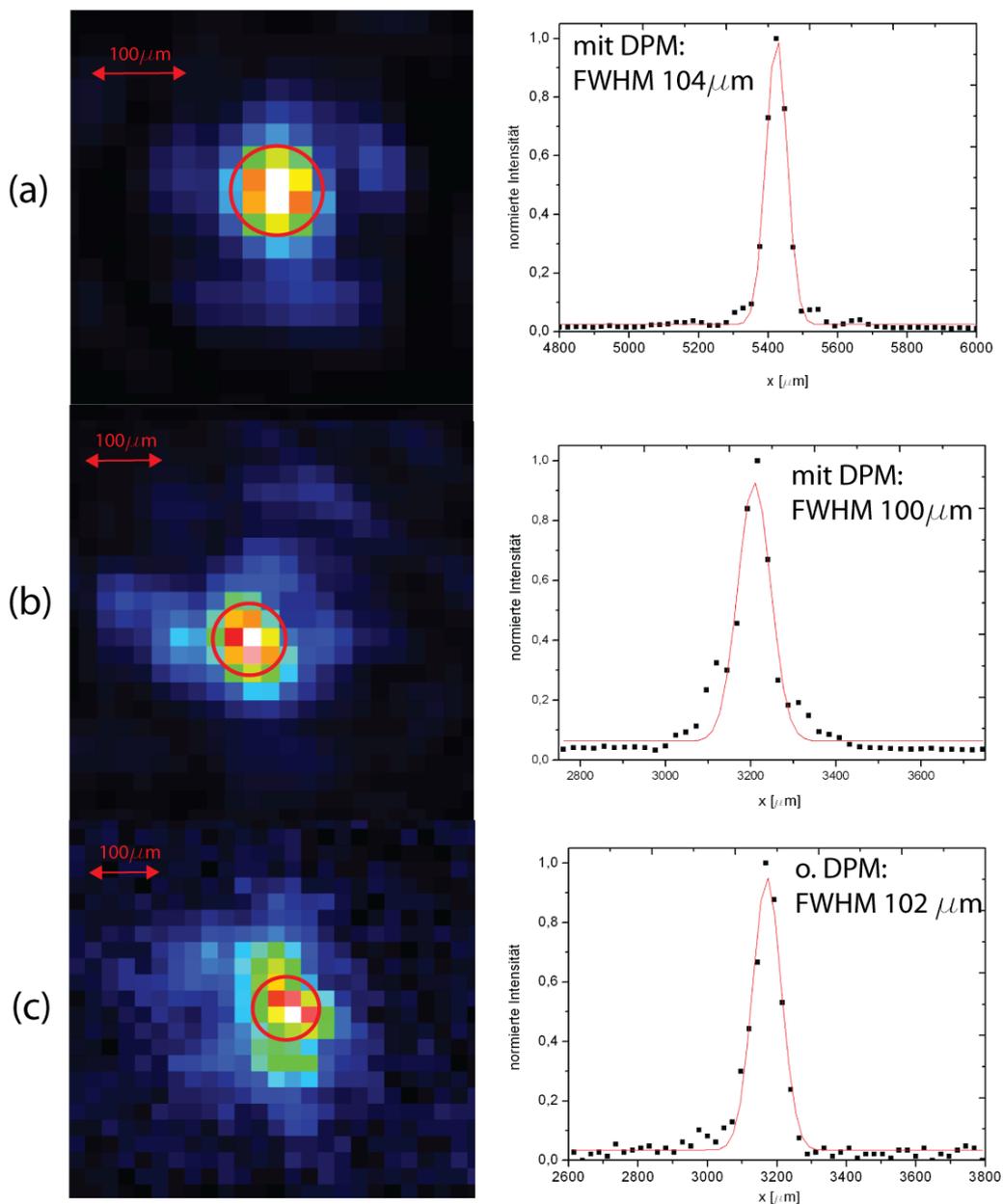


Abbildung 3.12: Vergleich Intensitätsverteilung im Fokus einer Linse ($f = 4\text{m}$), mit DPM Bypass (c) und ohne (a),(b). Die roten Kreise markieren das berechnete w_0 . Die Graphen zeigen die extrahierten Schnitte durch den Fokus in x -Richtung (schwarze Quadrate) und deren Gauss-Fits (roten Kurven)

3.4 Einsatz des DPM zur Laserbeschleunigung von Ionen

3.4.1 Versuchsanordnung

Um die Kontrastverbesserung des Laserpulses qualitativ zu testen, wird der Laserpuls nach dem Passieren des DPM-Systems eingesetzt, um Ionen zu beschleunigen. Die Energieverteilung der laserbeschleunigten Ionen/ Protonen wird mit einer Anordnung entsprechend Abb. 3.13 detektiert.

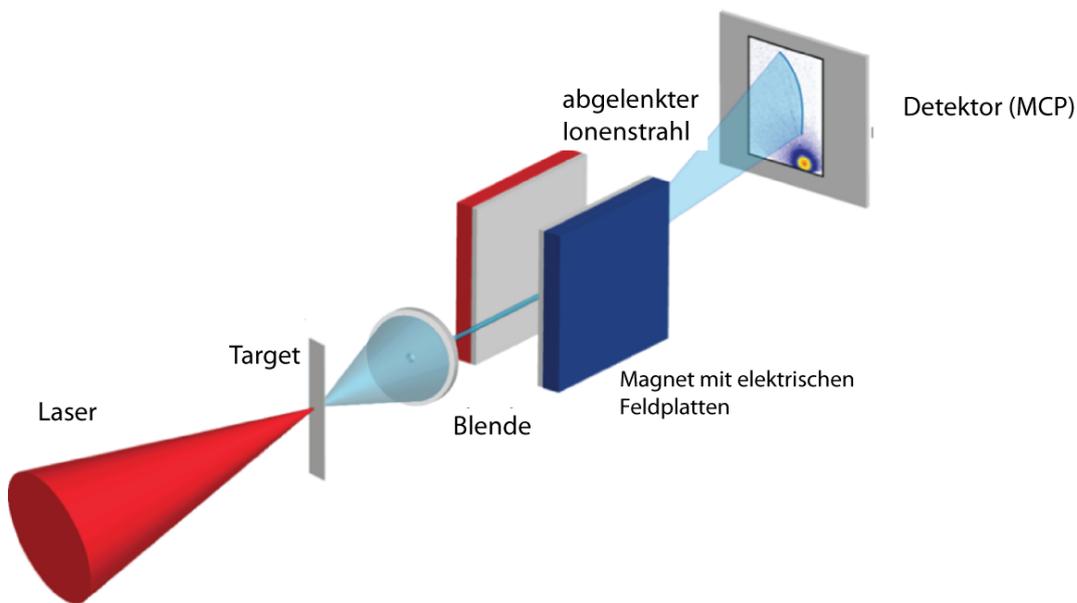


Abbildung 3.13: Der Laser (rot) wird auf ein Target fokussiert. Mit dem Magneten mit den elektrischen Feldplatten werden die resultierenden Ionen (hellblau) entsprechend ihrer spezifischen Ladung selektiert und mit einer MCP (Multi-Channel-Plate) detektiert (Thomson-Spektrometer).

Mit einem um mehrere Größenordnungen verbesserten Kontrast, hat man die Möglichkeit, sehr dünne Metalfolien ($d < 3\mu\text{m}$) als Targets für ein Ionen-Beschleunigungs-Experiment einzusetzen. Die Intensität des Pedestals, im Fokus einer Parabel ($f=15\text{cm}$), reicht in diesem Fall nicht aus, das Target schon vor dem Eintreffen

des Hauptpulses zu zerstören. Es wird angenommen dass mit Verwendung sehr dünner Folien - hier bis zu 30nm die maximale Energie (*Cut-Off-Energie*) der Ionen gesteigert werden kann. Dieses zeigen Simulationen [15] und ist im Experiment mit kurzen- [32] und langen Laserpulsen [14] bestätigt.

In den folgenden Experimenten, werden die Charakteristika solcher Ionenspektren, für verschiedene Foliendicken, untersucht und mit denen ohne die Verwendung eines DPMS verglichen.

3.4.2 Das Thomson-Spektrometer

Der grundsätzliche Aufbau eines Thomson-Spektrometers besteht aus einem Magneten und elektrischen Feldplatten, deren Feldlinien parallel verlaufen und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der zu vermessenden geladenen Teilchen stehen und einem Detektor für diese Teilchen [33]. Dadurch werden die Ionen (in den vorliegenden Experimenten) auf eine Parabelbahn gezwungen. Die verschiedenen Parabelbahnen repräsentieren verschiedene Masse-Ladungsverhältnisse. Details zu dem hier benutzten Spektrometer findet man in [34].

Parabelgleichungen

Teilchen mit der Ladung q , die auf ein Thomson-Spektrometer treffen, werden von dem elektrischen und magnetischen Feld unabhängig abgelenkt [35]: Das elektrische Feld lenkt vertikal um

$$y = \frac{qElD}{mv^2} = \frac{qElD}{2E_{kin}} \quad (3.5)$$

ab und das magnetische horizontal um

$$x = \frac{qBlD}{mv} = \frac{qBlD}{\sqrt{2mE_{kin}}} \quad (3.6)$$

ab. Die Konstanten der Apparatur sind: die anlegten elektrischen- und magnetischen Felder E und B , die Länge der Felder l und der Abstand zwischen Feld und Detektor D . Für Teilchen gleicher Art (gleiches q und m) erhält man aus den Gleichungen (3.5) und (3.6) die Parabelgleichung:

$$y^2 = \frac{qB^2lD}{mE}x, \quad (3.7)$$

deren Scheitelpunkt in 0 liegt und unendlichen Teilchengeschwindigkeiten entsprechen würde. Die schnellsten Teilchen treffen am nächsten dem Scheitel auf.

Jede Teilchenart mit einer spezifischen Ladung (q/m) *zeichnet* eine andere Parabel.

3.4.3 Die Microchannel-Plate(MCP)

Als Detektor des Thomson-Spektrometers wird in den folgenden Versuchen eine MCP benutzt. Eine vollständige Charakterisierung findet man bei [36]. Die MCP ist ein räumlich auflösender Sekundärelektronenvervielfacher für Teilchen und Strahlung.

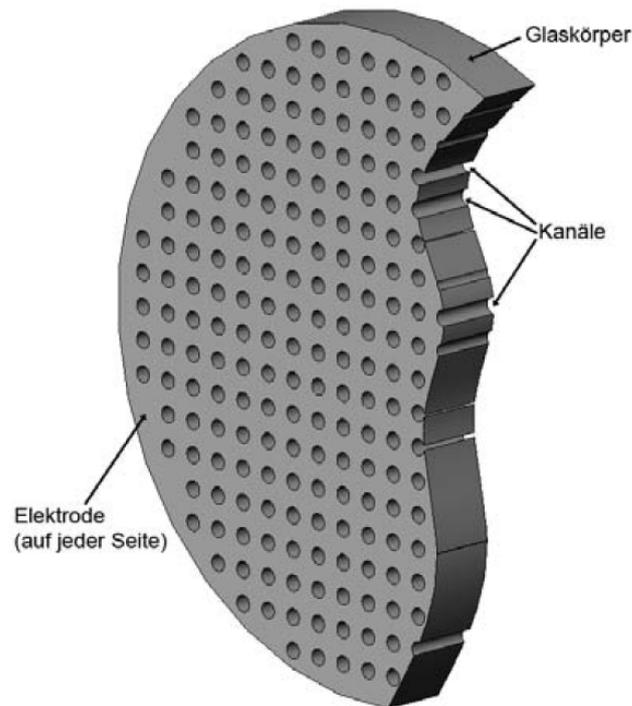


Abbildung 3.14: *Modell einer MCP [36]*

Bestehend aus einem Halbleitermaterial besitzt die MCP mehrere Millionen Kanäle - jeder einzelne ist ein Elektronenvervielfacher - die in einer Wabenstruktur angeordnet sind (s. Abb 3.14). An der Rückseite befindet sich ein Phosphorschirm zur Visualisierung des verstärkten Signals. Der Schirm wird mit einer 16-bit CCD Kamera fotografiert und das entstehende Bild mit einem eigens entworfenen LabVIEW Programm (s. Anhang A) ausgewertet.

3.4.4 Charakterisierung des Ionenspektrums ohne DPM

Um die Ionenspektren mit dem *normalen* Laserpuls (d.h. ohne DPM) mit der Thomson-Spektrometer-Anordnung (s. Abb. 3.13) aufzunehmen, wird der Laser-

puls um das DPM-System herum geführt (Bypass) und in die Wechselwirkungskammer gelenkt.

Als Target wird $5\mu\text{m}$ dicke Titanfolie verwendet. Die Laserenergie beträgt $0.9\text{J}/40\text{fs}$. Das entspricht einer Intensität im Fokus auf dem Target von $I_F \approx 2.5 \cdot 10^{19}\text{W}/\text{cm}^2$. In Abb. 3.15 sieht man eine typische Aufnahme der Ionenspuren. Da die MCP nicht nur die Signale geladener Teilchen verstärkt, kann man deutlich ein intensives Signal beim eingezeichneten Koordinatenursprung erkennen. Dieses besteht aus Röntgenstrahlung und elektrisch neutralen Teilchen, die bei der Laser-Plasma Wechselwirkung entstehen und trifft entlang der Spektrometerachse auf den Detektor (Nullpunkt).

Abbildung 3.16 zeigt das Spektrum der Protonenspur aus Abbildung 3.15 unter Berücksichtigung des Beobachtungswinkels von 114 nsr des Spektrometers (gegeben durch die Blende, mit einem Durchmesser von $300\mu\text{m}$, am Spektrometereingang). Es ist auch deutlich eine Kante in dem Spektrum bei $\approx 2.3\text{MeV}$, zu erkennen. Die Energie wird *Cut-Off Energie* des Spektrums genannt und bezeichnet die Energie der energetischsten Protonen. Die Auswertung der Spektren geschieht mit einem *LabVIEW* -Programm, das dazu von mir entwickelt wurde. (s. Anhang A)

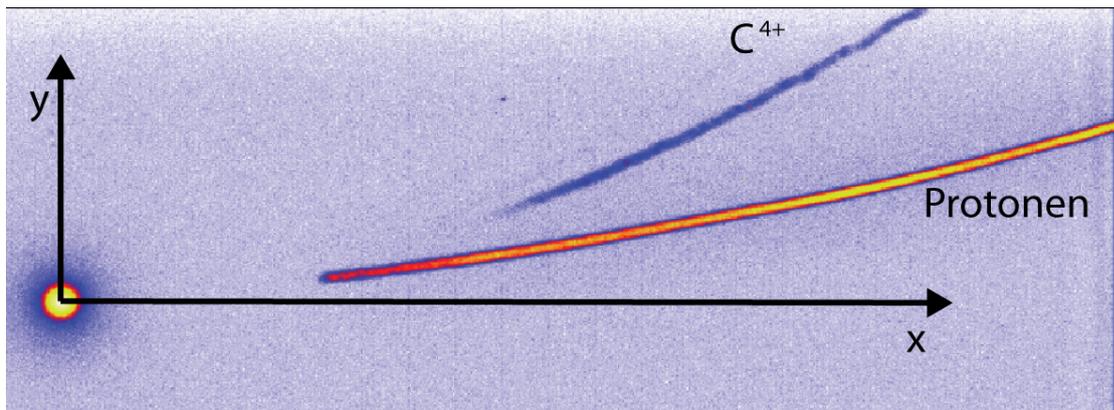


Abbildung 3.15: CCD Bild des MCP Phosphorschirms eines Ionenspektrums

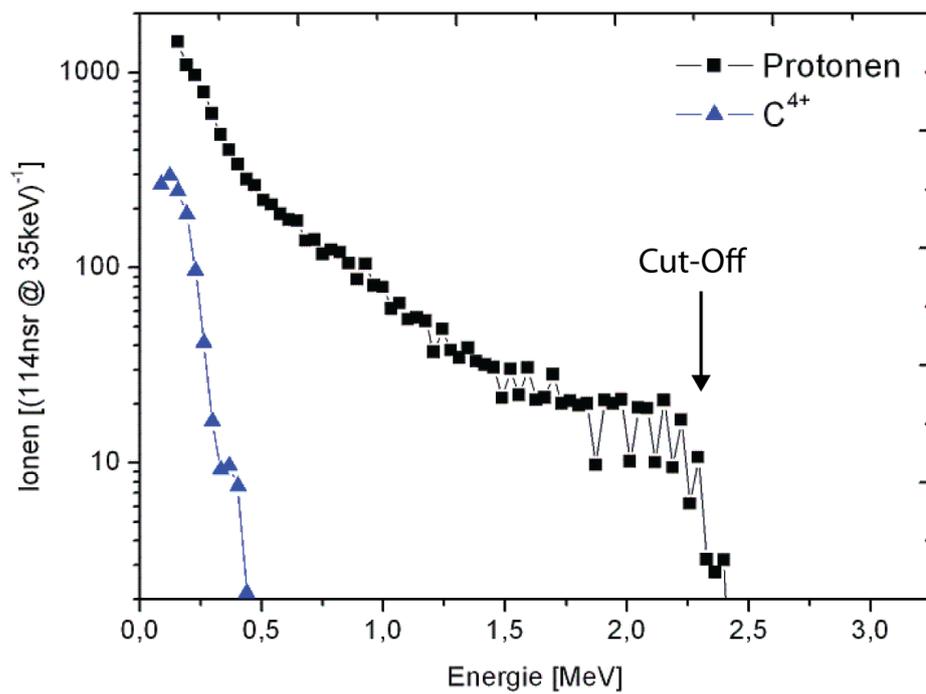


Abbildung 3.16: Spektrum der Ionen aus Abb. 3.15, der Pfeil zeigt die maximale Protonen Energie (die sog. Cut-Off Energie bei 2.3MeV)

3.4.5 Ultra-dünne Folien als Targets

Für die folgenden Experimente wird der Bypass um den DPM entfernt und der somit im Kontrast verbesserte Laserpuls verwendet, um Ionen aus sehr dünnen Targetfolien zu generieren. Dabei wurden fünf Folien, verschiedener Dicke eingesetzt (30nm - 1 μ m).

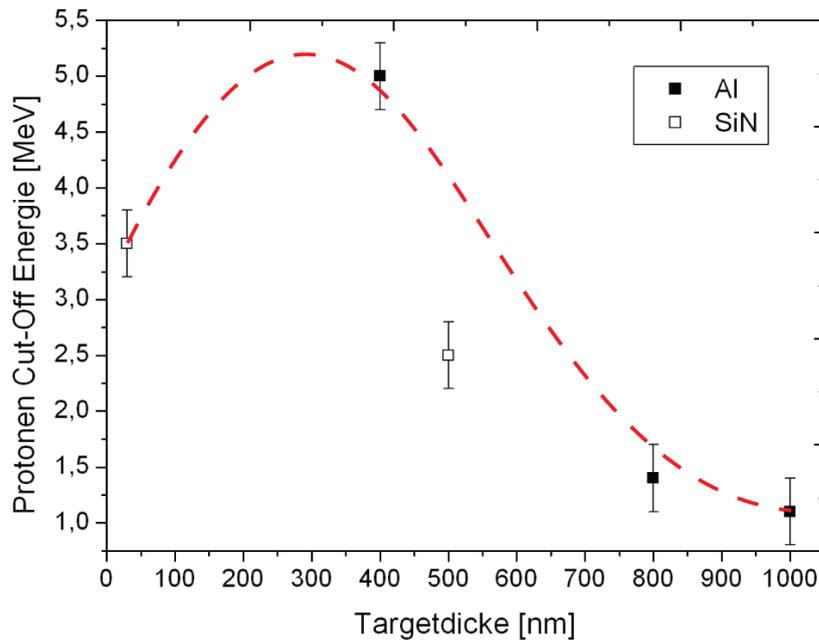


Abbildung 3.17: *Cut-Off Energien der erzeugten Protonen als Funktion der Targetdicke. Die gestrichelte rote Linie dient zur Verdeutlichung eines möglichen Verlaufs*

Der Energiedurchsatz des DPMs lag bei diesen und den folgenden Experimenten zwischen 20% und 25% (180-220nJ) was einer Intensität im Fokus auf dem Target von $I_F \approx 3 \cdot 10^{18} \text{W/cm}^2$ entspricht.

Trotz dieses Verlusts an Intensität im Fokus auf dem Target um nahezu eine Größenordnung, wird die Cut-Off Energie der erzeugten Protonen (bis zu 4.9 MeV bei 400nm Aluminium) mehr als verdoppelt (s. Abb. 3.17). Außerdem ist das Maximum der Protonen Cut-Off Energie bei einer Targetdicke von etwa 400 nm zu erkennen. Die Anzahl der in dieser Arbeit realisierten Experimente mit unterschiedlichen Targetdicken ist nicht ausreichend, um einen genauen Verlauf zu erhalten. Die mit dem DPM erzielten Maximalwerte wurden bei erheblich erniedrigten Laserintensitäten von $I_L \approx 3 \times 10^{18} \text{W/cm}^2$ realisiert.

3.4.6 Charakterisierung des Ionenspektrum mit DPM

In diesem Kapitel werden die Charakteristika der Ionenspektren aus Kapitel 3.5.4 untersucht. Dazu werden zuerst die Ionenspezies identifiziert (s. Abb. 3.18) und diese anschließend ausgewertet (s. Abb. 3.19).

Es wurden jeweils nur die Ionenspuren ausgewertet, deren Intensität hoch genug war, d.h. wo die Anzahl der jeweiligen Ionen in einem 35 keV Intervall 100 übersteigt.

In Abb. 3.20 kann man erkennen, dass die Ionenspuren (C^{5+} bis O^{3+}) im hoch-energetischen Bereich nicht auflösbar sind. Ursächlich ist dafür das gerätespezifische Maximum des elektrischen Feldes am Thomson-Spektrometer dessen Stärke bei 200 kV/m liegt. Deshalb wurde bei der Auswertung der o.g. Ionen deren gemittelte spezifische Ladung verwendet und über alle Spuren integriert. Das Ergebnis ist in Abb. 3.21 zu sehen.

Anhand der Abb. 3.18 - 3.23 und der Abb. 3.15 kann man folgende Trends erkennen:

- Die Anzahl der detektierten Ionenspezies erhöht sich mit der Verringerung der Targetdicke: von 6 bei einem 800nm Al-Target auf 11 bei einem SiN-Target mit 30nm
- Die Cut-Off Energie des Ions mit der geringsten spezifischen Ladung (C^{4+} bzw. C^{5+}) bleibt konstant bei 0.5 MeV
- Die Anzahl der Ionen mit der geringsten spezifischen Ladung steigt mit der Abnahme der Targetdicke.

In Tabelle 3.1 sind die Gesamtenergien der jeweiligen Ionenspuren für die Protonen- bzw. Ionenenergien (E_P bzw. E_I) eingetragen. Diese erhält man durch Integration der gesamten Ionenspur. E_I stellt wiederum die Summe aller Ionenspezies, außer der Protonen, dar. In der dritten Spalte wird der Anteil der Ionen an der Gesamtenergie gezeigt. Die Konversionseffizienz σ stellt den Anteil der kinetischen Energie der Ionen im Vergleich zur Energie des Laserpulses dar. Bei dessen Berechnung wurde ein Gesamt-Öffnungswinkel des Ionenstrahls von 1.3sr mit einer isotropen Verteilung angenommen [25]. Bei Betrachtung der Protonenenergien E_P fällt auf, dass deren Maximum bei einer Targetdicke von 400nm liegt. Im Vergleich zu der Messung ohne DPM erzielt man hier nahezu eine Verdopplung. Besonders signifikant fällt der Unterschied bei Betrachtung der Ionenanzahlen aus. Deren Gesamtenergie wird bei Verwendung des DPM um den Faktor 30 erhöht und ihr Anteil an der Gesamtenergie aller Ionen, liegt bei 43%.

Mit der Verwendung eines DPM und sehr dünnen Targets wird die Cut-Off Energie der Protonen, wie auch deren integrierte Gesamtenergie, nahezu verdoppelt. Der Anteil der Ionen an der integrierten Gesamtenergie wird drastisch erhöht.

Targetdicke [nm]	$E_P/ 114\text{nsr}$ [GeV]	$E_I/ 114\text{nsr}$ [GeV]	$E_I/(E_P+E_I)$	σ [%]
SiN 30	8.1	2.6	0.25	10.4
Al 400	8.7	6.7	0.43	17.0
Al 800	2.0	0.4	0.15	2.5
(o. DPM) Ti 5000	4.8	0.2	0.04	1.0

Tabelle 3.1: *Gesamtenergien der Protonen E_P , aller Ionen E_I , der Anteil der Ionen an der Gesamtenergie und die Konversionseffizienz σ bzgl. der Energie des Laserspulses*

Das Maximum liegt hier bei 400nm Aluminium. Die Konversionseffizienz σ wird bei der Verwendung des DPM und gleichzeitiger Verwendung dünner Folien signifikant gesteigert und erreicht sein Maximum bei 400nm mit 17% bei Aluminium als Target.

Die Anzahl der Ionenspezies nimmt bei der Verwendung des DPM und geringerer Targetdicke im Vergleich zu Experimenten, mit einem Kontrast in der Größenordnung von 10^7 , zu.

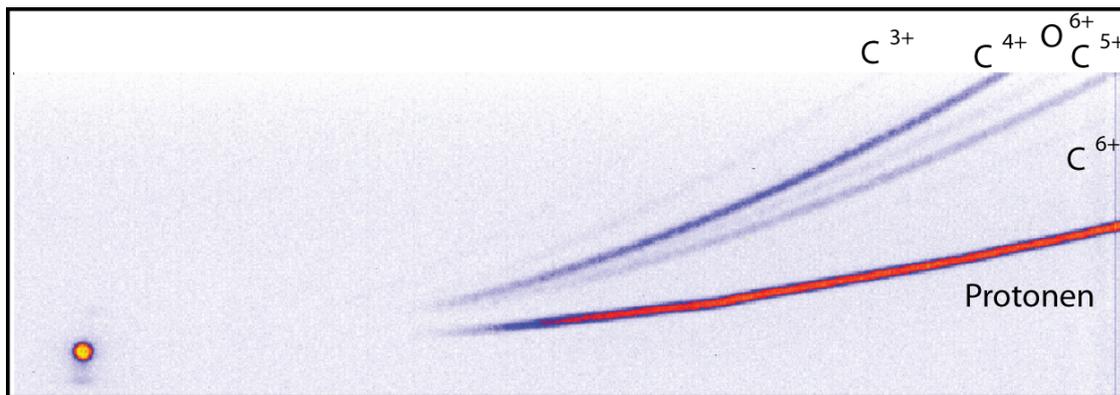


Abbildung 3.18: *CCD Bild des MCP Phosphorschirms eines Ionenspektrums mit Zuordnung der Ionenspezies. Als Target wurde 800nm Aluminium verwendet.*

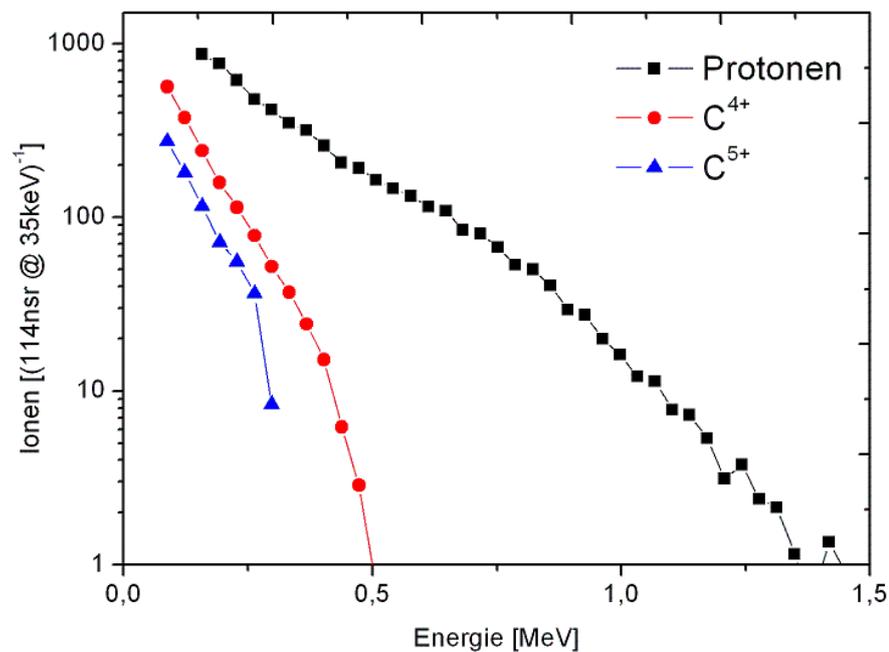


Abbildung 3.19: *Spektrum der Ionen aus Abb. 3.18.*

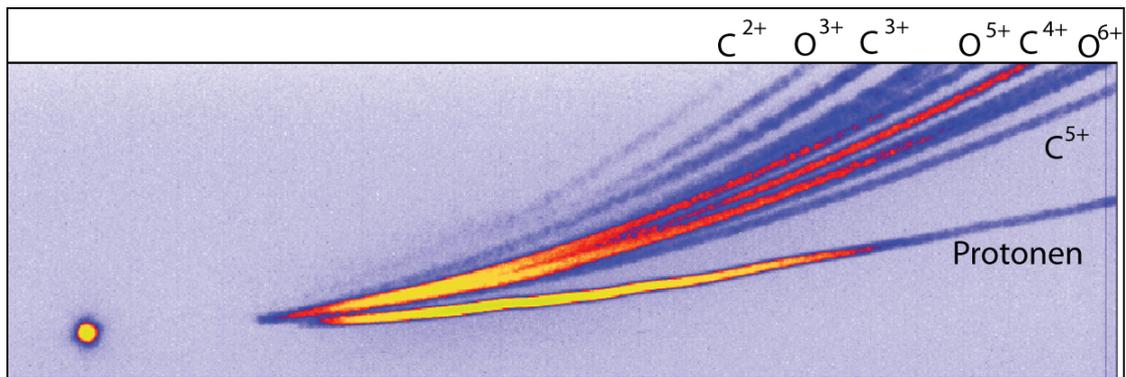


Abbildung 3.20: CCD Bild des MCP Phosphorschirms eines Ionenspektrums mit Zuordnung der Ionenspezies. Als Target wurde 400nm Aluminium verwendet.

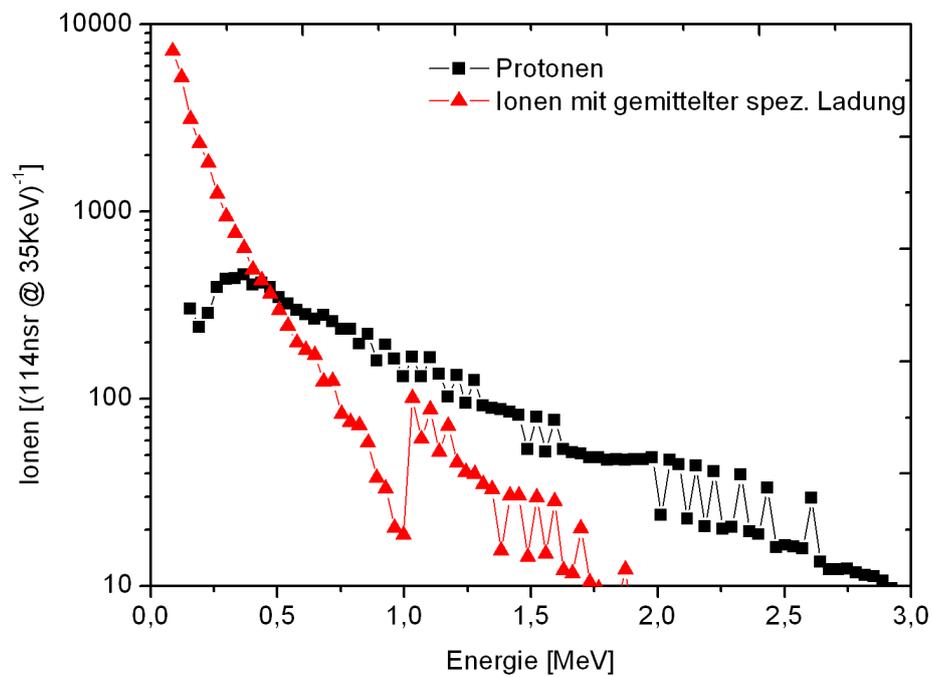


Abbildung 3.21: Spektrum der Ionen aus Abb. 3.20. Als Target wurde 400nm Aluminium verwendet.

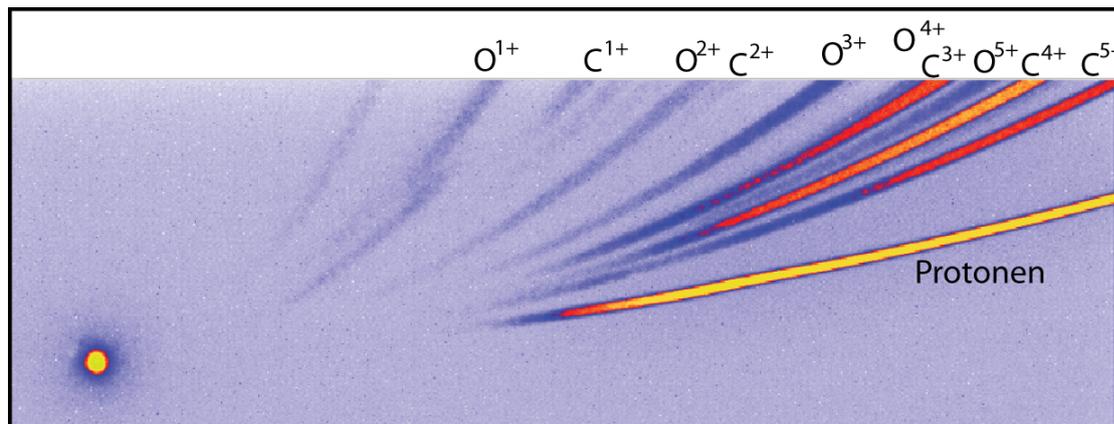


Abbildung 3.22: *CCD Bild des MCP Phosphorschirms eines Ionenspektrums mit Zuordnung der Ionenspezies. Als Target wurde 30nm Siliziumnitrid verwendet.*

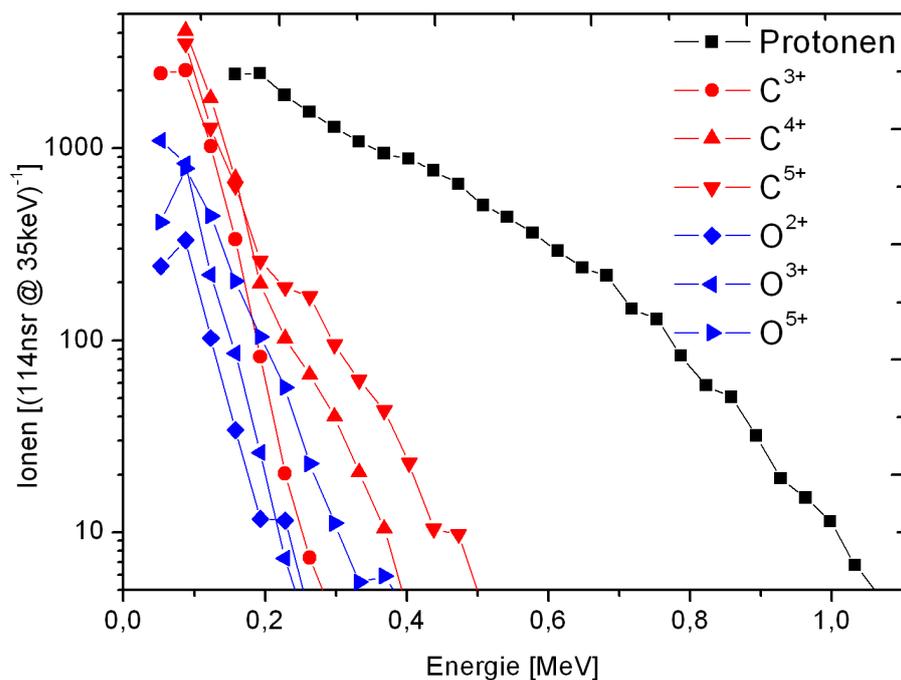


Abbildung 3.23: *Spektrum der Ionen aus Abb. 3.22. Als Target wurde 30nm Siliziumnitrid verwendet.*

3.4.7 Vergleichsmessungen ohne DPM mit reduzierter Laserenergie

Um die durch den DPM erreichte Kontrastverbesserung des Laserpulses weiter spezifizieren zu können, werden Experimente ohne den Einsatz des DPM, mit reduzierter Laserenergie und leicht verbessertem Kontrast durchgeführt. Dazu wird ein ähnlicher, prinzipiell aber gleicher, Aufbau wie bei den vorangegangenen Experimenten verwendet. Die Energie des Lasers wird reduziert, indem Pumplaser deaktiviert, oder/und dessen Verzögerung in Bezug auf den Oszillatorpuls verändert werden. Der Kontrast wird durch den Einsatz einer schnellen Pockels-Zelle (PC) auf ca. 10^8 verbessert. Als Target wird 800nm dicke Aluminiumfolie verwendet.

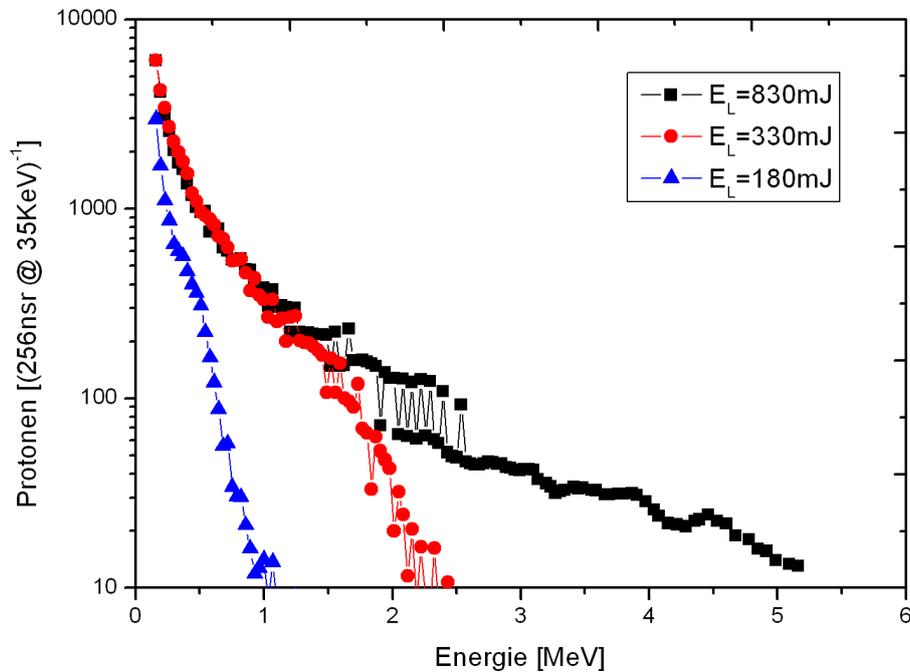


Abbildung 3.24: *Typische Protonenspektren, aufgenommen mit reduzierter Laserenergie*

Die verschiedenen Energien in Abb. 3.24 entsprechen 100% (830mJ), 40% (330mJ) und 20% (180mJ) der maximal erreichbaren Laserpulsenergien.

Die Laserpulsenergie $E_L = 180mJ$ ist vergleichbar mit den Laserpulsenergien, die bei den Experimenten mit DPM erreicht werden. Im Vergleich dazu (s. Abb.

3.19) liegt die Cut-Off Energie ($E_{Cut-Off} = 1\text{MeV}$) hier, unter der mit dem DPM erreichten ($E_{Cut-Off} = 1.3\text{MeV}$). Die Anzahl der Protonen ist hier geringer als bei den Experimenten mit DPM. Allerdings ist der apparatur-spezifische Raumwinkel mehr als doppelt so groß (256nsr) verglichen mit den DPM-Experimenten (114nsr). Berücksichtigt man dieses, sind die jeweiligen Protonenanzahlen vergleichbar.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem derzeit besonders wichtigen Problem auf dem Gebiet der Laser-Materie Wechselwirkungen - der Erhöhung des Kontrastes von intensiven, ultra-kurzen Laserpulsen. Obwohl, wie in der Einleitung dieser Arbeit beschrieben, diese Problematik schon seit mehr als zehn Jahren intensiv bearbeitet wird, insbesondere durch verschiedene Eingriffe in das Lasersystem, gibt bis heute noch keine ultimative Lösung.

Dieses ist auch der Ansatz für die Entwicklung des Plasmaspiegels, der im Prinzip jedem Höchstfeld-Lasersystem nachgeschaltet werden kann. Neben der Beschreibung der Wirkungsweise und der Realisierung zur Kontrastverbesserung werden erste Resultate der Anwendung dieser kontrastverbesserten Laserpulse für Protonen- bzw. Ionenbeschleunigungsexperimente vorgestellt.

Im ersten Teil diskutiert diese Arbeit Design, Aufbau und Optimierung einer Apparatur zur Verbesserung des zeitlichen Kontrastes eines Höchstfeld-Lasersystems, dem sog. Doppel-Plasmaspiegel, unter theoretischen und experimentellen Aspekten. Die im Kontrast verbesserten Laserpulse werden im zweiten Teil der Arbeit, eingesetzt um Ionen aus extrem dünnen Folien zu generieren und spektral zu untersuchen, um daraus Aussagen über die Wirkung der Kontrastverbesserung auf die Ionenbeschleunigung treffen zu können.

Design und Aufbau eines Doppel-Plasmaspiegel Systems

Anhand von theoretischen Abschätzungen und der Vermessung der verwendeten Parabolspiegel werden die Parameter des DPM-Systems bestimmt und ein Aufbau realisiert.

Zur Fokussierung und Rekollimierung werden Parabolspiegel mit einer Brennweite von 150cm eingesetzt. Als Material für die Plasmaspiegel wird anti-reflexions-

beschichtetes BK7 mit einer Oberflächengüte von $\lambda/10$ verwendet. Der optimale Abstand für die durch den Höchst-Feld-Laser vorgegebenen Parameter der beiden Plasmaspiegel beträgt 6mm.

Erhaltung der Fokussierbarkeit mit gleichzeitigem Energiedurchsatz von 36%

In dieser Konfiguration bleibt die Fokussierbarkeit eines Laserpulses erhalten und der maximal erreichbare Energiedurchsatz liegt bei 36%. Dazu wird eine detaillierte Analyse der aufgenommenen Stahlprofile durchgeführt.

Eine direkte Messung des Kontrastes kann an dieser Stelle nicht erfolgen, da es noch keinen einsatzfähigen dritte Ordnung Autokorrelator gibt, der es ermöglicht, einen einzelnen Puls mit ausreichender Zeitaufösung und ausreichendem Dynamikbereich zu charakterisieren.

Steigerung der Protonen Cut-Off Energie bei der Verwendung ultra-dünner Targets

Die Cut-Off Energie der mit diesen Pulsen erzeugten Protonen (Target: 400nm Aluminium) kann nahezu verdoppelt werden ($4.9MeV$), obwohl der Energiedurchsatz bei diesen Experimenten nur zwischen 20% und 25% liegt. Diese Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit Simulationen [37].

Dieser Verlust an Intensität ist auf die spezifische Laserperformance im Normalbetrieb zurückzuführen, z.B einem geringen Ausgangskontrast. Es werden Targets verschiedener Dicke und unterschiedlichem Material eingesetzt. Der Verlauf der Cut-Off Energie in Abhängigkeit der Targetdicke hat sein Maximum bei einer Targetdicke von ca. 400nm. Die Existenz und Lage dieses Maximums entspricht der in Simulationen vorhergesagten [15], [16].

Um die Cut-Off Energie weiter zu steigern ist es nötig, den Energiedurchsatz zu erhöhen bzw. die maximalen 36% stabil zu erreichen. Des Weiteren ist eine Verdopplung der Cut-Off Energie nur auf die genutzte Apparatur bezogen. Mit dem anderen Aufbau (s. Kap. 3.4.7, ohne DPM), mit Laserpulsen von 1J/ 40fs und leicht verbessertem Kontrast (ca. 10^8) ist es möglich, Energien bis zu 5MeV zu erzeugen.

Um vergleichbare Laserenergien ohne DPM zu realisieren, wird im diesem parallelen Experiment, die Laserenergie auf 180mJ reduziert. Dabei ist erkennbar, dass der Gebrauch des DPMs die Cut-Off Energie der Protonen schon bei relativ dicken Targets (800nm) um 50% steigert.

Effizienzsteigerung der Protonen bzw. Ionenbeschleunigung

Die Anzahl der Ionenspezies (außer Protonen) und deren Anteil an der Gesamtenergie aller Ionen (incl. Protonen) wird bei Verwendung eines DPM und sehr dünnen Targets signifikant gesteigert. Die Konversionseffizienz der Laserenergie in kinetische Energie der Ionen erreicht Werte von 17%.

Diese Daten sind in Bezug auf Überlegungen über die vorherrschenden Beschleunigungsmechanismen sehr interessant. So erwartet man bei ausschließlichem Wirken des TNSA-Mechanismus einen hohen Anteil Protonen am gesamten Ionenspektrum, die aufgrund ihrer geringeren Trägheit in dem quasi-statischen elektrischen Feld zuerst beschleunigt werden und dadurch einen abschirmenden Effekt auf die trägeren Ionen ausüben. Daraus kann man schließen, dass bei Experimenten mit hohem Kontrast und der Verwendung ultra-dünner Targets der TNSA-Mechanismus nicht mehr der hauptsächliche Beschleunigungsmechanismus oder zumindest eine modifizierter Form dessen ist. Für weitere Überlegungen zu Beschleunigungsmechanismen siehe [38].

Alle diese Ergebnisse zeigen

eindeutige Signaturen eines um mehrere Größenordnungen verbesserten Kontrastes mittels Doppel-Plasmaspiegels.

Die Möglichkeit, ultra-dünne Folien als Targets bei der Ionenbeschleunigung einzusetzen, zeigt eine Verbesserung des Kontrastes, da die Intensität des Pedestals ausreichend gering ist, um die Folien nicht schon vor dem Eintreffen des Hauptpulses zu zerstören. Die Tatsache, dass deren Einsatz sogar zur Verbesserung und Effizienzsteigerung der Protonen- bzw. Ionenbeschleunigung führt, zeigt das diese Kontrastverbesserung mehrere Größenordnungen betragen muss.

Kapitel 5

Danksagungen

Bedanken möchte ich mich an erster Stelle bei Prof. Wolfgang Sandner, Dr. Peter-Viktor Nickles und Dr. Matthias Schnürer für die Vergabe und Betreuung dieser hoch interessanten und reizvollen Diplomarbeit, die mir eine einmalige Möglichkeit bot, mich wissenschaftlich weiterzubilden.

- Ich danke Herrn *Prof. W. Sandner*, für die Möglichkeit meine Diplomarbeit am Max-Born Institut, unter hervorragenden Arbeitsbedingungen, anzufertigen, an seinem produktiven Seminar teilnehmen zu dürfen und für seine Geduld bei administrativen Angelegenheiten.
- Ich danke *Prof. M. Wolf*, für die Betreuung meiner Arbeit seitens der Freien Universität Berlin
- Ich danke Herrn *Dr. Peter-Viktor Nickles* für die Chance und das Vertrauen, dieses anspruchsvolle Projekt, mit viel Eigenverantwortung, in meine Hände zu legen und die außerordentlich gute Leitung meiner Arbeit.
- Ich danke Herrn *Dr. Matthias Schnürer* für seine unermüdliche Unterstützung bei der Planung und Durchführung der Experimente, für seine konstruktiven Anregungen und für seine Geduld und Hilfe bei Fragen jeder Art.
- Ich danke Herrn *Dr. Sargis Ter-Avetisyan* für die zahlreichen anregenden Diskussionen.
- Ich danke Herrn *Dr. Mikhail Kalashnikov* für Unterstützung bei Arbeiten am Laser und mit dem Autokorrelator.
- Ich danke Herrn *Dipl. Phys. Thomas Sokollik* für die zahlreichen freundschaftlichen, wissenschaftlichen Diskussionen und insbesondere die intensive Zusammenarbeit an den Experimenten, die die Grundlage für das Gelingen dieser Arbeit war.

- Ich danke Herrn *Dipl. Ing. Gerd Kommol* für die Hilfe bei der Planung und die technische Umsetzung meiner oft naiven Ideen.
- Ich danke Frau *Petra Friedrich* für die Hilfe bei administrativen Angelegenheiten jeder Art und für die Anleitung zum Kaffee kochen.
- Ich danke Herrn *Jürgen Meissner* für die Kooperation bei technischen Fragen und deren Umsetzung.
- Ich danke Dirk Rohloff und Jens Gläsel für die Hilfe bei computertechnischen Fragen.
- Ich danke Herrn Dr. Rüdiger Schleysing für das Korrekturlesen meiner Arbeit.
- Ein besonderer Dank gilt meiner Familie für die Unterstützung und den Rückhalt in all den Jahren.
- und allen Anderen die zum Gelingen meiner Arbeit beigetragen haben.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Teilchenenergie als Funktion der Laser Intensität	5
2.1	Resonanzabsorption: schematisch	16
2.2	Veranschaulichung der Brunel-Absorption	17
2.3	Schema des TNSA Mechanismus	19
3.1	Der Ti:Sa Höchstfeld-Laser am MBI	23
3.2	Prinzipieller Aufbau des mittelnden Autokorrelator	24
3.3	zeitliches Pulsprofil des Ti:Sa Lasers	25
3.4	Prinzip des DPM	27
3.5	Rekonstruktion des Laserstrahlprofils in der Nähe des Fokus	28
3.6	Vergleich gemessenen Halbwertsbreiten mit Abschätzung	28
3.7	Fokus einer OAP	29
3.8	Intensität des Hauptpulses/ Pedestals in Abhängigkeit von z	30
3.9	Strahlengang des DPM	30
3.10	Konstruktion des Doppel-Plasmaspiegels	31
3.11	Beugungsbegrenzung und Energiedurchsatz des DPM	32
3.12	Vergleich Intensitätsverteilung mit und ohne DPM	34
3.13	Aufbau mit Thomsonspektrometer	35
3.14	Modell einer MCP	37
3.15	Thomson-Bild ohne DPM - $5\mu\text{m}$ Al	39
3.16	Spektrum $5\mu\text{m}$ Al	39
3.17	Cut-Off Energien in Abhängigkeit der Targetdicke	40
3.18	Thomson-Bild mit DPM - 800nm Al	43
3.19	Spektrum 800nm Al	43
3.20	Thomson-Bild mit DPM - 400nm Al	44
3.21	Spektrum 400nm Al	44
3.22	Thomson-Bild mit DPM - 30nm SiN	45
3.23	Spektrum 30nm SiN	45
3.24	Protonenspektren mit reduzierter Laserenergie	46

A.1	Prinzieller Aufbau des LabVIEW-Programms	61
A.2	Identifikation und Selektion der auszuwertenden Ionen	62
A.3	Spektrale Auswertung der selektierten Ionen	63

Literaturverzeichnis

- [1] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3):219–221, 1985.
- [2] J. D. Bonlie, F. Patterson, D. Price, B. White, and P. Springer. Production of $> 10^{21}$ w/cm² from a large-aperture Ti:sapphire laser system. *Applied Physics B-Lasers and Optics*, 70:S155–S160, 2000. Suppl. S.
- [3] P. Gibbon. High-order harmonic generation in plasmas. *Ieee Journal of Quantum Electronics*, 33(11):1915–1924, 1997.
- [4] A. Maksimchuk, S. Gu, K. Flippo, D. Umstadter, and V. Y. Bychenkov. Forward ion acceleration in thin films driven by a high-intensity laser. *Physical Review Letters*, 84(18):4108–4111, 2000.
- [5] M. Nantel, G. Ma, S. Gu, C. Y. Cote, J. Itatani, and D. Umstadter. Pressure ionization and line merging in strongly coupled plasmas produced by 100-fs laser pulses. *Physical Review Letters*, 80(20):4442–4445, 1998.
- [6] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, and S. Watanabe. Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection. *Optics Communications*, 148(1-3):70–74, 1998.
- [7] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, L. P. Rousseau, J. P. Chambaret, F. Auge-Rochereau, G. Cheriaux, J. Etchepare, N. Minkovski, and S. M. Saitiel. 10⁻¹⁰ temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation. *Optics Letters*, 30(8):920–922, 2005.
- [8] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schonagel, A. Husakou, J. Herrmann, and W. Sandner. Characterization of a nonlinear filter for the front-end of a high contrast double-cpa Ti:sapphire laser. *Optics Express*, 12(21):5088–5097, 2004.

- [9] A. Dubietis, G. Jonusauskas, and A. Piskarskas. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in bbo crystal. *Optics Communications*, 88(4-6):437–440, 1992.
- [10] H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, A. Szoke, and R. W. Falcone. Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. *Optics Letters*, 16(7):490–492, 1991.
- [11] S. Backus, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, D. M. Gold, H. Nathel, and W. White. Prepulse suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering from a fluid target. *Optics Letters*, 18(2):134–136, 1993.
- [12] D. M. Gold. Direct measurement of prepulse suppression by use of a plasma shutter. *Optics Letters*, 19(23):2006–2008, 1994.
- [13] G. Doumy, F. Quere, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J. C. Gauthier, J. P. Geindre, and T. Wittmann. Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses. *Physical Review E*, 69(2), 2004. Part 2.
- [14] P. Antici, J. Fuchs, E. d’Humieres, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C. A. Cecchetti, S. Gaillard, L. Romagnani, Y. Sentoku, T. Toncian, O. Willi, P. Audebert, and H. Pepin. Energetic protons generated by ultrahigh contrast laser pulses interacting with ultrathin targets. *Physics of Plasmas*, 14(3), 2007.
- [15] Q. L. Dong, Z. M. Sheng, M. Y. Yu, and J. Zhang. Optimization of ion acceleration in the interaction of intense femtosecond laser pulses with ultrathin foils. *Physical Review E*, 68(2), 2003. Part 2.
- [16] T. Esirkepov, M. Yamagiwa, and T. Tajima. Laser ion-acceleration scaling laws seen in multiparametric particle-in-cell simulations. *Physical Review Letters*, 96(10), 2006.
- [17] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter - An Introduction*. Imperial College Press, 2005.
- [18] S. Eliezer. *The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*. Institute of Physics Publishing, 2002.
- [19] D. Bauer, P. Mulser, and W. H. Steeb. Relativistic ponderomotive force, uphill acceleration, and transition to chaos. *Physical Review Letters*, 75(25):4622–4625, 1995.

- [20] Q. L. Dong and J. Zhang. Electron acceleration by static and oscillating electric fields produced in the interaction between femtosecond laser pulses and solid targets. *Physics of Plasmas*, 8(3):1025–1028, 2001.
- [21] F. N. Beg, A. R. Bell, A. E. Dangor, C. N. Danson, A. P. Fews, M. E. Glinsky, B. A. Hammel, P. Lee, P. A. Norreys, and M. Tatarakis. A study of picosecond laser-solid interactions up to 10^{19} W/cm². *Physics of Plasmas*, 4(2):447–457, 1997.
- [22] D. W. Forslund, J. M. Kindel, and K. Lee. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity. *Physical Review Letters*, 39(5):284–288, 1977.
- [23] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59(1):52–55, 1987.
- [24] Y. Sentoku, T. E. Cowan, A. Kemp, and H. Ruhl. High energy proton acceleration in interaction of short laser pulse with dense plasma target. *Physics of Plasmas*, 10(5):2009–2015, 2003. Part 2.
- [25] T. Sokollik. private communication, 2007.
- [26] M. Allen, P. K. Patel, A. Mackinnon, D. Price, S. Wilks, and E. Morse. Direct experimental evidence of back-surface ion acceleration from laser-irradiated gold foils. *Physical Review Letters*, 93(26), 2004.
- [27] S. P. Hatchett, C. G. Brown, T. E. Cowan, E. A. Henry, J. S. Johnson, M. H. Key, J. A. Koch, A. B. Langdon, B. F. Lasinski, R. W. Lee, A. J. Mackinnon, D. M. Pennington, M. D. Perry, T. W. Phillips, M. Roth, T. C. Sangster, M. S. Singh, R. A. Snavely, M. A. Stoyer, S. C. Wilks, and K. Yasuike. Electron, photon, and ion beams from the relativistic interaction of petawatt laser pulses with solid targets. *Physics of Plasmas*, 7(5):2076–2082, 2000. Part 2.
- [28] P. Mora. Plasma expansion into a vacuum. *Physical Review Letters*, 90(18), 2003.
- [29] M. P. Kalachnikov, V. Karpov, H. Schonnel, and W. Sandner. 100-terawatt titanium-sapphire laser system. *Laser Physics*, 12(2):368–374, 2002.
- [30] B. Dromey, S. Kar, M. Zepf, and P. Foster. The plasma mirror - a subpicosecond optical switch for ultrahigh power lasers. *Review of Scientific Instruments*, 75(3):645–649, 2004.
- [31] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry. Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses. *Physical Review Letters*, 74(12):2248–2251, 1995.

- [32] D. Neely, P. Foster, A. Robinson, F. Lindau, O. Lundh, A. Persson, C. G. Wahlstrom, and P. McKenna. Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses. *Applied Physics Letters*, 89(2), 2006.
- [33] J. J. Thomson. Rays of positive electricity. *Philosophical Magazine*, 6:225, 1911.
- [34] S. Ter-Avetisyan, M. Schnurer, and P. V. Nickles. Time resolved corpuscular diagnostics of plasmas produced with high-intensity femtosecond laser pulses. *Journal of Physics D-Applied Physics*, 38(6):863–867, 2005.
- [35] H. Gerthsen. *Physik - Ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen*. Springer-Verlag, 1993.
- [36] J. L. Wiza. Microchannel plate detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 162(1-3):587–601, 1979.
- [37] A. A. Andreev. to be published, 2007.
- [38] M. Schnurer, S. Ter-Avetisyan, P. V. Nickles, and A. A. Andreev. Influence of target system on the charge state, number, and spectral shape of ion beams accelerated by femtosecond high-intensity laser pulses. *Physics of Plasmas*, 14(3), 2007.

Anhang A

LabVIEW

A.1 LabVIEW-Programm zur Identifizierung und Auswertung der Ionen

Das Programm besteht im wesentlichen aus zwei Teilen (s. Abb. A.1). Im ersten Teil (I) werden die Ionenspezies identifiziert und eine Spur zur Auswertung selektiert (s. Abb. A.2). Im zweiten Teil (II) wird die zuvor selektierte und identifizierte Spur ausgewertet (s. Abb. A.3).

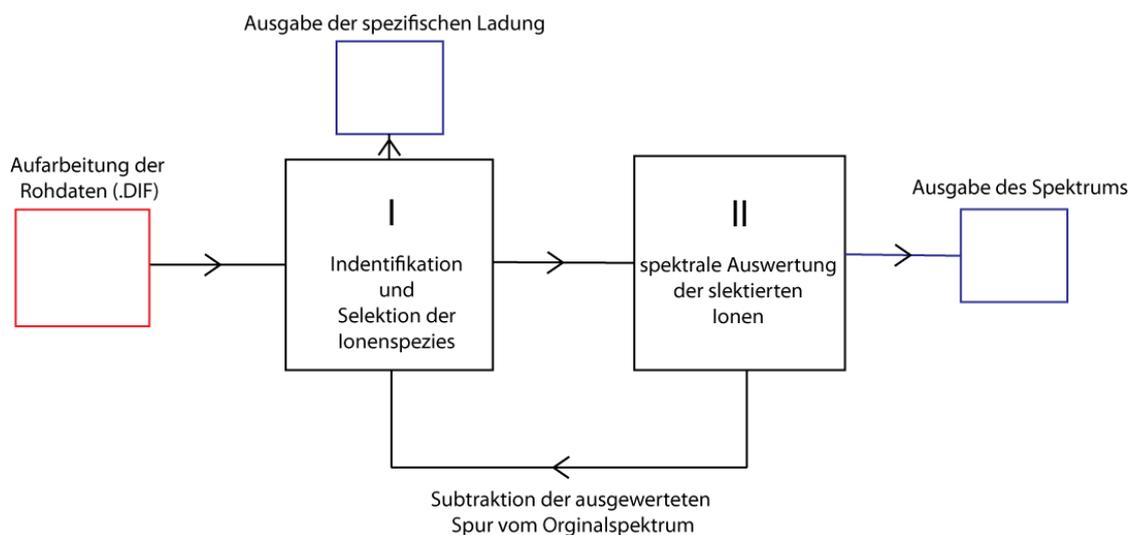


Abbildung A.1: *Prinzieller Aufbau des LabVIEW-Programms*

Zuerst werden die Rohdaten konvertiert, das Bild ausgerichtet und in Falschfarben dargestellt. Im anschließenden ersten Hauptteil (I) werden die verschiede-

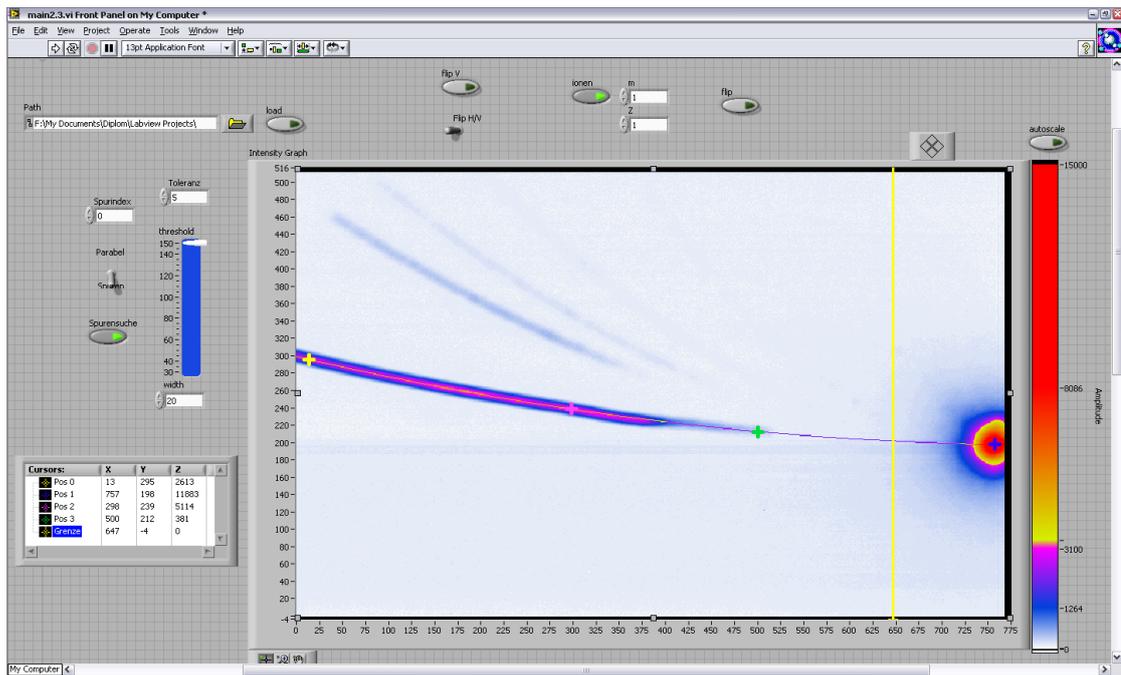


Abbildung A.2: Identifikation und Selektion der auszuwertenden Ionen (I)

nen Spuren ihren spezifischen Ladungen zugeordnet. Dies geschieht mit Hilfe der eindeutig erkennbaren Protonenspur, des Nullpunktes und den Gleichungen aus Kap. 3.4.2. Der mögliche lineare Anteil der Parabelgleichungen, der aufgrund einer Schiefstellung der Kamera zustande kommen kann, wird anhand der Protonenspur bestimmt und im Weiteren mit berücksichtigt.

Dabei hat man die Möglichkeit zwischen zwei verschiedenen Moden zu wählen. Bei deutlichen, einfachen Spektren werden die Parabeln automatisch erkannt und zugeordnet. Im komplizierten Fällen kann man die auch manuell, mit Hilfe von Coursern, die auszuwertenden Spuren wählen.

Die Auswertung der der gewählten Spur, in Teil II, geschieht in zwei Stufen. Zuerst muss die Breite der Parabel, über die integriert werden soll, festgelegt werden (Integrationsparabel). Diese sollte möglichst maximiert werden und ist nur durch den Abstand zu benachbarten Spur begrenzt. Zusätzlich kann der Intergrationsbereich in x-Richtung, mit einem Courser beschränkt werden.

Des Weiteren muss berücksichtigt werden, dass der Hintergrund nicht isotrop ist. Deshalb wird eine zweite Parabel, ähnlich zur ersten, mit der gleichen Integrationsbreite definiert, die im Vergleich zu der ersten, entlang der y-Achse verschoben werden kann. Die y-Lage dieser Hintergrund-Parabel, kann manuell variiert werden, liegt aber vorgegeben direkt unter der Integrationsparabel. Diese liefert einen ortsabhängigen Hintergrund der von der ersten Parabel subtrahiert wird.

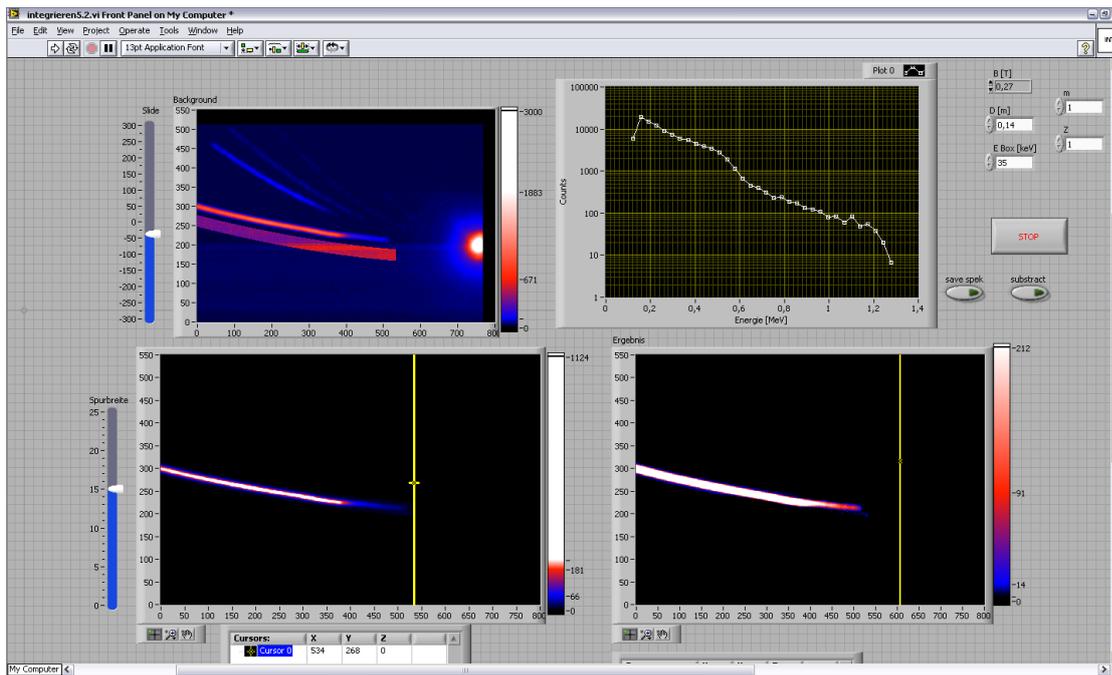


Abbildung A.3: Spektrale Auswertung der selektierten Ionen unter Berücksichtigung eines Hintergrunds (II)

Das Ergebnis wird wiederum dargestellt. Sind diese Parameter alle definiert, kommt zuletzt die spektrale Auswertung der Ionen, d.h. eine graphische Darstellung Ionenanzahl in Abhängigkeit ihrer Energie.

Dabei werden Ionen mit Energien in einem frei definierbaren Intervall (typischerweise 10-50keV) summiert und dem Mittelwert des Intervalls zugeordnet. Damit wird berücksichtigt, dass die energetische Auflösung mit hohen Ionenenergien zunimmt.