

---

# Untersuchungen zu Mechanismen der Laser-Teilchenbeschleunigung

---

Dissertation  
zur Erlangung des akademischen Grades  
„Doktor der Naturwissenschaften“  
(Dr. rer. nat.)

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

von Bastian Aurand  
geb. in Köln

Mainz 2012

Tag der mündlichen Prüfung: 20.06.2012

Angefertigt am:

GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH  
Planckstr. 1  
64291 Darmstadt



# Zusammenfassung

Auf dem Gebiet der Teilchenbeschleunigung mittels Hochintensitäts-Lasern wurden in der letzten Dekade viele erfolgreiche Entwicklungen hin zu immer höheren Energien und größeren Teilchenzahlen veröffentlicht. In den meisten Fällen wurde der sogenannte TNSA-Prozess (engl. Target-Normal-Sheath-Acceleration (TNSA)) untersucht. Bei diesem Prozess erfolgt die Beschleunigung in dem an der Oberfläche durch Ladungstrennung erzeugten Potential. Ein kaum vermeidbares Problem ist hierbei das resultierende breite Energie-Spektrum der beschleunigten Teilchen. Diese Situation konnte in den letzten Jahren zwar verbessert, aber nicht vollständig gelöst werden. Für Intensitäten größer  $10^{20..21} \text{ W/cm}^2$  sagen theoretische Modellrechnungen eine auf dem Lichtdruck basierende Beschleunigung (engl. Radiation-Pressure-Acceleration (RPA)) mit deutlich eingegrenztem, fast monoenergetischem Spektrum voraus. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Experiment zur Untersuchung dieses Prozesses bei Intensitäten von einigen  $10^{19} \text{ W/cm}^2$  durchgeführt. Dazu wurden zunächst spezielle Targets entwickelt und als Patent angemeldet, welche den Experimentbedingungen angepasst sind. Durch die Auslegung des experimentellen Aufbaus und der Diagnostiken auf hohe Repetitionsraten, in Verbindung mit einem geeigneten Lasersystem, konnte auf Basis einer Statistik von mehreren Tausend Schüssen ein großer Parameterraum untersucht werden. Untersucht wurden unter anderem die Abhängigkeit von Targetmaterial und Dicke, Intensität, Laserpolarisation und Vorplasmabedingungen. Aus den gewonnenen Daten und Vergleichen mit 2-dimensionalen numerischen Simulationen konnte ein Modell des Beschleunigungsprozesses aufgestellt und durch Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen geprüft werden. Dabei wurden klare Indizien für die Existenz eines neuen, nicht feldinduzierten, Beschleunigungsprozesses gefunden.

Darüber hinaus wurde zur Polarisationsbeeinflussung ein optisches System entwickelt, das ausschließlich mit reflexiven Elementen arbeitet. Damit konnten viele Nachteile bestehender, auf Verzögerungsplatten beruhender Elemente vermieden, und die Anwendbarkeit bei hohen Laserenergien erreicht werden.



# Abstract

Within the last decade, many developments towards higher energies and particle numbers paved the way of particle acceleration performed by high intensity laser systems. Up to now, the process of a field-induced acceleration process (Target-Normal-Sheath-Acceleration (TNSA)) is investigated the most. Acceleration occurs as a consequence of separation of charges on a surface potential. Here, the broad energy spectrum is a problem not yet overcome although many improvements were achieved. Calculations for intensities higher than  $10^{20..21} \text{ W/cm}^2$  give hint that radiation-pressure-acceleration (RPA) may lead to a sharper, monoenergetic energy spectrum. Within the framework of this thesis, the investigation of the acceleration mechanism is studied experimentally in the intensity range of  $10^{19} \text{ W/cm}^2$ . Suitable targets were developed and applied for patent. A broad range of parameters was scanned by means of high repetition rates together with an adequate laser system to provide high statistics of several thousands of shots, and the dependence of target material, intensity, laser polarisation and pre-plasma-conditions was verified. Comparisons with 2-d numeric simulations lead to a model of the acceleration process which was analyzed by several diagnostic methods, giving clear evidence for a new, not field-induced acceleration process.

In addition, a system for a continuous variation of the polarization based on reflective optics was developed in order to overcome the disadvantages of retardation plates, and their practicability of high laser energies can be achieved.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2. Theorie</b>	<b>13</b>
2.1. Wechselwirkung von Licht mit Materie . . . . .	13
2.1.1. Fundamentale Prozesse . . . . .	13
2.1.2. Ionisation . . . . .	14
2.1.3. Bewegung eines Elektrons im elektromagnetischen Feld . . . . .	15
2.1.4. Ponderomotorische Kraft . . . . .	17
2.2. Wechselwirkung im Plasma . . . . .	17
2.2.1. Optische Eigenschaften eines Plasmas . . . . .	18
2.2.2. Innere Prozesse und Energie-Absorption . . . . .	19
2.3. Wechselwirkung mit dem Target . . . . .	21
2.4. Laser-Teilchenbeschleunigung . . . . .	22
2.4.1. Target-Normalen-Beschleunigung . . . . .	24
2.4.2. Strahlungsdruck-Beschleunigung . . . . .	26
2.4.3. Gerichtete Coulomb-Explosion . . . . .	29
2.4.4. Thomson-Rückstreuung . . . . .	30
2.4.5. Ionen-Mischungs Targets . . . . .	31
<b>3. Experimentelle Aufbauten</b>	<b>33</b>
3.1. Das Lasersystem JETI . . . . .	33
3.2. Experimentaufbau . . . . .	36
3.3. Diagnostiken . . . . .	39
3.3.1. Thomson-Parabel . . . . .	39
3.3.2. Single-Hit CCD Kamera . . . . .	39
3.3.3. Optisches Spektrometer . . . . .	40
3.4. Plasmaspiegel und Kontrast . . . . .	40
3.5. Targets . . . . .	42
3.5.1. Folien aus diamantartigem Kohlenstoff . . . . .	42
3.5.2. Folien aus Polymer . . . . .	43
3.5.3. Aufbau der Targets . . . . .	44
3.6. Justage . . . . .	47
3.6.1. Bestimmung der Leistungsdichte . . . . .	47
3.6.2. Targeteinbau und Feinjustage . . . . .	47
3.6.3. Präzise Kontrastbestimmung . . . . .	48
<b>4. Datennahme und Verarbeitung</b>	<b>51</b>
4.1. Messablauf . . . . .	51
4.2. Bildauswertung . . . . .	51
4.3. Untersuchung der Energiespektren . . . . .	54
4.4. Polarisationsabhängige Effekte . . . . .	58

4.5.	Beeinflussung des Beschleunigungsprozesses . . . . .	60
4.5.1.	Thermisches Reinigen der Folien . . . . .	60
4.5.2.	Gezielte Vorpulse . . . . .	61
4.6.	Untersuchungen zum Rückstreu-Spektrum . . . . .	64
4.7.	Numerische Simulationen . . . . .	66
<b>5.</b>	<b>Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>67</b>
5.1.	Beschreibung des Beschleunigungsprozesses . . . . .	67
5.1.1.	Datenaufarbeitung . . . . .	67
5.1.2.	Vergleich mit Theorie . . . . .	70
5.1.3.	Beschleunigungsprozess . . . . .	71
5.2.	Polarisationsabhängige Prozesse . . . . .	76
5.3.	Stabilisierung des Beschleunigungsprozesses . . . . .	80
5.4.	Auswertung der Rückstreu-Spektren . . . . .	83
5.5.	Folgeexperimente . . . . .	84
<b>6.</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>87</b>
<b>A.</b>	<b>Reflexive Polarisationskontrolle</b>	<b>89</b>
<b>B.</b>	<b>Unterdrückung der Spontanen Laseremission am Lasersystem PHELIX</b>	<b>97</b>
<b>C.</b>	<b>Veröffentlichungsliste</b>	<b>101</b>
C.1.	Artikel . . . . .	101
C.2.	Konferenzbeiträge . . . . .	103
C.3.	Patentantrag . . . . .	103
<b>Veröffentlichungen</b>		<b>104</b>
Artikel:	„Creating circularly polarized light with a phase-shifting mirror“ . . . . .	105
Artikel:	„Note: A large aperture Four-mirror reflective wave-plate for high-intensity short-pulse laser experiments“ . . . . .	115
Artikel (eingereicht):	„Radiation Pressure Assisted Acceleration of Ions using Multi-Component Foils in High-Intensity Laser-Matter Interactions“ . . . . .	121
Artikel:	„Laser driven X-ray parametric amplification in neutral gases—a new brilliant light source in the XUV“ . . . . .	129
Erfindungsmeldung:	„Ein Verfahren zur Beschleunigung von monoenergetischen Ionen aus ultra-dünnen Polymer-Folien mittels Hochintensitäts-Lasern“ . . . . .	135
<b>Literaturverzeichnis</b>		<b>140</b>

# 1. Einleitung

Seit Alters her versucht der Mensch die Eigenschaften der Natur zu erforschen und zu beschreiben. Dabei nutzte er zunächst visuelle Eindrücke. Diese sind jedoch begrenzt durch das Auflösungsvermögen und durch den begrenzten spektralen Empfindlichkeitsbereich des Auges. Durch die Nutzung von einfacher abbildender Optik, wie Lesesteinen ab dem 10. Jahrhundert [1–3], konnte das Auflösungsvermögen erhöht werden. Immer weitere Entwicklungen, wie z.B. die Erfindung des Fernrohrs ermöglichten es entfernte Objekte zu beobachten, was u.a. in der Astronomie zu einem tieferen Verständnis führte. Nach der Beschreibung des heliozentrischen Weltbildes durch *Copernicus* [4, 5] gelang *Kepler* die Bestimmung der Gesetze der Planetenbewegung [6]. *Galilei* bestätigte diese und machte weitere Entdeckungen entfernter Objekte [7]. Auch konnten sehr kleine Objekte mit Hilfe vergrößernder Abbildungen sichtbar gemacht werden, was insbesondere im Rahmen der Biologie neue Möglichkeiten zum Studium von Flora und Fauna ergab. Dennoch liegt die typische Auflösungsgrenze (*Abbe* [8]) eines Mikroskops im sichtbaren Spektralbereich bei nur  $0,2 \mu\text{m}$ .

1800/01 wurde entdeckt, dass das elektromagnetische Spektrum einen größeren Bereich umfasst, als den des sichtbaren Spektrums (IR: *Herschel* [9]; UV: *Ritter* [10]). Durch die Entwicklung komplexerer Messapparaturen, wie z.B. der Röntgenröhre [11] konnten diese Bereiche erschlossen werden, was eine Vielzahl neuer Beobachtungsmechanismen ermöglichte. Auf der Suche nach den Bausteinen der Materie konnten immer kleinere Strukturen beobachtet werden.

Neben der Nutzung von elektromagnetischen Wellen wurden zunehmend andere Streuobjekte, wie Elektronen (*J.J. Thomson* [12]) oder  $\alpha$ -Strahler (*Becquerel* [13]) benutzt. Die Größenverhältnisse innerhalb eines Atoms konnte erstmals 1911 von *Rutherford* [14] bestimmt werden. Streuexperimente mit Elektronen wurden bald darauf von *G.P. Thomson* [15] durchgeführt.

Nach der Entdeckung des allgemeinen Welle-Teilchen-Dualismus 1924 durch *de Broglie* [16] wurde klar, dass die Substruktur von Atomen mit Elektronen und anderen geladenen Teilchen nur dann genauer untersucht werden kann, wenn die Streuobjekte höhere Energien haben, was einer kleineren Wellenlänge und somit einer höheren Auflösung dient. Spätestens die Entdeckung des Pions (*Powell* 1947) [17] verdeutlicht, dass eine genauere Untersuchung der Substruktur der Materie zu neuen Erkenntnissen in der Teilchenphysik führen würde. Um die Energie der Streuobjekte zu erhöhen wurden zunächst Elektronen, später aber auch schwerere Teilchen und Ionen gezielt in Gleichspannungsfeldern [18] beschleunigt. Aufgrund der hohen Feldstärken ist die maximale Beschleunigungsspannung pro Strecke begrenzt. Das bis heute genutzte und weiterentwickelte Verfahren der Nutzung von Wechselfeldern [19], ermöglicht es höhere Teilchenenergien, z.B. durch Rezirkulation durch die gleiche Beschleunigungsstrecke zu erreichen, löst aber nicht das Problem der maximalen Feldstärke pro Strecke.

Nach der Erfindung des Lasers durch *Maiman* 1960 [20] und der Möglichkeit mit gepulsten Lasersystemen hohe elektrische Feldstärken zu erreichen, wurde 1979 erstmals von *Tajima* und *Dawson* [21] vorgeschlagen Elektronen mittels Lasern zu beschleunigen.

Die indirekte Beschleunigung schwerer Teilchen durch die laserinduzierte Separation der Elektronen von den Ionenrümpfen einer Targetfolie und das dadurch entstehende elektrische Feld, gelang 2001 *Wilks et al.* [22]. Es konnten erstmals beschleunigte Protonen beobachtet werden. Der Vorteil der Nutzung von Lasern statt konventionellen Beschleunigern liegt in hohen Feldstärken, welche auf kleinsten Skalen erreicht werden und der damit verbundenen Verkleinerung

und kostengünstigeren Gestaltung der Gerätschaften.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Mechanismen, der Laser-Teilchenbeschleunigung. Der von *Wilks et al.* beobachtete und mittlerweile ausführlich untersuchte und beschriebene Effekt hat den Nachteil, dass die Teilchenenergien einer exponentiellen Verteilung folgen. Das heißt, es werden zwar Teilchen beschleunigt, diese haben jedoch ein breites Energiespektrum bis hin zu einer Maximalenergie, was für Anwendungen unerwünscht ist. Neben vielen Versuchen, das Energiespektrum unter Beibehaltung des Beschleunigungseffektes zu beeinflussen, etwa durch die Verwendung mikrostrukturierter [23], flüssiger bzw. gasförmiger [24, 25] Targets, mehreren Beschleunigungsstufen [26, 27] oder der Verwendung von Laser-getriebenen Mikrolinsen [28] wurden auch neue Konzepte vorausgesagt. Die Lichtdruck induzierte Beschleunigung, bei der das Target anschaulich durch Impulsübertrag homogen beschleunigt wird, stellt dabei eines der vielversprechendsten Konzepte da. Experimentell wurde dieser Mechanismus bisher nur von wenigen Quellen beobachtet [29, 30] und im Hinblick auf die Abhängigkeit verschiedener Parameter bisher nicht untersucht.

Diese vorliegende Arbeit gliedert sich in mehrere Teile und erläutert den theoretischen Hintergrund, die Durchführung, sowie die Auswertung und Interpretation eines durchgeführten Experimentes zur Untersuchung der Lichtdruck-Beschleunigung am Lasersystem JETI. Dabei konnte der Effekt erstmalig im Rahmen einer hohen Statistik untersucht werden.

Zunächst wird in Kapitel 2 ein allgemeiner Einblick in die Wechselwirkung von Licht mit Materie gegeben, wobei ein besonderes Augenmerk auf die daraus resultierenden Effekte gelegt wird. Anhand dieser werden verschiedene Modelle der Laser-Teilchenbeschleunigung in Abhängigkeit der jeweiligen Parameter diskutiert. Im Anschluss daran wird neben der Wahl der Targetmaterialien ein kurzer Überblick zur Thomson-Streuung gegeben, welche als diagnostisches Werkzeug eine Rolle spielt.

In Kapitel 3 wird der experimentelle Aufbau, beginnend bei dem verwendet Lasersystem, über die Experimentaufbauten selbst, bis hin zu den verwendeten Diagnostiken beschrieben. Dabei wird auf die Herstellung und Charakterisierung der verwendeten speziellen Targetmaterialien und eine Beschreibung der Justageschritte sowie die Optimierung der verwendeten Parameter eingegangen.

Kapitel 4 behandelt die Datennahme der unterschiedlichen Messreihen, sowie die Beschreibung der gemessenen Effekte. Darüber hinaus wird auf die parallel zu den Experimenten durchgeführten Simulationen eingegangen.

Eine ausführliche Interpretation der Ergebnisse unter Berücksichtigung der Simulationen und bereits bekannter Ergebnisse ermöglicht in Kapitel 5 die Herleitung eines Modells, welches die Messergebnisse beschreibt. Ferner werden die Resultate der anderen Diagnostiken mit dem Modell verglichen, um einen Gesamtkontext zu bilden. Final werden aus den bisherigen Ergebnissen Schlüsse für zukünftige Experimente gezogen.

In Kapitel 6 werden die Messergebnisse und das gefundene Modell zusammengefasst.

Die Anhänge A und B behandeln vorbereitende Maßnahmen welche getroffen wurden, um das Experiment am PHELIX-Lasersystem zu wiederholen. Dies erlaubt Untersuchungen in einem anderen Parameterraum. Darüber hinaus wird die Entwicklung und Spezifikation einer reflexiven Methode mittels spezieller Spiegel zirkular polarisiertes Licht hoher Güte zu erzeugen, beschrieben.

## 2. Theorie

In diesem Kapitel soll der theoretische Hintergrund der Laser-Teilchenbeschleunigung erläutert werden. Dazu wird zunächst ein allgemeiner Einstieg in die Wechselwirkung von Photonen mit Materie gegeben. Dabei werden die fundamentalen Kräfte der Wechselwirkung, die Abhängigkeit von der Intensität - zunächst zu verstehen als die Anzahl der für den Prozess zur Verfügung stehenden Photonen - sowie verschiedene Absorptions- und Resonanzphänomene erklärt.

Darauf aufbauend wird erläutert, wie im Falle der Laser-Teilchenbeschleunigung diese Wechselwirkung zur Erzeugung einer gerichteten Bewegung der Materie führen kann. Dabei wird unterschieden zwischen dem Effekt der Laser-Feld-Beschleunigung, dem Effekt der Lichtdruck-Beschleunigung und der gerichteten Coulomb-Explosion.

Daran anschließend wird die Auswirkung auf die Wahl der zu beschleunigenden Materie - also die Targetwahl -, sowie die Rückstreuung von Photonen am beschleunigten Target diskutiert, welche als Diagnostik im Experiment genutzt wird.

### 2.1. Wechselwirkung von Licht mit Materie

Dieser Abschnitt behandelt die Interaktion von Photonen mit Materie und klärt dabei beginnend von der Kopplung des Lichtes an die Materie über die resultierenden Effekte in Form von Ionisation und Plasmabildung die ablaufenden Prozesse. Diese werden im weiteren Teil der Arbeit nicht mehr explizit erwähnt, dienen aber dem Grundverständnis aller relevanten Prozesse.

#### 2.1.1. Fundamentale Prozesse

Die Wechselwirkung von Licht, also Photonen, mit Materie (z.B. einem Atom), ist im Standardmodell der Elementarteilchenphysik als Wechselwirkung zwischen Bosonen und Nukleonen - dem Photon als Boson, mit Neutron und Proton als Fermionen - sowie als Wechselwirkung zwischen Bosonen und Leptonen, dem Photon und dem Elektron, zu verstehen. Formal muss an dieser Stelle zwischen den reellen Photonen des Lasers und den virtuellen Photonen als Austauschpartikeln der elektromagnetischen Kraft unterschieden werden. Licht kann gemäß des Welle-Teilchen Dualismus als Welle und damit als elektromagnetisches Feld (*T. Young* 1802 [31]) oder als Teilchen (*A. Einstein* 1905 [32]) angenommen werden. Dabei ist die Energie  $E_\gamma$  eines Photons durch seine Frequenz  $\nu$  oder Wellenlänge  $\lambda$  gegeben als [33]:

$$E_\gamma = h\nu = h\frac{c}{\lambda}. \quad (2.1)$$

Die direkte Wechselwirkung eines Photons mit Proton und Neutron im Atomkern kann im Teilchenbild durch die Theorie der Vektor-Meson-Dominanz [34, 35] beschrieben werden, spielt aber eine untergeordnete Rolle. Ein Vergleich der starken Kraft, welche die Hadronen im Kern zusammenhält, mit der elektromagnetischen Kraft, welche durch das Photon induziert wird zeigt, dass diese in den vorliegenden Experimenten zu schwach ist, um einen signifikanten Einfluss auf den Kern zu haben [36]. Kernphotoeffekte und Photontransmutation [37] treten ab Energien von  $E_\gamma=2,225$  MeV auf.

Die Wechselwirkung mit den Elektronen kann im Rahmen der Quantenelektrodynamik durch eine

Interaktion eines Spinorfeldes als Beschreibung des Elektrons, mit einem Eichfeld als Beschreibung des Photons verstanden werden. Diese wiederum lässt sich in Abhängigkeit der Energie des Photons in mehrere Kanäle aufteilen:

- $E_\gamma < 1 \text{ eV}$ : Anregung
- $1 \text{ eV} < E_\gamma < 100 \text{ keV}$ : Photoeffekt [32]
- $50 \text{ keV} < E_\gamma < 1,022 \text{ MeV}$ : Compton-Effekt [38]
- $1,022 \text{ MeV} < E_\gamma < 6 \text{ MeV}$ : Paarbildung [39, 40]

Dabei sind die Kanäle nicht scharf abgegrenzt, sondern beschreiben den jeweils dominanten Effekt in diesen Energiebereichen.

Der für diese Arbeit relevante Kanal ist der Photoeffekt, im speziellen die Photoionisation<sup>1</sup>, also Erzeugung ungebundener Elektronen, welche im Folgenden genauer beschrieben werden soll.

### 2.1.2. Ionisation

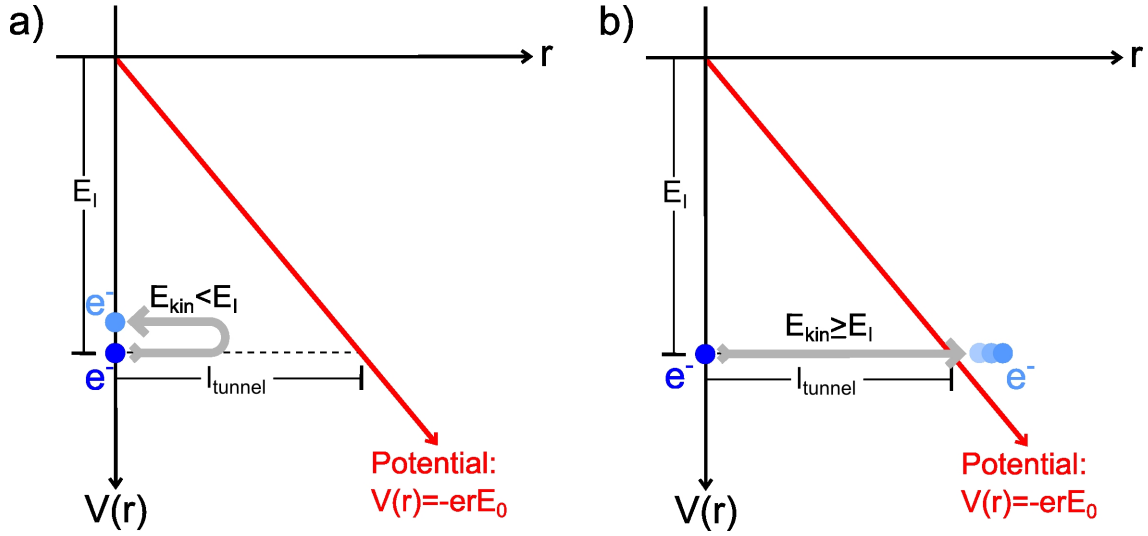
Bei der Absorption von Photonen durch ein gebundenes Elektron in einem Atom können unterschiedliche Prozesse stattfinden. Zunächst kann ein einzelnes Photon absorbiert werden. Entspricht die Energie dieses Photons genau der Energiedifferenz zum Erreichen einer höheren Schale, bleibt das Elektron gebunden, und das Atom geht in einen angeregten Zustand über. Ist die aufgenommene Energie größer als die Ionisationsenergie, kann das Elektron vom Atom gelöst werden. Der für das Experiment verwendete JETI-Laser wird bei einer Zentralwellenlänge von  $\lambda=790 \text{ nm}$  betrieben, was einer Photon-Energie von  $E_\gamma=1,57 \text{ eV}$  entspricht. Die nötige Ionisationsenergie, wie sie z.B. zur Ionisation von Wasserstoff nötig ist, liegen jedoch bei  $E_H=13,6 \text{ eV}$ , die von Kohlenstoff zwischen  $E_{C^{1+}}=11,26 \text{ eV}$  und  $E_{C^{6+}}=489,98 \text{ eV}$  [43]. Dies kann nur durch die gleichzeitige Absorption mehrerer Photonen geschehen, dem Prozess der Multi-Photon Absorption [44]. Hierbei kann ein Elektron, welches sich nach der Absorption eines Photons auf einem virtuellen Zwischenniveau befindet, während der Lebensdauer des angeregten Zustands ( $\sim 10^{-9} \text{ s}$ ) [45, 46] ein weiteres Photon absorbieren. Der entsprechende Wirkungsquerschnitt ist wegen der kurzen Zeitspanne jedoch so gering, dass dies erst mit der Erfindung des Lasers und damit der Möglichkeit Intensitäten von größer  $10^{10} \text{ W/cm}^2$  zu erreichen, experimentell beobachtet werden konnte [47]. Werden mehr Photonen absorbiert, als zur Ionisation nötig, nimmt das Elektron zusätzliche kinetische Energie auf. Man spricht von Überionisation (engl. above threshold ionisation (ATI)).

Werden so viele Photonen absorbiert, dass die kinetische Energie des Elektrons in die Größenordnung des atomaren Potentials  $E_{\text{At}} = e / (4\pi\epsilon_0 a_{\text{B}}^2) \approx 5,1 \cdot 10^{11} \text{ V/m}$  kommt, steigt die quantenmechanische Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen und damit die Möglichkeit das atomare Potential zu verlassen, drastisch an. Dabei wird der Bohrsche Atomradius  $a_{\text{B}} = 5,3 \cdot 10^{-11} \text{ m}$ , die Dielektrizitätskonstante  $\epsilon_0$  und die Lichtgeschwindigkeit  $c$  angenommen. Die Tunnelionisation (engl.: over the barrier ionisation (OTBI)) erfolgt ab  $I_{\text{At}} = 1/2 E_{\text{At}}^2 c \epsilon_0 \approx 3,5 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ .

Parallel zur Betrachtung im Teilchenbild, kann eine Betrachtung im Wellenbild erfolgen, in der statt mit einzelnen quantisierten Photonen zu argumentieren, Felder angenommen werden, mit welchen das Elektron wechselwirkt. Um die Art des Ionisationsprozesses in einem Laserfeld abzuschätzen, dient der frequenzabhängige Keldysh-Parameter [48]:

$$\gamma_{\text{K}} = 4\pi\nu_{\text{L}} t_{\text{tunnel}} = \sqrt{\frac{m_{\text{e}} E_{\text{I}} \epsilon_0 c \pi^2 \nu_{\text{L}}^2}{e^2 I}} \quad \text{mit :} \quad t_{\text{tunnel}} = \frac{l_{\text{tunnel}}}{v} = \frac{\sqrt{m_{\text{e}} E_{\text{I}} \epsilon_0 c}}{2e\sqrt{I}}. \quad (2.2)$$

<sup>1</sup>Im Gegensatz zum Hallwachs-Effekt [41, 42] oder dem inneren photoelektrischen Effekt in Halbleitern.



**Abbildung 2.1.:** Ein Elektron im Coulomb-Feld eines Atoms. Das Elektron kann das Potential durchtunneln, wenn die durch das externe Feld induzierte kinetische Energie größer ist, als das attraktive Potential des Atoms.

Hierbei wird die benötigte Zeit für die Durchtunnelung des Potentialwalls  $t_{tunnel}$  mit der Schwingungsfrequenz des Lasers  $\nu_L$  verglichen (Abb. 2.1).  $E_I$  ist das Potential. Man erhält:

$$\gamma_K = \frac{3 \cdot 10^9}{c^4} \sqrt{\frac{E_I \nu_L^2}{I_L}}. \quad (2.3)$$

Ist  $\gamma_K < 1$ , also die Tunnelzeit kürzer als die halbe Feldperiode, kann ein Elektron das Potential verlassen. Es kommt zur Tunnelionisation. Ist  $\gamma_K > 1$ , so kann Ionisation nur durch Multi-Photon-Absorption stattfinden. Genauere Modelle lassen sich über numerische Simulationen herleiten [49–51].

Aufbauend auf der Ionisation des einzelnen Atoms kann der makroskopische Zustand vieler Atome, also die Ausbildung eines Plasmas betrachtet werden. Dieses kann in einer einfachen Form als ein Fluidmodell [52, 53] zweier Teilchensorten, den Elektronen und den Ionen, angenommen werden, die mit dem elektromagnetischen Feld und untereinander wechselwirken. Um die relevante Wechselwirkung mit dem Feld zu verstehen, soll die Bewegungsgleichung eines einzelnen Elektrons hergeleitet werden.

### 2.1.3. Bewegung eines Elektrons im elektromagnetischen Feld

Das durch Ionisation freie Elektron kann nun weiter mit dem elektrischen Feld wechselwirken. Vor der Betrachtung des Beschleunigungsprozesses eines makroskopischen Körpers soll zunächst die Wechselwirkung und resultierende Bewegung anhand des Modells eines einzelnen Teilchens im Feld beschrieben werden. Dabei wird gezeigt, dass die Bewegungsgleichung eines Elektrons im elektromagnetischen Feld und die daraus resultierende gerichtete Bewegung zu einer Separation zwischen Elektronen und Ionen führt. Diese bildet die Grundvoraussetzung für die Laser-Teilchenbeschleunigung im resultierenden Feld der separierten Ladungen. Die Bewegung folgt aus der relativistischen Lorentz-Gleichung [54]:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d(\gamma m_e \vec{v})}{dt} = -e \left( \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{B} \right). \quad (2.4)$$

Hierbei ist  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  mit  $\beta = v/c$  der relativistische Lorentzfaktor [54]. Das elektrische und magnetische Vektorfeld  $\vec{E}$  und  $\vec{B}$  eines beliebigen Vektorpotentials  $\vec{A}$  lässt sich mittels der Maxwell-Gleichungen [54, 55] herleiten als:

$$\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t}\vec{A} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}. \quad (2.6)$$

Dabei erfüllt  $\vec{A}$  die Feldgleichung:

$$\nabla^2 \vec{A} = \frac{1}{b^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

mit einem Normierungsfaktor  $b$ . Gegeben sei das Vektorpotential einer ebenen Welle, die sich in  $z$ -Richtung ausbreitet. Dies wird beschrieben als:

$$\vec{A} = \begin{pmatrix} A_0 \kappa \cos(2\pi\nu_L t - kz) \\ A_0 \sqrt{1 - \kappa^2} \sin(2\pi\nu_L t - kz) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

mit der Wellenzahl  $k$ . Die Polarisation der Welle kann über den Parameter  $\kappa \in [-1; 1]$  variiert werden. Für  $\kappa = [-1, 0, 1]$  ist die Welle linear polarisiert, für  $\kappa = \pm 1/\sqrt{2}$  zirkular polarisiert. Aus 2.5 folgen für das elektrische Feld die beiden Grenzfälle:

$$\vec{E}_{\text{lin}} = 2\pi\nu_L E_0 \sin(2\pi\nu_L t - kz) \vec{e}_x \quad (2.9)$$

$$\vec{E}_{\text{zirk}} = \frac{2\pi\nu_L E_0}{\sqrt{2}} (\sin(2\pi\nu_L t - kz) \vec{e}_x - \cos(2\pi\nu_L t - kz) \vec{e}_y). \quad (2.10)$$

Der Zusammenhang zur skalaren Intensität  $I$ , als zeitliches Mittel der Energiedichte  $\vec{S}$  [56] ist dabei:

$$I = \overline{|\vec{S}|} = \frac{1}{2} \epsilon_0 c E_0^2. \quad (2.11)$$

In der Bewegungsgleichung 2.4 kann für den nichtrelativistischen Fall, mit  $\beta \ll 1$ ,  $\gamma \approx 1$ , also kleine Geschwindigkeiten des Elektrons, die magnetische Wechselwirkung vernachlässigt werden. Aus der Laserfrequenz kann damit die mittlere Geschwindigkeit eines Elektrons zu  $v_0 = eE_0/2\pi m_e \nu_L$  berechnet werden. Diese dient zur Bestimmung des normierten Vektorpotentials:

$$a_0 = \frac{v_0}{c} = \frac{eE_0}{2cm_e \pi \nu_L}. \quad (2.12)$$

Mit 2.11 und  $c = \nu \lambda$  folgt:

$$a_0 = \sqrt{\frac{e^2 \lambda^2 I}{2\pi^2 m_e^2 \epsilon_0 c^5}} \approx 8,6 \cdot 10^{-10} \sqrt{I} \cdot \lambda' \quad I : \left[ \frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right]; \quad \lambda' : [\mu\text{m}]. \quad (2.13)$$

Die allgemeine Lösung unter Berücksichtigung der magnetischen Wechselwirkung von 2.4 für  $\vec{A}$  (2.8) erhält man durch Einsetzen der Relationen 2.6 und 2.7. Der Bahnvektor  $\vec{R}$  folgt durch abschließende Integration [57] zu:

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} \frac{\kappa a_0 c}{2\pi\nu_L} \sin(2\pi\nu_L t - kz) \\ -\frac{\sqrt{1 - \kappa^2} a_0 c}{2\pi\nu_L} \cos(2\pi\nu_L t - kz) \\ \frac{a_0^2 c}{8\pi\nu_L} \left( 2\pi\nu_L t - kz + \frac{2\kappa^2 - 1}{2} \sin(4\pi\nu_L t - 2kz) \right) \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$



Aus obiger Gleichung lassen sich drei grundlegende Schlüsse für die später betrachteten Beschleunigungsprozesse ziehen.

1. Die longitudinale Bewegung ( $z$ -Achse) hängt von  $a_0^2$  ab, wohingegen die transversalen Komponenten nur von  $a_0$  abhängen.
2. Das Elektron gewinnt im Mittel keine Energie, sondern vollführt während der Wechselwirkung eine Driftbewegung in longitudinaler Richtung.
3. Für  $\kappa = [-1, 0, 1]$  oszilliert das Elektron im alternierenden Laserfeld. Für  $\kappa = \pm 1/\sqrt{2}$  beschreibt es eine geschlossene gleichförmige Bahn.

Die longitudinale Komponente in  $z$ -Richtung tritt dabei rein durch die magnetische Feldkomponente  $e(\vec{v} \times (\nabla \times \vec{A}))$ , also die Wechselwirkung mit dem magnetischen Feld auf. Die Driftgeschwindigkeit  $v_D$  lässt sich aus der zeitlichen Mittelung der Longitudinalkomponente berechnen zu:

$$v_D = \frac{dz}{dt} \approx \frac{\bar{z}}{t} = \frac{a_0^2}{4 + a_0^2}. \quad (2.15)$$

Die vorangehende Betrachtung zeigt, dass das Elektron bei der Wechselwirkung mit einer homogenen Welle keine Energie gewinnen kann. Bei der Wechselwirkung mit einem realen Laserpuls finiter Dauer und geometrischer Grenzen tritt jedoch eine weitere Kraft auf, die im Folgenden beschrieben wird.

#### 2.1.4. Ponderomotorische Kraft

Die eigentliche Kraft, welche zu einer Netto-Bewegung der Elektronen führt, ist die ponderomotorische Kraft. Diese wirkt entlang des Gradienten eines Vektorfeldes. Sie ergibt sich aus der Taylorentwicklung von  $\vec{A}(r)$  an einer Stelle  $r$ , der Form:

$$\vec{A}(r) = \vec{A}(r_0) + r_1 \left( \nabla \vec{A}(r_0) \right) + \dots \quad (2.16)$$

Für ein Elektron im elektrischen Feld folgt durch Einsetzen der zweiten Ordnung von 2.16 in 2.4:

$$\vec{F}_{\text{Pond}} = \frac{d\vec{v}_2}{dt} m_e = \frac{d\vec{p}_2}{dt} = -\frac{e^2}{16\pi^2 m_e \nu_L^2 \bar{\gamma}} \nabla \left( \frac{\partial \vec{A}(r)}{\partial t} \right)^2 = -\frac{e^2}{16\pi^2 m_e \nu_L^2 \bar{\gamma}} \nabla \vec{E}(r)^2. \quad (2.17)$$

$\bar{\gamma} = \sqrt{1 + a_0^2/2}$  beschreibt die mittlere relativistische Massenzunahme des oszillierenden Elektrons [58]. Analoge Herleitungen für 2.17 lassen sich auch über den Lagrange-Formalismus [59] oder eine kovariante Betrachtung [60] machen.

Die ponderomotorische Kraft wirkt entlang des negativen Gradienten, bewegt das Elektron also weg vom Bereich der hohen Feldstärke bzw. Intensität.

Nachdem die Wechselwirkung und Bewegungsgleichung eines einzelnen Elektrons hergeleitet wurde, soll dieses Bild ausgeweitet werden und die Interaktion eines Plasmas mit einem elektromagnetischen Feld betrachtet werden, wie es während der Laserwechselwirkung entsteht.

## 2.2. Wechselwirkung im Plasma

Elementar gesehen ist ein Plasma ein Gemisch aus unterschiedlich ionisierten Atomen, das heißt es besteht aus freien Elektronen und den Atomrümpfen (Ionen) welches auf makroskopischen Skalen ladungsneutral ist. Diese Mischung lässt sich mit verschiedenen Modellen beschreiben. Die beiden Grundmodelle sind:

- Kinetische Beschreibung:  
Im kinetischen Modell wird die Verteilungsfunktion  $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$  durch das Lösen der Boltzmann-Verteilung aufgestellt. Dies kann im Rahmen der Vlasov-Gleichung (Kolmogorov-Gleichung) [61, 62] unter Berücksichtigung der elektromagnetischen Felder, oder durch die Fokker-Planck-Gleichung [63] unter Berücksichtigung von Wechselwirkungstermen geschehen. Hierbei wird jedes einzelne Teilchen betrachtet.
- Magnethydrodynamische Beschreibung:  
Im magnethydrodynamischen Modell werden Boltzmann- bzw. Vlasov-Gleichung durch globale Eigenschaften, wie Dichte, mittlere Geschwindigkeit und mittlere Energie gelöst. Diese Vereinfachung führt jedoch zu einem nicht in sich geschlossenen System, so dass weitere Faktoren berücksichtigt werden müssen.

Wechselwirkungen und Eigenschaften können numerisch simuliert werden. Dabei werden häufig Modelle aus einer Mischung von kinetischer und magnethydrodynamischer Beschreibung betrachtet und durch *Particle in Cell* (PIC) [64, 65] oder Monte-Carlo Simulationen [66–68] gelöst.

### 2.2.1. Optische Eigenschaften eines Plasmas

Die optischen Eigenschaften eines Körpers bzw. des entstehenden Plasmas haben einen großen Einfluss auf das Wechselwirkungsverhalten mit dem elektrischen Feld bzw. konkreter mit einem Laser. Die hier vorgestellten Parameter dienen der Charakterisierung der Wechselwirkung und erlauben eine Abschätzung über die zu erwartenden Resultate. Die Opazität entscheidet z.B. darüber, ob der Laser in den Körper eindringen kann und dort Energie deponiert. Als wichtige Größe wird hier die Plasmafrequenz  $\nu_P$  des Körpers benutzt. Sie folgt aus dem zweiten Newtonschen Axiom. Betrachtet man die Elektronen als eine kollektive Ansammlung, welche aus der Ruheposition um die starren Ionenrümpfe ausgelenkt und sich selbst überlassen wird, so beginnt diese Ansammlung eine Oszillatorschwingung um die Ruheposition. Die maximal mögliche Frequenz ist dabei gegeben als:

$$\nu_P = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 \bar{\gamma} m_e}} \quad (2.18)$$

mit  $n_e$  der Elektronendichte. Durch Umstellen von 2.18 folgt daraus die kritische Dichte der Elektronen:

$$n_{Cr} = \frac{4\pi^2 \bar{\gamma} \epsilon_0 m_e \nu_L^2}{e^2} \approx \frac{1,1 \cdot 10^{21} \cdot \bar{\gamma}}{\lambda^2} \quad \lambda' : [\mu\text{m}]. \quad (2.19)$$

Die Ausbreitung eines elektrischen Feldes in Form einer ebenen Welle, in diesem Falle mit der Laserfrequenz  $\nu_L$  in einem Plasma oder Festkörper ist gegeben durch

$$E(z, t) = E_0 e^{ikz - 2\pi i \nu_L t}. \quad (2.20)$$

Für ein nichtmagnetisches Plasma folgt aus der Dispersionsrelation  $k^2 c^2 / (4\pi^2) = \nu_L^2 - \nu_P^2$  im Falle  $\nu_L < \nu_P$ , dass  $k^2 < 0$  ist. Somit ist  $k \equiv i\alpha$  komplex. Eingesetzt in 2.20 ergibt sich ein reeller Dämpfungsterm für das elektrische Feld. Im Falle von  $\nu_L > \nu_P$  ist  $k$  reell, und der Dämpfungsterm imaginär.

Im Bild des Oszillators folgt damit: Ist die Laserfrequenz  $\nu_L > \nu_P$ , so können die Elektronen der Feldschwingung nicht mehr folgen, das Feld sich also nicht mehr ausbreiten. Für  $\nu_L < \nu_P$  ist die Ausbreitung des Feldes bei einer entsprechenden Dämpfung möglich, der Körper ist transparent. Für den Brechungsindex  $n_K = n_R + in_I$  des Körpers folgt mit der Definition der Phasengeschwindigkeit  $v_{Ph} = 2\pi\nu(k)/k$ :

$$n_K(\nu_L) = \frac{c}{v_{Ph}} = \sqrt{1 - \frac{\nu_P^2}{\nu_L^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_{Cr}}}, \quad (2.21)$$

wobei der Brechungsindex für ein überkritisches Target, also  $\nu_P > \nu_L$  imaginär ist. Analog zur Optik [8] bzw. zur Hochfrequenztechnik [69,70] kommt es bei der Ausbreitung der elektromagnetischen Welle an der Übergangsschicht zwischen Vakuum und Körper zu einer Impedanzanpassung, welche mit einer Reflexion einhergeht. Für den Fall des senkrechten Einfalls aus dem Vakuum ergibt sich das Reflexionsvermögen zu [8]:

$$R = \left( \frac{1 - n_K}{1 + n_K} \right)^2 = \frac{(1 - n_I)^2 + n_I^2}{(1 + n_I)^2 + n_I^2}. \quad (2.22)$$

Im Experiment werden für die Beschleunigung zwei unterschiedliche Arten von Materialien verwendet. Kohlenstoff- und Kunststoff-Folie. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick der optischen Parameter dieser beiden Stoffe. Eine detaillierte Beschreibung erfolgt in Kapitel 3.5.

**Tabelle 2.1.:** Optische Parameter der im Experiment verwendeten Folien für einen Ti:Sa-Laser mit  $\lambda=790\text{ nm}$  und  $a_0 = 5,3$ , entspricht einer Intensität von  $6 \cdot 10^{19}\text{ W/cm}^2$ .

Parameter	Kohlenstoff-Folie (10% sp <sup>3</sup> )	Parylen-Folie
Elektronendichte [ $\text{cm}^{-3}$ ] <sup>2</sup>	$7,2 \cdot 10^{23}$	$4,1 \cdot 10^{23}$
Plasmafrequenz [Hz]	$2,8 \cdot 10^{16}$	$9,8 \cdot 10^{15}$
Brechungsindex	$2,39+0,73i$ [71]	$1,559$ [72]
Reflexionsvermögen [%]	20,4	5,4

### 2.2.2. Innere Prozesse und Energie-Absorption

Während im vorangegangenen Abschnitt die optischen äußeren Eigenschaften des Plasmas betrachtet wurden, sollen nun Prozesse im Inneren betrachtet werden. Aus der klassischen Beschreibung nach Gleichung 2.22 folgt, dass ein Teil der Energie vom Körper absorbiert wird. Dabei treten mehrere Prozesse, wie Resonanzabsorption, Teilchenkollisionen und eine Heizung des Plasmas auf.

#### Helmholtz-Gleichung

Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle in einem inhomogenen Plasma konnte bereits in den 1960er Jahren durch die Helmholtz-Gleichung beschrieben werden [53, 73]. Durch das Erreichen immer höherer Laserintensitäten traten jedoch Abweichungen auf, die in den darauf folgenden Jahren analysiert und in die heute gängigen Plasmamodelle mit eingebracht wurden.

#### Plasma Ausdehnung

Alle im Folgenden genannten Aspekte führen zu einem Energieeintrag in das Plasma, der wiederum dazu führt, dass dieses sich ausdehnt. Eine Abschätzung für den Ausdehnungskoeffizienten  $L$  folgt aus der Annahme, dass die Expansion eines Körpers mit überkritischer Elektronendichte und der Ionenmasse  $m_I$  mit Schallgeschwindigkeit  $c_S$  erfolgt und mindestens für die Pulsdauer des Lasers  $\tau_L$  anhält. Es gilt:

$$c_S = \sqrt{Zk_B T_e / m_I} \approx 0,31 \cdot 10^6 \sqrt{k_B T_e \frac{Z}{A}} \quad c_S : \left[ \frac{m}{s} \right]; \quad k_B T : [keV]. \quad (2.23)$$

<sup>2</sup>Berechnet mithilfe der Dichte und der molaren Masse für vollständige Ionisation.

Dabei ist  $Z$  die Ladungszahl und  $A$  die Massenzahl des Ions,  $T_e$  die Temperatur der Elektronen und  $k_B$  die Boltzmann Konstante. Es gilt der Zusammenhang:

$$E_e = k_B T_e. \quad (2.24)$$

Final berechnet sich die Ausdehnung des Plasmas  $L = c_S \tau_L$  zu:

$$L \simeq 0,31 \sqrt{E_e \frac{Z}{A}} \tau_L \quad L : [\text{nm}]; \tau_L : [\text{fs}]. \quad (2.25)$$

Für den im Experiment verwendeten Laser mit einer Pulsdauer von  $\tau_L=27\text{fs}$  bei Kohlenstoff ( $Z=6$ ;  $A=12$ ) und einer Aufheizung der Elektronen auf  $100\text{eV}$  bzw.  $1\text{MeV}$  errechnet sich die Plasmaausdehnung während der Laserwechselwirkung unter Vernachlässigung von Vorpulsen zu  $L_{100\text{eV}}=1,9\text{nm}$  bzw.  $L_{1\text{MeV}}=189\text{nm}$ .

### Absorptionseffekte

Im Folgenden wird genauer auf die Absorptionsmechanismen von Energie im Plasma eingegangen. Der Wirkmechanismus dieser Effekte in Abhängigkeit der Polarisation erlaubt die gezielte Nutzung bzw. Verhinderung der Deposition von Energie, wie er für die nachfolgend beschriebenen Beschleunigungsprozesse relevant ist.

### Inverse Bremsstrahlung

Absorbiert ein Elektron im Plasma ein Photon, so wird die Bewegungsgleichung weiterhin durch die Lorentz-Gleichung beschrieben, jedoch um einen zusätzlichen Dämpfungsterm ergänzt, der die Stöße mit anderen Elektronen und Ionen beschreibt. Dabei spielt die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen,  $\nu_{eI}$  eine entscheidende Rolle, da hierüber das Plasma als ganzes geheizt wird [57, 74]:

$$\nu_{eI} = \frac{\sqrt{32\pi} n_e Z e^4}{3 m_e^2 v_{th}^3} \ln \Lambda \simeq 2,91 \cdot 10^{-6} Z n_e \sqrt{T_e} \ln \Lambda. \quad (2.26)$$

Dabei beschreibt  $\ln \Lambda$  den Coulomb-Logarithmus, welcher das Streuverhalten wiedergibt und gegeben ist als:

$$\Lambda = \lambda_D \cdot \frac{k_B T_e}{Z e^2} = \frac{9 N_D}{Z} \quad (2.27)$$

mit der Debye-Länge  $\lambda_D$ , welche die Länge angibt, auf der das Plasma durch Abschirmung neutral ist, bzw. der Ladungsüberschuss auf  $1/e$  abgefallen ist.  $N_D = 4\pi \lambda_D^3 n_e / 3$  ist die mittlere Teilchenzahl innerhalb einer Kugel mit dem Radius einer Debye-Länge:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2}}. \quad (2.28)$$

Aus dem Vergleich von  $\tau_{eI} = \nu_{eI}^{-1}$  mit der Pulsdauer des Lasers  $\tau_L$  lässt sich eine qualitative Aussage über den Prozess treffen. Ist  $\tau_{eI}$  größer als die Laserpulslänge, spielt dieser Prozess eine untergeordnete Rolle. Mit  $\tau_L=27\text{fs}$  und einer Spitzenintensität von  $I_L = 6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  (vgl. Kapitel 3.1) folgt, dass der Beitrag der inversen Bremsstrahlung nicht dominant ist.

### Resonanz-Absorption

Trifft ein parallel zur Targetoberfläche polarisierter Laserstrahl unter einem Einfallswinkel  $\Theta$  auf die Oberfläche, so hat er eine Feldkomponente, welche sich in das Target hinein ausbreitet. Während der parallel zur Oberfläche schwingende Anteil des Feldes bei einer Dichte  $n_{Cr,p} = n_{Cr} \cdot \cos^2 \Theta$

reflektiert wird, die niedriger als die kritische Plasmadichte ist, kann die in das Target gerichtete Komponente bis zur kritischen Plasmadichte eindringen. Diese Komponente kann eine longitudinale Schwingung der Elektronen in diesem Zwischenbereich anregen. Ist das elektrische Feld stark genug, kann es Elektronen resonant anregen und in das Target hinein beschleunigen, ein Prozess der Energie absorbiert. Verhindert werden kann dies durch das Unterdrücken einer parallelen Feldkomponente, also den Einbau des Targets in einer Normalen zum Laser ( $\Theta = 0^\circ$ ).

### Vakuum-Heizung

Vakuum-Heizung, oder auch Brunel-Absorption [75] ist ein Sonderfall der Resonanz-Absorption. Ein Elektron in der Übergangsregion zwischen Plasma und Vakuum, befindet sich in einem Gebiet, in dem die Elektronendichte  $n_e$  einen starken Gradienten hat. Wird das Elektron in einer, senkrecht zur Oberfläche, schwingenden Halbwelle des Laserpulses in Richtung Vakuum und zurück ins Plasma beschleunigt, so kann das Feld, in Folge der in dieser Richtung ansteigenden Dichte abgeschirmt werden und das Elektron netto Energie gewinnen. Eine Abschätzung erfolgt unter Benutzung des Ausdehnungskoeffizienten  $L$  (Gl. 2.25). Wenn die Schwingungsamplitude  $x_P$  länger als  $L$  ist, also das Elektron aus dem Plasma austreten kann, tritt Vakuumheizung auf:

$$x_P = \frac{eE_L}{4\pi^2 m_e \nu_L^2} > L. \quad (2.29)$$

Dabei liegt die Absorptionsrate für diesen Prozess bei maximal bei  $\eta_{\text{Vakuum}}=10\text{-}15\%$  [57, 76]. Da die Schwingung der Elektronen auch hier in einer Normalen zum Laser stattfindet, lässt sich durch den Einbau des Targets senkrecht zum Laser und damit dem Unterdrücken der entsprechenden Feldkomponente dieser Effekt verhindern.

### Relativistische $\vec{v} \times \vec{B}$ Heizung

Als letzter Effekt soll die relativistische Heizung betrachtet werden. Dieser zur Vakuum-Heizung sehr ähnliche Effekt, geht auf den in der Lorentz-Gleichung vorhandenen Term  $\vec{v} \times \vec{B}$  zurück. Erreicht das Elektron relativistische Geschwindigkeiten  $v_e \approx c$ , ( $a_0 > 1$ ) so tritt eine Oszillation longitudinal zum Laserfeld auf, deren Frequenz  $2\nu_L$  ist. Findet diese Oszillation im Bereich eines starken Gradienten von  $n_e$  statt, so kann das Elektron auch hier netto Energie gewinnen. Im Gegensatz zu den vorangegangenen Effekten tritt dieser am stärksten auf, wenn das Target in einer Normalen zum Laser steht. Hier kann eine Unterdrückung nicht durch eine Ausrichtung des Targets und die damit verbundene Schwingung der Elektronen in eine nicht zur Heizung beitragende Richtung, gelöst werden, sondern nur durch eine Unterdrückung der Schwingung selbst. Aus Gleichung 2.14 folgt, dass die Elektronen für zirkular polarisiertes Licht eine Kreisbahn statt einer Oszillation beschreiben, was somit einen Netto-Energiegewinn verhindert. Maximale Absorptionsraten bei Auftreten des Effektes liegen im Bereich von  $\eta_{v \times B}=10\text{-}15\%$  [77].

Zusammenfassend folgt, dass eine Unterdrückung des direkten Energieeintrags in Form der verschiedenen Plasmaheizungseffekte am wirkungsvollsten für eine Kombination aus der Lasereinstrahlung senkrecht zur Targetoberfläche und der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht erfolgt. Dies wurde in den vorliegenden Experimenten umgesetzt. Es soll verhindert werden, dass die Elektronen neben der gewünschten und in Abschnitt 2.4.2 beschriebenen Lichtdruck-Wechselwirkung Energie durch sonstige Effekte aufnehmen.

## 2.3. Wechselwirkung mit dem Target

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Effekte führen abhängig von Polarisation und Einfallswinkel mehr oder weniger zu einer Heizung der Elektronen. Betrachtet man ein Target mit

einer Dicke  $d$ , das mit einem Laserpuls wechselwirkt, so lassen sich zunächst eine Vorder- und eine Rückseite definieren. Im Folgenden beschreibt die Seite, auf die der Laserstrahl trifft die Rückseite.

Es ist ersichtlich, dass die Interaktion des Lasers zuerst an dieser Stelle stattfindet und sich dann durch das Target fortsetzt. Das einfachste thermodynamische Modell zur Beschreibung der Wechselwirkung mit Kurzpuls-Lasern im fs-Bereich ist das Volumen-Heizung Modell [57]. In diesem wird angenommen, dass der absorbierte Anteil der Laserenergie in einem Volumen entsprechend der Fokusgröße und Eindringtiefe instantan deponiert wird. Das Modell startet also mit einem Target, welches zu Beginn lokal in einem sehr hochenergetischen Zustand ist. Es wird die Entwicklung des Systems, auf Grundlage hydrodynamischer Beschreibungen betrachtet, also der Wechselwirkung und Umverteilung der in diesem Gebiet angeregten Teilchen mit dem Rest des Targets.

Im Rahmen dieser Arbeit ist die Beschreibung des Elektronenflusses  $\Phi_e$  welcher durch das Laserfeld induziert wird interessant:

$$\Phi_e = v_e n_e. \quad (2.30)$$

Hierbei ist  $v_e = \sqrt{k_B T / m_e}$  die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen. Es folgt die Stromdichte  $j_e = e \Phi_e$ . Zur Abschätzung des entstehenden Stromes  $I$  wird angenommen, dass die Elektronen nur während der Interaktion mit dem Laserpuls innerhalb des Targets bewegt werden. Nach [57] folgt:

$$I = \frac{\eta U_L}{T_e k_B \tau_L} \quad (2.31)$$

mit der Absorptionseffizienz  $\eta$ , der Elektronen-Temperatur  $T_e$  und der Laserenergie  $U_L$ . Im Intensitätsbereich von  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  treten Elektronentemperaturen von bis zu  $T_e \approx 2 \text{ MeV}$  auf (theo.: [78]; exp.: [79, 80]), wobei der Anteil der heißen Elektronen mit dieser Energie bei nur etwa 1% liegt. Dennoch kann damit eine obere Grenze abgeschätzt werden. Bei einer Pulsdauer von  $\tau_L = 27 \text{ fs}$ , einer angenommenen Effizienz von  $\eta = 20\%$  und einer Energie von  $U_L = 0,3 \text{ J}$  werden Ströme von bis zu  $I = 1,1 \cdot 10^6 \text{ A}$  erreicht. Durch Integration entlang einer Fläche lässt sich daraus das Magnetfeld  $B$  berechnen zu [54, 57]:

$$B \approx 20 \frac{I}{r_L}. \quad (2.32)$$

Bei einem angenommenen Fokusradius  $r_L = 2 \mu\text{m}$  wird ein Magnetfeld von  $B = 1,1 \cdot 10^9 \text{ T}$  erreicht. Diese Werte liegen deutlich oberhalb des Alfvén Limits [81], so dass eine Propagation der Elektronen außerhalb eines Mediums in Folge der Selbstinduktion nicht möglich wäre. Im Plasma hingegen gibt es ausreichend freie Elektronen in den Gebieten um den Stromfluss herum, welche den Rückstrom kompensieren. Dabei sind die errechneten Werte nur eine Abschätzung, da hier eine freie Propagation der Elektronen angenommen wurde und keinerlei Effekte wie Streuung oder Coulomb-Abstoßung berücksichtigt wurden.

Auf diese Weise können die auf der Rückseite des Targets beschleunigten Elektronen durch das Target propagieren [82–84]. Parallel kommt es zur Erzeugung einer Schockwelle, welche sich ausbreitet. Die von der Rückseite des Targets verdrängten Elektronen durchlaufen das Target und führen somit zu einer lokal wandernden Zone höherer Elektronendichte  $n_e$ . Dieser Effekt wird eingehend beschrieben in [85, 86]. Bei den für diese Arbeit verwendeten Targets spielen Effekte der Schockwelle eine Rolle, wie in Kapitel 5.3 beschrieben.

## 2.4. Laser-Teilchenbeschleunigung

Die gezielte Beschleunigung von geladenen Teilchen begann in den 1920er Jahren mit Gleichspannungs-Beschleunigern, welche einen Van-der-Graaf-Generator [18], oder eine Cockcroft-Wal-

ten-Hochspannungskaskade [87–89] enthielten. Dabei wurden sehr schnell die Einschränkungen dieses Konzeptes klar. Hochspannungsüberschläge und die daraus resultierenden immer größeren Bauformen limitierten diese Konzepte auf Beschleunigungsspannungen weniger Millionen Volt pro Meter [MV/m].

1929 wurde durch *Wideröe* [19,90] das Konzept der Nutzung von alternierenden Feldern vorgeschlagen, welche zwar geeignet sind höhere Teilchenenergien zu erreichen, aber bei maximalen Beschleunigungsspannungen pro Strecke immer noch begrenzt waren. Die ab den 1950er Jahren verwendeten metallischen Hohlraumresonatoren, in denen ein elektromagnetisches Wechselfeld die Teilchen beschleunigt, sind durch den Eigenwiderstand des Resonators auf Feldstärken von 2 MV/m begrenzt [91]. Darüber hinaus kommt es ebenfalls zu Hochspannungsüberschlägen. Durch die Verwendung von supraleitenden Materialien [92,93] - zumeist Niob-Titan Legierungen - für den Resonatorbau konnte die Grenze weiter angehoben werden auf theoretisch bis zu 50 MV/m [91]. Die supraleitenden Resonatoren des geplanten European X-Ray Free-Electron-Lasers (XFEL) werden auf Feldstärken bis zu 23,6 MV/m ausgelegt [94]. Spätestens beim Erreichen von Feldstärken, welche die Resonatormaterialien ionisieren können, sind diesen Beschleunigungsprozessen Grenzen gesetzt.

Im Gegensatz dazu kann in einem Plasma, das per Definition bereits ionisiert ist, kein Überschlag mehr stattfinden. Das elektrische Feld, welches durch Ladungstrennung erzeugt werden kann, folgt aus der maximal möglichen Auslenkung der Elektronen um die Ionenrümpfe zu [57]:

$$E_{\text{Max}} = \frac{2\pi m_e \nu_p \epsilon_0}{e} \approx \sqrt{n_e} \cdot \epsilon \cdot 10^2 \quad [\text{V/m}] \quad (2.33)$$

und liegt typischerweise im Bereich mehrerer Billionen Volt pro Meter [TV/m].

Erste Ideen zur Beschleunigung von Elektronen mit Lasern wurden 1979 von *Tajima* und *Dawson* formuliert [21]. Beim vorgeschlagenen Schema der Laser-Wakefield-Acceleration (LWFA) bringt ein Laserpuls der Dauer der inversen Plasmafrequenz die Elektronen zum Schwingen und löst eine sich ausbreitende Plasmawelle aus. Elektronen können analog zur klassischen Beschleunigung in einem Hochfrequenzresonator in einer Halbwelle der entstandenen Plasmawelle Energie gewinnen. In einem gasförmigen Medium unterkritischer Dichte kann der Laserpuls über lange Strecken eine Plasmawelle treiben und ist nur durch die Phasenlaufzeiten zwischen dem, sich mit Lichtgeschwindigkeit ausbreitenden, Laserpuls und der langsameren Plasmawelle begrenzt [95]. Es konnten Rekordenergien von bis zu 1,8 GeV erreicht werden [96,97]. Weitere wichtige Ergebnisse zur Laser-Elektron Beschleunigung, können gefunden werden in [57,98–100].

Ionen können über diesen direkten Prozess der LWFA nicht beschleunigt werden. In Folge ihrer hohen Masse können sie sich nicht mit der Geschwindigkeit der Plasmawelle ausbreiten. Dennoch kann über das makroskopische Gradientenfeld, entstehend über die Ladungstrennung, eine Beschleunigung der Ionen stattfinden. In den letzten 12 Jahre seit der ersten Beobachtung beschleunigter Protonen [22] wurden zahlreiche Experimente und Simulationen zu unterschiedlichen Ionen-Beschleunigungsprozessen gemacht. Die wichtigsten dieser Prozesse sollen im Folgenden beschrieben werden.

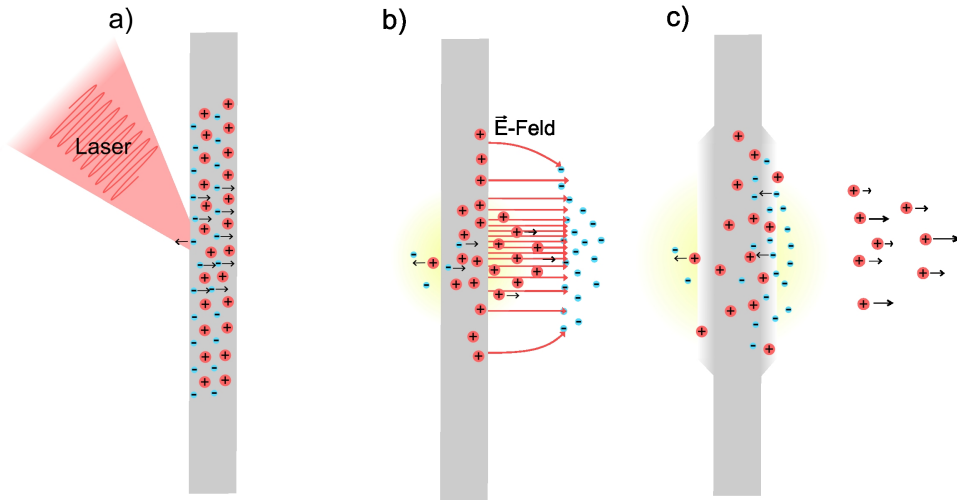
Zuvor soll eine Anmerkung zu analytischen Modellen gemacht werden. Diese benötigen wie fast alle Modelle<sup>3</sup> Grundvoraussetzungen, wie z.B. thermische Gleichgewichte oder homogene Laserfelder. Für die beschriebenen Experimente wurden Kohlenstoff-Targets mit Dicken bis zu minimal 2 nm verwendet, was bei einem kovalenten Radius von Kohlenstoff von 77 pm [101] ungefähr 25 Atomlagen entspricht. In diesen Bereichen sind viele der bisher gemachten Annahmen nicht mehr gültig und eine Beschreibung ist, wie später dargestellt wird, nur noch numerisch möglich.

<sup>3</sup>Von Nicht-Gleichgewichtsmodellen, welche in aller Regel sehr komplex sind, sei hier abgesehen.

### 2.4.1. Target-Normalen-Beschleunigung

Der bislang am häufigsten beobachtete und untersuchte Prozess ist die Beschleunigung von Ionen im durch die Ladungstrennung entstandenen Feld (engl.: Target-Normal-Sheath-Acceleration (TNSA)).

Die vom Laser geheizten Elektronen fliegen von der Rückseite her durch ein Target in Richtung Vorderseite (vgl. Abschnitt 2.3). Ist das Target dünn genug, im Bereich weniger  $\mu\text{m}$ , können die Elektronen ohne nennenswerten Energieverlust die Targetvorderseite erreichen. Dabei können hochenergetische Elektronen das Target verlassen. Auf Skalen der Debye-Länge  $\lambda_D$  (Gl. 2.28) führt die Ladungsseparation zu einem hohen Gradientenfeld mit Feldstärken im Bereich von  $\text{TV/m}$  (Abb.2.2). Diese Feldstärke reicht aus um auf der Vorderseite Atome des Targets oder Oberflächenkontamination zu ionisieren. Die Ionen werden gemäß ihres  $e/m$ -Verhältnisses im entstandenen Feld beschleunigt und können das Target auf makroskopischen Skalen verlassen. Da das beschleunigende Feld und somit die Teilchen sich senkrecht zur Targetoberfläche ausbreiten, nennt man den Mechanismus auch Target-Normalen-Beschleunigung.



**Abbildung 2.2.:** Schematische Darstellung der Target-Normal-Sheath-Acceleration (TNSA). **a)** Der Laserpuls heizt die Elektronen, welche in Richtung Folienvorderseite beschleunigt werden. **b)** Beim Verlassen des Targets kommt es zur Ausbildung eines elektrischen Feldes, in dem wiederum Ionen beschleunigt werden können. **c)** Die beschleunigten Ionen können im Feld genug Energie aufnehmen, um das Potential zu verlassen. Die Reste der Folie werden durch die Plasmaexpansion zerstört.

Eine kurze Beschreibung dieses Beschleunigungsprozesses nach dem 1-D Modell [102] soll die wichtigsten Kenngrößen liefern. Dabei wird ein Target bestehend aus nur einer Ionensorte angenommen. Eine ausführliche Beschreibung sowie weitere analytische Lösungsansätze finden sich in [103–105].

Die vom Laser in  $z$ -Richtung in das Target beschleunigten Elektronen werden zunächst durch eine Boltzmann-Verteilung  $n_e(z, t) = n_0 \exp(e \cdot \Phi(z, t) / k_B T)$  in Abhängigkeit des Potentials  $\Phi(z, t)$  und der kinetischen Energie, wiederum ausgedrückt durch die Temperatur (siehe Gl. 2.24), beschrieben. Das Potential  $\Phi(z, t) = e(n_e - Z \cdot n_I)$  folgt unter Berücksichtigung der Elektronenverteilung durch Ladungserhaltung. Durch Integration kann das maximale Feld aus dem Potential für den Zeitpunkt  $t = 0$  hergeleitet werden:

$$E_{\text{TNSA}; (t=0)_{\text{Feld}}} = \sqrt{\frac{2}{e_N}} \sqrt{\frac{k_B n_e T_e}{\epsilon_0}} \quad (2.34)$$



wobei  $e_N$  die Eulersche-Zahl ist. Mit der bereits zuvor angenommenen Elektronentemperatur von  $T_e \approx 2 \text{ MeV}$  und  $n_e = 4,1 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  für die verwendeten Folien folgt eine Feldstärke von  $E_{\text{TNSA}} = 24,1 \text{ TV/m}$ . Durch analytisches Lösen der Poisson-Gleichung des Potentials und Einsetzen in die Elektronenverteilung lässt sich die Ionenverteilung wiederum durch Impulserhaltung bestimmen und aus beiden das gesamte elektrische Feld [102]:

$$E(\tau) \approx \sqrt{\frac{2}{e_N}} \sqrt{\frac{k_B n_e T_e}{\epsilon_0 (1 + \tau_{\text{TNSA}}(\tau))}} \quad (2.35)$$

mit der zunächst normierten Beschleunigungszeit  $\overline{\tau_{\text{TNSA}}(\tau)} = \sqrt{2\pi\nu_p} \tau_{\text{TNSA}} / \sqrt{e_N}$ . Nimmt man für die zeitliche Entwicklung eine isotherme Plasmaexpansion, wie beschrieben in [102] an, folgt die maximale Ionenenergie:

$$E_{\text{Max}}(\tau)_{\text{Ion}} = 2Zk_B T_e \left( \ln \left( \overline{\tau_{\text{TNSA}}(\tau)} + \sqrt{\overline{\tau_{\text{TNSA}}^2(\tau)} + 1} \right) \right)^2. \quad (2.36)$$

Als Beschleunigungszeit  $\tau_{\text{TNSA}}$  kann in erster Näherung die Pulsdauer des Lasers angenommen werden. Eine Abschätzung für die Beschleunigungszeit aus den bisherigen experimentellen Daten legt einen Zusammenhang mittels eines Gewichtungsfaktors dar. Aus [106, 107] leitet sich  $\tau_{\text{TNSA}} \approx 1,3 \cdot \tau_L$  her. Neue Veröffentlichungen korrelieren dies mit der Schwingungsdauer der Ionen in Abhängigkeit der heißen Elektronen  $n_{e,H}$  und der Ionenmasse  $m_I$  zu [108]:

$$\tau_{\text{TNSA}} = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{m_I \epsilon_0}{n_{e,H} e^2}}. \quad (2.37)$$

Für eine Pulsdauer von  $\tau_L = 27 \text{ fs}$  ergibt sich eine Beschleunigungszeit für TNSA von  $\tau_{\text{TNSA}} \approx 40 \text{ fs}$ . Schließlich folgt die Verteilungsfunktion  $\frac{dN}{dE}(E_{\text{TNSA}}, t)$  der beschleunigten Ionen durch das Einsetzen des Feldes in die Bewegungsgleichung und abschließende Integration zu

$$\frac{dN}{dE}(E_{\text{TNSA}}, t) = \frac{Z n_e t}{\sqrt{2m_i E_{\text{TNSA}}}} \exp \left( -\sqrt{\frac{4E_{\text{TNSA}}}{Zk_B T_e}} \right). \quad (2.38)$$

Aus dieser Gleichung sind sofort wichtige Eigenschaften der durch den TNSA Prozess beschleunigten Teilchen ersichtlich. Sie haben zum einen eine exponentiell abfallende Häufigkeitsverteilung hin zu hohen Energien. Außerdem gibt es eine Maximalenergie der Ionen (Gl. 2.36) - resultierend aus dem maximalen Feld welches durch die Ladungstrennung aufgebaut wurde -, worüber hinaus es keine weiteren höherenergetischen Teilchen gibt. Diese Maximalenergie ist von der kinetischen Energie der Elektronen abhängig, die wiederum vom elektrischen Feld abhängt. Experimentell wurde verifiziert [102, 109–111]:

$$E_{\text{Cut}} \sim E_L \cdot \lambda_L = \sqrt{I_L \cdot \lambda_L^2}. \quad (2.39)$$

Durch den rapiden Abfall der Verteilung oberhalb dieser Energie wird diese Maximal-Energie auch Cutoff-Energie  $E_{\text{Cut}}$  (engl.: abschneiden) genannt.

Aufgrund der Tatsache, dass dieser Prozess sich für ein weites Spektrum an Laserparametern anwenden lässt [112], ist er der am besten untersuchte Laser-Ionen-Beschleunigungsprozess. Das Energiespektrum lässt sich z.B. durch zwei hintereinander geschaltete Beschleunigerstufen [26] einschränken. Sekundäre Prozesse zur Begrenzung des Energiespektrums z.B. durch Fokussierung werden an der GSI untersucht<sup>4</sup>.

<sup>4</sup>LIGHT-Projekt: Laser Ion Generation Handing and Transport [113]

### 2.4.2. Strahlungsdruck-Beschleunigung

Ein anderer Ansatz, ursprünglich schon in den 1950er Jahren von *Veksler* [114] beschrieben ist die Beschleunigung durch Übertragung des Photonenimpulses auf einen Körper. Wenige Jahre nach Erfindung des Lasers [20] gab es erste Ideen, Raketen mittels Laserstrahlung zu beschleunigen [115], ein Beispiel, welches den Prozess sehr schön beschreibt. Der konventionelle Antrieb einer Rakete beruht auf dem Prinzip der Impulserhaltung. Der mitgeführte und während des Fluges nach hinten ausgestoßene Treibstoff erzeugt einen Impuls, dessen Gegenimpuls wiederum die Rakete nach vorn beschleunigt [116]. Würde man Photonen an der Rückseite der Rakete reflektieren, so würde ebenfalls ein Impuls auf die Rakete übertragen<sup>5</sup>. Dieser Prozess wird Strahlungsdruck Beschleunigung [eng.: Radiation-Pressure-Acceleration (RPA)] genannt. Mit dem übertragenen Impuls  $p = E/c$ , folgt der Impulsfluss  $p'$ :

$$p' = \frac{I}{c} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2}. \quad (2.40)$$

Damit ergibt sich für eine vollständig reflektierende Oberfläche, also bei doppeltem Impulsübertrag, ein Druck  $P$  von

$$P = \frac{2I}{c}. \quad (2.41)$$

Anschaulich bedeutet dies, solange der Laser mit dem Target wechselwirkt, also Photonen ihren Impuls übertragen, wirkt eine Kraft, welche pro Fläche wiederum einem Druck gleichzusetzen ist. Der Impuls  $p$  eines einzelnen Photons ist dabei  $p_\gamma = h/\lambda$ , mit dem Planckschen Wirkungsquantum  $h$ , sehr klein ( $p_{790\text{ nm}} = 8 \cdot 10^{-28}$  Ns). Erst durch die Entwicklung von Hochintensitäts-Lasern [118] wurde es möglich genügend gerichtete Photonen zu erzeugen, um einen makroskopischen Impuls zu generieren. Eine Intensität von  $I_L = 6 \cdot 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> entspricht einem Druck von 40 GBar.

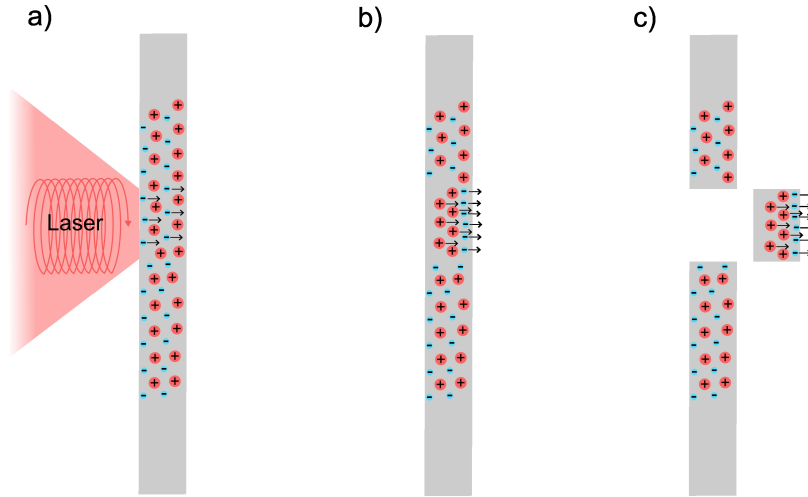
Die Idee wurde von *Wilks et al.* aufgegriffen [78]. Die Elektronen des Targets werden kollektiv in das Target hinein gedrückt und bilden eine komprimierte Schicht mit hoher Elektronendichte aus, die wiederum ein Feld induziert, in dem die Ionen beschleunigt werden, siehe Abb. 2.3.

Für linear polarisierte Laserpulse kommt es im Target zu den in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Absorptionseffekten, welche vorrangig die Elektronen heizen. Erst bei Intensitäten  $> 10^{23}$  W/cm<sup>2</sup> wird die Beschleunigung durch den Druck dominiert [119]. Die Verwendung von zirkular polarisiertem Licht wurde 2005 von *Macchi et. al* vorgeschlagen [120]. Dies führt, wie in Gl. 2.14 hergeleitet dazu, dass die Elektronen keine Energie durch die Schwingung im Feld aufnehmen. Der Einfall des Laserstrahls in einer Normalen zur Targetoberfläche unterdrückt die anderen Absorptionseffekte. Im folgenden soll der Beschleunigungseffekt genauer hergeleitet werden. Dabei werden die Photonen zunächst im Wellenbild betrachtet. Sie bilden ein elektrisches Feld, welches mit der Folie wechselwirkt.

Es wird ein Target der Dicke  $l_0$  mit der Teilchendichte  $n_0 > n_{Cr}$  angenommen, dessen Reflexivität  $R$  gemäß Gl. 2.21 und 2.22 definiert ist. Das Target bestehe aus nur einer Ionensorte mit Ladung  $Z$  (Abb. 2.4). Das sich ausbildende elektrische Feld  $E_Z$  habe ein lineares Verhalten. Es ist in der Ionenschicht monoton ansteigend, mit  $E_{Z1} = E_0 \cdot x/l_1$  ( $0 < x < l_1$ ) und in der Elektronenschicht monoton abfallend, mit  $E_{Z2} = E_0 [1 - (x - l_1)/l_e]$  ( $l_1 < x < l_1 + l_e$ ). Unter der Annahme, dass alle Elektronen in die Elektronenschicht übergehen, gilt für das Feld:

$$E_0 = \frac{Z e n_0 l_1}{\epsilon_0} \quad (2.42)$$

<sup>5</sup>Diese Methode ist nicht zu verwechseln mit der Beschleunigung durch laserinduzierte Rückstoß- Plasmaexpansion (eng.: LITA; Laser-driven In-Tube Acceleration). [117]



**Abbildung 2.3.:** Schematische Darstellung der Radiation-Pressure-Acceleration (RPA). **a)** Der senkrecht zur Targetebene eingestrahlte Laserstrahl beschleunigt die Elektronen kollektiv in Richtung der Folienvorderseite. **b)** In einem Gleichgewichtszustand werden die Ionen im entstehenden Feld der Elektronen kollektiv mitbeschleunigt, so dass sich **c)** das Target als ganzes in Vorwärtsrichtung bewegt.

wobei  $n_0$  die initiale Teilchendichte angibt. Aus der Ladungserhaltung folgt außerdem:

$$n_0 Z (l_I + l_e) = n_e l_e. \quad (2.43)$$

Als letztes folgt aus der Impulserhaltung, bzw. dem Gleichgewicht zwischen übertragenem Impuls und dem elektrostatischen Druck:

$$\frac{E_0 e Z n_0 l_e}{2} \simeq \frac{(1 + R)}{c} I_L. \quad (2.44)$$

Zunächst lässt sich durch Einsetzen von 2.42 in 2.40 und Berücksichtigung der Reflexivität die Dicke der Ionenschicht  $l_I$  und damit die Tiefe bestimmen, in die die Elektronen gedrückt werden:

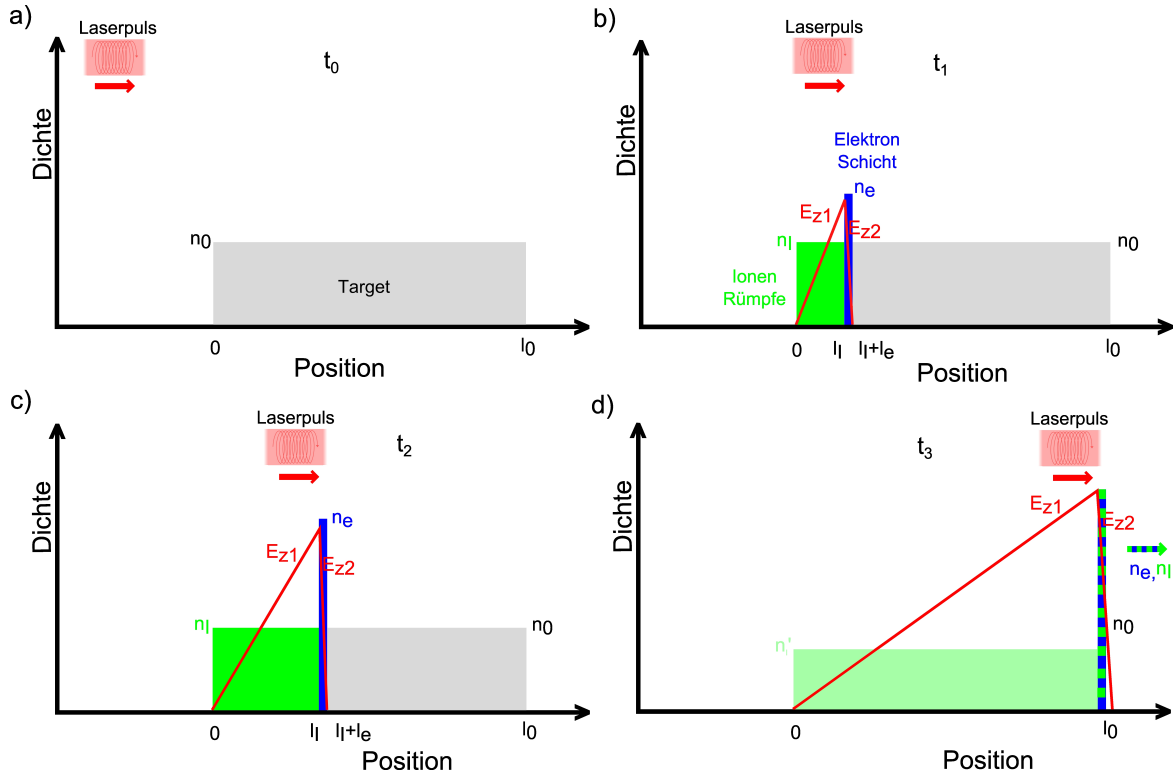
$$l_I = \sqrt{\frac{(1 + R) K I_L \epsilon_0}{Z^2 e^2 n_0^2 c}}. \quad (2.45)$$

Im Falle von zirkular polarisiertem Licht ist die Konstante  $K=1$ , bei linear polarisiertem Licht ist  $K=2$ . Durch Nutzung des normierten Vektorpotentials (Gl. 2.13) und der kritischen Dichte (Gl. 2.19) lässt sich  $l_I$  weiter vereinfachen, wobei der Faktor  $\bar{\gamma}$  in dieser Rechnung vernachlässigt wurde, zu [121–123]:

$$l_I = \sqrt{(1 + R) K} \frac{a_0 \cdot n_{Cr} \cdot \lambda_L}{\pi Z n_0} \quad l_I; \lambda_L : [\mu\text{m}]. \quad (2.46)$$

Der Faktor  $\pi$  im Nenner folgt dabei aus der relativistischen Transparenz [121] und wurde in früheren Quellen nicht berücksichtigt [29, 124]. Diese Gleichung lässt sich weiter umstellen. Zunächst folgt aus Gl. 2.43 die Elektronendichte  $n_e = Z n_0$ . Mit der Definition der normierten Flächendichte  $\sigma = (n_e / n_{Cr}) \cdot (l_I / \lambda_L)$  vereinfacht sich die Gleichung weiter zu:

$$\sigma = \sqrt{(1 + R) K} \frac{a_0}{\pi}. \quad (2.47)$$



**Abbildung 2.4.:** Skizze des RPA-Beschleunigungsprozesses. **a-b)** Der Laserpuls beschleunigt die Elektronen im Target in Richtung der Targetvorderseite, wobei sich eine kompakte Elektrodenschicht ausbildet. **c)** In dem entstehenden Feld können die Ionen, welche sich innerhalb der Elektronenschicht befinden und einen positiven Feldgradienten sehen, kollektiv in Vorwärtsrichtung beschleunigt werden und in den feldfreien Bereich vor die Elektronenschicht gelangen. **d)** Bei richtiger Wahl der Targetdicke treibt das Laserfeld die Elektronen bis zur Targetrückseite, wobei die Ionen geschlossen folgen. In diesem Fall werden theoretisch alle Ionen kollektiv mitbeschleunigt. Dies führt dazu, dass das gesamte Target beschleunigt wird. (Dieser Fall ist hier nicht dargestellt. Es werden nur einige der Ionen beschleunigt.)

Final gilt:

$$\text{lin. pol.: } \sigma \approx \sqrt{(1+R)} \frac{a_0}{2} \quad \text{zirk. pol.: } \sigma = \sqrt{(1+R)} \frac{a_0}{\pi}. \quad (2.48)$$

Die verwendeten Targets haben gemäß Tabelle 2.1 geringe Reflexivität. Daher wird im Folgenden der Term  $\sqrt{(1+R)} \approx 1$  angenommen und vernachlässigt. Die Ionen erfahren in Folge des entstandenen Feldes eine Beschleunigung in Richtung der Elektronenschicht. Unter der Annahme, dass die Position der komprimierten Elektronenschicht sich während der Beschleunigung der Ionen nicht ändert, bleibt das Feld  $E_0$  damit konstant. Betrachtet werden zum einen die Ionen in der Schicht  $0 < x < l_I$ . Diese werden im konstanten Feld beschleunigt, was zu einer Abnahme der Dichte führt. Durch das entgegengesetzte Feld nehmen diese Ionen nicht am Beschleunigungsprozess teil. Zum Anderen werden die Ionen in der komprimierten Elektronenschicht  $l_I < x < l_I + l_e$  in Vorwärtsrichtung beschleunigt. Unter der Annahme, dass die Elektronen sich in einem Gleichgewichtszustand befinden und der Strahlungsdruck weiter erhalten bleibt, also der Laser die komprimierte Elektronenschicht stabilisiert, erreichen alle Ionen die Front der komprimierten Elektronenschicht zur gleichen Zeit. An der Front der Elektronenschicht ist das Feld verschwunden und die beschleunigten Ionen propagieren frei weiter. Die Beschleunigungszeit  $\tau_I$  der Ionen und die maximale Geschwindigkeit  $v_{\max}$  lassen sich aus der Ionenmasse  $m_I$  und der

Dichte bestimmen zu:

$$\tau_1 \simeq \frac{1}{2\pi\nu_L} \sqrt{\frac{A m_I}{Z m_e}} \quad (2.49)$$

bzw.

$$v_{\max} = \sqrt{\frac{Z m_e n_{Cr}}{A m_I n_e}} a_0 \quad (2.50)$$

Dabei sind  $Z$  und  $A$  die zuvor bereits verwendete Ladungs- und Massezahl. Betrachtet man den nicht-statischen Fall und berücksichtigt numerisch, wie sich die Elektronenschicht beim Durchlaufen des Targets aufbaut [120], so ergibt sich durch das Gleichgewicht zwischen Strahlungsdruck und dem entstehenden Feld immer ein beschleunigendes Feld, welches diese Ionen konstant nach vorn beschleunigt. In diesem Fall tritt die Ionenschicht nicht auf und alle Ionen nehmen am Beschleunigungsprozess teil. Wird die Targetdicke  $d$  so gewählt, dass sie der Eindringtiefe  $l_I$  der Elektronen entspricht, kann die gesamte Folie im Fokus wie ein „Segel“ (engl. light-sail) nach vorne beschleunigt werden. In diesem Fall lässt sich die Foliengeschwindigkeit  $v_F$  äquivalent zu Gl. 2.44 abschätzen.

Eine kurze und anschauliche Erklärung für diesen Effekt erhält man im Teilchenbild. Im Rahmen der Impulserhaltung kann der makroskopische Impuls der durch den Laser auf die Folie übertragen wird von dieser absorbiert werden und führt zur kollektiven Beschleunigung der Folie. Der Impuls der Photonen muss dem Impuls entsprechen, der von der Folie aufgenommen werden kann. Anhand Gl. 2.47 können nun verschiedene Fälle betrachtet werden. Für zirkular polarisiertes Licht gibt es neben dem Fall des Gleichgewichts  $a_0/\pi=\sigma$ , in dem die ganze Folie homogen beschleunigt werden sollte, noch die beiden Fälle  $a_0/\pi<\sigma$  und  $a_0/\pi>\sigma$ . Für den Fall  $a_0/\pi<\sigma$  reicht der von den Photonen übertragene Impuls nicht aus, um die Elektronen vollständig durch die Folie zu schieben. Für den Fall  $a_0/\pi>\sigma$  ist der vom Laser übertragene Impuls so groß, dass die Elektronen rückseitig aus der Folie hinaus gedrückt werden. Eine genaue Diskussion der verschiedenen Fälle wird in [122] gegeben. Für die durchgeführten Experimente mit einer Maximalintensität von  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0=5,3$ ) berechnen sich für die in Tabelle 2.1 gegebenen Elektronendichten die ideale Targetdicke zu  $d_{\text{Par}}=(22-31) \text{ nm}$  bzw.  $d_{\text{Kohl.}}=(12-17) \text{ nm}$  je nach Polarisation.

Ein stabiler Beschleunigungsprozesse ist dabei, wie in Simulationen vorhergesagt, maßgeblich von der Polarisation abhängig [125]. Erst bei Elliptizitäten  $\epsilon>70\%$ , also der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht, tritt RPA in signifikantem Maße auf. Dies wurde unter anderem im Rahmen dieser Arbeit überprüft. Durch Variation der Experimentparameter, z.B. durch Wahl von  $a_0/\pi \gg \sigma$  können die Elektronen genügend kinetische Energie bekommen, um das Target vollständig zu verlassen und als freie Elektronenschicht mit hoher Dichte zu propagieren. So kann z.B. kohärente Thomson-Streuung realisiert werden, was Möglichkeiten für die Erzeugung neuer brillianter Lichtquellen im XUV darstellen würde [126–128]. Insgesamt bieten sich auf diese Weise eine Menge potentieller Anwendungen für Lichtdruck-induzierte Beschleunigungsprozesse.

### 2.4.3. Gerichtete Coulomb-Explosion

Neben den beiden bisher dargestellten Beschleunigungsmechanismen ist für die spätere Interpretation der Daten der Mechanismus der gerichteten Coulomb-Explosion (engl.: directed Coulomb-explosion (DCE)) von Bedeutung. Dieser stellt den Spezialfall der schon seit langem bekannten und z.B. in der Laser-Werkstoff Bearbeitung gezielt genutzten Methode der Coulomb-Explosion dar [129–131].

Der Laser wechselwirkt wie vorangehend beschrieben mit dem Target und ionisiert dieses. Dabei wurde bisher nur die Wechselwirkung vermittelt durch die Elektronen beschrieben. Diese bauen

in der ein oder anderen Form, durch Ladungstrennung oder den Aufbau einer dichten Elektroschicht, ein elektrisches Feld auf, mit welchem die Ionen interagieren. Darüber hinaus findet eine Thermalisierung der Ionen durch Stöße, wie in Gl. 2.26 beschrieben, statt.

Betrachtet wird zunächst ein idealisiertes Bild, in dem nach der Wechselwirkung mit dem Laser, sämtliche Elektronen der Atome entfernt werden, also vollständige Ionisation vorliegt. Dadurch werden die chemischen Bindungen<sup>6</sup> gelöst und die positiv geladenen Ionenrümpfe stoßen sich infolge der Coulomb-Wechselwirkung gegenseitig ab. Die Ionenwolke „explodiert“ isotrop. Nimmt man diese Wechselwirkung zu den in diesem Kapitel besprochenen Thermalisierungsprozessen erhält man eine höheren Geschwindigkeit und damit Energie der Ionen, als im Falle der klassischen thermischen Gleichgewichts.

Im nächsten Schritt wird das Vorhandensein mehrerer unterschiedlicher Ionensorten ( $I_1, I_2$ ) mit den Massen ( $m_1, m_2$ ) und Ladungen ( $q_1, q_2$ ) betrachtet. Sind diese im Abstand  $r_{12}$  zunächst gebunden, folgt für die resultierende Expansionsgeschwindigkeit  $v_{12}$  [134]:

$$|v_{12}| = |v_1 - v_2| = \sqrt{\frac{2(q_1 \cdot q_2)}{|r_{12}| \tilde{m}}} \quad \text{mit} \quad \tilde{m} = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}. \quad (2.51)$$

Im Fall nur zweier betrachteter Ionen ist dieser Effekt, gemessen an der Beschleunigung in elektrischen Feld der Elektronen, sehr klein und ungerichtet. Beispielsweise beträgt die resultierende Geschwindigkeit für ein  $C^{6+}$ -Ion und ein Proton, welche mit einem Abstand von  $r_{12}=107 \text{ pm}^7$  gebunden sind nur ungefähr  $10,4 \text{ m/s}$  für das Proton. Dabei erreicht das Proton, als leichteres Teilchen infolge der Impulserhaltung eine größere Geschwindigkeit.

Im Falle eines makroskopischen Plasmas ist dieser Effekt ausgeprägter, bedingt durch die größeren Potentiale in Folge der Vielteilchensysteme. In Kombination mit den Feldprozessen der anderen Beschleunigungsmechanismen kann dies, wie in Abb 2.5 gezeigt, dazu führen, dass bei hohen Intensitäten (größer  $10^{20} \text{ W/cm}^2$ ) und Targets mit mehreren Ionensorten alle Ionen zunächst in eine Richtung beschleunigt werden. Dabei werden die leichten Ionen bzw. Protonen vor die schwereren Ionen gelangen. Durch die gleichzeitige Coulomb-Abstoßung bekommen die Protonen so einen zusätzlichen Impuls, der bedingt durch die gleiche räumliche Separation vorwiegend gerichtet ist. Man spricht von gerichteter Coulomb-Explosion. Durch die Wechselwirkung vieler Teilchen mit unterschiedlichen Ladungszuständen und der Abhängigkeit der Dichteverteilung ist eine analytische Beschreibung nicht möglich. Nach dem Festlegen der Startbedingungen und der Vorgabe von Parametern für die Coulomb-Wechselwirkung wird die Entwicklung eines Systems mittels PIC-Simulationen betrachtet. [135–137]. Dabei ist ersichtlich, dass bei Startbedingungen mit hohen Dichten, also vielen Ionen auf engem Raum, wie es im RPA-Regime auftritt, die DCE ein signifikanter Effekt sein kann.

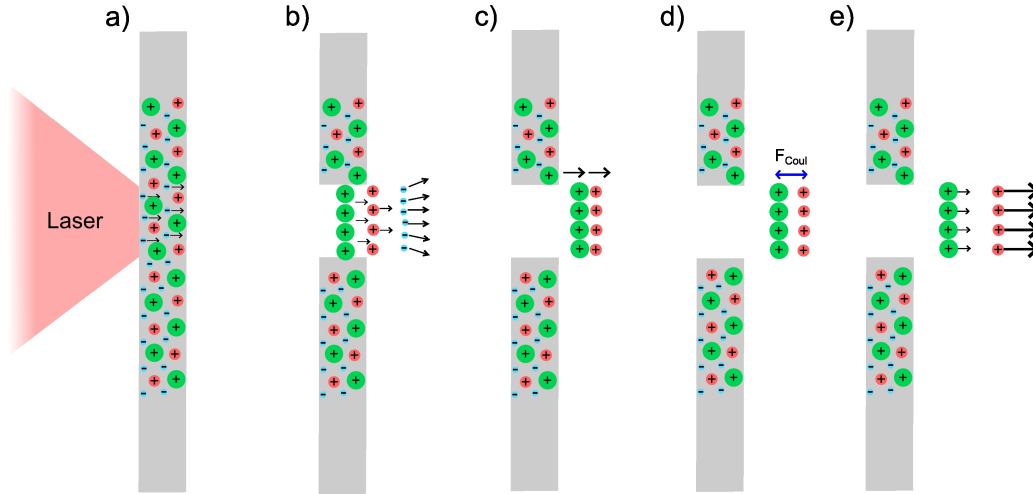
#### 2.4.4. Thomson-Rückstreuung

Die Möglichkeit viele Elektronen gleichmäßig zu beschleunigen und so eine monoenergetische Struktur hoher Dichte zu haben bietet Ansätze für Sekundärexperimente, wie z.B. Thomson-Rückstreuung. Dabei werden Photonen an den beschleunigten freien Elektronen gestreut und erfahren infolge der relativistischen Streuung eine Blauverschiebung hin zu höheren Energien. Der Streuquerschnitt für diesen Prozess ist mit  $\sigma_T = 6,65 \cdot 10^{-29} \text{ m}^2 = 0,7 \text{ barn}$  [138] sehr gering, jedoch kann die hohe Photonendichte eines Lasers in Kombination mit einer hohen Elektronendichte zu einer hohen Anzahl rückgestreuter Teilchen führen. Diese ist gegeben als [139]:

$$W = \sigma_T \cdot l \cdot n_e \cdot \frac{E_L}{h \cdot \nu}. \quad (2.52)$$

<sup>6</sup>ionische-, kovalente-Bindung, etc. [132, 133]

<sup>7</sup>Abstand C-H-Bindung in Methan ( $\text{CH}_4$ ) [132]



**Abbildung 2.5.:** Schematische Darstellung der Directed-Coulomb-Explosion (DCE). **a),b)** Nachdem der Laser mit der Folie interagiert hat, werden die Ionen in einem primären Prozess (TNSA oder RPA) beschleunigt. **c),d)** Bei Vernachlässigung des Einflusses der Elektronen kommt es zur einer Coulomb-Abstoßung der unterschiedlichen Ionensorten mit unterschiedlichem Ladungs-zu-Masse Verhältnis. **e)** Dies wiederum führt dazu, dass die voran fliegenden Ionen mit dem größten Ladungs-zu-Masse-Verhältnis einen zusätzlichen Impuls in Flugrichtung bekommen, wohingegen die anderen Ionen retardiert werden.

Die Streuung des Photons findet dabei im Ruhesystem des Elektrons statt, so dass zwei Lorentz-Transformationen [54] gemacht werden (Abb. 2.6). Gegeben sei die normierte Wellenzahl des Photons

$$K = \frac{hk_L}{\pi m_e c} \quad \text{mit} \quad k_L = \frac{2\pi}{\lambda_L} \propto E_\gamma. \quad (2.53)$$

Es gelten die beiden Transformationen:

$$K_F^* = K_I \gamma (1 + \beta \cos \alpha_1) \quad (2.54)$$

$$K_F = K_I^* \gamma (1 - \beta \cos \alpha_2). \quad (2.55)$$

Unter der Annahme einer Kleinwinkelstreuung mit  $\alpha_1 \approx 0^\circ$  und  $\alpha_2 \approx 180^\circ$  vereinfachen sich die Gleichungen zu:

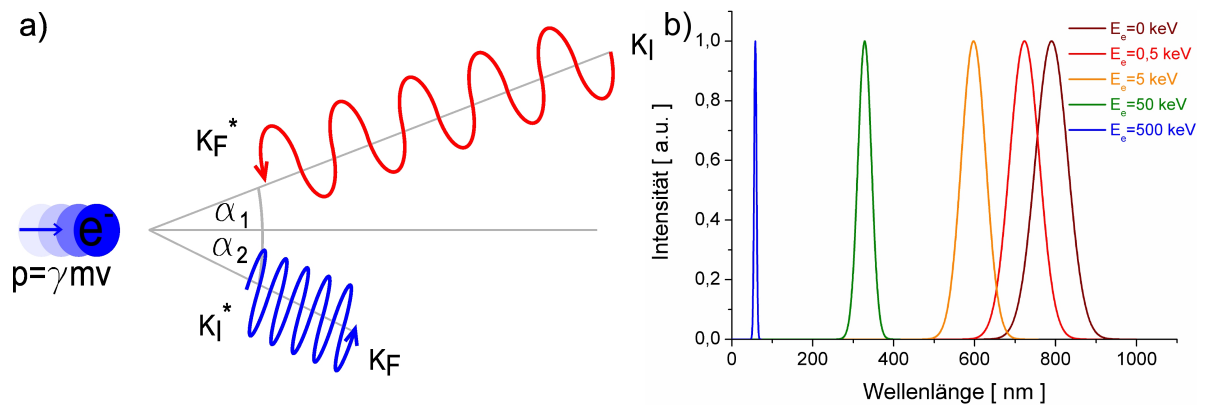
$$K_F = K_I \gamma^2 (1 + \beta)^2. \quad (2.56)$$

Im RPA-Regime wird der relativistische Grenzfall der Compton-Streuung [140] nicht erreicht, so dass eine weitere Vereinfachung an dieser Stelle nicht sinnvoll ist.

Experimentelle Daten, sowie eine theoretische Abschätzung der erwarteten Blauverschiebung werden in Kapitel 4.6 und 5.4 vorgestellt.

### 2.4.5. Ionen-Mischungs Targets

Die Ausbildung einer stabilen Schicht, wie vorangehend beschrieben, gründet auf den idealisierten Annahmen analytischer Betrachtungen und numerischer Simulationen, welchen ebenfalls idealisierte Bedingungen zugrunde liegen. Insbesondere durch Instabilitäten, z.B. durch Inhomogenitäten im Fokus oder der Targetfolie, aber auch hydrodynamischen Instabilitäten (Rayleigh-Taylor-Instabilität [141–143]), werden Störungen induziert, welche die Ausbildung der Schicht verhindern können. Ein theoretischer Ansatz dies zu verbessern ist die Nutzung von Targets mit unterschiedlichen Ionensorten, beschrieben in [122, 144]. Die Idee in beiden Veröffentlichungen



**Abbildung 2.6.:** a) Skizze des Thomson-Streuprozesses mit entsprechenden Lorentz-Transformationen. Hierbei ist  $K$  die normierte Wellenzahl des Photons im Laborsystem bzw. im Ruhesystem des Elektrons ( $K^*$ ), vor (<sub>I</sub>) bzw. nach (<sub>F</sub>) der Transformation. b) Blauverschiebung für ein Gaußverteiltes-Streuspektrum mit jeweils normierter Intensität bei einer Zentralwellenlänge von 790 nm und einer Halbwertsbreite von  $\sigma = 40$  nm in Abhängigkeit der Elektron-Energie.

ist, dass mehrere Ionensorten unterschiedlicher Masse den Beschleunigungsprozess stabilisieren, was anhand von numerischen Simulationen demonstriert wurde. In einer weiterführenden Simulation [123] wurde die Ausbildung eines gemischten Beschleunigungsprozesses aus RPA und einer feldinduzierten Beschleunigung bei Intensitäten im Bereich weniger  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> demonstriert. *Yu et al.* beschreiben eine Trennung der Ionensorten infolge des unterschiedlichen  $e/m$ -Verhältnisses in mehrere Schichten. Dabei werden induzierte Störungen des Beschleunigungsprozesses von den langsameren Schichten gegenüber den leichten und schnelleren Schichten abgeschirmt, so dass diese ein „Segel“ ausbilden können [144].

*Qia et al.* begründet die Stabilisierung der leichten und schnellen Schicht durch Elektronen, welche das repulsive Coulomb-Potential kompensieren. Diese Elektronen lösen sich aus der schwereren und langsameren Schicht. Dieser Prozess der Abgabe von Elektronen wird „löchriges Segel“ (eng.: leaky-light sail) genannt [122].

In einer erweiterten Darstellung beschreibt *Qia et al.*, dass die Elektronen welche im leaky-light sail Regime aus dem Target ausgelöst werden, ein beschleunigendes Feld aufbauen, das in einem zweiten Schritt zu einer Nachbeschleunigung des Targets in einem TNSA ähnlichen Prozess führt [123].

Im Rahmen der durchgeführten Experimente wurden sowohl Targetfolien mit nur einer Ionensorte, sowie auch Targetfolien mit mehreren Ionensorten verwendet. Dabei wurde erstmalig die monoenergetische Beschleunigung mehrerer Ionenspezies, also unterschiedlicher Elemente, sowie deren Ladungszustände, beobachtet. Diese werden mit den Ergebnissen numerischer Simulationen verglichen (Kapitel 4.7).



## 3. Experimentelle Aufbauten

In diesem Kapitel soll auf den verwendeten Laser, die Experimentaufbauten, sowie die Targetherstellung und Charakterisierung eingegangen werden. Um die in der Theorie beschriebenen Beschleunigungseffekte untersuchen zu können sind, neben den Diagnostiken, die experimentellen Parameter entscheidend. Selbst für die in diesem Kapitel beschriebenen Folien weniger Nanometer Dicke, werden zur Lichtdruck-Beschleunigung Intensitäten im Bereich von  $10^{19..20} \text{ W/cm}^2$  benötigt. Ferner werden Justage- und Optimierungsprozeduren für das Experiment, sowie die Methoden zur Bestimmung der Laserintensität und des Kontrastes vorgestellt.

### 3.1. Das Lasersystem JETI

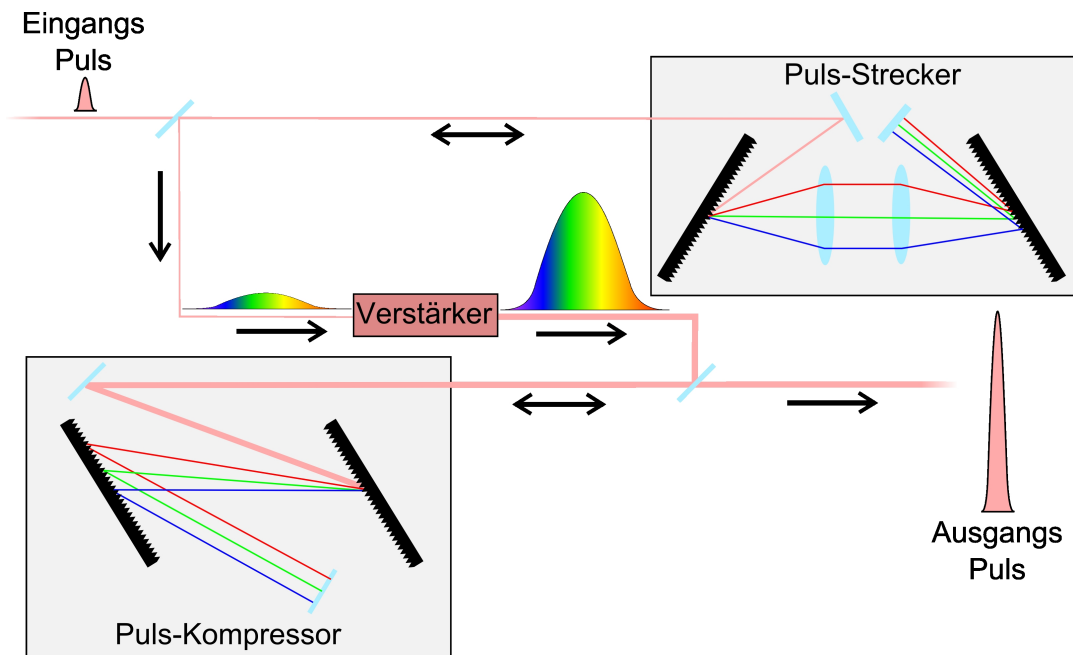
Die Experimente zur Laser-Teilchenbeschleunigung wurden am JETI Lasersystem (**J**ena **T**itanium: Saphir TW Lasersystem) im Rahmen einer Kollaboration mit dem Helmholtz-Institut Jena durchgeführt. Dieses mit 10 Hz Repetitionsrate betriebene 40 TW System gehört zu den leistungsstärksten Lasersystemen in Deutschland. Aufbauend auf dem Prinzip der Pulsstreckung (engl. chirped-pulse-amplification (CPA)) liefert das System Pulse mit einer Energie von circa 0,8 J bei einer Pulsdauer von  $\tau=27 \text{ fs}$  entsprechend einer Wellenlänge von  $\lambda_{\text{FWHM}} = (790 \pm 40) \text{ nm}$ .

Erst durch die Einführung des CPA-Prinzips [118] im optischen Wellenlängenbereich im Jahr 1985<sup>1</sup> wurde es möglich Laserintensitäten von mehr als den bis dahin möglichen einigen  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  zu erzeugen. Begrenzt ist die Flächenleistung, auf oder in Medien, durch nicht-lineare Effekte, wie Selbst-Phasen-Modulation (eng.: self-phase-modulation (SPM)) [146, 147] oder Selbstfokussierung (eng.: self-focussing (SP)) [148], welche die zeitlichen und räumlichen Parameter des Laserpulses ändern. Dabei wechselwirkt das Laserfeld mit der Materie und ändert z.B. durch eine Ausrichtung der Elektronen den Brechungsindex des Mediums. Die nötigen Intensitäten liegen dabei unterhalb derer, die für Ionisationsprozesse wie in Kapitel 2.1.2 beschrieben nötig sind. Eine mögliche, aber unwirtschaftliche Lösung ist, den Strahl aufzuweiten und die verwendeten Optiken so zu dimensionieren, dass die Flächenleistung gering bleibt. Eine einfachere Lösung bietet sich in der Verminderung der Intensität durch eine Verlängerung der Pulsdauer. Aus der Heisenbergschen-Unschärferelation [45] folgt das Pulsdauer-Bandbreiten Produkt:

$$\tau_L \cdot \Delta\nu \geq K, \quad (3.1)$$

wobei  $K$  eine pulsförmige Konstante ist. Ein ultra-kurzer Laserpuls hat eine genügend große Bandbreite, so dass mit Hilfe dispersiver Elemente Gruppendiffusion (engl. group-delay-dispersion (GDD)) induziert werden kann, wobei der Puls zeitlich gestreckt wird. Der zeitlich gestreckte Puls wird anschließend verstärkt und danach erneut mit Hilfe eines dispersiven Elementes eine GDD mit entgegengesetzten Vorzeichen induziert, was den Puls zeitlich komprimiert. Hierbei werden besonders bei Hochintensitäts-Lasern optische Gitter als disperseive Elemente verwendet. Die übliche zeitliche Streckung beträgt einen Faktor  $10^3$ , was es erlaubt bei gleichbleibender Flächenintensität 1000 mal mehr Energie im Puls zu speichern. Abb. 3.1 zeigt eine Skizze des CPA-Prozesses. Herleitungen der wichtigen Formeln und weitere Realisierungsmöglichkeiten für CPA finden sich ferner in [149–152].

<sup>1</sup>Das Prinzip wurde im Rahmen der Reichweitensteigerung für Radar schon im Jahr 1960 beschrieben [145].



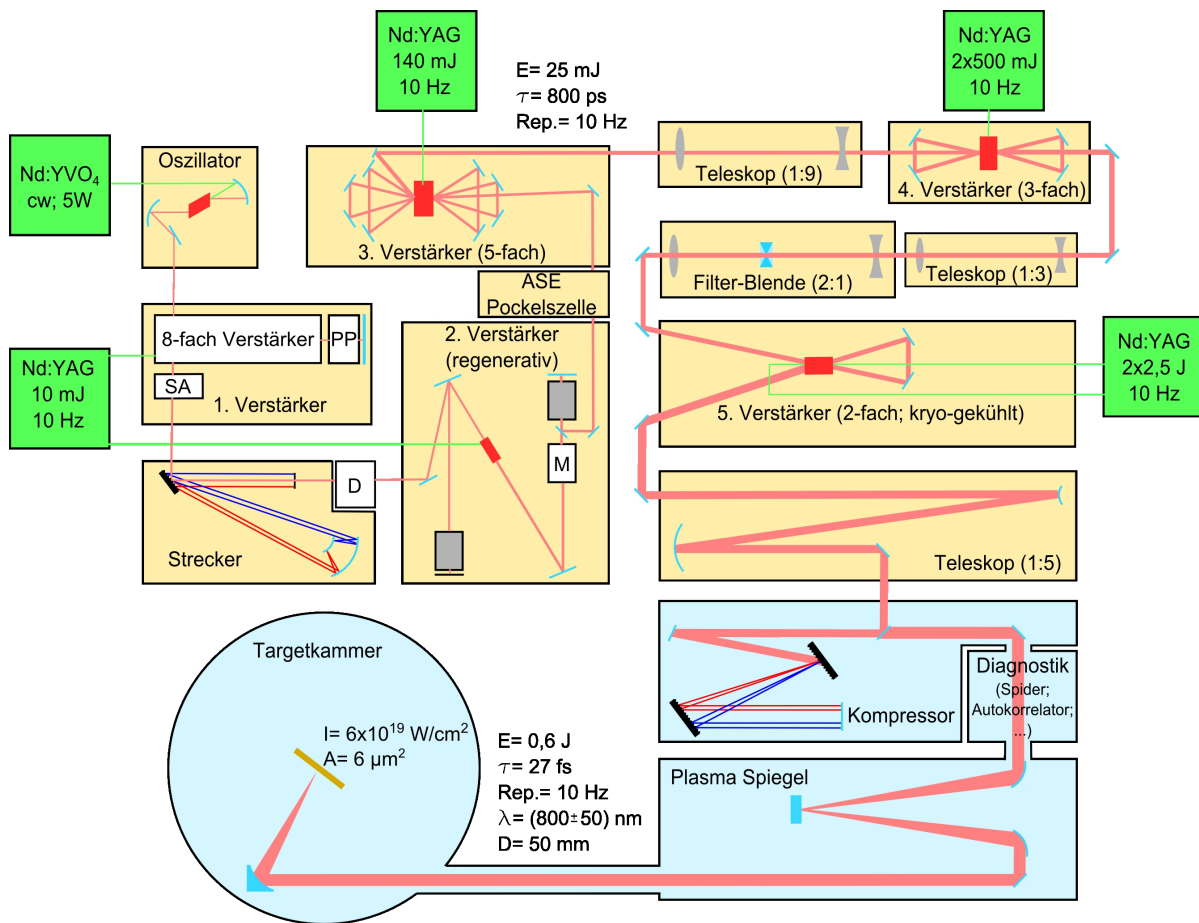
**Abbildung 3.1.:** Schema der chirped-pulse-amplification. Ein zeitlich kurzer und damit sehr breitbandiger Laserpuls wird mit Hilfe dispersiver Elemente (Gitter) zeitlich gestreckt. Der lange Puls wird anschließend verstärkt und final erneut mittels dispersiver Elemente zeitlich komprimiert.

Das ursprüngliche JETI System mit längeren Pulsdauern [153] wurde 2009 bis zur dritten Verstärkerstufe durch ein kommerzielles System<sup>2</sup> ersetzt und entspricht in der aktuellen Ausbaustufe der Darstellung in Abbildung 3.2. Die insgesamt fünf Ti:Sa-Verstärkerstufen werden von Frequenzverdoppelten Nd:YAG bzw. Nd:YVO<sub>4</sub> Lasern bei einer Wellenlänge von 532 nm gepumpt. In einem modengelockten Oszillator [154] werden Treiberpulse mit einer Bandbreite von  $\Delta\lambda=74$  nm ( $\Delta\tau \approx 15$  fs) und einer Repetitionsrate von 76 MHz generiert, welche in einer ersten Verstärkerstufe bei einem achtfachen Durchgang durch das Verstärkermedium verstärkt werden. Mittels einer Pockelszelle wird die Repetitionsrate auf 10 Hz reduziert und die Pulse erneut durch die acht-Durchgangs-Verstärkerstufe verstärkt. Eine erste Pulsreinigung mittels eines sättigbaren Absorbers (SA) [155] findet noch vor dem Gitterstrecker statt. Die Pulsdauer wird im Strecker um circa einen Faktor 1000 auf 80 ps gestreckt, wobei das Spektrum mittels eines akusto-optisch steuerbaren Dispersionsfilters (engl. Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter (AOPDF)<sup>3</sup>) [156] beeinflusst wird. Dieser erlaubt eine Vorkompensation der Dispersionseffekte, welchen der Puls im gesamten System unterliegt. Dabei wird mittels einer aktiven Regelung nach dem Einschalten des Systems die finale Pulsdauer und die Phase hinter dem Kompressor gemessen und mittels des AOPDF optimiert. Im sich anschließenden regenerativen Verstärker wird der Puls bis zur Sättigung verstärkt, was bei ca. 1 mJ der Fall ist. Außerdem wird das Spektrum mittels eines akusto-optisch steuerbaren Verstärkungsfilters (Acousto-Optic Programmable Gain Control Filter (AOPGCF)<sup>4</sup>) [157] so vorgeformt, dass eine gleichmäßige spektrale Verstärkung möglich ist. Durch die höhere Verstärkung des Pulses in der Nähe der Zentralwellenlänge des Verstärkungsmediums ( $\lambda_{\text{TiSa,Zentral}} = 780 - 790$  nm) kommt es zu einer Überhöhung in diesem Bereich, wohingegen die Flanken schwächer verstärkt werden. Um diesem Effekt der spektralen

<sup>2</sup>Hersteller: Amplitude Technologies

<sup>3</sup>Fastlite/Amplitude Technologies: Dazzler<sup>®</sup>

<sup>4</sup>Fastlite/Amplitude Technologies: Mazzler<sup>®</sup>



**Abbildung 3.2.:** Skizze des JETI-Lasers, ein auf Ti:Saphir-Verstärkern beruhendes CPA-System. Erreicht werden Intensitäten von  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ .

Einengung (engl. gain narrowing) [158] vorzubeugen, wird die Verstärkung dieses Spektralbereiches aktiv vorkompensiert. Eine abschließende Pulsreinigung mittels einer schnellen Pockelszelle unterdrückt die von den Verstärkern spontan emittierte Laserstrahlung (vgl. Kapitel B) auf einer Nanosekunden Zeitskala. Nach der dritten Verstärkerstufe, einem fünffachen Durchgang, hat der Puls eine Energie von 25 mJ. Der Geometrie des Aufbaus wegen heißt die verwendete Architektur des Verstärkers „bow-tie“ (engl.: Querbinder/Fliege) [159], und wird vor einer weiteren Verstärkung mit einem Teleskops aufgeweitet, um die Flächenleistung unter der Zerstörschwelle der Optiken zu gewährleisten.

Hinter der sich anschließenden vorletzten Verstärkerstufe beträgt die Pulsenergie etwa 300 mJ. Bei diese Energie kann der Puls für Justagezwecke in den Experimentaufbauten verwendet werden. Mittels eines einstellbaren optischen Abschwächers am Ende der Verstärkerkette kann die Energie variiert werden. Die folgende letzte Verstärkerstufe wird dabei nicht gepumpt. Diese befindet sich hinter einem weiteren Aufweitungsteleskop und dem Durchgang durch eine Lochblende, welche als Raumfilter dient. Dabei handelt es sich um einen kryo-gekühlten Verstärkerkristall der in einem zweifach Durchgang betrieben wird. Wird diese Verstärkerstufe gepumpt, kann eine Maximalenergie von 1,1-1,2J erreicht werden. An dieser Stelle findet darüber hinaus die kontinuierliche Energiemessung statt welche die Laserenergie angibt. Bevor der Puls mittels eines Gitterkompressors wieder auf Femtosekunden-Zeitskalen komprimiert wird, findet eine erneute Aufweitung auf den im Experiment verwendeten Strahldurchmesser von 6 cm statt. Da die Leis-

tungsdichte des komprimierten Pulses die Luft ionisieren würde, befinden sich der Kompressor und die Strahlführung bis zum Experiment in Vakuum ( $p=10^{-5..-6}$  mbar). Der Puls wird auf bis zu 27 fs komprimiert und kann mittels eines Plasmaspiegels von Vorpulsen bereinigt werden, vgl. Kapitel 3.4. Die Möglichkeit der Pulscharakterisierung<sup>5</sup>, also die Bestimmung von Pulsdauer, Pulskontrast, Pulsfrontverkipfung und Phase ermöglicht eine genaue Spezifizierung der Laserparameter. Die nach der Kompression ( $\eta_{\text{Kompress}}=70\%$ ) und dem Plasmaspiegel ( $\eta_{\text{PM}}=70\%$ ) vorhandene Energie von ungefähr 0,5 J wird im Experimentaufbau mit einer f/2-Goldparabel auf einen Strahlfleck mit der Fläche  $A_{\text{FWHM}}=(6-9)\mu\text{m}^2$  fokussiert. Dabei werden etwa 30% der Energie in diesem Fleck deponiert (Abb. 3.9b), was einer Intensität von bis zu  $6 \cdot 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> entspricht. Die Bestimmung der meisten Strahlparameter und Effizienzen erfolgt dabei täglich und wurde bei der später beschriebenen Auswertung jeweils berücksichtigt.

## 3.2. Experimentaufbau

Im Folgenden sollen die beiden verwendeten Experimentaufbauten beschrieben werden. Mithilfe des ersten Aufbaus (Abb 3.3a) wurden die grundlegenden Messungen zum Beschleunigungsprozess durchgeführt. Dabei befinden sich beide Experimentkammern hinter dem Plasmaspiegel, so dass die Laserparameter wie oben beschrieben gegeben sind ( $E=0,5$  J;  $\tau=27$  fs;  $d=6$  cm; Kontrast= $10^9$ ).

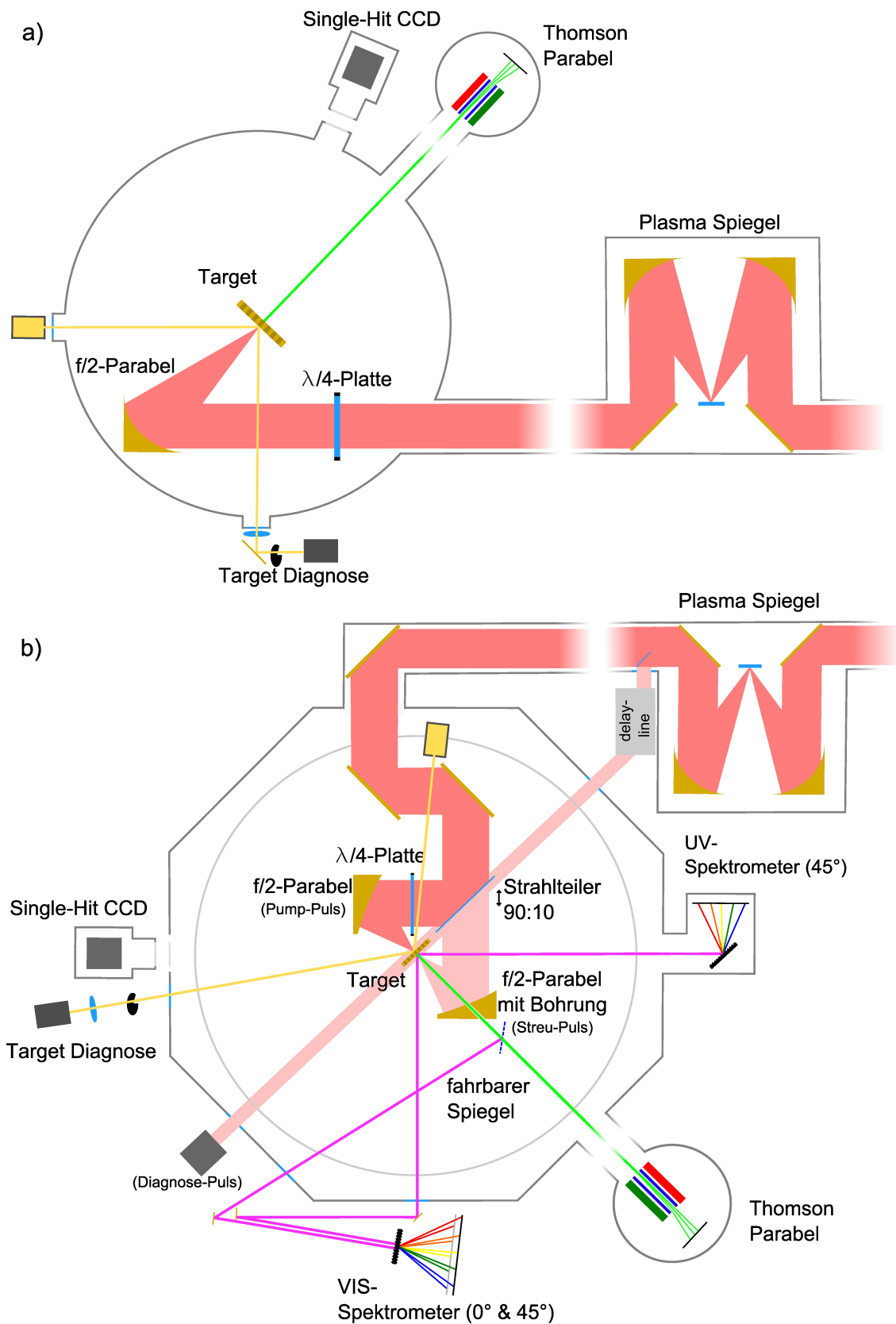
Der Aufbau wurde in einer Kammer mit einem Innendurchmesser von 50 cm realisiert. Der vom Laser ausgehende linear polarisierte Puls kann mithilfe einer Verzögerungsplatte aus Glimmer ( $d=70$  mm) zirkular polarisiert werden, so dass die Polarisation durch Rotieren der Platte zwischen  $0\% < \epsilon < 84\%$  eingestellt werden kann. Mittels einer 45°-Fokussierparabel (engl. off-axis-parabola; OAP) wird der Strahl in die Kammermitte fokussiert. Dort befindet sich das Target auf einem Drei-Achsen-Verschiebetisch, mit einer räumlichen Auflösung im  $\mu\text{m}$ -Bereich, welcher eine reproduzierbare Ansteuerung und Ausrichtung des Targets erlaubt. Bei der Justage des Tisches wird mittels des Rückreflex von Targethalter eine Ausrichtung der Achsen parallel zum einfallenden Laserstrahl verifiziert. Der Targethalter wird mit einer Klemmleiste auf der Verschiebeeinheit befestigt, wobei nach jedem Targetwechsel die Ausrichtung entlang der Achsen mittels einer Mikrometerschraube geprüft wird. Somit kann eine senkrechte Positionierung des Targets auf weniger als  $5\mu\text{m}$  über die ganze Fläche des Targethalters erreicht werden, was sicherstellt, dass sich alle Targetfolien in der gleichen Ebene befinden. Anstelle des Targethalters kann ein Mikroskopobjektiv zu Justagezwecken eingesetzt werden. Dieser bildet den Fokus auf eine außerhalb der Kammer stehende Kamera ab. In einer Linie mit dem Laser befindet sich eine Thomson-Parabel (siehe Abschnitt 3.3.1) zur Messung der Teilchenenergie in einer separaten Vakuumkammer, mit einer Pumpe und Ventil, so dass diese permanent evakuiert bleibt. Der nötige Enddruck ( $p=10^{-6}$  mbar) in der Spektrometerkammer ist dabei etwa eine Größenordnung besser als der Druck in der Targetkammer, was für einen überschlagsfreien Betrieb des empfindlichen Sekundärelektronenvervielfachers (engl. multi-channel-plate (MCP)) nötig ist. Der Druckunterschied kann durch differentielles Pumpen aufrecht erhalten werden.

Eine CCD Kamera (Single-Hit CCD, siehe Abschnitt 3.3.2) zur Detektion von Bremsstrahlung steht unter einem Winkel von 45° auf der Targetrückseite, ebenfalls in einer eigenen Vakuumkammer. Zwischen den Kammern befindet sich eine Luftspalt, wobei beide Kammern Hostaphan<sup>®</sup>-Folienfenster haben. Zur Diagnose des Targets befindet sich außerhalb der Kammer eine Kamera, welche auf die Position und Ebene des Laserfokus in der Kammer justiert ist. Zur Überprüfung der Targetfolie wird diese seitlich mit einer Weißlichtquelle beleuchtet. Befindet sich die Folie dabei genau im Reflexionswinkel zwischen Quelle und Kamera, kann der Lichtreflex von der Fo-

<sup>5</sup>Amplitude Technologie: Sequioa<sup>®</sup> bzw. APE: Spider

lienoberfläche beobachtet werden, wenn die Folie unbeschadet ist.

Ein zweiter Experimentaufbau (Abb. 3.3b), ursprünglich realisiert von [160] und für das aktuelle Experiment modifiziert, erlaubt in einer größeren Kammer mit einem Innendurchmesser von 80 cm weiterführende Experimente. Der einfallende Laserpuls mit den gleichen Parametern wie im vorangehend beschriebenen Aufbau wird mittels zweier Spiegel auf eine dünne Strahlteilerplatte geführt. Der reflektierte Teil - im Folgenden Pump-Puls genannt - enthält dabei 90% der Energie, der transmittierte Anteil - im Folgenden Streu-Puls genannt - die restlichen 10%. In den Strahlengang des Pump-Pulses ist erneut die Verzögerungsplatte eingebaut, um die Polarisation zu variieren. Beide Strahlen werden mit Hilfe von 45°-OAP räumlich im gleichen Punkt fokussiert, wobei Blenden es ermöglichen, jeweils einen Strahlengang zu blocken. Mittels zweier Mikroskopobjektive, welche von oben in den Strahlengang gefahren werden können, werden die Foki nach der Laserjustage optimiert. Die OAP des Streu-Pulses hat ein 3mm-Loch in Vorwärtsrichtung, durch welches Ionen und Photonen in Richtung der Thomson-Parabel gelangen können. Zur Messung des optischen Rückstreu-Spektrums des Streu-Pulses ist ein optisches Spektrometer (siehe Abschnitt 3.3.3) vorhanden, welches zwei Spektren unter 0° bzw. 45° aufzeichnet. Durch Vergleich der beiden Spektren soll so eine Aussage über das Rückstreu-Spektrum gemacht werden (vgl. Kapitel 4.6). Ein weiteres Spektrometer im Wellenlängenbereich  $2 \text{ nm} < \lambda < 50 \text{ nm}$  zur Plasmadiagnostik, befindet sich an der Kammerwand ebenfalls unter einem Winkel von 45° zum Target. Dieses lieferte für die Messung keine relevanten Daten, wurde jedoch zur Justage beider Laserpulse benötigt. Gegenüberliegend ist die Single-Hit CCD auf der Seite des Pump-Pulses auf das Target ausgerichtet. Mittels eines weiter vorn in der Strahlführung ausgekoppelten Diagnose-Pulses, welcher durch eine Verzögerungsstrecke zeitlich variiert werden kann, kann eine Zeitreferenz in der Kammer geschaffen werden. Durch einen Schattenwurf des entstehenden Plasmas lässt sich ein zeitlicher Überlapp der beiden Pulse bis auf etwa  $\pm 15 \text{ fs}$  erreichen. Hierzu kann die Strahlteilerplatte parallel verfahren werden, was den Weg des Pump-Puls verändert ohne einen Strahlversatz zu verursachen. Das Target wird erneut auf einem Drei-Achsen-Verschiebetisch positioniert, so dass eine senkrechte Positionierung zu den beiden Laserstrahlen möglich ist.



**Abbildung 3.3.:** Skizzen der verwendeten Targetaufbauten. **a)** In diesem Aufbau wurde die Ionen-Beschleunigung und die Messung eines zur erzeugten Strahlung proportionalen Signals realisiert. **b)** Darauf aufbauend wurden in einem zweiten Schritt mittels eines schwächeren, gegenläufigen Streu-Pulses zeitaufgelöste Untersuchungen zur Unterdrückung des TNSA-Prozesses sowie zur Thomson-Rückstreuung gemacht.

### 3.3. Diagnostiken

Die im Experiment verwendeten Hauptdiagnostiken sind die Thomson-Parabel zur direkten Energiemessung der beschleunigten Teilchen, sowie eine Single-Hit CCD Kamera zur Messung der erzeugten Strahlung. Ferner wird ein optische Spektrometer zur Untersuchung des rückgestreuten Spektrums verwendet.

#### 3.3.1. Thomson-Parabel

Die Detektion der beschleunigten Teilchen erfolgt mittels einer Thomson-Parabel [137]. Hierbei durchfliegen die Teilchen ein überlagertes zueinander paralleles elektrisches und magnetisches Feld, welches senkrecht zu ihrer Flugbahn ausgerichtet ist. Dabei werden sie gemäß ihrem Ladungs-zu-Masse-Verhältnis abgelenkt, vgl. Gl. 2.4. Die benutzte Thomson-Parabel befindet sich in Geradeausrichtung 1,2 m hinter dem Target [161]. Mit der verwendeten  $d=1$  mm Bleiblen- de, was einem Öffnungswinkel  $2,88 \cdot 10^{-6}$  sr entspricht, deckt sie für Protonen ( $C^{6+}$ ) einen Energiebereich von  $0,7 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$  ( $0,2 \text{ MeV}/u < E < 2,5 \text{ MeV}/u$ ) mit einer Energieauflösung von  $\Delta E/E \approx 10\%$  ab.

Die durch räumliche Separation energieaufgelösten Ionen treffen auf eine Doppel-Micro-Channel-Plate (Chevron-MCP) [162]. Dieser ortsauflösende Sekundärelektronenvervielfacher verstärkt das Signal um einen Faktor  $10^6$ . Die Elektronen treffen danach auf einen Fluoreszenz-Schirm (P43;  $Gd_2O_2S$  [163]), welcher Fluoreszenzlicht bei einer Wellenlänge von 545 nm emittiert. Dieses wird wiederum mit einer 12-Bit CCD Kamera detektiert und als 1392x1040 Pixel .png-Bild (eng. portable network graphics) abgespeichert ohne das es zu Informationsverlusten kommt. Der Vorteil des vollständig digitalen Prozesses ist die hohe Repetitionsrate im Vergleich zur Nutzung von Image-Plates<sup>6</sup> oder selbst entwickelnden Filmen<sup>7</sup>.

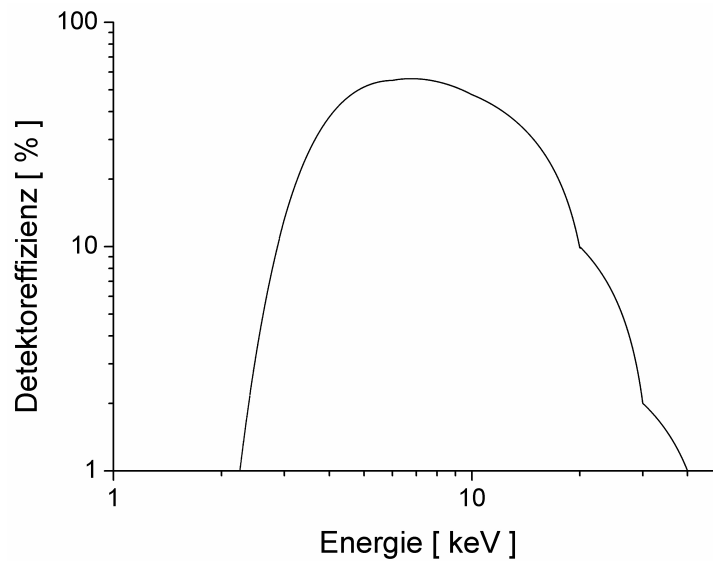
#### 3.3.2. Single-Hit CCD Kamera

Zur Detektion der entstehenden Strahlung bei Experimenten mit Hochintensitäts-Lasern reichen bei Targets mit einer Dicke von mehreren  $\mu\text{m}$  oder auch Gasen normale Strahlungsdetektoren (Geiger-Müller Zählrohre [165]/ Scintillationszähler [166], etc.), da ein signifikanter Anteil der Energie in die Erzeugung heißer Elektronen übergeht, welche wiederum Bremsstrahlung emittieren [167]. Bei den verwendeten nm dicken Folien ist die Elektronenanzahl jedoch zu gering, um ein messbares Signal in diesen Detektoren zu erzeugen. Daher wurde eine Kamera zur Detektion von Einzelphotonen verwendet. Diese wird so weit von der Kammer entfernt platziert, dass einzelne, nicht nebeneinander liegende Pixel der Kamera von energetischen Photonen angeregt werden. Die verwendete Kamera<sup>8</sup> mit einer hohen Empfindlichkeit für Photonen im Bereich 2-12 keV wird dabei gekühlt, um thermisches Rauschen auf dem Chip zu vermindern. Die gesamte Quanteneffizienzkurve der Kamera und der verwendeten Fensterfolien und Filter ( $2 \times 100 \mu\text{m}$  Hostaphan<sup>®</sup> +  $50 \mu\text{m}$  Beryllium) findet sich in Abb. 3.4. Aufgrund des kleinen messbaren Energiebereiches zwischen 2-40 keV im Verhältnis zu Gesamtspektrum mit Energien bis zu mehreren MeV [79, 80] lässt sich nicht auf das Bremsstrahlungsspektrum zurückrechnen, wie es etwa in [168] gemacht wird. Dennoch lässt sich eine quantitative Aussage über die erzeugte Strahlungsmenge geben, in dem innerhalb einer Messreihe verglichen werden kann, ob mehr oder weniger Strahlung entsteht. Dazu wird die Anzahl der Ereignisse oberhalb des Untergrundrauschens mit ihrem jeweiligen Bitwert multipliziert und aufaddiert. Das Ergebnis stellt einen Wert dar, welcher proportional zu der auf dem Kamera-Chip deponierten Energie ist.

<sup>6</sup>Fuji: BAS-TR/MS<sup>®</sup> Image Plates [164]

<sup>7</sup>ISP Technologies: Gafchromic<sup>®</sup>-Film

<sup>8</sup>Andor Technology: iKon-L DO936N



*Abbildung 3.4.: Quanteneffizienz der verwendeten Single-Hit-CCD Kamera unter Berücksichtigung der verwendeten Filter und Vakuumfenster.*

### 3.3.3. Optisches Spektrometer

Für die Untersuchung des Spektrums des am Target reflektierten Streu-Pulses wurde ein optisches Spektrometer für den Wellenlängenbereich  $350 \text{ nm} < \lambda < 850 \text{ nm}$  aufgebaut. Dieses erlaubt eine Messung des Spektrums in zwei Richtungen. In Geradeausrichtung, also einer Linie mit der Thomson-Parabel und der Flugbahn der gemessenen Teilchen, kann mit einem einfahrbaren Spiegel das rückgestreute Licht des Streupulses detektiert werden. Dieser Messarm wird im Folgenden als Signal bezeichnet. Als Referenz dazu wird unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur Targetrückseite ein Spektrum gemessen. Beide Strahlengänge bilden unter Zuhilfenahme einer angepassten Linsenoptik ein abbildendes Spektrometer; d.h. neben der wellenlängenabhängigen Dispersion in einem 300 Linien/mm Transmissionsgitter wird das transversale Strahlprofil abgebildet. Somit liefert das Spektrometer neben dem Spektrum auch eine Information über die Quellgröße. Beide Strahlengänge werden räumlich überlagert und auf einer Kamera<sup>9</sup> gemeinsam abgebildet. Somit ist eine direkte Referenzmessung gegeben. Zur Unterdrückung des fundamentalen Laserlichts wurde ein Kantenfilter<sup>10</sup> verwendet.

## 3.4. Plasmaspiegel und Kontrast

Die Nutzung von ultra-dünnen Targets, wie sie in den beschriebenen Experimenten verwendet wurden, setzt spezielle Anforderungen an den Kontrast des Laserpulses. Der Kontrast ist ein Maß für den zeitlichen Verlauf der Intensität. Durch interne Reflexionen im Lasersystem und spontane Emission kann ein Teil der Laserenergie auf einer ps-Skala zeitlich vor bzw. hinter dem Haupt-Puls liegen und somit vor bzw. nach dem eigentlichen Puls mit dem Target interagieren. Zur Beschreibung des Kontrastes wird die Intensität des Haupt-Pulses ( $I=6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ) auf den Wert 1 normiert. Ionisation und damit die Zerstörung der dünnen Folien beginnt bereits bei Intensitäten von  $10^{10..11} \text{ W/cm}^2$  (vgl. Kap. 2.1.2), so dass die Unterdrückung insbesondere der Vorpulse besser als  $10^{-9..-10}$  sein muss, damit das Target unbeschädigt mit dem Haupt-Puls

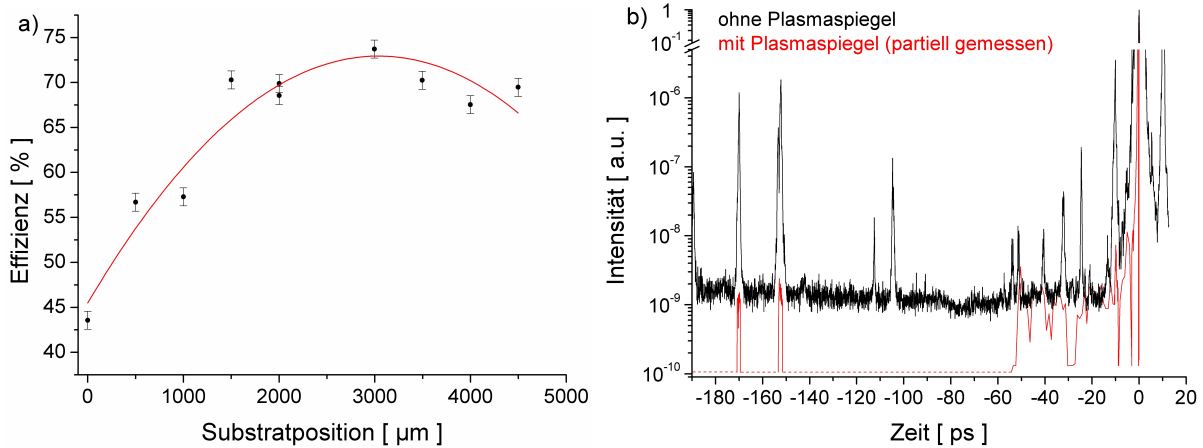
<sup>9</sup>Andor Technology: Newton DO940P

<sup>10</sup>Optische Dichte:  $T < 10^{-3..-4}$  für  $750 \text{ nm} < \lambda_{\text{Cut}} < 935 \text{ nm}$



interagieren kann.

Die Messung des Kontrastes findet mittels 3. Ordnung Vergleichskorrelation statt. Dabei wird der Puls mit Hilfe eines Strahlteilers in zwei Teile aufgeteilt, ein Teil frequenzverdoppelt, anschließend wieder überlagert und dabei frequenzverdreifacht. Durch variable Laufzeitwege kann so ein Intensitätsprofil mit einem dynamischen Bereich von bis zu  $10^{10}$  und einer Auflösung von wenigen Femtosekunden aufgenommen werden [169,170].



**Abbildung 3.5.:** a) Bestimmung der Effizienz des Plasmaspiegels (PM) in Abhängigkeit der Substratposition. Die angepasste Kurve gibt eine maximale Effizienz des PM von etwa 70% wieder. b) Messung des Laserkontrastes ohne und mit Plasmaspiegel. Messungen mit dem PM wurden nur an den Stellen durchgeführt an denen Vorpulse austraten. Es lässt sich eine Kontrastverbesserung um einen Faktor 1000 feststellen.

Der Kontrast des JETI Lasers auf einer Zeitskala von 200 ps liegt im Bereich von  $10^{-9}$  mit mehreren Vorpulsen im Bereich bis  $10^{-6}$ . Vorexperimente bestätigten dabei, dass der Kontrast nicht ausreichend für Folien im nm-Bereich ist. Eine Möglichkeit den Kontrast zu erhöhen ist die Nutzung eines Plasmaspiegels (engl. plasma-mirror (PM)) [171]. Dabei wird der Laser auf ein Substratmaterial fokussiert, welches außerhalb des Fokus steht, so dass eine maximale Oberflächenintensität von etwa  $10^{16} \text{ W/cm}^2$  erreicht wird. Unterhalb der Ionisationsschwelle absorbiert das Substrat alle Vorpulse. Wird die Ionisationsschwelle erreicht, entsteht ein Plasma, welches in der Tiefe der kritischen Dichte eine hohe Reflexivität hat und somit alle späteren Pulse reflektiert, solange das Plasma aufrecht erhalten wird. Die reflektierten Pulse werden auf die ursprüngliche Größe rekollimiert. Der an JETI verwendete PM [172] nutzt ein Antireflexbeschichtetes Glassubstrat, mit einer Restreflektivität von  $10^{-4}$  und einer Plasmaschwelle von ca.  $10^{13} \text{ W/cm}^2$ . Messungen zeigen, dass der Kontrast um ungefähr einen Faktor 1000 verbessert werden konnte, was einem Gesamtkontrast von circa  $10^9$  entspricht (siehe Abb. 3.5b). Der PM kann mittels zweier Spiegel in den Strahlengang integriert werden, wobei eine automatisierte Ansteuerung das Substrat nach jedem Schuss bewegt und mehrere 1000 Schüsse ohne Wechsel ermöglicht. Durch Optimierung des PM vor dem Experiment wurde eine Effizienz von  $\eta_{\text{PM}}=70\%$  erreicht.

Ein weiterer Vorteil des PM ist der Schutz des Lasersystems vor Rückreflexen. Das Plasma, welches auf dem Spiegel gebildet wird, bleibt für ca.  $\tau_{\text{Plasma}} = 20 \text{ ps}$  stabil bestehen [173]. Dies entspricht einer Lichtlaufstrecke von  $\tau_{\text{Plasma}} \cdot c = 6 \text{ cm}$ . Die Wegstrecke zwischen PM und Targetkammer beträgt ca. 5 m, so dass ein dort entstehender Rückreflex nicht mehr bis in das Lasersystem zurück gelangen kann, sondern an dieser Stelle absorbiert wird. Dennoch kann der Rückreflex eines Targets, wenn dies hinter dem Fokus steht, wegen der Refokussierung durch die Parabel zu einer Beschädigung der Optiken zwischen Experimentkammer und PM führen, da

dort durchaus hohe Intensitäten von  $>10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> auftreten können, wenn der Zwischenfokus in der Nähe einer vorhandenen Optik liegt. Eine Abschätzung der Refokussierung ergibt einen erlaubten Bereich von maximal 150  $\mu$ m den das Target hinter den Fokus gefahren werden kann.

### 3.5. Targets

Neben den hohen Ansprüchen an das Lasersystem gilt gleiches auch für die verwendeten Targets. Wie in Kapitel 2.4.2 erläutert, müssen diese, um vom Laser homogen beschleunigt zu werden, entweder sehr dünn sein oder eine sehr niedrige Elektronendichte haben (vgl. Gl. 2.47).

Ein Ansatz zur Erzeugung von Targets mit niedriger Elektronendichte (Festkörperdichte:  $n_e \approx 10^{23}$  e/cm<sup>3</sup>) ist die Verwendung von Schaumtargets [174], wie sie z.B. für die Erzeugung von homogenen Laserplasmen verwendet werden [175]. Auf diesem Wege lassen sich Targets herstellen, welche Dichten kleiner  $n_e = 10^{21}$  e/cm<sup>3</sup> haben. Dies ist zwar möglich, jedoch liegt der Nachteil u.a. in der Inhomogenität des Schaums auf  $\mu$ m-Skalen, der schlechten Reproduzierbarkeit und der sehr kosten- und zeitintensiven Herstellung. Die Bedingung aus Gleichung 2.47 bei beibehaltener Festkörperdichte der Elektronen, resultiert in typischen Dickenanforderungen an das Target, von (2-30) nm - etwa 1/10 des Durchmessers eines Grippevirus, oder dem 1/10.000 des durchschnittlichen Haardurchmessers beim Menschen. Dabei müssen diese ebenfalls reproduzierbar und in größeren Stückzahlen herzustellen sein.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde mit diesem Extrem der Targetherstellung gearbeitet und neben der bisher einzig bekannten Möglichkeit der Herstellung ultra-dünner Targets eine neue Methode basierend auf einem Polymer-Film entwickelt und als Patent angemeldet.

#### 3.5.1. Folien aus diamantartigem Kohlenstoff

Erst in den letzten Jahren wurde es möglich, Folien auf der Basis von diamantartigem Kohlenstoff (engl. diamond-like-carbon (DLC)) zu erzeugen. Kohlenstoff in der Struktur von Graphit bildet ein hexagonales Kristallgitter, auch sp<sup>2</sup>-Struktur genannt. In der Diamant-Struktur hingegen bildet sich ein tetraedrisches Kristallgitter, auch sp<sup>3</sup>-Struktur genannt [176]. In diamantartigem Kohlenstoff liegt eine Mischung beider Strukturen vor. Es wurde gezeigt, dass bereits kleine prozentuale Anteile von sp<sup>3</sup> strukturiertem Kohlenstoff die mechanische Stabilität der ganzen Folie drastisch erhöht [177, 178]. Die Herstellung der Schichten erfolgt durch die Verdampfung von Kohlenstoff und die homogene Ablagerung auf einer Oberfläche (engl. chemical-vapour-deposition (CVD)). Besonders hohe sp<sup>3</sup>-Anteile erhält man, wenn die Oberfläche auf der die Schicht aufwächst ebenfalls eine diamantartige Kristallstruktur aufweist, wie es z.B. bei Silizium der Fall ist. In diesem Fall können sich die anlagernden Atome in das Kristallgitter einfügen, wenn ihre kinetische Energie so gewählt ist, dass sie zur Bindungsenergie des Kristallgitters passt. Hierfür wird insbesondere die Verdampfung mit gepulsten Lasern verwendet. Am Ende des Bedampfungsprozesses wird das Silizium weggeätzt und übrig bleibt die freitragende Diamantschicht. Ein weniger aufwändiges Verfahren ist die Abscheidung auf einem, mit einer Trennschicht versehenen, Substrat. Hierbei lagern sich die Atome willkürlich ab, so dass ein Großteil in die energetisch günstigere sp<sup>2</sup> Struktur übergeht. Dennoch bildet der Kohlenstoff bereits ab wenigen Nanometern Dicke eine geschlossene Schicht. Nach der Bedampfung wird die Folie mehrere Stunden in einem Ofen getempert um entstandene Spannungen abzubauen. Die Trennschicht, zumeist eine vorher aufgetragene und getrocknete Saccharose-Schicht<sup>11</sup>, dient zur Ablösung des entstandenen Kohlenstoff-Folie. In einem Wasserbad löst sich die Saccharose Schicht auf und die Folie löst sich vom Substrat. Bedampfte Substrate können kommerziell erworben werden und wurden testweise

<sup>11</sup>C<sub>12</sub>H<sub>22</sub>O<sub>11</sub>, Zucker

verwendet<sup>12</sup>. Bei Schichtdicken von 2-20 nm gibt der Hersteller eine Dickentoleranz von 10-20% an [179, 180]. Die Lieferung erfolgt auf dem Substrat, so dass die Folien vor Ort abgelöst und auf einen Targetrahmen aufgebracht werden müssen. Es wurde festgestellt, dass die Folien auf dem Substrat in Folge der hygroskopischen Eigenschaften der Trennschicht nur bedingt haltbar sind und sich nach ein paar Monaten Lagerung nicht mehr in einem Stück ablösen lassen.

Um die Elektronendichte der Folie abschätzen zu können, muss das Verhältnis von  $sp^2/sp^3$ -Struktur bestimmt werden; der  $sp^3$ -Anteil wurde vom Hersteller nicht bestimmt und wird lediglich als „gering“ angegeben. In Anbetracht der sehr dünnen Schichtdicke wurden hierzu zwei unterschiedliche Verfahren verwendet. Mittels Elektronenenergieverlustspektroskopie (engl. electron-energy-loss spectroscopy (EELS)) lässt sich die Struktur anhand des Energiespektrums eines durch die Folie transmittierten monoenergetischen Elektronenstrahls bestimmen [181–183]. Mittels Raman-Spektroskopie lassen sich anhand des rückgestreuten, frequenzveränderten Spektrums einer monochromatischen Lichtquelle Aussagen über die Materialeigenschaft machen. Ein Nachteil beider Methoden besteht in der rein quantitativen Aussage. Es wird in beiden Fällen eine Vergleichsmessung mit einer reinen  $sp^2$  und einer reinen  $sp^3$  Struktur benötigt. Hierfür wurden Graphit- bzw. Diamantproben hinzugezogen. Die EELS Messungen wurde am Institut für Angewandte Geowissenschaften der TU Darmstadt durchgeführt. Dabei wurde ein  $sp^3$  Anteil von  $(8,1 \pm 0,1) \%$  ermittelt [184]. Eine vergleichende Messung mittels Raman-Spektroskopie<sup>13</sup> wurde zusammen mit der Abteilung Materialforschung der GSI durchgeführt, welche einen  $sp^3$  Anteil von  $< 10\%$ , verglichen mit den Resultaten aus [185, 186] ergab.

Anhand der Messungen wird der  $sp^3$ -Anteil mit 10% angenommen. Daraus resultiert eine Elektronendichte von  $n_{e, \text{DLC}} = 7,2 \cdot 10^{23} \text{ e/cm}^3$ .

### 3.5.2. Folien aus Polymer

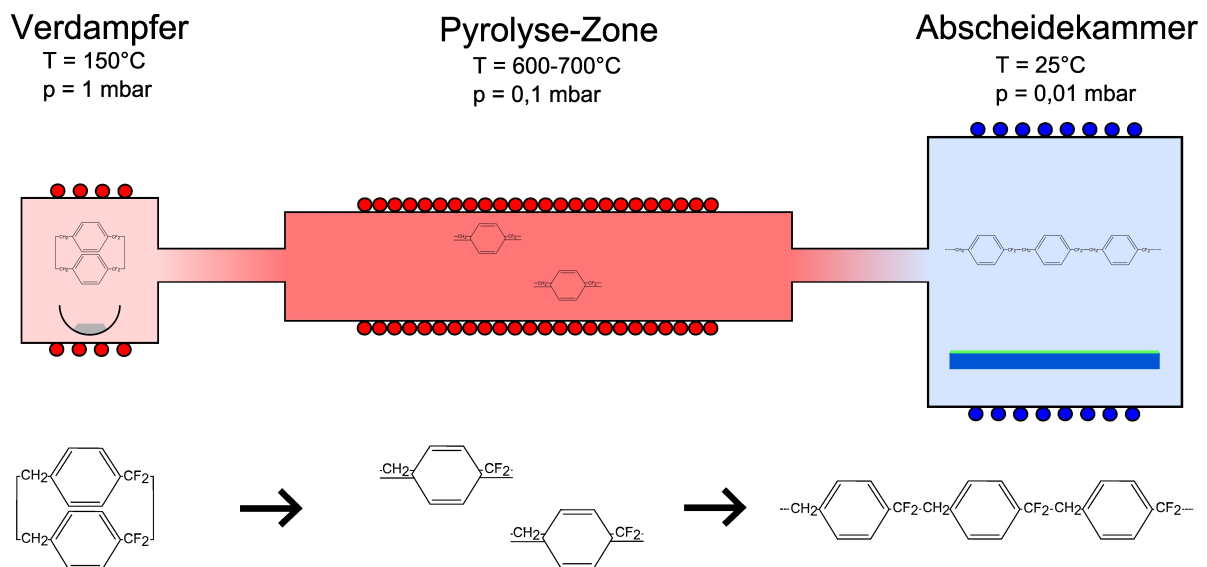
Neben den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen DLC Folien wurde eine Entwicklung hin zu den in Kapitel 2.4.5 beschriebenen Mehr-Ionen Sorten-Targets gemacht. Idealerweise sollten diese Targets aus zwei Komponenten mit deutlich unterschiedlichen Massen bestehen und ebenfalls in Dicken von wenigen nm herstellbar sein. Eine Klasse von in Frage kommenden Stoffen sind organische Polymere, also Molekülketten aus vielen identischen Grundbausteinen (Monomere).

Versuche dünne Folien auf Grundlage von Polymeren durch Spin-Coating [187] herzustellen sind in ihrer Schichtdicke typischerweise auf mehrere 10 nm begrenzt, was jedoch für ihre Anwendung als Trägerfilm in der Elektronenmikroskopie ausreicht, als Target aber zu dick ist. In Zusammenarbeit mit dem Fraunhofer Institut für Grenzflächen und Bioverfahrenstechnik wurden Versuche zur Abscheidung eines dünnen Polymer-Filmes per pyrolytischer CVD durchgeführt und der Prozess als patentiertes Verfahren angemeldet [188]. Das verwendete Ausgangsmaterial ist ein fluorhaltiges Dimer aus der Gruppe der Parylene mit der Summenformel  $[(C_8H_6F_2)_2]$ . Die Gruppe der Parylene zeichnet sich durch inerte, hydrophobe und optisch transparente Eigenschaften aus. Sie umfasst mehrere Stoffe auf der Grundlage halogener Derivate von p-Xylol [189]. Das verwendete Parylen ist unter dem Handelsnamen Parylen dixF<sup>®14</sup> bekannt. Das Abscheideschema folgt aus Abb. 3.6. In einem Ofen wird das Ausgangs-Dimer (1,1,9,9-tetrafluoro-[2,2]paracyclophan) unter Vakuum verdampft und infolge eines Druckgradienten, durch differentielles Pumpen durch die Anlage geleitet. In der Pyrolyse-Zone tritt eine thermolytische Spaltung des Dimeres in zwei Monomere auf, welche infolge fehlender Elektronenpaare Radikale bilden. In der Abscheidungskammer lagern sich die Monomere zu langen Polymerketten auf allen Oberflächen ab.

<sup>12</sup>Firma:  $\mu\text{m}$  Micromatter

<sup>13</sup>Horiba Jobin Yvon: Micro-Raman Spectrometer HR 800

<sup>14</sup>Daisan Kasei Co. Ltd., Japan



**Abbildung 3.6.:** Erzeugung der Parylen-Folie durch chemische Gasphasenabscheidung.

Die ursprüngliche Anwendung der Parylene liegt im Bereich von Beschichtungen [190]. Durch die gute Anhaftung und hohe Inhärenz gegen Fremdstoffe bei gleichzeitiger Bioverträglichkeit werden mechanisch besonders belastete Teile, empfindliche elektronische Komponenten, aber auch Medizinprodukte (z.B. Herzschrittmacher oder Gefäßstützen (engl. stents)) mit Parylenen beschichtet. Sie bilden bereits im sub-nm-Bereich geschlossene Schichten aus. Die Polymerbildung und damit die Schichtdicke wächst solange homogen an, bis keine Monomere mehr zur Verfügung stehen. Um die gebildete Schicht ablösen zu können, wurden verschiedene Trennmittel erprobt. Neben Saccharose wurde Cäsiumiodid (CsI), eine dünne Kupfer-Folie, sowie verschiedene Geschirrspülmittel getestet. Die besten Resultate durch Ablösen in einem Wasserbad wurden mit dem Geschirrspülmittel CremeCot<sup>®</sup> erreicht, welches mit einem Tuch auf eine Glasplatte gerieben wurde. Die Abscheidung erfolgt in einer Beschichtungsmaschine<sup>15</sup> in der bis zu 40 Substrate gleichzeitig beschichtet werden konnten. Um eine noch gleichmäßigere Ausbildung der Beschichtung zu erreichen, wurden die Oberfläche nach dem Einbau in die Anlage, zunächst mit einem Wasserstoff-Plasma ( $p_{(H_2)} = 100$  mbar;  $\nu = 13,56$  MHz;  $I = 100$  W;  $t = 120$  s) aktiviert. Nach der Beschichtung wurden die Substrate unter Schutzgas gelagert. Analog zu den DLC-Folien erfolgt die Abscheidung durch Abfluten im Wasserbad. Dabei wurde festgestellt, dass Parylen deutlich einfacher abzulösen ist, da auch dünne Schichten in Folge von Quervernetzungen eine hohe Stabilität besitzen. Wegen der hydrophoben Eigenschaft der Parylene sind die Folien auf dem Substrat deutlich länger haltbar. Über die Dichte von  $\rho = 1,32$  g/cm<sup>3</sup> und die Summenformel errechnet sich eine Elektronendichte von  $n_{e, \text{Par.}} = 4,1 \cdot 10^{23}$  e/cm<sup>3</sup>. Die Bestimmung der Schichtdicke erfolgt mittels Ellipsometrie<sup>16</sup> [191, 192] auf einem Siliziumträger, auf welchen Proben der fertige Folie aufgezogen werden. Die im Experiment hauptsächlich verwendeten Folien haben eine Dicke von  $(15 \pm 1)$  nm [193].

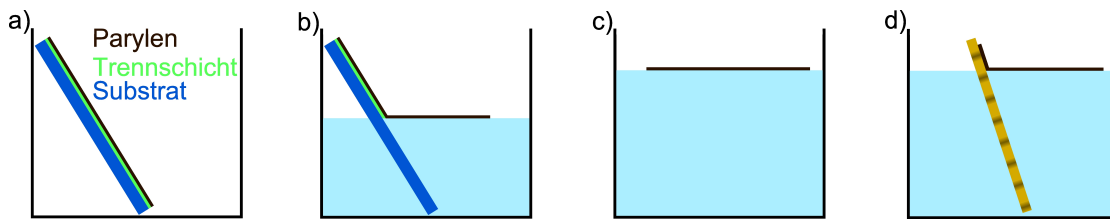
### 3.5.3. Aufbau der Targets

Die Halterung der Targetfolien im Experiment erfolgt auf einem Messing-Träger der Größe (62 x 55 x 5) mm, in welchen in rechteckiger Anordnung (19 x 21) Löcher mit einem Durchmesser von

<sup>15</sup>SCS:Labcoter PDS 2010 (modifiziert)

<sup>16</sup>Sentech: SE801

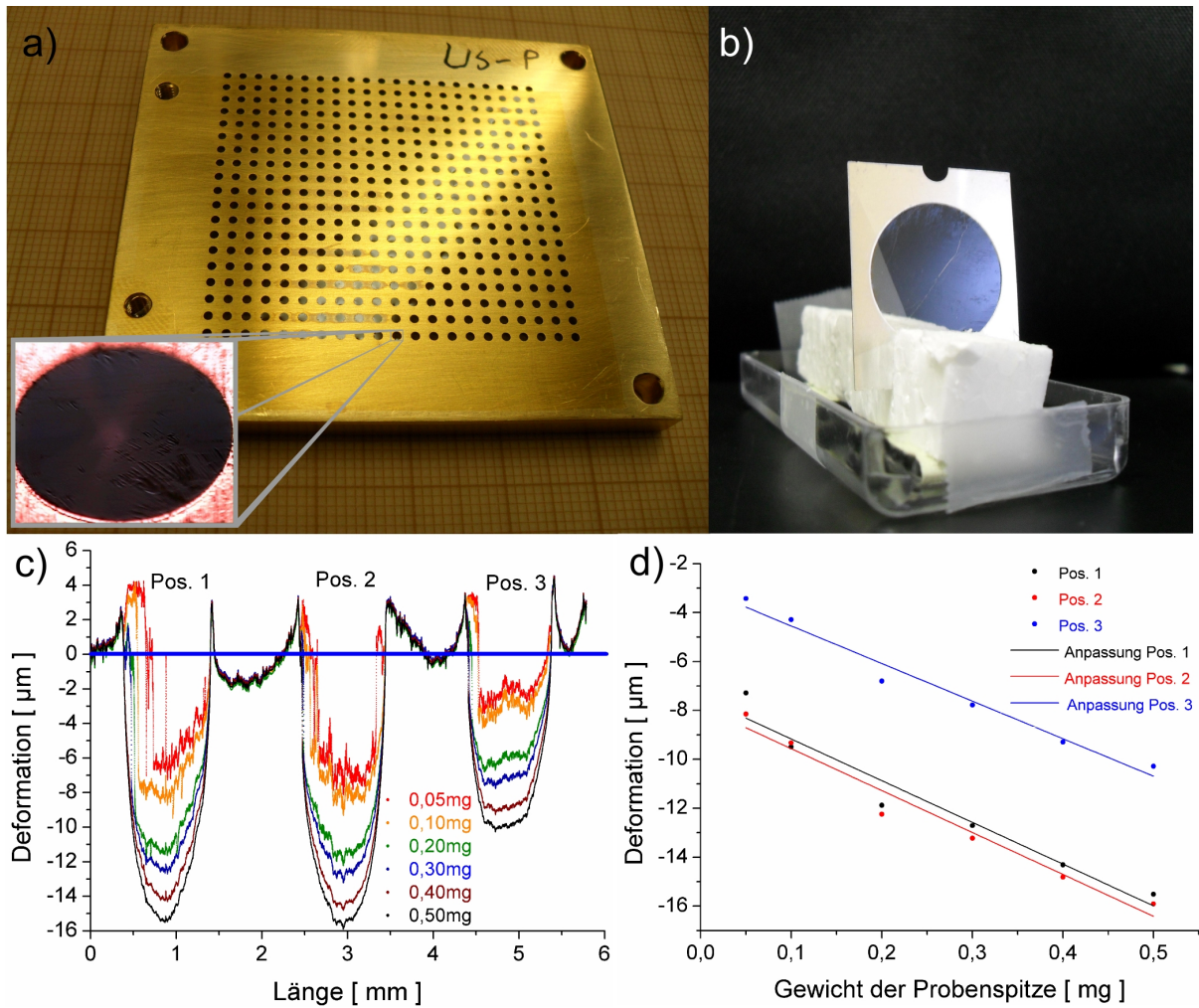
1 mm gebohrt wurden. Die Vorderseite wurde nach dem Bohren plan überfräst und die entstandene Oberfläche mittels Schleif- und Polierpapier von Riefen befreit. Die hohe Oberflächengüte ist von Vorteil um die Folien, welche durch reine Adhäsion anhaften, nicht durch scharfe Kanten zu zerstören. Auf der Rückseite des Messing-Trägers wurde jedes Loch mit einem konischen Bohrer bis auf eine Tiefe von 4,5 mm aufgebohrt. Die entstandene Wabenstruktur, welche an den Löchern nur 0,5 mm dick ist, ermöglicht es zum einen, die Rückseite des Targets auch unter einem Winkel zu beobachten. Ein weiterer Vorteil der dünnen Wandstärke besteht darin, eine etwaige Störung des Beschleunigungsprozesses durch Induktionsströme des Laserfeldes im Messing-Träger zu unterdrücken. Die Träger werden vor dem Aufziehen der Folie mechanisch und chemisch gereinigt - durch Abspülen und der Behandlung mit Aceton in einem Ultraschallbad - um sie von Partikeln und Fett zu befreien. Das Aufbringen der Targetfolien erfolgt in einem Wasserbad (Abb. 3.7). Der Träger wird unterhalb der Wasseroberfläche unter der schwimmenden Folie positioniert und dann langsam senkrecht zur Folie aus dem Wasser gezogen. Dabei haftet die Folie an den Messing-Trägern. Der gesamte Träger wird senkrecht stehend an Luft getrocknet, wobei sich besonders die DLC-Folie etwas zusammenzieht, was infolge der entstehenden Spannung zum Platzen der Folie in einigen Löchern führt. Solange die Folie nass ist, ist sie sehr anfällig gegen mechanische Belastung. Nach dem Trocknen hingegen ist insbesondere die Polymer-Folie in Anbetracht ihrer Dicke sehr stabil und unempfindlich gegen Stöße.



**Abbildung 3.7.:** Prozess des Ablösens der Folien in einem Wasserbad. Die Folie löst sich vom Substrat und schwimmt auf der Wasseroberfläche. Dort wird sie auf den Targethalter aufgezogen.

Das Ablösen der Folien funktioniert dabei am besten bei Wasser und Lufttemperaturen um 20-25°C und niedriger Luftfeuchtigkeit ( $r_F < 30\%$ ). Es wurde festgestellt, dass sich die DLC-Folie nach dem Trocknen leicht in die Löcher wölbt. Da die Rayleigh-Länge des Lasers bei etwa  $33 \mu\text{m}$  liegt, wurde gemessen, ob die Einwölbung in allen Löchern konstant ist, bzw. wie groß die Schwankungen sind. Dazu wurden mithilfe eines Profilometers<sup>17</sup> bei einer Probenlast von 0,05-0,5 mg drei Folienlöcher in Reihe abgetastet (Abb. 3.8c/d). Unter der Annahme einer elastischen Deformation lässt sich damit die Nullauslenkung der Folie bestimmen zu  $(6,1 \pm 2,7) \mu\text{m}$ . Diese Deformation ist kleiner als die Rayleigh-Länge und nur geringen Schwankungen unterlegen. Somit kann für das Experiment angenommen werden, dass sich die Targetfolie immer in einer Ebene befindet. Nach der Nutzung können die Träger gereinigt und erneut verwendet werden. Ein Vorteil der Parylen-Folie ist, dass sie freitragend auf sehr große Flächen aufgezogen werden kann. Dies ist auch für Anwendungen außerhalb der hier vorgestellten Physik interessant, vgl. Abb. 3.8b.

<sup>17</sup>Veeco Instruments/Brusker ASX: Dektak 8



**Abbildung 3.8.:** a) Targethalter mit 15 nm Parylen-Folie. b) Targetfolie freitragend auf 20 mm Halter. c) Ergebnisse der profilometrischen Vermessung einer 5 nm DLC-Folie auf dem Halter bei drei nebeneinander liegenden Löchern für verschiedene Lasten der Probenadel. d) Unter der Annahme einer elastischen Deformation lässt sich die Auslenkung ohne Last auf ungefähr  $(6,1 \pm 2,7) \mu\text{m}$  abschätzen.

## 3.6. Justage

Das Lasersystem JETI wird im Nutzerbetrieb zur Schonung der Laserkomponenten, hier insbesondere der Blitzlampen in den Pumplasern, nach den Messungen abgeschaltet. Nach dem Einschalten stellt sich binnen 30 bis 60 Minuten ein thermisches Gleichgewicht ein. Jedoch muss die Strahlführung bzw. die Pulsdauer mit den Kompressor-Gittern gegebenenfalls nachjustiert werden. Dies führt zu einem Versatz des Laserstrahls am Experimentplatz, so dass der Aufbau jeden Tag neu justiert werden muss. Dazu wird der Strahl unter Zuhilfenahme von Blenden mittig auf die OAPs gelegt. Die Justage erfolgt bei niedrigen Energien mittels der Abbildung durch Mikroskopobjektive. Zunächst wird durch Verkippung der Parabel in zwei Raumrichtungen der Astigmatismus korrigiert. Der durch die Verkippung eingebrachte Strahlversatz wurde durch Translation der Parabeln kompensiert. Mittels dieses iterativen Verfahrens wurde ein möglichst homogener runder Fokus eingestellt.

### 3.6.1. Bestimmung der Leistungsdichte

In einem nächsten Schritt wurde täglich der Fokus sowie das Strahlprofil vor und hinter dem Fokus charakterisiert. Diese Information fließt in die Berechnung der Intensität ein.

Mittels der Target-, bzw. Diagnosepositionierung wurde das Mikroskopobjektiv bei niedriger Laserintensität longitudinal zur Strahlrichtung verfahren und so mit Einzelbildern ein Strahlprofil aufgenommen. Mithilfe der Abbildung einer Gittermaske lässt sich eine Skalierung des Kamerabildes realisieren. Die aufgenommenen Einzelbilder wurden mit Hilfe der Bilderverarbeitungssoftware ImageJ<sup>®</sup> ausgewertet, welche Profile und Flächen in Abhängigkeit des Bitwertes bestimmen kann. Aus den Bildern lässt sich damit die Fokusgröße  $A_0$  (FWHM) und der Füllfaktor  $\eta_q$  (FWHM) der innerhalb dieser Fläche deponierten Energie bestimmen. Abbildung 3.9 zeigt das gemessene Strahlprofil in  $z$ -Richtung und das theoretische Profil eines Gaußstrahls mit gleicher minimaler Fokusgröße, gemäß der Relation [3]:

$$A(z) = A_0 \cdot \left( 1 + \left( \frac{z \cdot \lambda_L}{A_0} \right)^2 \right). \quad (3.2)$$

Wie der Vergleich zwischen den theoretischen und den gemessenen Werten für die Größe des Strahlflecks zeigt, unterscheiden diese sich in der Nähe des Fokus, dem relevanten Bereich, um weniger als einen Faktor zwei. Zum Vergleich liegt die Rayleigh-Länge, in der die Intensität infolge der Aufweitung um einen Faktor zwei abnimmt, bei  $33 \mu\text{m}$ . Somit wurde zur Berechnung der Intensität anhand der Position und Größe des minimalen Fokusdurchmessers auf die Werte an anderen Positionen zurückgerechnet.

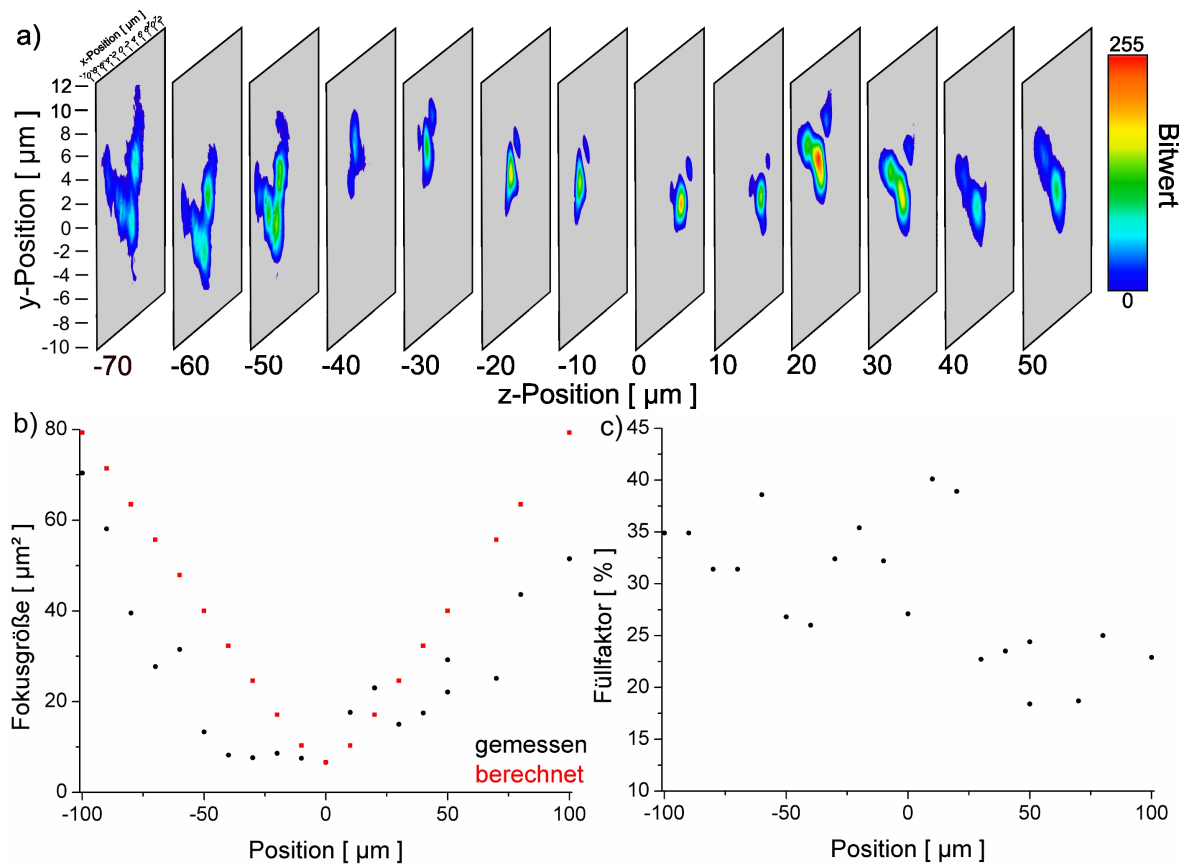
Mit der Information der Fokusgröße und der gemessenen Energie  $E_L$  am Ende der Verstärkerkette, lässt sich die Intensität an jeder Stelle entlang des Profils berechnen durch:

$$I_L(z) = \frac{E_L \cdot \eta_{\text{Kompress}} \cdot \eta_{\text{PM}} \cdot \eta_q}{\tau_L \cdot A(z)}. \quad (3.3)$$

mit den zuvor bereits bestimmten Effizienzen von Kompressor ( $\eta_{\text{Kompressor}}$ ), Plasmaspiegel ( $\eta_{\text{PM}}$ ) und Füllfaktor ( $\eta_q$ ).

### 3.6.2. Targeteinbau und Feinjustage

Nach dem Einbau des Targets wurde dieses mittels optischer Diagnostik im Fokus positioniert. Mit einer Kamera wurde der Strahlfleck auf der Vorderseite des Targethalters beobachtet und per



**Abbildung 3.9.:** *a) Querschnitt durch das Strahlprofil. b) Gemessene Strahlgröße (FWHM) im Vergleich zur theoretischen Größe eines Gaußstrahls mit gleichem minimalen Fokaldurchmesser. c) Berechnung des Füllfaktors in Abhängigkeit der Position.*

Augenmaß auf die kleinstmögliche Strahlgröße minimiert. Diese Methode erlaubt eine Positionierung bis auf  $(100-200) \mu\text{m}$  relativ zum Fokus. Im Anschluss wurde mittels des Protonenspektrums die Fokusposition optimiert. Über den in der TNSA-Beschleunigung gültigen Zusammenhang zwischen Teilchenenergie und Laserintensität ( $E_{\text{Cut}} \propto \sqrt{I_L}$ ) (Gl. 2.39) [102] kann folglich die maximale Teilchenenergie im Fokus beobachtet werden, und ist vor und hinter dieser Position abnehmend. Ein Abrastern der Fokusposition wurde durchgeführt, wobei in Richtung hinter dem Fokus nur ein sehr kleiner Bereich gemessen wurde, um eine Beschädigung der Optik durch Rückstreuung, wie in Kapitel 3.4 beschrieben, zu verhindern. Mit dieser Methode ist die Fokusposition bis auf weniger als  $10 \mu\text{m}$  genau bestimmbar.

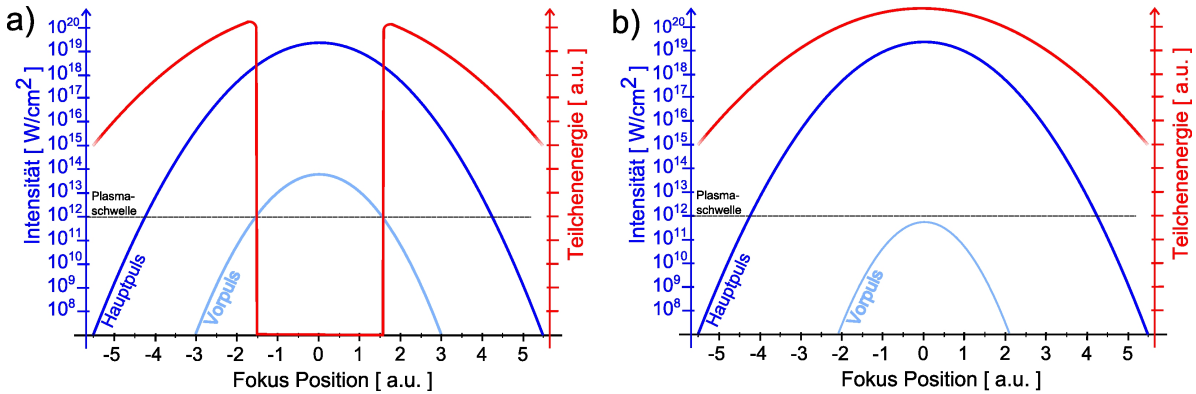
### 3.6.3. Präzise Kontrastbestimmung

Als eine der ersten Folien wurde eine  $2 \text{ nm}$  dünne DLC-Folien verwendet, welche die dünnste der für das Experiment vorhandenen Folien ist. Diese wird gleichzeitig als wichtiger Indikator für den tatsächlich erreichten Kontrast auf der gesamten Zeitskala verwendet.

Ist der Laserkontrast im Fokus nicht hoch genug, so dass ein Vorplasma entsteht, welches die Folie zerstört, kann sich kein TNSA Prozess etablieren. Bei einem Abrastern des Fokus wird in diesem Fall eine Zunahme der Teilchenenergie bis zum Erreichen der Vorplasmenschwelle beobachtet (Abb. 3.10). Danach bricht das Signal abrupt ab. Erst hinter dem Fokus und somit unterhalb



der Vorplasmaschwelle ist wieder ein Spektrum messbar. Dieser Prozess konnte bei Vorversuchen ohne Plasmaspiegel bereits ab Foliendicken von  $1\text{-}2\ \mu\text{m}$  (Titan-Folie) beobachtet werden. Bei Verwendung des Plasmaspiegels ist das Spektrum durchgängig messbar, so dass der Kontrast als hinreichend betrachtet wird.



**Abbildung 3.10.:** Skizzierter Verlauf des Energiesignals bei einem longitudinalen Abrastern der Fokusposition, abhängig vom Laserkontrast. **a)** Ist der Laserkontrast nicht hinreichend, so dass bereits die Intensität im Vorpuls über der Plasmaschwelle von  $10^{11..12}\ \text{W}/\text{cm}^2$  liegt, führt dies zu einer Plasmabildung auf der Targetfolie. Das Energiesignal bricht ein und wird erst wieder auf der anderen Seite des Fokus beim Unterschreiten der Plasmaschwelle sichtbar. **b)** Bei hinreichendem Kontrast ist das Energiesignal durchgängig messbar.



## 4. Datennahme und Verarbeitung

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Strahlzeit in den beiden unterschiedlichen Experimentaufbauten aufgezeigt und die Daten aufbereitet. Dabei liegt das Hauptaugenmerk auf der Untersuchung der Energiespektren, welche mittels der Thomson-Parabel aufgenommen wurden, sowie deren Abhängigkeit von verschiedenen Parametern, wie Intensität, Foliendicke, Polarisation und der Verzögerung des Streu-Pulses. Zuletzt wird noch auf das gemessene optische Rückstreu-Spektrum eingegangen, welches im zweiten Experimentaufbau charakterisiert wurde. Die zur Dosis korrelierten Daten der Single-Hit-CCD Kamera werden parallel zu den Spektren akquiriert und in einem späteren Schritt mit diesen verglichen.

### 4.1. Messablauf

Der Ablauf einer Messung erfolgte immer nach dem gleichen Schema. Nach dem Einbau wurde, zur Bestimmung der Fokusposition, wie in Kapitel 3.6.2 beschrieben, das Target longitudinal zur Strahlrichtung verfahren. Dabei wurde bei linearer Polarisation des Laserpulses eine Messung der Teilchenenergien an unterschiedlichen Positionen vor und hinter dem Fokus aufgezeichnet. Hierbei wurde die Richtung hinter dem Fokus nicht sehr weit abgefahren, um eine Beschädigung der Optiken durch eine Refokussierung des reflektierten Laserlichts zu verhindern, vgl. Abschnitt 3.4. Nach dieser Messung wurde das Target an die Position des Fokus gefahren, also die messbare Teilchenenergie maximiert, und durch Rotation der Wellenplatte die Polarisation des Laserpulses in kleinen Schritten variiert. Bei maximal zirkularer Polarisation wurde das Target erneut rund um die Fokusposition gefahren und die Teilchenenergie gemessen.

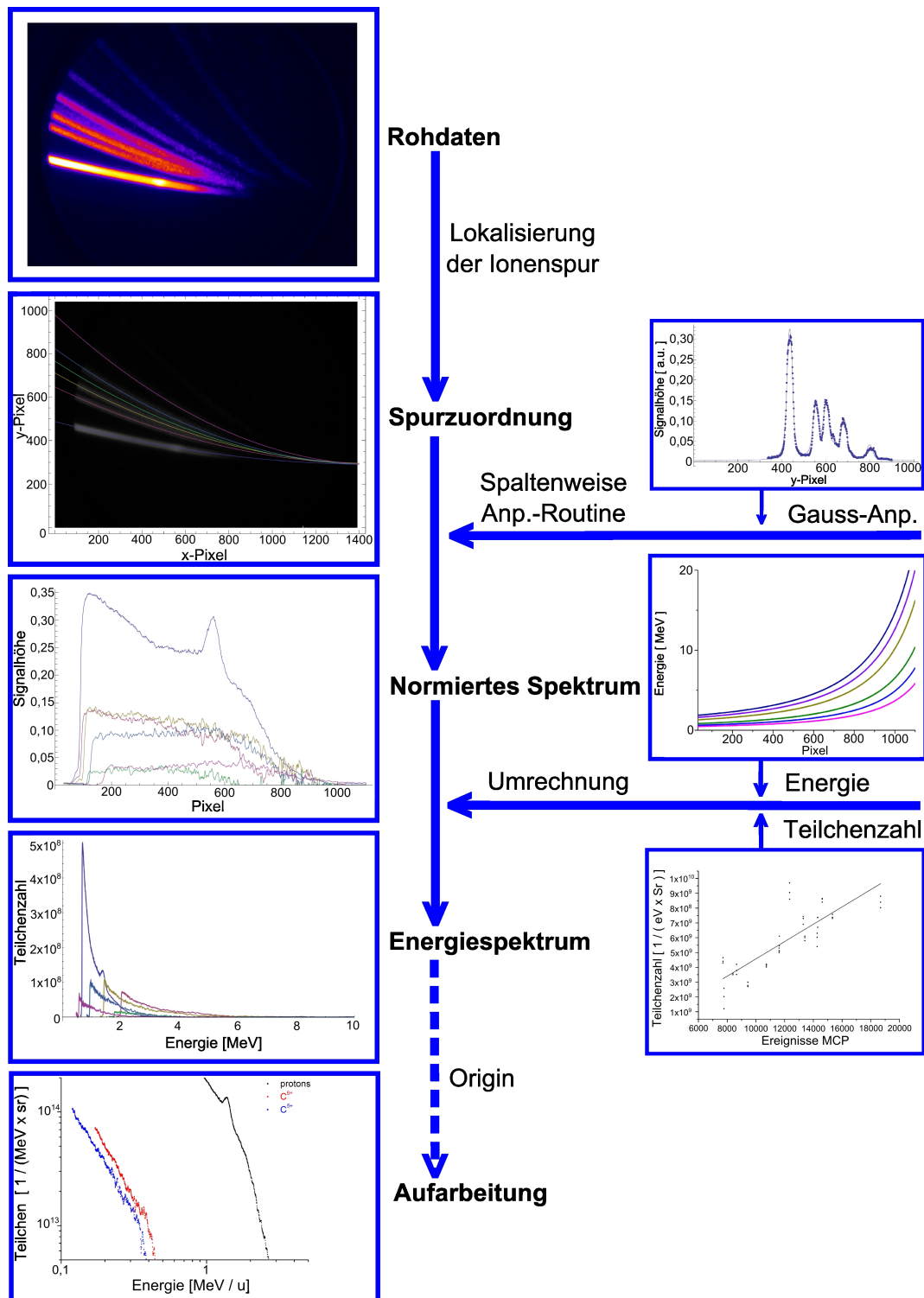
### 4.2. Bildauswertung

Vorab wird auf die im Folgenden verwendete Bildauswertung eingegangen. Die von der Kamera der Thomson-Parabel aufgenommenen und abgespeicherten Bilddateien werden mit einer in Mathematica<sup>®</sup> geschriebenen Routine bearbeitet, vgl. Abb. 4.1 [194]. Zunächst werden die Spuren mit einer Bilderkennung den jeweiligen Elementen bzw. Ladungszuständen zugeordnet, welche sich aus der bekannten elektrischen und magnetischen Feldablenkung herleiten lässt. Danach wird entlang aller Spalten der Bilddatei das Profil ausgelesen und eine Multi-Gauß-Funktion angepasst. Dabei werden Ergebnisse der (n+1)-Spalte unter Berücksichtigung der Position der n-Spalte ermittelt. Mit dem Programm wird somit eine Teilchenspur sukzessive verfolgt, was in den Bereichen, in denen die Spuren zusammenlaufen, dazu führt, dass die Anpassungs-Routine die verschiedenen Gauß-Peaks eindeutig zuordnen kann. Auf diese Weise ist das Spektrum auch an den Stellen noch auswertbar, wo für das Auge die Spuren schon überlagern. Die Fläche unterhalb einer jeweiligen Gauß-Funktion ist dabei direkt proportional zur Signalthöhe und Breite der ganzen Spur und damit proportional der Teilchenzahl. Durch spaltenweises Aufaddieren ergibt sich eine Rekonstruktion der Spur, welche mit der errechneten Energieverteilung entlang der Spur umgerechnet wird. Dabei wird eine Klasseneinteilung (engl. Binning) vorgenommen. Dies ist nötig, da die räumliche Energiebreite  $\Delta E/E$  keine Konstante ist, sondern für höhere Energie immer kleiner wird. Parallel dazu wird die Signalthöhe in Teilchenzahl umgerechnet und

pro Energie und Raumwinkel normiert [ $1 / (\text{MeV} \times \text{sr})$ ]. Zur Bestimmung der absoluten Teilchenzahl wurde eine Kalibration mittels eines CR39 Gitters durchgeführt. Dabei handelt es sich um einen Kunststoff, in dem die Spuren geladener Teilchen sichtbar gemacht werden können, nachdem diese durch das Material transmittiert sind [195]. Durch Auszählen der Teilchenspuren des CR39 unter einem Mikroskop und dem Vergleich mit den Bit-Werten der Kamera, lässt sich der Umrechnungsfaktor bestimmen.

Die Daten werden pro Schuss in einer Übersicht dargestellt, um prüfen zu können ob die Auswerterroutine ordnungsgemäß funktioniert. Parallel dazu werden die Verteilungen tabellarisch gespeichert, um mittels geeigneter Programme aufgearbeitet zu werden. Die Teilchenenergie wird im Folgenden immer pro Nuklon  $u$  normiert, mit  $p=^1_1\text{H}^+=1\text{ u}$  und  $C^{6+}$ ,  $C^{5+} = \frac{6}{12}C^{5+..6+}=12\text{ u}$ . Die Sichtung der Spektren und darin befindlicher Strukturen erfolgt manuell wobei Strukturen nur dann als solche gewertet werden, wenn sie mit bloßem Auge im Rohdatenbild deutlich zu erkennen sind, was bei einer Modulationstiefe von mehr als (2-5)% der Fall ist.

Die aus den Spektren extrahierten Daten sind die Maximal- oder auch Cutoff-Energie für eine Ionensorte bzw. einen Ladungszustand und im Falle des Auftretens einer Modulation, die Energie bei der diese auftritt, im Folgenden Peak-Energie genannt. Dabei lässt sich die Cutoff-Energie in einer logarithmischen Darstellung der Teilchenzahl gegen die Energie besonders gut am abrupten Abbruch der Spur erkennen und ist leicht detektierbar.



**Abbildung 4.1.:** Auswertung eines Einzelspektrums. Die Bilder werden mit einem (Mathematica<sup>®</sup>)-Script unter Berücksichtigung von Kalibrationsdaten für Teilchenzahl und Energieumrechnung in das Energiespektrum umgewandelt. Dies geschieht sowohl in Tabellenform, wie auch als pdf-Übersichtsdokument, mit der die fehlerfreie Ausführung des Scriptes geprüft werden kann. Die Nachbearbeitung und Darstellung der Daten erfolgt mit Origin<sup>®</sup>.

### 4.3. Untersuchung der Energiespektren

Im Rahmen des Experimentes wurden zur Vorbereitung, und als Test für die Diagnostikjustage, Titan-Folien zwischen  $1\ \mu\text{m}$  und  $10\ \mu\text{m}$ , sowie Aluminium-Folie zwischen  $400\ \text{nm}$  und  $750\ \text{nm}$  benutzt. Danach wurden für die eigentlichen Messungen DLC-Folien zwischen  $2\ \text{nm}$  und  $100\ \text{nm}$ , sowie erstmalig die ultra-dünnen Parylen-Folien mit den Dicken  $15\ \text{nm}$  und  $100\ \text{nm}$  verwendet. Abbildung 4.2 zeigt drei typische Rohdaten mit entsprechendem Spektrum, welche mit den Parylen-Folien, im Aufbau gemäß Abb. 3.3a) gemessen wurden. Dabei können sowohl rein thermische Spektren auftreten, in denen die Teilchenzahl mit wachsender Energie exponentiell abnimmt oder es können Peaks in einem oder mehreren Spektren auftreten.

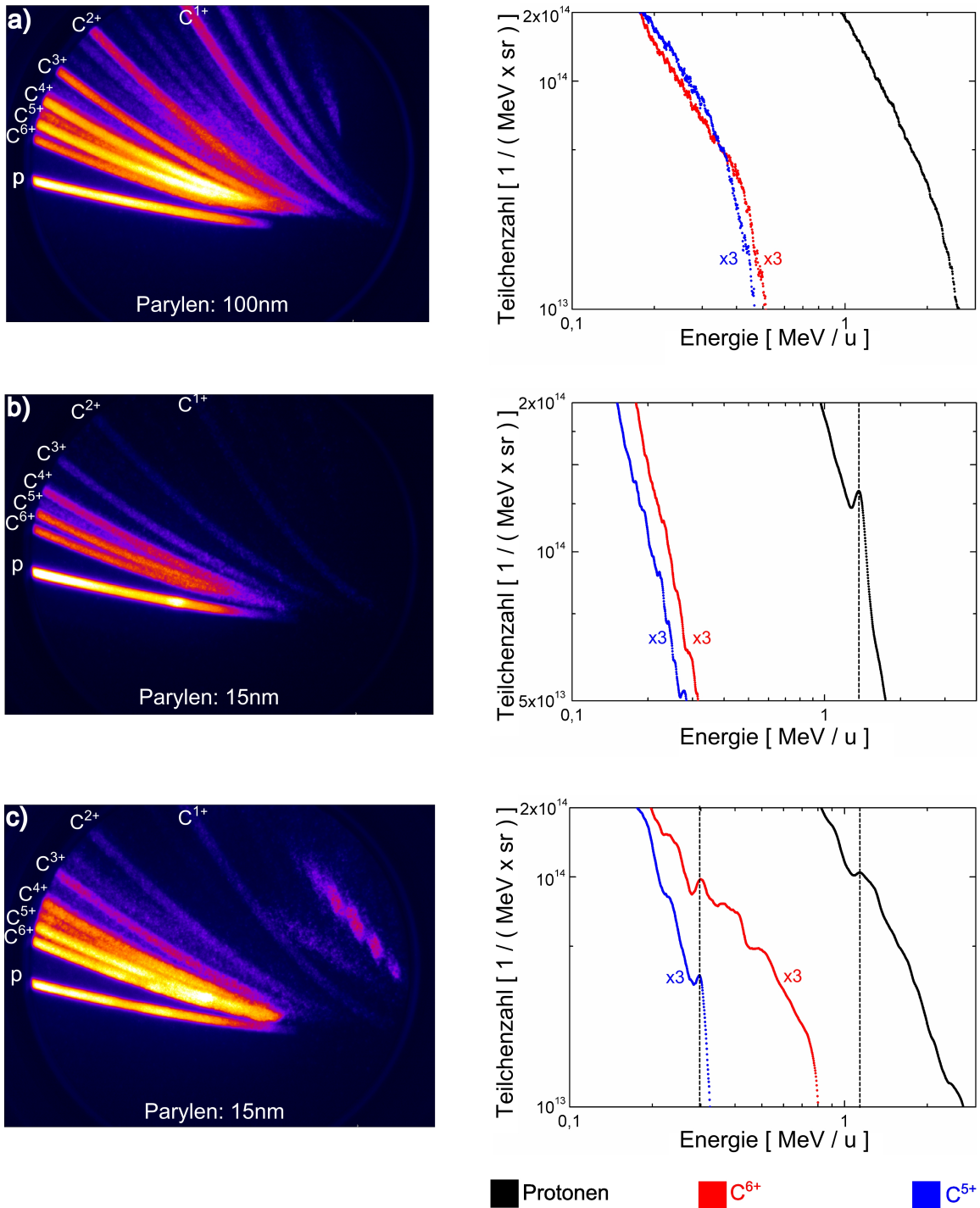
Die Verwendung von DLC-Folien zeigte in der überwiegenden Zahl der Schüsse glatte Energiespektren, d.h. ein rein exponentielles Verhalten, wie es im TNSA-Prozess beobachtet wird (vgl. 4.2a). Bei der Verwendung von Folien mit einer Dicke kleiner  $15\ \text{nm}$  traten vereinzelt ( $<5\%$ ) Peaks auf. Diese waren jedoch weniger ausgeprägt, als in anderen Publikationen [29, 196] beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit sollen die Ergebnisse der DLC-Folien zur Untersuchung neuer Laser-Beschleunigerkonzepte wegen der geringen Ereignisrate für das Auftreten von Modulationen nicht vertieft werden.

Anstelle der DLC-Folie wurden stattdessen die Parylen-Folien unterschiedlicher Dicke verwendet. Hier traten bei der  $15\ \text{nm}$  Folie Peaks im Spektrum deutlich häufiger auf (ca.  $40\%$  der Schüsse). Bei der Verwendung der  $100\ \text{nm}$ -Folien trat ein ähnliches TNSA-Spektrum auf, jedoch konnten keine Peaks beobachtet werden.

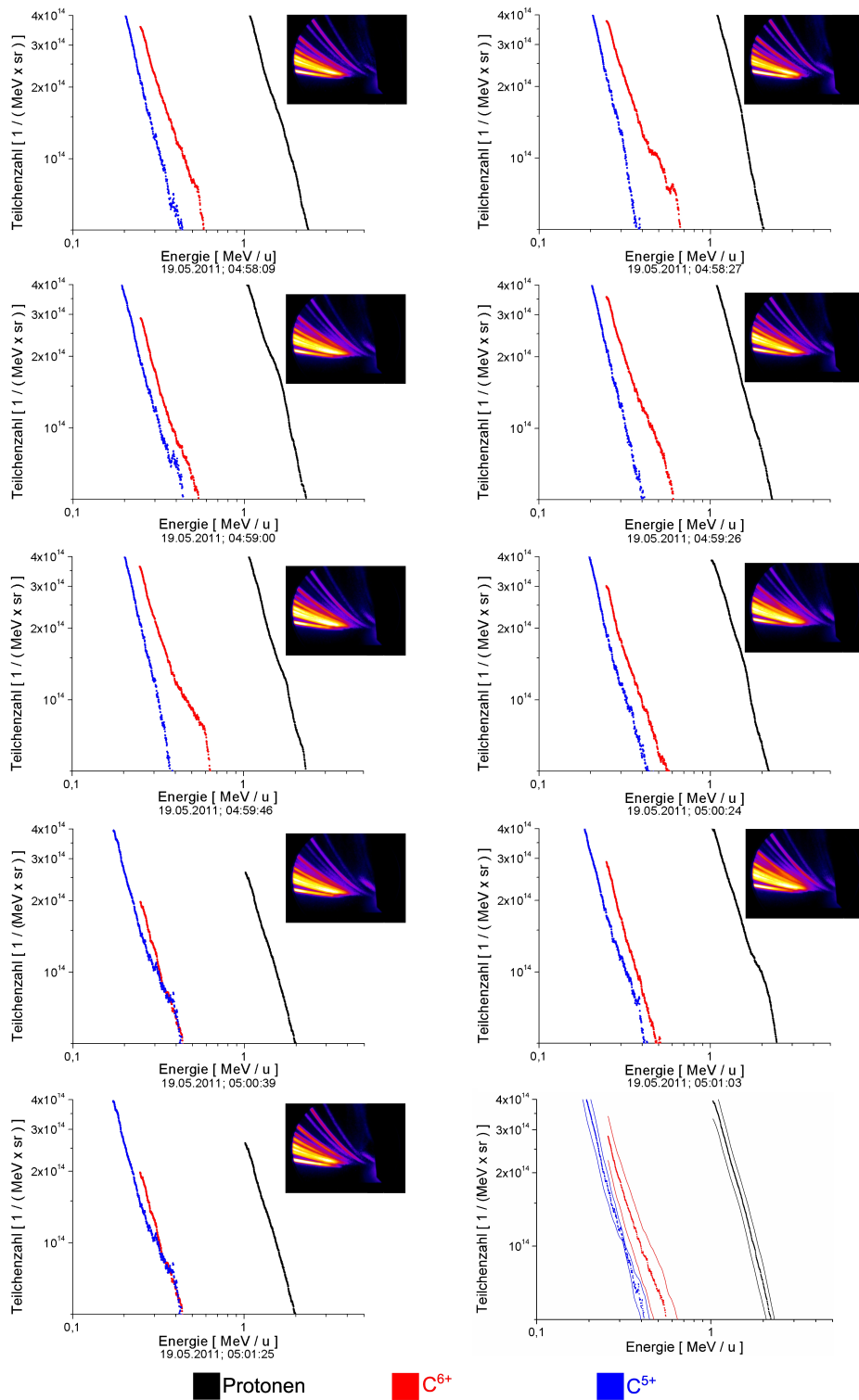
Die Spektren, erzeugt aus der Parylen-Folie bei gleichen Laserparametern, sind sehr gut reproduzierbar. Abb. 4.3 zeigt neun hintereinander aufgenommen Spektren, wobei zwischen den Schüssen keine Parameter geändert wurden. Mittels dieser Methode konnte „von Hand“, also durch manuelle Positionierung auf der nächsten Targetposition, im Schnitt alle  $22\ \text{s}$  ein Experimentsschuss auf das Folientarget aufgenommen werden. Das gemittelte Bild zeigt die Standardabweichung aller Schüsse.

Nach Bestimmung der Fokusposition, also der maximalen Protonenergie, wurde die Polarisierung des Lasers variiert. Durch Rotation der  $\lambda/4$ -Platte kann zwischen linearer und zirkularer Polarisierung gewechselt werden. Dabei wurde nach dem Wechsel der Polarisierung erneut das Spektrum in Abhängigkeit der Position gemessen. Abb. 4.4 zeigt eine Messreihe, bei der die Maximal- und Peakenergie, hier für zirkular polarisiertes Licht, in Abhängigkeit der Fokusposition aufgetragen ist. Dabei ist die Maximalenergie der Protonen, sowie  $\text{C}^{6+}$ - und  $\text{C}^{5+}$ -Ionen deutlich abhängiger von der Position als für die Peakenergie. Korreliert zur Intensität ist erkennbar, dass Teilchen bereits ab Intensitäten von mehreren  $10^{17}\ \text{W}/\text{cm}^2$  TNSA-basiert beschleunigt werden, wobei die Energie mit zunehmender Intensität ansteigt. Peaks im Energiespektrum treten erst ab Intensitäten von mehreren  $10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$ , also in der Nähe des Fokus auf. Diese sind, wenn sie auftreten, deutlich schwächer von der Intensität abhängig.

Beobachtet werden konnte, dass Peaks im Spektrum, dabei sowohl bei linear polarisiertem, als auch bei zirkular polarisiertem Licht auftreten. Daher wurden im Folgenden die Abhängigkeiten von der Polarisierung, insbesondere dem Bereich elliptischer Polarisierung, zwischen den beiden Maximalzuständen (linear- und zirkular polarisiert) genauer betrachtet.

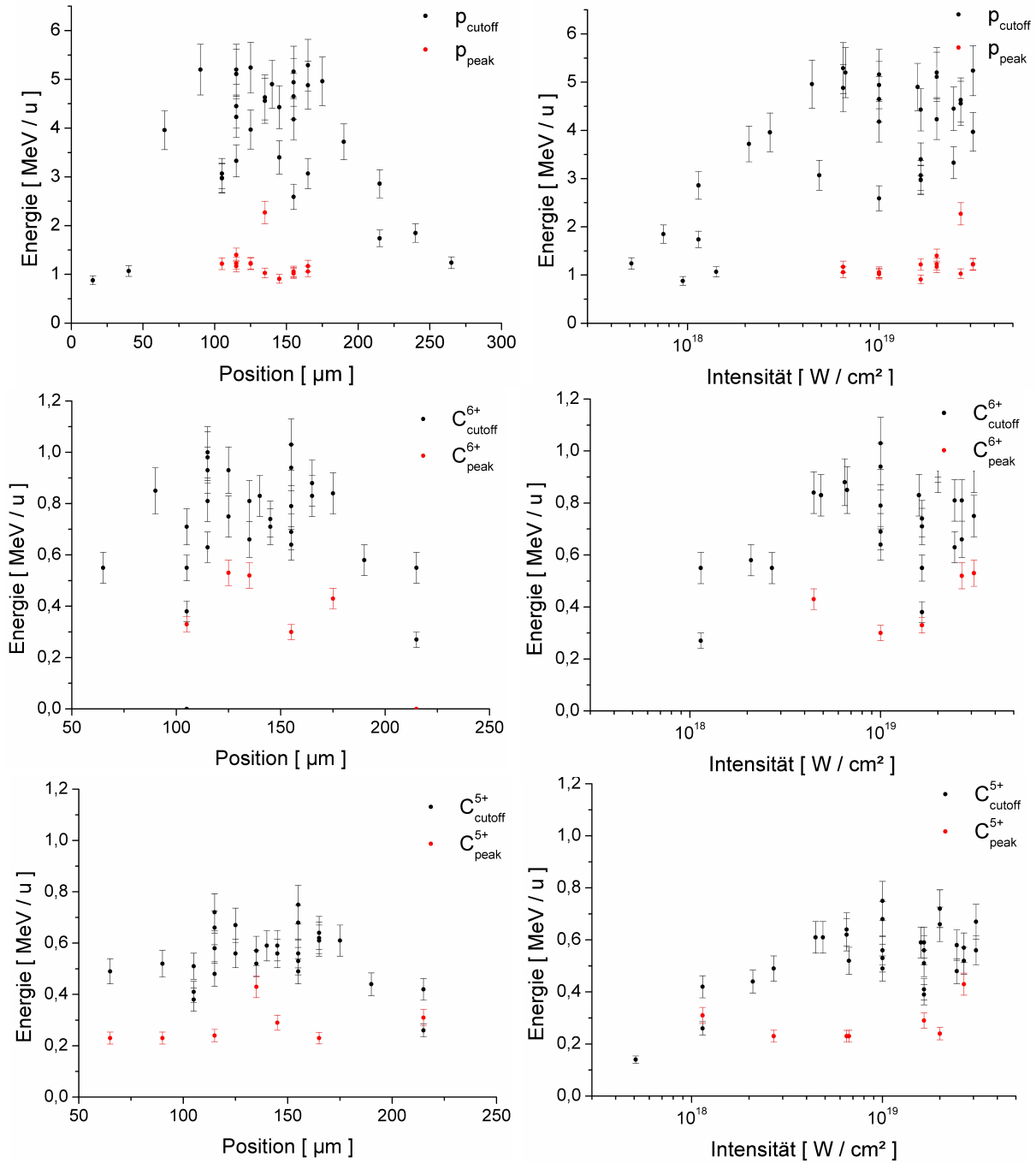


**Abbildung 4.2.:** Übersicht über drei Schüsse. *a)* Das Spektrum einer 100 nm dicken Parylen-Folie zeigt ein typisch exponentielles Verteilungsverhalten im Energiespektrum der verschiedenen Ionen. Bei der Verwendung einer 15 nm dicken Parylen-Folie kommt es zur Ausbildung von Peaks. *b)* Diese sind entweder in einem Spektrum ausgeprägt oder *c)* in allen drei Spektren sichtbar. Auffällig hierbei ist das Auftreten der Modulation bei der gleichen Energie für unterschiedliche Ladungszustände, wie hier am Bsp. von  $C^{6+}$  und  $C^{5+}$ . Die zugehörige Proton-Energie samt Peaks liegt bei vergleichsweise 2-3 fach höheren Energien.



*Abbildung 4.3.: Übersicht von neun hintereinander aufgenommenen Spektren bei gleichen Experimentparametern ( $I_L = 6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ) der Parylen-Folie. Lediglich der Targethalter wurde auf die nächste Folienposition gefahren. Im Mittel konnte alle 22s ein Spektrum aufgenommen werden. Das gemittelte Spektrum zeigt als Fehler die Standardabweichung innerhalb der Serie, was auf eine insgesamt gute Reproduzierbarkeit der messbaren Spektren schließen lässt.*

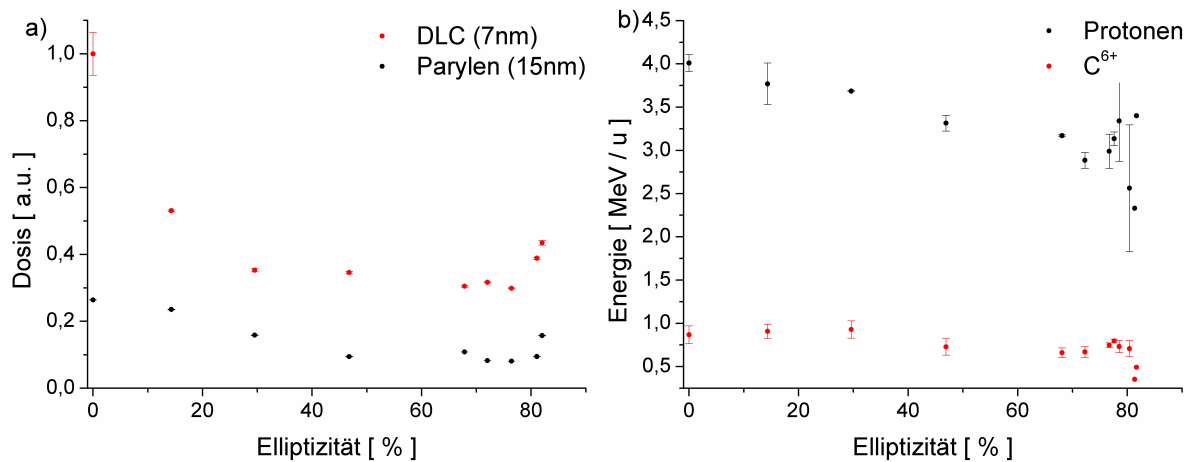




**Abbildung 4.4.:** Gemessene Cutoff- bzw. Peak-Energie in Abhängigkeit der Fokusposition und der entsprechenden Intensität. Die Positionsabhängigkeit ist hierbei für Protonen sowie  $C^{6+}$  und  $C^{5+}$  deutlich stärker ausgeprägt, als die Intensitätsabhängigkeit.

#### 4.4. Polarisationsabhängige Effekte

Zur Messung der polarisationsabhängigen Effekte wurde ohne Veränderung der Folienposition, also bei gleicher Intensität, die im Strahlengang stehende  $\lambda/4$ -Platte in kleinen Winkelschritten rotiert. Dazu wurde neben den Energie-Spektren der Teilchen auch das Signal der Single-Hit CCD Kamera betrachtet. Durch die Unterdrückung von heißen Elektronen bei Verwendung von zirkular polarisiertem Licht entsteht weniger Bremsstrahlung, ein Effekt, welcher im Folgenden gemessen werden konnte. Dabei ist das Signal, welches proportional zur Dosis  $D$  ist, auf 1 normiert (Abb. 4.5). Um vergleichbare Resultate für verschiedene Folien zu haben, wurde hierbei neben der 15 nm Parylen-Folie eine 7 nm DLC-Folie verwendet. Parallel dazu wurden die Teilchenenergien aufgezeichnet. Auch hier erkennbar ist eine Abnahme der Maximalenergie, insbesondere bei den Protonen, je höher der Anteil der Zirkularpolarisation gewählt wird.

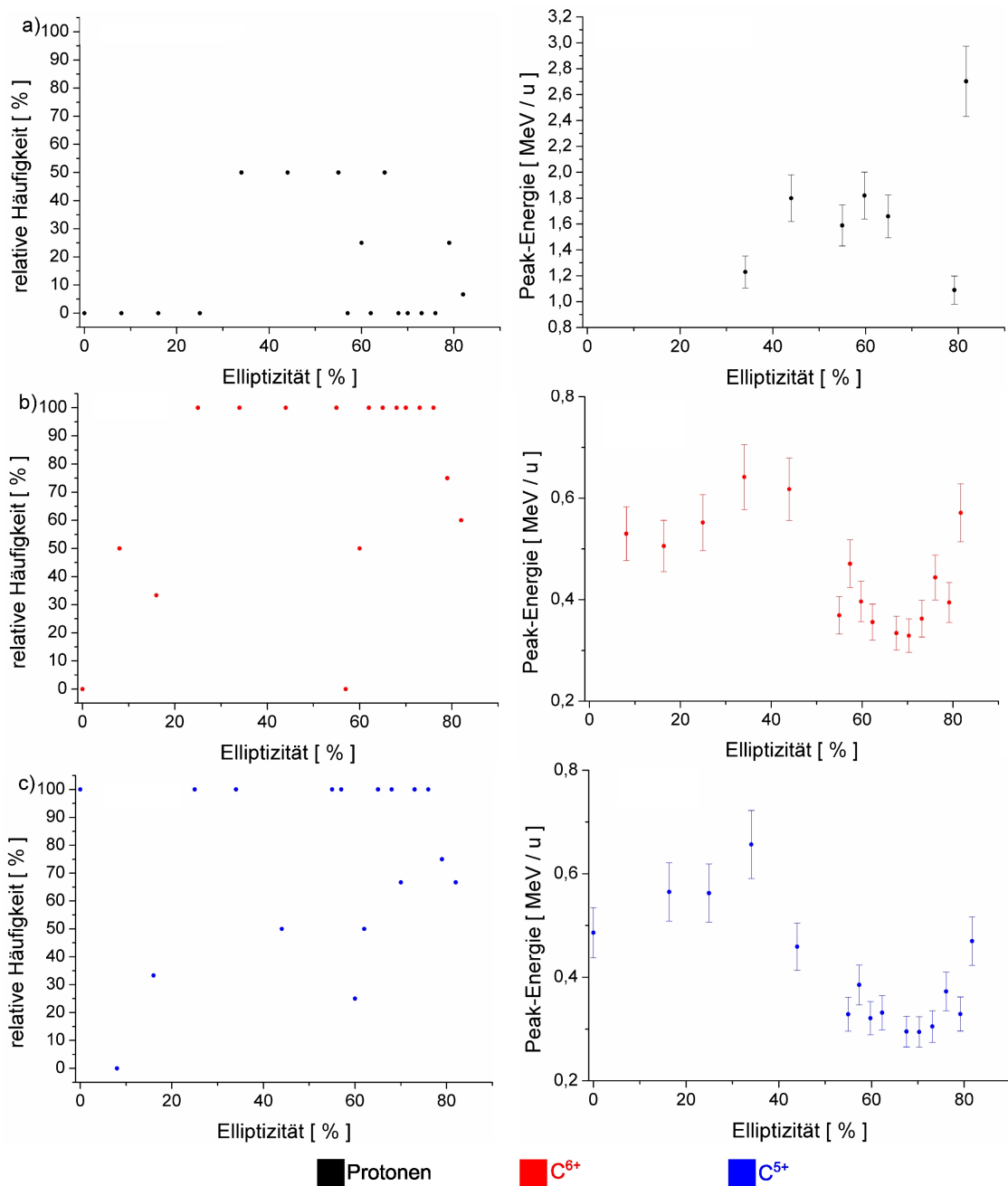


**Abbildung 4.5.:** a) Polarisationsabhängigkeit der gemessenen Dosis für DLC- und Parylen-Folie sowie b) der maximalen Teilchenenergie für die 15 nm Parylen-Folie.

Die Elektronendichte des Polymers ist ungefähr einen Faktor 2 geringer als die der Kohlenstoff-Folie. Das gemessene Verhältnis der Dosis für beide Folien, normiert auf die Dicke, ist einen Faktor  $D_{DLC}/D_{Parylen}=(6,2 \pm 1,5)$  geringer, was dieses Verhältnis zunächst nur unzureichend wiedergibt. Eine Diskussion der Abstrahlungseffekte wird in Kapitel 5.2 durchgeführt.

Um die Abhängigkeit der Modulationen von der Polarisation zu untersuchen, wurde eine Statistik über das Auftreten von Peaks im Spektrum, sowie die mittlere gemessene Energie aufgestellt. Für jede Polarisationswinkleinstellung wurden 3-5 Messungen des Spektrums durchgeführt. Abb. 4.6 zeigt dabei die relative Häufigkeit und Peak-Energie für das Auftreten von Peaks in diesen Spektren. Dabei konnte festgestellt werden, dass auch bei wenig zirkular polarisiertem Licht ab einer Elliptizität von circa 20% eine signifikante Häufigkeit für das Auftreten von Peaks gegeben ist. Hierbei ist die Häufigkeit für Peaks in den Kohlenstoff-Spektren höher, als für Peaks in den Proton-Spektren. Gemittelt über alle Schüsse der Messzeit ergibt sie ein Verhältnis von ca. 1,4:1. Ferner wurde ein unregelmäßiger Verlauf der gemessenen Energien nachgewiesen. Für niedrige Elliptizitäten sind die Energien höher, haben dann ein Minimum im Bereich von  $\epsilon=40-60\%$  und steigt für höhere Elliptizitäten wieder an.

Die gemessenen Peaks auf dem Spektrum und das jeweilige Auftreten, auch für niedrige Elliptizitäten, konnten in mehreren Messreihen nachgewiesen werden. Die Ergebnisse sollen weiterführend in Kapitel 5.2 behandelt werden.



**Abbildung 4.6.:** Relative Häufigkeit für das Auftreten von Peaks in den Spektren von Protonen,  $C^{6+}$ - und  $C^{5+}$ -Ionen, sowie die mittlere gemessene Energie in Abhängigkeit der Elliptizität  $\epsilon$  des eingestrahlten Laserpulses bei einer Intensität von  $I_L = 6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ . Bereits ab ( $\epsilon \gtrsim 20\%$ ) traten Peaks signifikant häufig auf. Es kommt im Energieverlauf der Peaks von  $C^{6+}$ - und  $C^{5+}$  zu Modulationen. Nachdem bereits für niedrige Elliptizitäten hohe Energien vermessen wurden, kommt es für Elliptizitäten von 40-60% zu einer massiven Energieabnahme. Für Elliptizitäten größer 70% steigt die Energie wieder an.

## 4.5. Beeinflussung des Beschleunigungsprozesses

Bei den bisherigen Messungen traten zwar Peaks in den Spektren auf, jedoch hatten diese nur eine Modulationstiefe von wenigen Prozent auf dem Untergrundspektrum. In einem weiterführenden Schritt soll eine Verbesserung des zuvor gemessenen Beschleunigungsprozesses erreicht werden.

Die Peaks treten, bei Energien auf, welche kleiner als die Cutoff-Energie sind. Somit sind diese nur dann messbar, wenn die Teilchenzahl in den Peaks signifikant groß ist, so dass sich das Peak-Signal vom TNSA bedingten, thermischen Spektrum abhebt. Zunächst könnte also eine Unterdrückung des TNSA-Prozesses das Signal-zu-Untergrundverhältnis zugunsten der Peakhöhe verbessern. Wie in Abschnitt 3.6.3 beschrieben, führt ein unzureichender Laserkontrast und die damit verbundene Plasmabildung zu diesem Effekt. Dies soll durch eine Beeinflussung des Vorplasmas mittels eines zweiten zeitlich variablen Pulses welcher mit der Targetvorderseite wechselwirkt untersucht werden.

Zuvor soll der Einfluss der Oberflächenkontamination durch Ablagerung von Kohlenwasserstoffen auf der Targetoberfläche untersucht werden. Diese Kontaminationen liefern die Teilchen welche im TNSA-Prozess überwiegend beschleunigt werden. Folglich sollte ihre Entfernung den Prozess ebenfalls unterdrücken. Es wird eine Möglichkeit beruhend auf der Entfernung von Oberflächenkontamination durch Ausheizen der Folie vor dem eigentlichen Laserschuss diskutiert.

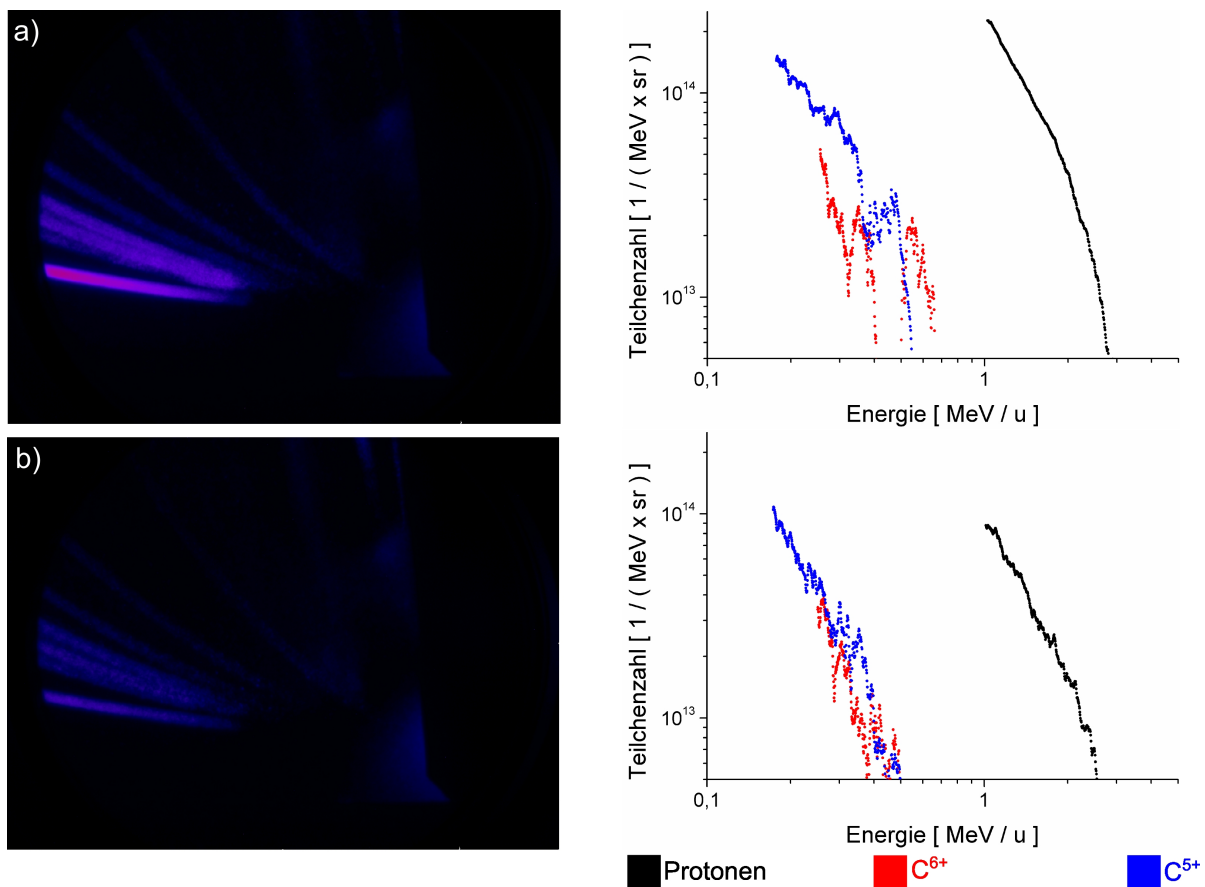
### 4.5.1. Thermisches Reinigen der Folien

In einem ersten Aufbau, einer Ergänzung des bisher genutzten Aufbaus (siehe Abb. 3.3a) wurde durch Ausheizen der Folie versucht, bestehende Oberflächenkontamination auf der Folie zu entfernen. Dazu wurde ein Dauerstrich-Diodenlaser<sup>1</sup> verwendet, mit welchem die Folie vor dem Laserschuss geheizt wurde. Der zusätzliche Strahl, eingekoppelt durch ein Fenster, wurde zu einem Strahlfleck von (1,2-1,5) mm fokussiert. Dieser deckt ein Folien-Target vollständig ab und heizt dieses. Dabei wird davon ausgegangen, dass Folien mit einer Dicke von wenigen Nanometern homogen erhitzt werden, auch wenn der Laserstrahl nur auf die Targetrückseite gerichtet ist. Für den Versuch können nur DLC-Folien verwendet werden, da Parylen nicht temperaturbeständig genug ist. Zur Bestimmung der Zerstörschwelle der verwendeten 5 nm DLC-Folie wurde diese im Vakuum jeweils 10 s geheizt und danach visuell geprüft ob die Folie noch intakt ist, wobei sukzessive die Leistung der Diode erhöht wurde, bis es zu einer Beschädigung kam. Danach wurde die Diodenleistung etwa 20% unterhalb dieser Schwelle eingestellt. Über die Temperatur der Folie können keine Angaben gemacht werden, jedoch berichten andere Quellen, von Temperaturen zwischen 1000 K und 3000 K [197], was genügend hohe Abdampfraten für gängige Kohlenwasserstoffe schaffen sollte [198].

Abb. 4.7 zeigt Rohdaten und Spektren für einen Schuss mit und ohne vorheriges Ausheizen der Folie. Zu erkennen ist, dass die erreichbaren Energien ungefähr gleich, allerdings die Teilchenzahl, insbesondere bei den Protonen deutlich niedriger sind. Da die Protonen bei der Kohlenstoff-Folie nur im Rahmen einer Oberflächenkontamination auftreten, zeigt sich hier, dass diese durch ein Ausheizen minimiert werden kann. Ein Einfluss auf die Häufigkeit für Peaks im Spektrum konnte jedoch nicht beobachtet werden. Daher wurden weitere Versuche mit einem statischen Ausheizen nicht durchgeführt.

---

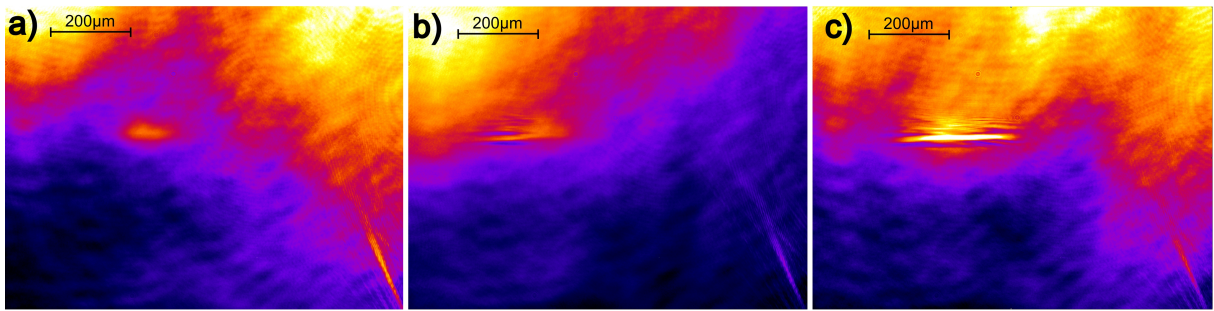
<sup>1</sup>Lumics: S/N 40195; 975 nm



**Abbildung 4.7.:** Energiespektrum beschleunigter Teilchen aus einer 5 nm DLC-Folie. **a)** Vorab ausgeheizte Folie bzw. **b)** unbehandelte Folie. Zu sehen ist, dass die Zahl der beschleunigten Teilchen insbesondere bei den Protonen um einen Faktor 2-3 abnimmt.

#### 4.5.2. Gezielte Vorpulse

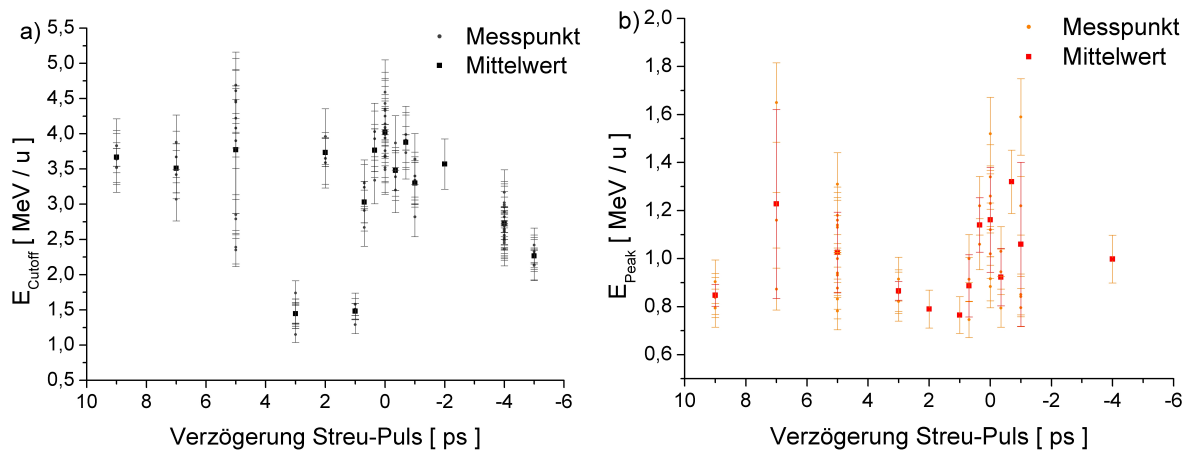
In einem zweiten Aufbau (Abb. 3.3b) wurde ein zeitlich durchstimmbarer Strahlengang für den Pump-Puls, welcher zur Beschleunigung der Folie dient, realisiert. Dieser erlaubt den zeitlichen Versatz des Pulses gegen den nun zusätzlich auf die Vorderseite der Folie fokussierten Streu-Puls, welcher 10% der Laserenergie enthält. Anhand der Schrittweite des Motors, welcher den Strahlteilerwürfel zur Erzeugung beider Pulse bewegt, ergibt sich ein Strahlversatz von 44 nm/Schritt, also eine Verzögerungsgenauigkeit von theoretisch 0,15 fs. Die beiden Foki werden zunächst räumlich in der Kammermitte überlagert. Der zeitliche Überlapp wird mithilfe eines dritten Diagnose-Pulses, der unter einem Winkel von 90° zur Fokusebene propagiert, eingestellt. Dabei wurde zunächst an Luft der Diagnose-Puls so lange gegen den zeitlich festen Streu-Puls verzögert, bis die Struktur des Streu-Puls-Fokus sichtbar wird. Durch die hohen Feldstärken ändert sich der Brechungsindex der Luft, was zu einer sichtbaren Beugungsstruktur im Diagnose-Puls führt (Abb. 4.8). Somit erreicht der Diagnose-Puls zeitlich mit dem Streu-Puls die Fokusebene. Anschließend wurde durch Verschieben des Strahlteilers der variable Pump-Pulses solange verzögert, bis dessen Beugungsstruktur mit dem Diagnose-Puls abgebildet werden konnte. Somit stimmt der zeitliche Überlapp von Pump-Puls mit Diagnose-Puls, und damit mit dem Streu-Puls überein. Der Fehler bei dieser Methode wird durch die Pulsdauer des Lasers und nicht durch die Schrittweite der Motoren bestimmt. Es konnte die Entstehung der Beugungsstruktur beobachtet werden, daher wird der Fehler nach oben hin maximal mit der halben Pulsdauer abgeschätzt ( $\Delta t = 15$  fs).



**Abbildung 4.8.:** Bestimmung des zeitlichen Überlapps mittels Autokorrelation des transversalen Beugungsbildes. Zu sehen ist die Entstehung des Pump-Puls Fokus zu drei Zeitpunkten gemessen in einem Zeitabstand von ca. 550 fs. Zu sehen ist in Bild b) und c) wie durch die Brechungsindexänderung der Luft eine Beugungsstruktur von links kommend im Bild entsteht.

Im Folgenden wurde die Abhängigkeit des Energiespektrums vermessen. Hierzu wurde der Streu-Puls zunächst geblockt und nur mit dem Pump-Puls analog zu den Messungen aus Abschnitt 4.3 das Energiespektrum optimiert. Anschließend wurde eine Messung mit variabler Verzögerung des Pump-Pulses gegen den Streu-Puls durchgeführt. Der Einfachheit halber wird dies im Folgenden so umgerechnet, dass der Streu-Puls, dessen Einfluss auf den Prozess untersucht werden soll, als zeitlich variabel gegen den festen Pump-Puls angenommen wird. Nach dem Wechsel des zeitlichen Bezugssystems bedeutet also eine negative Verzögerung, dass der Streu- vor dem Pump-Puls mit der Folie wechselwirkt.

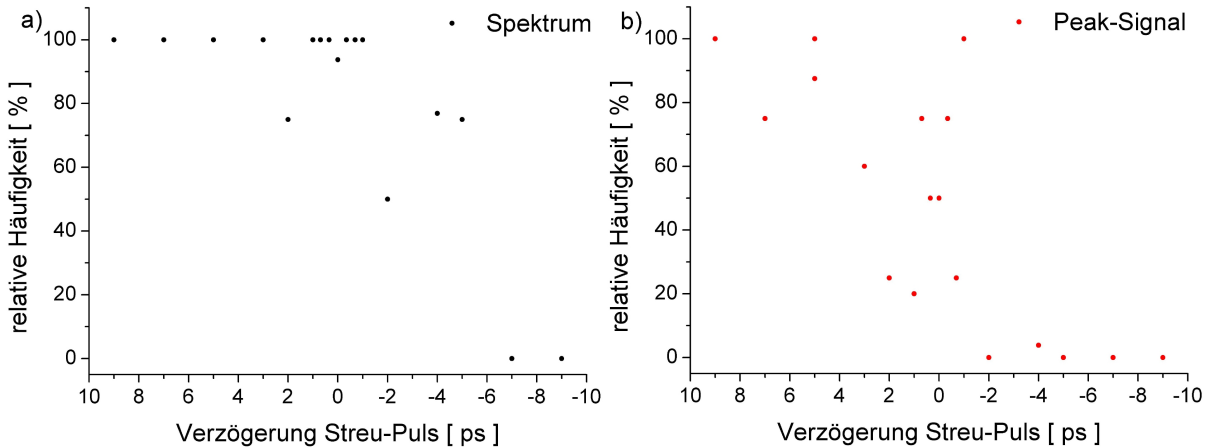
Abb. 4.9 zeigt die Mess- und Mittelwerte der Proton-Cutoff-Energie und der Proton-Peak-Energie in Abhängigkeit der Streu-Puls-Verzögerung. Die Cutoff-Energie ist im ungestörten Zustand, - Pump-Puls vor Streu-Puls -, fast konstant bei einer Energie von 3-4 MeV. Im Bereich negativer Verzögerung, - Pump-Puls nach Streu-Puls- nimmt sie stetig ab. Im Gegensatz dazu steigt die Peak-Energie in der Nähe des zeitlichen Überlapp kurzzeitig an, bevor das Signal bei weiterer negativer Verzögerung ebenfalls verschwindet.



**Abbildung 4.9.:** Entwicklung des Protonensignals in Abhängigkeit der Verzögerung zwischen Streu-Puls und Pump-Puls. a) Die Cutoff-Energie (3-4 MeV) nimmt im Falle negativer Verzögerung konstant ab und verschwindet in dem Fall, dass der Streu-Pulse auf einer ps-Zeitskala vor dem Pump-Puls auf die Folie trifft. b) Parallel dazu steigt die Peak-Energie in einem sehr kleinen Bereich an, bevor das Signal verschwindet.

Um neben der Energie eine Aussage über eine quantitative Stabilisierung von Modulationen im

Spektrum treffen zu können, gibt Abb. 4.10 die relative Häufigkeit für das Auftreten messbarer Spektren, bzw. das Auftreten von Peaks an. Neben dem Verschwinden des Messsignals für negative Verzögerung des Streu-Pulses von mehr als 7 ps fällt auf, dass die Häufigkeit für das Auftreten von Peaks bei positiver Verzögerung stabil ist und erst bei negativer Verzögerung schnell abnimmt.



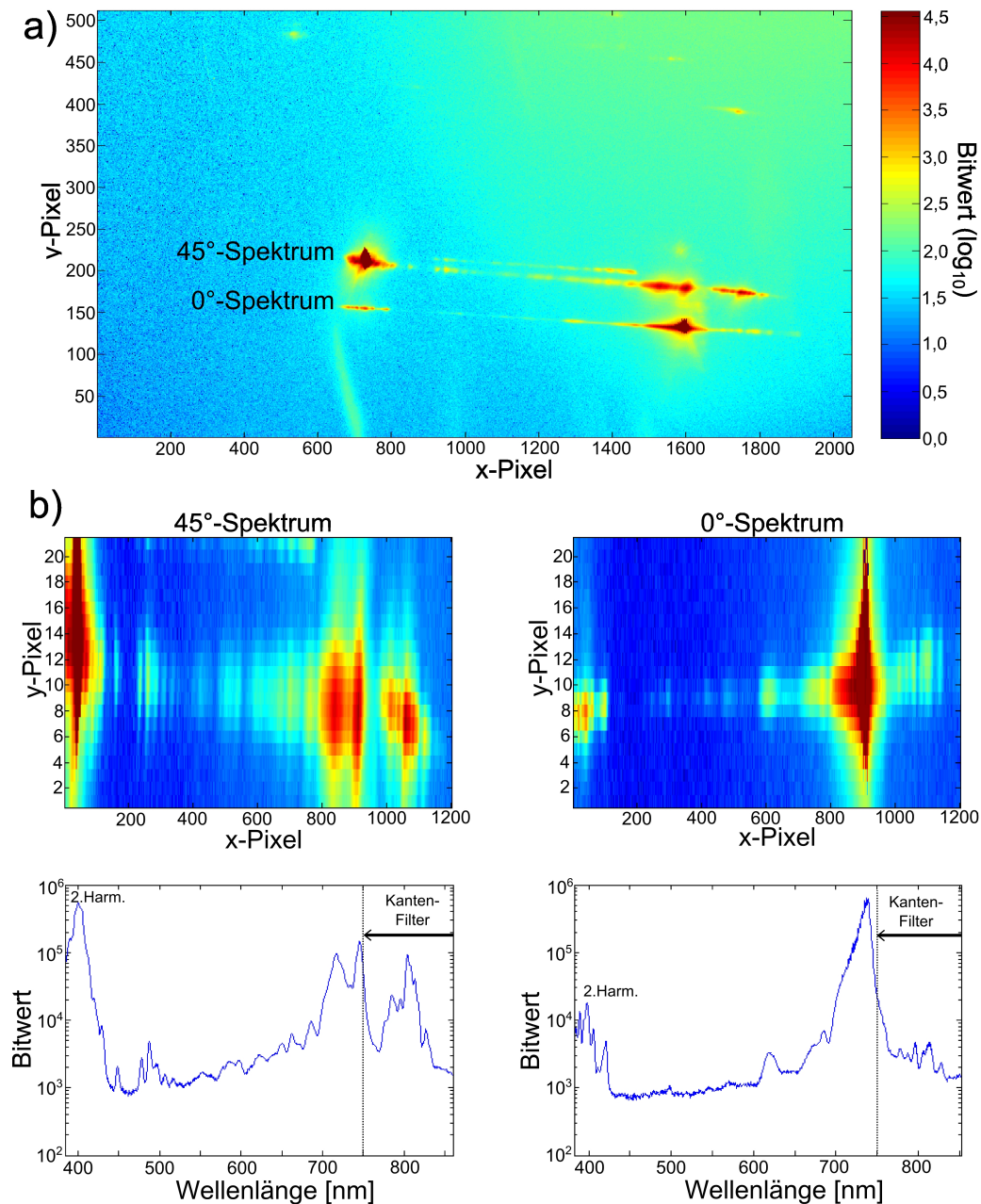
**Abbildung 4.10.:** Relative Häufigkeit für das Auftreten von auswertbaren Spektren, also einem erfolgreichen Schuss, bei dem signifikant Teilchen beschleunigt wurden, gemessen an der Anzahl der durchgeführten Messungen für jede Verzögerungszeit. **a)** Ein Spektrum ist bei positiver Verzögerung fast durchgängig messbar. Für negative Verzögerung kommt es zunehmend zu einer Unterdrückung des Beschleunigungsprozesses. Erreicht der Streu-Puls die Folie mehr als 7 ps vor dem Pump-Puls, können keine Spektren mehr gemessen werden. **b)** Die Häufigkeit für das Auftreten von Peaks ist im Rahmen der Schwankungen unverändert für positive Verzögerung und nimmt bei negativer Verzögerung rapide ab.

Eine Beeinflussung des Beschleunigungsprozesses ist an dieser Stelle erkennbar. Zum einen erfolgt eine Unterdrückung des gesamten Beschleunigungsprozesses, wenn die Folie in Folge des Vorpulses zu früh in ein Plasma übergeht, zum anderen kann ein Anstieg der Peak-Energie beobachtet werden, wenn beide Pulse ungefähr zeitgleich auf die Folie treffen.

Neben der Untersuchung, der Teilchenenergie in Abhängigkeit der Streu-Puls-Verzögerung wurde in einem letzten Schritt das Spektrum des rückgestreuten Lichtes untersucht.

## 4.6. Untersuchungen zum Rückstreu-Spektrum

Final wurden Untersuchungen zum Rückstreu-Spektrum durchgeführt. Dabei wurde der bereits genutzte Streu-Strahl an der Target-Rückseite reflektiert und mittels des in Kapitel 3.2 beschriebenen, optischen Spektrometeraufbaus sowohl das rückgestreute- ( $0^\circ$ ), als auch das seitlich emittierte Spektrum ( $45^\circ$ ) aufgezeichnet. Durch einen Kantenfilter ( $\lambda_{\text{Cut}} > 750 \text{ nm}$ ) wurde der Hauptanteil der fundamentalen Laserstrahlung vor dem optischen Gitter geblockt.

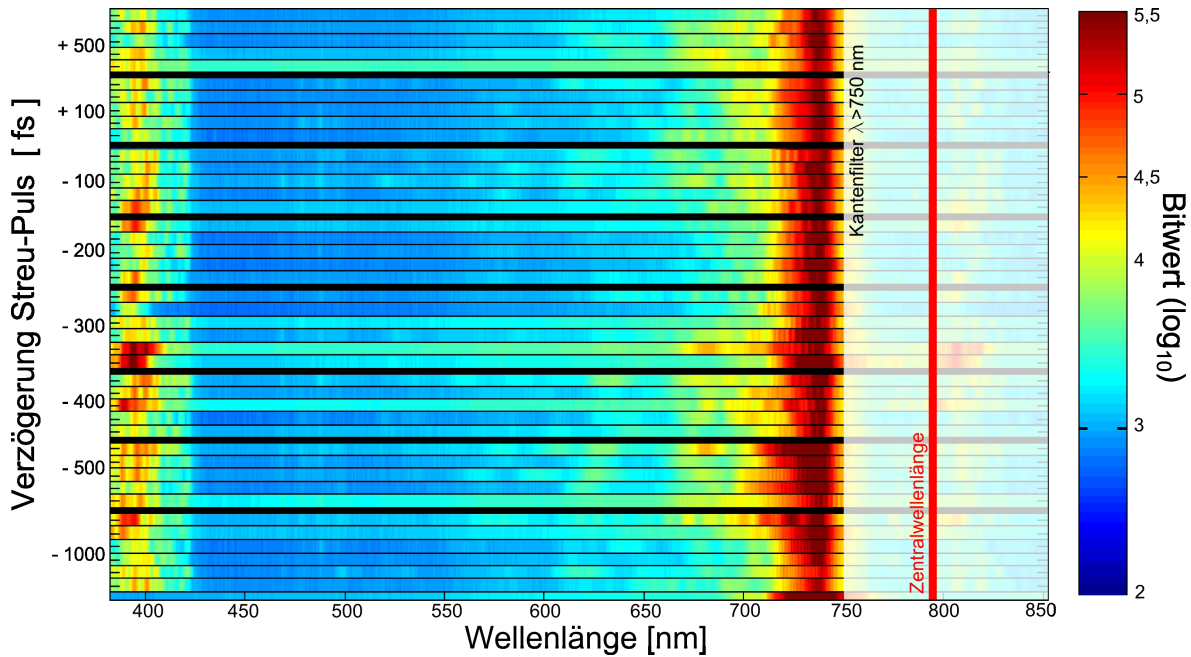


**Abbildung 4.11.:** a) Aufgezeichnete Rohdaten der Kamera. b) Generierte Spektren unter  $0^\circ$  und  $45^\circ$  zur Pump-Puls Richtung. Zu sehen ist die Kante des Filters bei Wellenlängen größer als  $750 \text{ nm}$  und die 2. Harmonische bei circa  $395 \text{ nm}$ .

Abb. 4.11 zeigt ein von der Spektrometerkamera aufgezeichnetes Rohdatenbild, sowie die mit



einer Auswerteroutine berechneten Spektren. Sichtbar wird hierbei der Anteil der 2. Harmonischen des Lasers, bei ungefähr 395 nm, welcher durch nichtlineare Effekte bei der Wechselwirkung mit dem Target entsteht [199]. Dies ist ein Indikator, dass der Laser, Pump- oder Streu-Puls, mit der Folie gewechselwirkt haben. Ohne Folie tritt der frequenzverdoppelte Anteil nicht auf. Außerdem sichtbar ist die Unterdrückung des Signals durch den Kantenfilter für Wellenlängen größer als 750 nm. Aufgrund der hohen Intensität der 2. Harmonischen im 45°-Spektrum kommt es, bedingt durch die Beugung am Gitter, zum Auftreten einer spektralen Komponente bei mehr als 800 nm, welche als ein Artefakt angesehen wird.



**Abbildung 4.12.:** Gemessene Rückstreu-Spektren ( $0^\circ$ ) in Abhängigkeit der Verzögerungszeit. Zu sehen ist Licht der 2. Harmonischen und Reste des Anteils der fundamentalen Laserstrahlung. Es lässt sich im Rahmen des abgerasterten Zeit-Bereiches kein signifikanter Anteil rückgestreuter Photonen erkennen.

Der Streu-Puls wurde zeitlich gegen den Pump-Puls verschoben und das jeweils emittierte Spektrum pro eingestellter Verzögerungszeit mehrfach gemessen (Abb. 4.12). Es konnten keine systematisch relevanten Effekte beobachtet werden. Eine Erklärung hierzu wird bei der generellen Diskussion der Ergebnisse in Kapitel 5.4 gegeben.

## 4.7. Numerische Simulationen

Parallel zu den experimentellen Ergebnissen wurden in Kollaboration mit dem Forschungszentrum Jülich auf dem Supercomputer JUROPA, einer Eigenentwicklung mit einer Gesamtrechenleistung von 207 Teraflop/s, Simulationen durchgeführt [200]. Verwendet wurde der auf der Programmiersprache Fortran [201] basierender EPOCH-Code (Extendable PIC OpenCollaboration), welcher eine quelloffene Weiterentwicklung des PSC (Plasma Simulation Codes) [202] ist. Mit diesem 2-dimensionalen relativistischen particle-in-cell code wurde der Beschleunigungsprozess auf Basis von 6,5 Millionen Teilchen in einem betrachteten Volumen von  $30 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$  mit einer Zellgröße von je  $\Delta x=1 \text{ nm} \times \Delta y=2,5 \text{ nm}$  nachgebildet. Die benutzten Laserparameter wurden dem Experiment entnommen (Halbwertsbreite Pulsdauer  $\tau_L=27 \text{ fs}$ ; Strahlfleck  $A_{\text{FWHM}}=6 \mu\text{m}^2$ ; Intensitäten:  $1 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  bis  $5 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$ ), mit einem gaußförmigen Zeitverlauf und der Elliptizität  $\epsilon=1$ , also vollständig zirkular polarisiertem Licht. Vergleichssimulationen mit linear polarisiertem Licht ( $\epsilon=0$ ) wurden ebenfalls gemacht und später diskutiert. Das simulierte Target entspricht dabei einer Ionenmischung identisch zur Zusammensetzung der Parylen-Folie, mit einer Dicke von 15 nm. Die Simulationen erlauben eine Rekonstruktion der Entwicklung verschiedener Parameter, wie etwa Dichte, Geschwindigkeit, Feldverteilung oder Phasenraum. Hierbei wurde ein Simulationszeitraum von bis zu 700 fs betrachtet, also mehr als das zehnfache der Wechselwirkungsdauer der Folie mit dem Laser. Dies ermöglicht sowohl die Betrachtung der direkt induzierten Prozesse, wie auch die nach der eigentlichen Wechselwirkung stattfindende Entwicklung. Die Simulationszeit pro Datensatz auf JUROPA liegt dabei bei 1-2 Stunden, wobei die Daten danach auf dem System post-prozessiert werden um entsprechende Parameterabhängigkeiten darzustellen.

# 5. Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die zuvor gesammelten experimentellen und theoretischen Daten aufgearbeitet und miteinander verglichen. Ziel ist die Entwicklung eines Modells, welches die beobachteten Prozesse beschreibt, und dessen Vergleich mit bisherigen experimentellen und theoretischen Daten.

Dabei wird zunächst auf die gemessenen Energiespektren eingegangen und Abhängigkeitsrelationen von verschiedenen Parametern diskutiert und vereinheitlicht. Danach wird unter Verwendung der Simulationen ein Erklärungsmodell aufgestellt, sowie dessen Vorteile und Schwächen im Kontext anderer Ergebnisse diskutiert. Unter Verwendung der Daten der Polarisationsabhängigkeit der Prozesse wird ein Vorteil der verwendeten Parameter aufgezeigt. Darauf aufbauend erfolgt das Einbinden der Ergebnisse des optischen Rückstreu-Spektrums, sowie der Energiespektren unter Berücksichtigung des zusätzlichen Streupulses.

Abschließend wird ein Ausblick auf mögliche Folgeexperimente sowie deren erste Resultate gegeben und die dafür benötigten Modifikationen angesprochen.

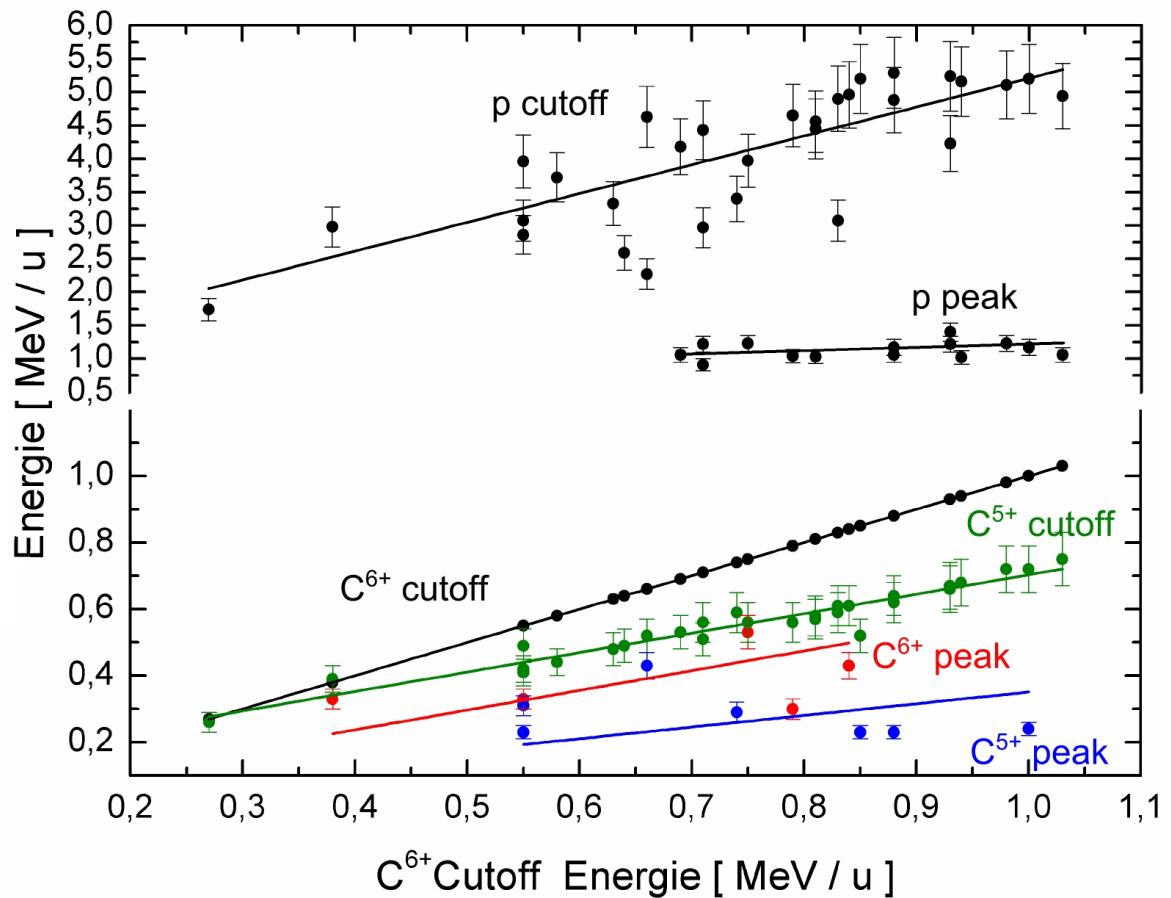
## 5.1. Beschreibung des Beschleunigungsprozesses

Für die grundlegende Beschreibung des Beschleunigungsprozesses insbesondere im Hinblick auf die Ausbildung von Peaks, also monoenergetischen Anteilen im Spektrum, soll in diesem Abschnitt eine weitere Evaluation der Daten erfolgen.

### 5.1.1. Datenaufarbeitung

Die bisher gemessenen Energiespektren in Abhängigkeit der Fokusposition/Intensität (Abb. 4.4) zeigen zwar eine eindeutige Abhängigkeit in der Maximalenergie, jedoch im Rahmen der großen Streubreite keine signifikante Abhängigkeit bei den Peaks. Die große Streubreite der gemessenen Ergebnisse spricht dafür, dass die berechnete Laserintensität kein geeigneter Skalierungsfaktor ist. Anstelle dessen wird in Darstellung 5.1 für die zuvor bereits behandelten Daten als Skalierung die  $C^{6+}$ -Cutoff-Energie gewählt. Die gemessenen Maximalenergien sind durch den TNSA-Prozess bestimmt und wie in Kapitel 2.4.1 und [102] hergeleitet nur proportional zur Wurzel der Intensität und der Wellenlänge. Bei fester Wellenlänge, bzw. fester Zentralwellenlänge und Bandbreite, sind sie also nur abhängig von der Wurzel der Intensität. Hierbei ist die Wahl der Kohlenstoff-Ionen als Skalierungsmaß von Vorteil, da Kohlenstoff vorwiegend aus der Folie selbst stammt, wohingegen die Protonen auch von einer Oberflächenkontamination herrühren könnten. Dass diese Kontaminationen die Protonenzahl beeinflusst wurde in Abb. 4.7 gezeigt und wird in Abschnitt 5.3 weiter diskutiert. Diese Argumente rechtfertigen die Wahl der  $C^{6+}$ -Cutoff-Energie als Skalierungsfaktor der Schuss-zu-Schuss Intensität direkt an, bzw. in der Folie.

Die linearen Anpassungen zeigen zunächst, dass bei dieser Skalierung die Maximalenergien untereinander sehr gut korrelieren. Dabei ist die Energie der Protonen einen Faktor vier höher, als die der  $C^{6+}$ -Ionen. Unter der klassischen Annahme, dass alle Teilchen im gleichen elektrischen Feld beschleunigt werden, wie es im TNSA-Prozess der Fall ist, sollte die Separation dem Ladungs-zu-Masse-Verhältnis folgen, was einem Faktor zwei entspricht -  $(q/m)_p=1/1=1$ ;  $(q/m)_{C6+}=6/12=0,5$ . Die gemessene Energie der  $C^{6+}$ -Ionen ist einen Faktor 1,8 höher als die der



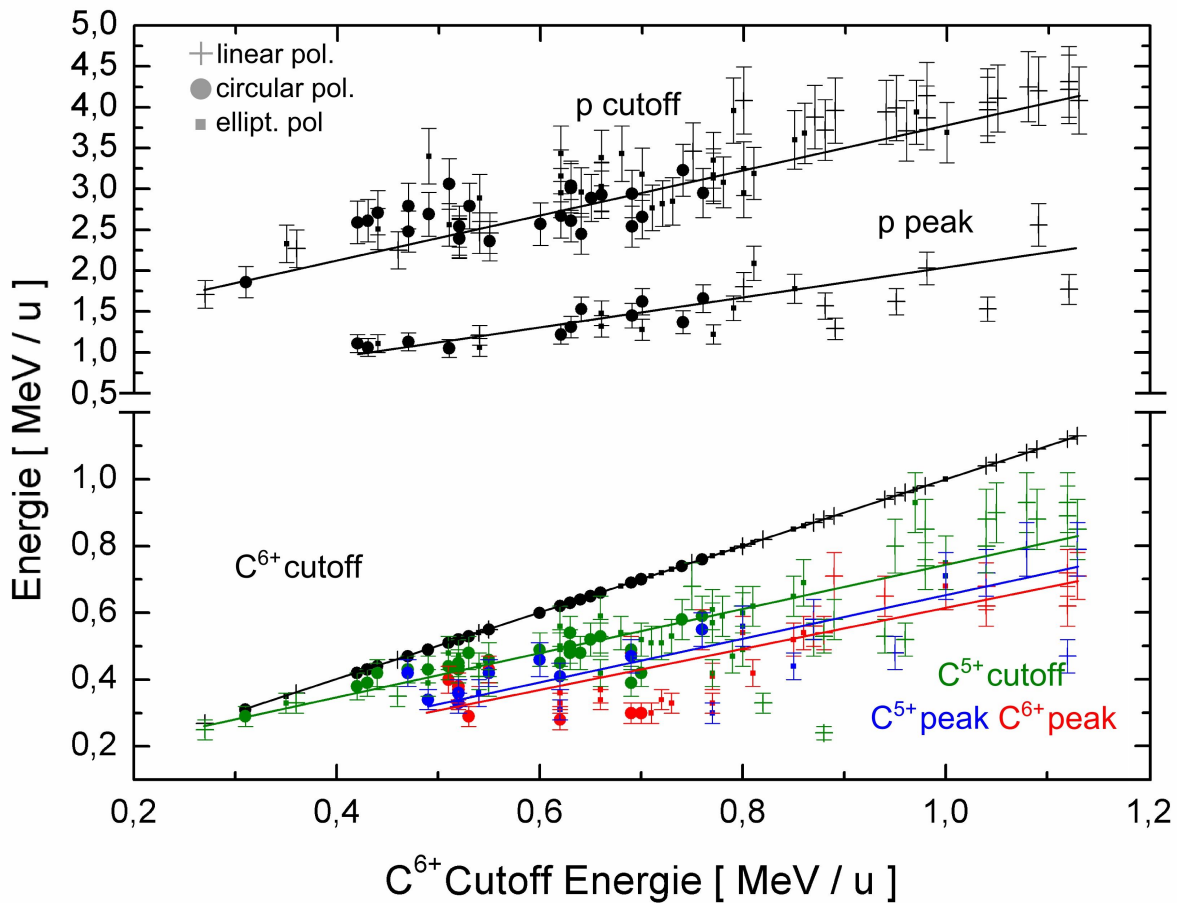
**Abbildung 5.1.:** Darstellung der Cutoff- und Peak-Energie in Abhängigkeit der  $C^{6+}$ -Cutoff Energie. Diese dient als eine Skalierung der Laserintensität am Ort der Folie. Die jeweiligen Peaks im Spektrum liegen immer unterhalb der Cutoff-Energie. Die linearen Anpassungen spiegeln insbesondere für die Cutoff-Energien zueinander das Verhalten sehr gut wieder. Für die Peak-Energien ist die Anpassung aufgrund der Streuung weniger aussagekräftig.

$C^{5+}$ -Ionen. Bei einer Feldbeschleunigung wird klassisch ein Faktor 1,2 erwartet -  $(q/m)_{C^{6+}}=6/12$ ;  $(q/m)_{C^{5+}}=5/12$ . Zugleich ist die Energiestreuung der Protonen-Maximalenergie deutlich größer als die der Kohlenstoff-Maximalenergie. Dies kann durch das höhere Ladungs-zu-Masse-Verhältnis und die daraus resultierende schnelle Reaktion auf Störungen im beschleunigenden elektrischen Feld erklärt werden. Über die Steigung der Peak-Energie und das Verhältnis der Peaks untereinander, insbesondere bei den  $C^{5+}$ - und  $C^{6+}$ -Ionen lässt sich anhand der geringen Statistik dieser Messreihe keine präzise Aussage treffen. Zu sehen ist jedoch, dass Peaks erst bei höheren Intensitäten, also höheren  $C^{6+}$ -Cutoff Energie auftreten.

Um die beobachteten Effekte, insbesondere das Verhalten der Peaks besser zu verdeutlichen, zeigt Abb. 5.2 einen Datensatz mit größerer Grundgesamtheit von 111 aufgezeichneten Spektren. Bei diesem konnte neben einer Messreihe entlang des Fokus zusätzlich die Polarisation variiert werden.

Die angepassten Geraden spiegeln erneut das Verhältnis der Maximalenergien und Peaks pro Ionensorte wieder.

Zunächst treten die Peaks nur bei Energien auf, welche kleiner als die Cutoff-Energie ist. D.h. die Peaks liegen immer innerhalb des abfallenden exponentiellen Spektrums. Weiterhin auffällig ist die Korrelation zwischen den  $C^{6+}$ - und  $C^{5+}$ -Peaks. Die linearen Anpassungen haben im Rah-



**Abbildung 5.2.:** Darstellung der Cutoff- und Peak-Energie eines kompletten Datensatzes von 111 Spektren in Abhängigkeit der  $C^{6+}$ -Cutoff Energie. Die unterschiedlichen Messpunkte spiegeln hierbei die Abhängigkeit von der Polarisation wieder. Neben dem bereits zuvor beobachteten Verhältnis der Cutoff-Energien fällt hier das kollektive Verhalten der Peaks in den  $C^{6+}$ - und den  $C^{5+}$ -Ionen auf.

men der Fehler die gleichen Steigungen  $m$ ,  $m_{C^{6+}} = (0,95 \pm 0,05) \cdot m_{C^{5+}}$ , was bedeutet, dass die Peaks im Spektrum analog zu Abb. 4.2b) für unterschiedliche Ladungszustände bei der gleichen Energie auftreten. Dieser Effekt ist nicht mit der bekannten TNSA-Theorie zu erklären, nach der die Peaks in Folge des unterschiedlichen Ladungs-zu-Masse-Verhältnisses bei unterschiedlichen Energie auftreten müssten. Ein Umladungseffekt, z.B. durch Elektroneinfang eines  $C^{6+}$ -Ions ( $C^{6+} + e^- \rightarrow C^{5+}$ ), kann ausgeschlossen werden, da dieser statistisch bei allen Energien auftreten müsste und sich so auch in einer gemeinsamen Cutoff-Energie äußern würde, was nicht der Fall ist. Dieses kollektive Verhalten wurde in bisherigen Experimenten noch nicht beobachtet. Auch hier wird deutliche, dass die Peaks in den Protonen- und Kohlenstoffspektren erst bei höheren Intensitäten von mehreren  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  auftreten. Bei niedrigerer Intensität sind die gemessenen Spektren rein TNSA-bestimmt und zeigen keine Modulationen.

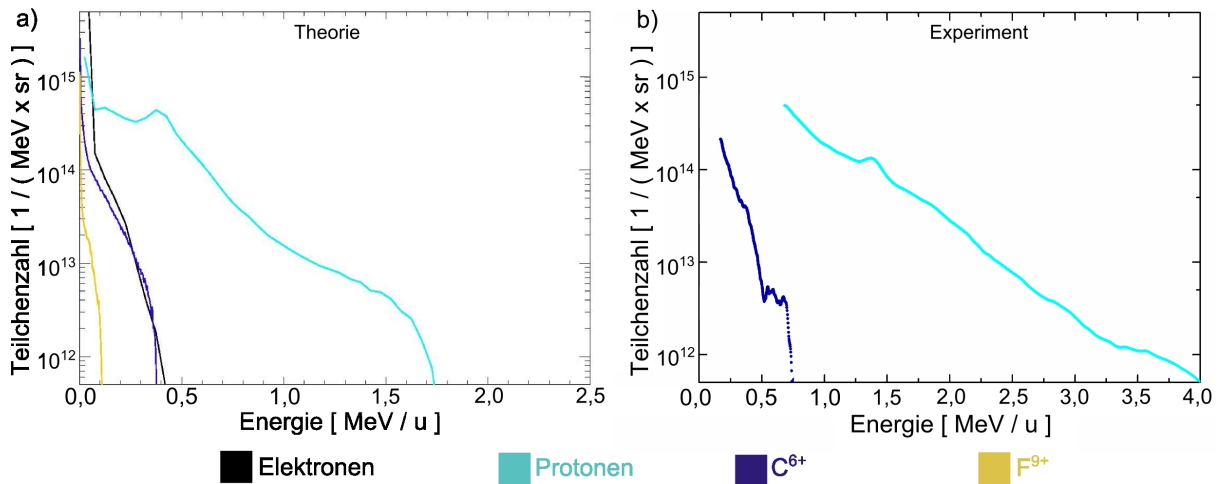
Ein letzter, sich aus dieser Abbildung ergebende Zusammenhang ist die Abhängigkeit von der gewählten Laserpolarisation. Das Auftreten von Peaks im Spektrum ist von der vorliegenden Laserpolarisation unabhängig (vgl. Abb. 4.6), die Peak- und Cutoff-Energie jedoch nicht. Die höchsten Energien sind bei linearer Polarisation zu messen, die niedrigsten bei zirkularer Polarisation. Für die Cutoff-Energie ist der gemessene Energieunterschied zwischen beiden Einstellungen etwa ein Faktor 1,3 bis 1,5, was hervorragend mit der Erwartung übereinstimmt. Die elektrische

Feldstärke reduziert sich für zirkular polarisiertes Licht um einen Faktor  $\sqrt{2}$  (Gl. 2.10) und somit die effektive Intensität um einen Faktor 2, was schließlich für die Cutoff-Energie wieder den Faktor  $\sqrt{2} \approx 1,4$  bedeutet. Die Peaks sind von diesem Verhalten auch beeinflusst, jedoch deutlich schwächer, wie anhand des Proton-Peaks zu erkennen ist.

Diese Beobachtung setzt sich in mehrere Messreihen an unterschiedlichen Tagen fort. Neben dem bereits erklärten Phänomen lässt sich die höhere Energie in den Proton-Spektren im Rahmen der reinen RPA-Theorie zunächst nicht deuten, ebenso wenig wie das Auftreten von Peaks in den Spektren im Falle von linear polarisiertem Licht. Um diese Effekte zu erklären, müssen die zeitabhängige Entwicklung des Energiespektrums untersucht. Das Thomson-Parabel Signal ist dafür nicht geeignet, da es alle Informationen zeitlich aufintegriert darstellt. Eine Möglichkeit in die Prozesse hineinzuschauen bieten numerische Simulationen, wie sie im Folgenden beschrieben und ausgewertet werden.

### 5.1.2. Vergleich mit Theorie

Für die Simulationen wird die Folie wie in Abschnitt 4.7 beschrieben aus den verschiedenen Ionenkomponenten zusammengesetzt. Dabei werden keine Ionisationsprozesse berücksichtigt, d.h. die Folie setzt sich von Beginn an aus vollständig ionisierten Ionen und einer entsprechenden Anzahl freier Elektronen zusammen. Die kinetische Energie aller Teilchen ist dabei Null. Somit ist das Target am Anfang der Simulation ladungsneutral und stabil. Eine Berücksichtigung von Ionisations- und Rekombinationseffekten würde die Simulationszeit pro Datensatz deutlich erhöhen und wurde daher nicht einbezogen. Daraus resultiert, dass die Energiespektren nur vergleichbare Daten für  $C^{6+}$  und Protonen enthalten. Auch hier sind die Massen aller Teilchen, auch der Elektronen, normiert.



**Abbildung 5.3.:** Vergleich eines gemessenen Spektrums mit den Resultaten einer Simulation zum Zeitpunkt  $t=280$  fs für eine Laserintensität von  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ . Sowohl das gemessene als auch das simulierte Spektrum zeigen einen Peak in den Protonen, sowie die deutlich höhere Energie des Proton-Cutoff im Vergleich zum  $C^{6+}$ -Cutoff.

Abb 5.3 zeigt den direkten Vergleich zwischen gemessenen und simulierten Daten. Die Resultate stimmen in ihrer Form überein. Es tritt eine deutlich höhere Energie in den Protonen auf. Dabei ist die gemessene Energie einen Faktor drei größer als die Energie in der Simulation. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die vorliegende Simulation nach  $t=280$  fs endet, wohingegen die gemessenen Spektren der Thomson-Parabel aufgrund der Flugdauer zu einem viel späteren Zeitpunkt entstehen. Die gemessene maximale Teilchenenergie der Protonen von 4 MeV entspricht

6% Lichtgeschwindigkeit. Diese bedeutet, dass die Protonen erst nach ungefähr 50 ns, also sechs Größenordnungen später als das Ende der Simulation, in der Thomson-Parabel eintreffen.

Die Simulation zeigt für den experimentell untersuchten Parameterbereich bei  $10^{19..20} \text{ W/cm}^2$  keine Peaks im Spektrum der  $\text{C}^{6+}$ -Ionen. Darüber hinaus konnten diese zwar auch in Simulationen beobachtet werden, jedoch erst bei Intensitäten von mehreren  $10^{20} \text{ W/cm}^2$ . Für Intensitäten von weniger als  $10^{19} \text{ W/cm}^2$  konnten auch in den Simulationen für die Protonen keine Peaks mehr beobachtet werden.

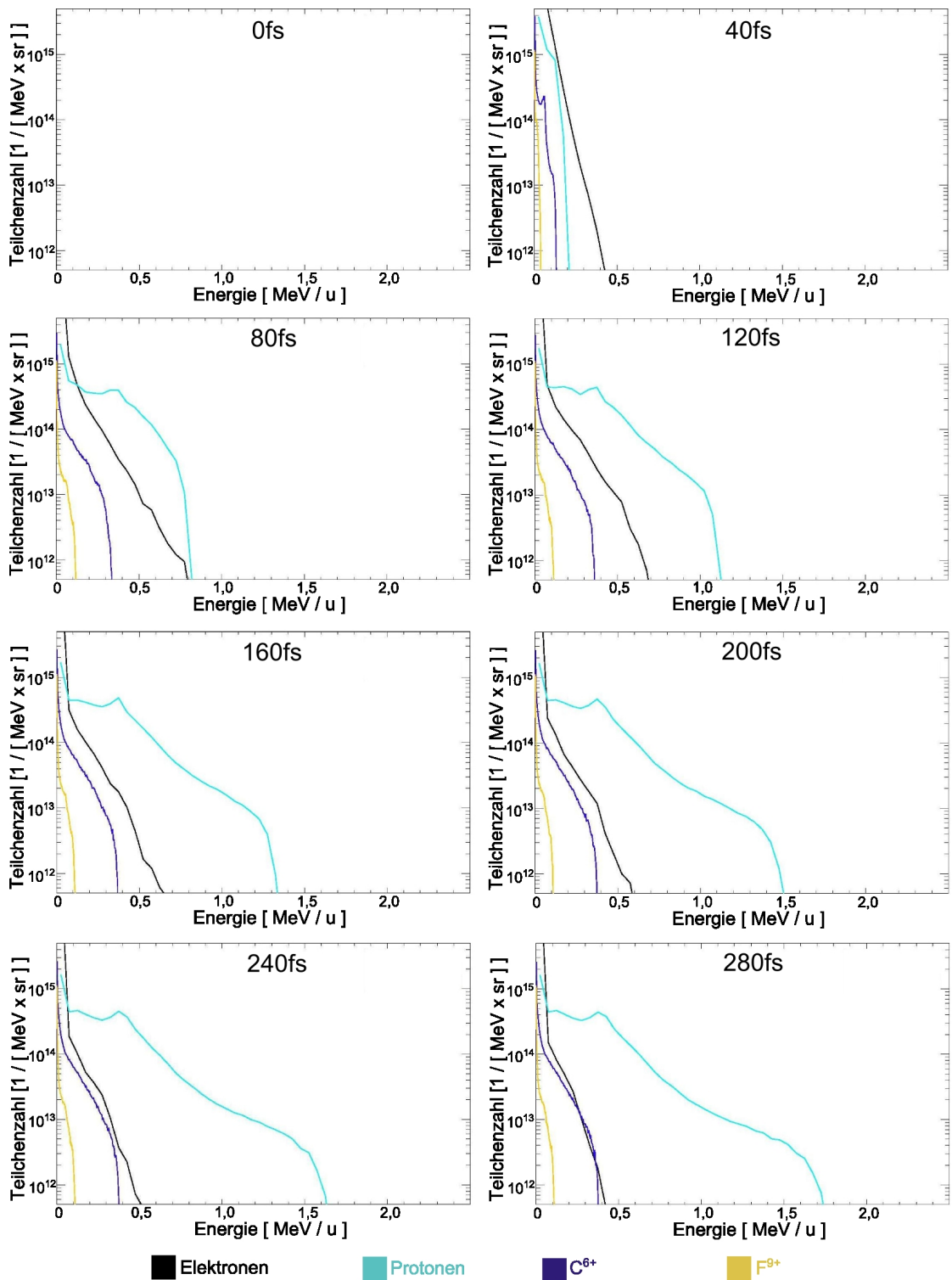
Zur genaueren Untersuchung der zeitlichen Entwicklung des Beschleunigungsprozesses zeigt Abb. 5.4 eine Bildsequenz von 280 fs in Zeitschritten von 40 fs. Dabei interagiert der Laser während der ersten ungefähr 60 fs ( $\tau_{\text{FWHM}}=27 \text{ fs}$ ) mit der Folie. Zunächst zu erkennen ist, dass es bereits nach 40 fs zur Bildung eines Peaks in den Protonen kommt, der nach 80 fs abgeschlossen ist. Der Peak entsteht also während der Zeit, in der der Laser mit der Folie interagiert, und ändert sich nach dieser Phase nicht mehr. Die Ausbildung des Energiespektrums der Kohlenstoff- und Fluor-Ionen ist ebenfalls nach dieser Zeit abgeschlossen. Die Maximalenergien wurden erreicht. Ein besonderes Augenmerk gilt den Protonen und Elektronen. Die Energie der Elektronen nach 40 fs bzw. 80 fs steigt etwas schneller an, als die der Ionen und erreicht nach 80 fs ein Maximum. Nach Ende der Laserwechselwirkung nimmt sie erneut ab und erreicht nach Ende des Simulationszeitraums die gleiche normierte Energie wie die Kohlenstoff-Ionen und damit die gleiche Geschwindigkeit. Betrachtet man zusätzlich die zeitliche Entwicklung der Dichteverteilung in Abb. 5.5, so wird klar, dass ein überwiegender Teil der Elektronen am Ort der Folie bleibt. Anschaulich bedeutet dies, dass der Laser die Elektronen zu Beginn beschleunigt und auch zum Teil aus der Folie hinaus drückt, aber das Potential der Ionenrümpfe des Targets so groß ist, dass die Elektronen nicht entkommen können.

Im Gegensatz hierzu steigt die Maximalenergie der Protonen auch nach Ende der Laserwechselwirkung weiter an. Es muss also einen weiteren Beschleunigungsprozess geben, der hier wirkt. Anhand der Tatsache, dass die Elektronen den Protonen nicht folgen, kann es nicht zu einer Ladungskompensation innerhalb der propagierenden Protonen kommen. Bei den relativ hohen Dichten, kommt es aber zu einer Coulomb-Abstoßung der Protonen untereinander, bzw. der Protonen mit dem restlichen Target, solange die Elektronen die Ladung der schweren Ionen nicht kompensieren. Von dieser profitieren vor allem die schnellen Protonen in der zu diesem Zeitpunkt bestehenden Energieverteilung. Diese sind schon weit genug vom Target separiert, um durch die Coulomb-Abstoßung gerichtet weiter in Vorwärtsrichtung beschleunigt zu werden. Die Protonen, welche den Peak bilden sind hingegen relativ langsam und haben nur die Energie, also Geschwindigkeit der Kohlenstoff-Ionen ( $0,5 \text{ MeV/u}$ ). Damit befinden sie sich noch innerhalb der Folie und gewinnen somit keine zusätzliche Energie durch diesen Effekt. Ein weiteres Indiz für diese Theorie ist die Betrachtung der Teilchenzahl. Die Anzahl der Teilchen im Peak ist stabil und ändert sich nach 80 fs nicht mehr, während bei den Protonen die eine höhere Energie als  $0,5 \text{ MeV}$  haben, also schneller als die schweren Ionen der Folie sind, die Gesamtzahl der Teilchen bei der Nachbeschleunigung ausschmiert.

### 5.1.3. Beschleunigungsprozess

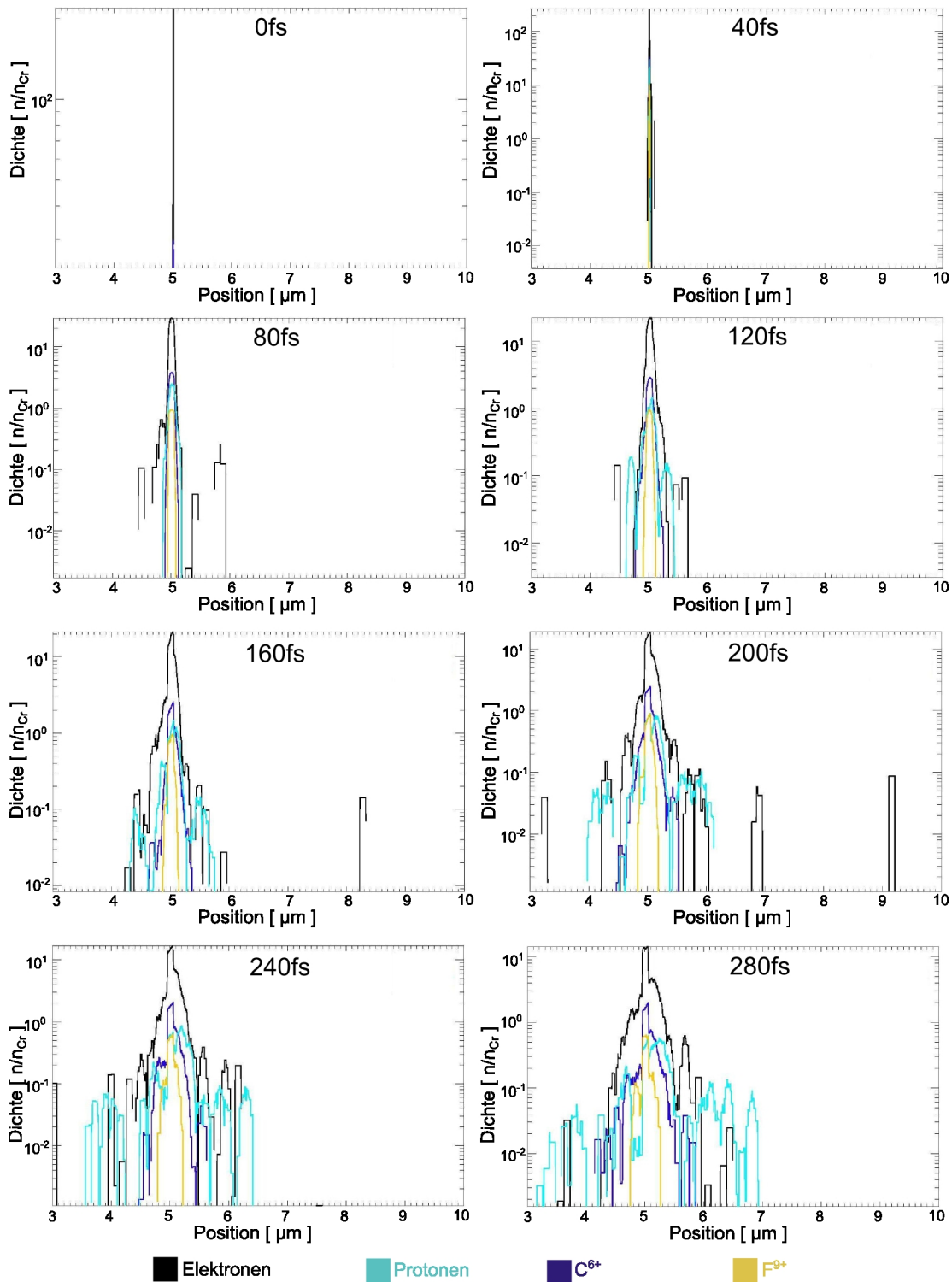
Anhand der vorangegangenen Beobachtungen und des Vergleiches mit den Simulationen lässt sich ein Modell des Beschleunigungsprozesses aufstellen, welches die Beobachtungen erklärt. Abb. 5.6 skizziert ein in zwei Schritten ablaufendes Modell.

Im ersten Schritt findet eine Beschleunigung der Folie während der Laserwechselwirkung statt. Diese ist ein kollektiver Prozess (RPA) und führt zur Ausbildung der monoenergetischen Effekte. Die Elektronen werden dabei zu etwas höheren Energien beschleunigt, so dass sie auf der Vorderseite aus der Folie austreten können. Das Austreten der Elektronen für die verwendeten



*Abbildung 5.4.: 2D-Simulation der Energieverteilung für einen Laserschuss mit  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  auf die Parylen-Folie. Die Ausbildung einer Modulation im Proton-Spektrum tritt bereits nach 40-60 fs auf. Während dieser Zeit wechselwirkt der Laser noch mit dem Target. Nach 80 fs ist die Ausbildung des Peaks abgeschlossen. Die Maximalenergie für die schweren Ionen (Kohlenstoff und Fluor) wurde erreicht. Danach nimmt nur noch die Energie des Protonen-Cutoffs zu.*





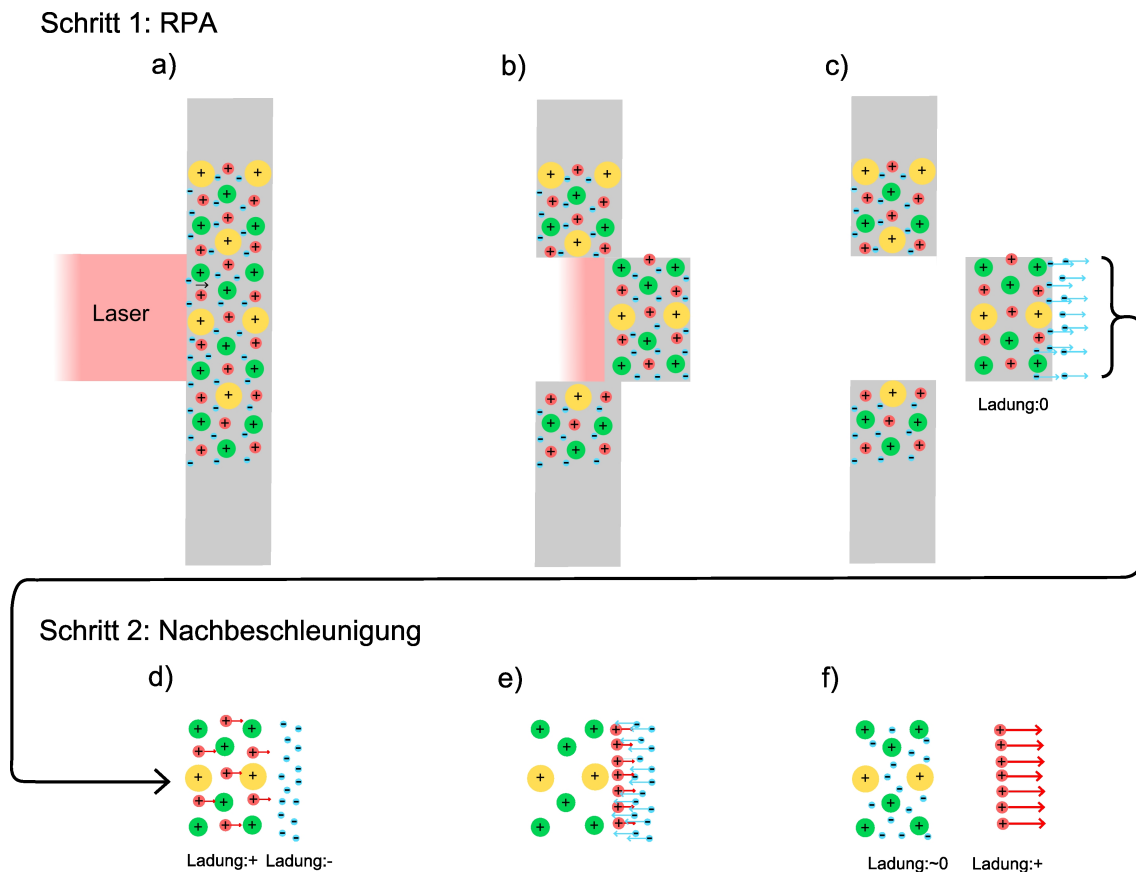
**Abbildung 5.5.:** 2D-Simulation der Dichteverteilung für einen Laserschuss mit  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  auf die Parylen-Folie.

Experimentparameter spiegelt eine Verletzung der Gleichgewichtsbedingung aus Gl. 2.47 wieder. Der übertragene Impuls ist wie beschrieben zu groß für eine gleichmäßige Beschleunigung, aber zu klein für ein vollständiges Ablösen der Elektronenschicht. Wie in Kapitel 2.4.2 berechnet, liegt

die Gleichgewichtsdicke für eine vollständige Impulsübertragung bei den verwendeten Laserparametern polarisationsabhängig bei  $d_{\text{Par,zirk.}}=22$  nm bis  $d_{\text{Par,lin.}}=31$  nm ( $a_0=5,3$ ;  $\sigma_{\text{zirk}}=1,7$  bzw.  $\sigma_{\text{zirk}}=2,6$ ). Die verwendete 15 nm Folie mit  $\sigma=1,1$  ist zu dünn für den Prozess.

Durch den zu großen Impuls und damit das Überschwingen der Elektronen wird ein zweiter Schritt in der Beschleunigung induziert. Die beschleunigten Elektronen, welche auf der Vorderseite aus der Folie herauskommen, führen zum Aufbau eines elektrischen Feldes, welches wiederum eine Nachbeschleunigung der Ionen bewirkt. Die Ionen werden zunächst in einem TNSA ähnlichen Prozess im Rahmen ihres Ladungs-zu-Masse-Verhältnisses beschleunigt, wobei die Protonen die meiste Energie gewinnen. Ein Teil der Protonen gewinnt dabei so viel Energie, dass er vor die Ionen der restlichen Folie kommt. Da die mittlere kinetische Energie der Elektronen nicht ausreicht, um dem Potential der Targetfolie zu entkommen, wird der überwiegende Teil durch das Potential und Stöße mit den Ionen abgebremst, bis sie deren Geschwindigkeit angenommen haben. Bedingt durch die thermische Energieverteilung der Elektronen erreicht aber ein kleiner Teil eine genügend große kinetische Energie, um aus dem Potential zu entkommen. Die auf diesem Weg verlorenen Elektronen werden im Target erst auf längeren Zeitskalen durch freie Elektronen der Umgebung kompensiert. Ein großer Teil der Population der schnellen Protonen hingegen hat genug kinetische Energie dem Potential zu entkommen. Dabei wirkt auf diese Protonen neben dem zunächst beschleunigenden Feld der Elektronen auch das repulsiv wirkende Feld der Ionenrümpfe, welches Ihnen einen zusätzlichen Impuls durch eine Coulomb-Abstoßung gibt.

Final wird so eine Energieverteilung erreicht, bei der ein Teil der Protonen in Folge der kombinierten Nachbeschleunigungsprozesse aus einer durch die Elektronen induzierten TNSA-ähnlichen Feldbeschleunigung und einer durch die schweren Ionenrümpfe induzierten Coulomb-Abstoßung, höhere Energien erreicht, als es im Falle der reinen RPA-basierten Beschleunigung möglich wäre. Darüber hinaus zeigen Experiment und Simulationen, dass bei niedrigen Intensitäten (kleiner  $10^{18..19}$  W/cm<sup>2</sup>) der kollektive Effekt verschwindet und eine Beschleunigung nur noch durch den TNSA-Prozess getrieben wird. Es wird also kein reiner RPA-Prozess beobachtet, sondern eine Überlagerung mehrerer Prozesse. Dennoch lässt sich die kollektive Komponente eindeutig beobachten und verifizieren.



**Abbildung 5.6.:** Schema des zweiteiligen Beschleunigungsprozesses. (a,b) In einer ersten Stufe wird die Targetfolie während der Wechselwirkung mit dem Laserpuls in einem teilweise kollektiven Prozess beschleunigt. (c) Dabei werden die Elektronen auf der Vorderseite aus der Folie hinaus gedrückt und bauen so (d) ein elektrisches Feld auf, in welchem die Ionen, insbesondere die Protonen nachbeschleunigt werden. (e) Die Energie der Elektronen ist nicht hoch genug um dem attraktiven Potential, vermittelt durch die Ionenrümpfe, zu entkommen. Die Elektronen verbleiben bei den schweren Ionen der Folie, wohingegen die (f) schnellsten Protonen genug kinetische Energie haben um dem Potential entkommen. Ihre Raumladung wird nicht durch die Elektronen kompensiert, so dass eine zusätzliche, repulsive Kraft in Form einer Coulomb-Abstoßung wirkt.

## 5.2. Polarisationsabhängige Prozesse

Die beobachteten polarisationabhängigen Effekte entsprechen den erwarteten Vorhersagen, im Rahmen des feldinduzierten TNSA-Prozesses. Die in der Theorie [125] - für deutlich höhere Intensitäten ( $a_0$ ) - vorhergesagte starke Abhängigkeit des kollektiven Prozesses von der Polarisation kann nicht beobachtet werden.

Zunächst entspricht das in Abb. 5.2 und 4.5b gemessene Verhalten für die feldabhängige Cutoff-Energie der Erwartung. Die Maximalenergie reduziert sich im Falle von zirkular polarisiertem Licht um einen Faktor 1,3 bis 1,5, was genau der Feldreduktion von  $1/\sqrt{2} \approx 1,4$  (Gl. 2.10) entspricht.

Ein besonderes Augenmerk liegt auf den Peaks als Maß des kollektiven Prozesses. Die Betrachtung der Häufigkeit und Energien in Abb. 4.6 zeigt ein signifikantes Auftreten von Peaks bereits für eine Elliptizität von mehr als 20 %, wobei diese häufiger in den Kohlenstoffspezies, als den Protonen nachgewiesen werden konnten. Abb. 5.2 zeigt, dass auch Peaks bei der Verwendung von vollständig linear polarisiertem Licht auftreten.

Dies steht im Widerspruch zur bisherigen Annahme [125], dass der kollektive Prozess sich nur dann dominant ausbildet, wenn die Elektronen nicht geheizt werden. Diese Diskrepanz kann von den verschiedenen Parameterräumen abhängen. Das Experiment wurde für Intensitäten  $10^{17..20} \text{ W/cm}^2$  durchgeführt, wohingegen in der Literatur überwiegend Intensitäten im Bereich  $10^{21..23} \text{ W/cm}^2$  diskutiert werden. Unter diesen Bedingungen sind die Elektronen hochrelativistisch. Gleichzeitig werden für diese Intensitäten dickere als die verwendeten Targets angenommen, so dass mehr Elektronen geheizt werden. Betrachtet man mehr Elektronen, so kann die Wahl der Polarisation und damit das Erzeugen einer größeren Population heißer Elektronen eine Rolle spielen. Im Rahmen der Simulationen zu dieser Arbeit wurde auch der Fall eines linear polarisierten Laserpulses betrachtet. Es trat auch hier ein Peak im Spektrum auf, jedoch mit geringerer Signalthöhe. Ferner wurde für  $10^{21} \text{ W/cm}^2$  in unabhängigen Simulationen [123] gezeigt, dass ein teilweise kollektiver Beschleunigungsprozess mit linear polarisiertem Licht möglich ist.

Die Auswertung der gemessenen Dosis (Abb. 4.5a) zeigt, dass diese bei der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht abnimmt. Anpassen des gemessenen Dosis-Verhältnisses für Parylen in einer Messreihe mit einer kleineren Schrittweite ergab  $D_{\text{lin.}} = (5,0 \pm 0,8)D_{\text{zirk.}}$ . Abb. 5.7 zeigt das gemittelte Dosisverhalten für eine vollständige Messung zwischen linear und zirkular polarisiertem Licht bzw. umgekehrt. Für die Erklärung der Dosisverminderung um den gemessenen Faktor können mehrere Modelle aufgestellt werden.

### 1. Schwarzkörperstrahlung:

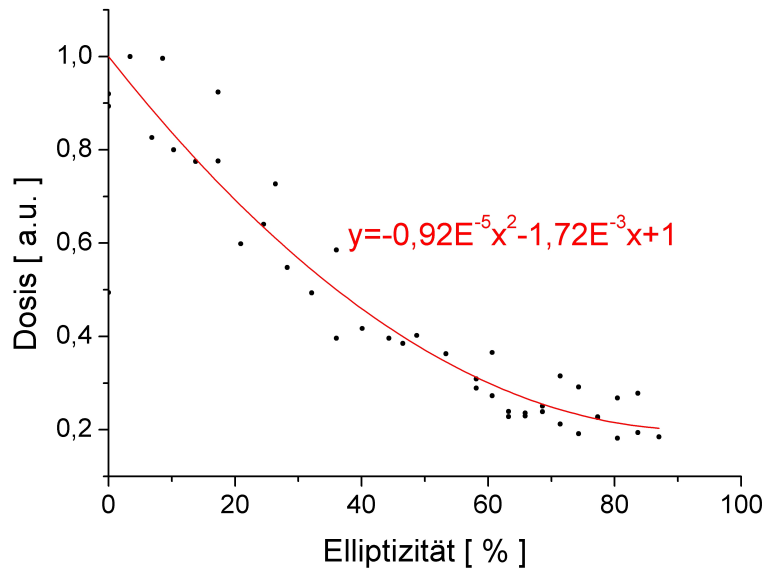
#### a)

Zunächst gilt unter der Annahme, dass die gemessene Dosis vollständig durch thermische Abstrahlung der Elektronen der Folie entsteht, dass die Trajektorie eines einzelnen Elektrons im Feld des Lasers beschrieben wird durch die in Kapitel 2.1.3 hergeleiteten Bewegungen. Bei der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht ist das beschleunigende Laserfeld wie zuvor eingeführt um den Faktor  $1/\sqrt{2}$  kleiner. Nimmt man ferner an, dass die maximale Energie des Elektrons  $E_e$  im elektrischen Feld dabei durch die maximale Feldamplitude gegeben ist, gilt

$$E_e = eU = e \left| \vec{E}_L \right| \quad (5.1)$$

und somit die Temperatur  $T_e$  der Elektronen unter Benutzung von 2.24

$$\left| \vec{E}_L \right| \propto T_e. \quad (5.2)$$



**Abbildung 5.7.:** Verlauf der normierten gemessenen Dosis für eine Änderung der Polarisati-  
on zwischen linear und zirkular polarisierten Laserpulsen für eine Messung auf Grundlage von  
107 Schüssen (pro Messpunkt und Richtung gemittelt). Eine Anpassung mittels eines Polynoms  
zweiten Grades beschreiben die Abhängigkeit dabei hinreichend.

Somit reduziert sich auch die Temperatur um den Faktor  $1/\sqrt{2}$ . Nimmt man an, dass die Folie sich wie ein idealer „schwarzer Körper“<sup>1</sup> verhält, so kann das Stefan-Boltzmann-Gesetz [204, 205] angewandt werden und für die abgestrahlte Leistung  $P_{S-B}$  gilt:

$$P_{S-B} \propto T_e^4. \quad (5.3)$$

Durch Einsetzen folgt direkt  $P_{zirk.} = 1/4 \cdot P_{lin.}$  und damit eine theoretische Dosis-Reduktion um einen Faktor 4.

b)

Realistischer ist die Annahme, dass die Elektronen im mittleren ponderomotorischen Potential [59] aus 2.17 beschleunigt werden. Es folgt:

$$P_{S-B} \propto T_e^4 \sim |\vec{E}_L|^8. \quad (5.4)$$

Infolge der zwei Raumrichtungen, in die die Elektronen für zirkular polarisiertes Licht schwingen, gilt:

$$P_{S-B} \propto E_x^8 + E_y^8 = 2 |\vec{E}_L|^8 \quad (5.5)$$

woraus ein Faktor 2 folgt und somit unter erneuter Verwendung des Stefan-Boltzmann-Gesetzes  $P_{zirk.} = 1/8 \cdot P_{lin.}$ .

Keines der obigen Modelle spiegelt die Messung exakt wieder, daher sollen weitere Ansätze behandelt werden.

## 2. Bremsstrahlung:

Statt der Annahme, dass die Abstrahlcharakteristik der Folie der eines schwarzen Körpers

<sup>1</sup>Der Begriff, eingeführt durch G. Kirchhoff, beschreibt einen idealen Körper, welcher ein perfekter Absorber und gleichzeitig ein idealer Emittent ist [203].

entspricht, kann auch von Bremsstrahlung der Elektronen im Target oder des entstandenen Plasmas ausgegangen werden. Für die in Bremsstrahlung abgestrahlte Leistung  $P_{\text{Brems}}$  gilt [206–208]:

$$P_{\text{Brems}} \propto \sqrt{T_e}, \quad (5.6)$$

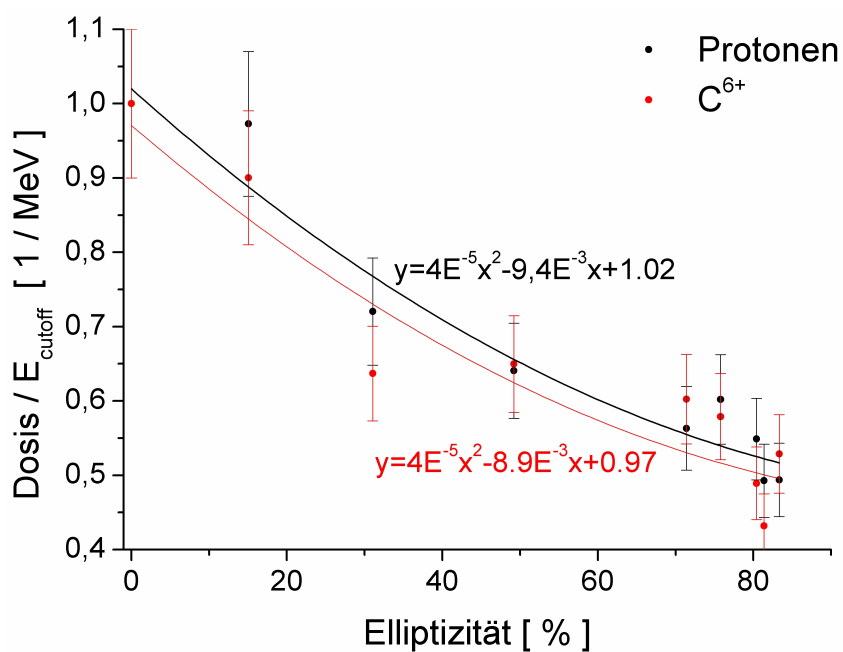
was mit den oben angenommenen Elektron-Energien  $E_e$  einer Dosis-Reduktion von weniger als 2 entsprechen würde, und das Ergebnis noch schlechter widerspiegelte.

Diese klassischen Beschreibungen können das Ergebnis im Rahmen der Fehlergrenzen nicht exakt widerspiegeln. Weiterführende Untersuchungen zur besseren Reproduktion des Ergebnisses mit numerischen Methoden, wie etwa in [168], wäre möglich. Diese wurden jedoch im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt, da die Dosiseffekte nur von sekundärem Interesse sind.

Betrachtet man darüber hinaus das in Abbildung 4.5a gezeigte Dosisverhalten von Parylen- und Kohlenstoff-Folie so ergibt sich ein auf die Dicke normiertes gemessene Verhältnis der Dosis von  $D_{\text{DLC}} = (6, 2 \pm 1, 5) D_{\text{Parylen}}$ . Die Elektronendichte des Polymers ist wie in Tabelle 2.1 berechnet nur ungefähr einen Faktor zwei geringer ist als die der Kohlenstoff-Folie. Nimmt man zunächst an, dass die Dosis linear mit der Anzahl der vorhandenen Elektronen steigt, wie es in einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung für das thermische Bremsstrahlungsspektrum der Fall wäre [206] so wird dieses Verhältnis unzureichend wiedergegeben. Hierfür können mehrere Gründe in Frage kommen. Wenn die in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Absorptionseffekte unterschiedlich ausgeprägt sind, was infolge der verschiedenen Elektronendichte der Fall sein sollte, so absorbiert die Folie bzw. das Plasma unterschiedlich gut Energie. Dadurch erhöht sich, analog zur vorangegangenen Diskussion auch die abgestrahlte Leistung. Eine weitere Möglichkeit wäre, dass die Parylen-Folie nicht vollständig ionisiert wird. Bei der maximalen Intensität von  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  treten bei der DLC Folie nur noch Protonen und  $\text{C}^{6+}$ -Spuren auf. Es ist also davon auszugehen, dass eine vollständige Ionisation vorliegt. Bei den Parylen-Folien hingegen sind immer mehrere Ladungszustände der Ionen zu messen. Folglich ist diese nicht vollständig ionisiert. Die Anzahl der freien Elektronen ist also von vornherein geringer, welche die gemessene Diskrepanz ebenfalls erklären könnte.

Ein weiteres Ergebnis lässt sich aus der Kombination der gemessenen Resultate für Dosis und Cutoff-Energie herleiten. Während die Cutoff-Energie bei der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht nur um einen Faktor  $\sqrt{2}$  abnimmt, verringert sich die Dosis ungefähr um einen Faktor 4 bis 6. Der Quotient aus erzeugter Dosis und maximal erreichter Teilchenenergie gibt einen Hinweis für die praktische Anwendbarkeit der Laser-Teilchenbeschleunigung im heute üblichen TNSA-Regime. Abb. 5.8 zeigt die Kombination der Daten aus 4.5a und 4.5b, das Dosis-pro-maximaler-Teilchenenergie Signal.

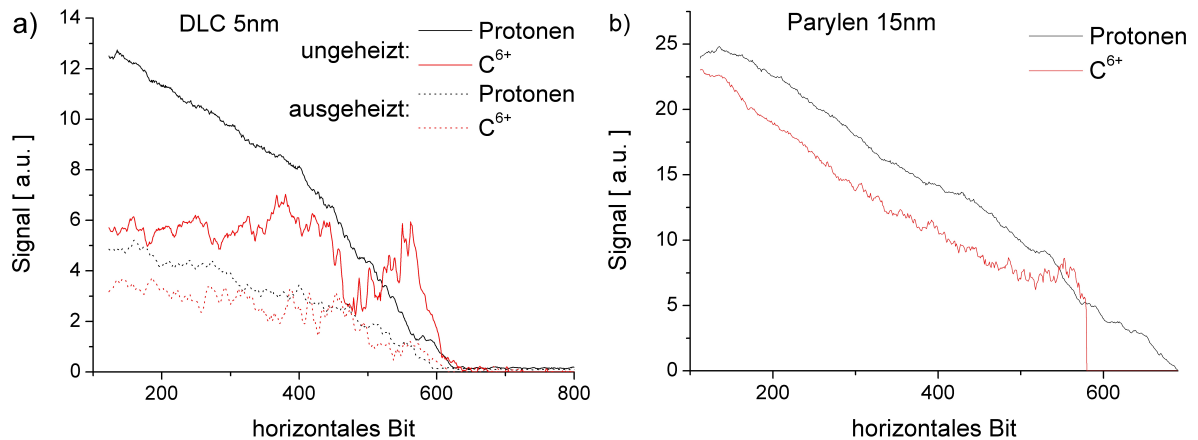
Mit dem Ziel möglichst hohe Teilchenenergien bei möglichst geringer Dosis zu erzeugen, etwa für medizinische Anwendungen [209–211], bietet die Verwendung von zirkular polarisierten Laserpulsen eine Unterdrückung der entstehenden Strahlung um einen Faktor zwei. Bei ausreichender Laserleistung um die gewünschte Teilchenenergie trotz der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht zu erzeugen kann so z.B. die Strahlenbelastung für einen Patienten gesenkt werden.



**Abbildung 5.8.:** Verhältnis von Dosis zu Maximalenergie in Abhängigkeit der Polarisierung. Bei der Verwendung von zirkular polarisiertem Licht ist die erzeugte Dosis bei Maximalenergie ca. einen Faktor zwei geringer.

### 5.3. Stabilisierung des Beschleunigungsprozesses

Die durchgeführten Untersuchungen zur Stabilisierung des Beschleunigungsprozesses haben unterschiedliche Auswirkungen auf die ablaufenden Prozesse. Das in Kapitel 4.5.1 beschriebene Verfahren des Ausheizens der Folien ließ sich nur auf die DLC-Folien anwenden. Es wurde gezeigt, dass ohne Heizen der Folie die im Spektrum auftretenden Protonen zum Teil von einer Oberflächenkontamination her beruhen. Dabei ändert sich zwar die Teilchenzahl, die Energien bleiben jedoch vergleichbar. Somit hat das Ausheizen keinen direkten Einfluss auf den Beschleunigungsprozess. Peaks im Spektrum wurden mit und ohne Ausheizen bei der DLC-Folie relativ selten beobachtet. Das thermische Reinigen der Parylen-Folie ist wegen der Beschaffenheit des Polymers nicht möglich. Eine Aussage über die Kontamination lässt sich dennoch unter Berücksichtigung einiger Annahmen machen. Abb. 5.9 zeigt einen Zwischenschritt bei der Erstellung der Spektren. Gezeigt ist die Signalstärke je Pixel entlang der Spuren der Protonen und der  $C^{6+}$ -Ionen aus einer ungeheizten bzw. ausgeheizten 5 nm dicken DLC-Folie bzw. einer ungeheizten Parylen-Folie. Die Spektren sind beide bei gleicher Intensität ( $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ) aufgenommen, so dass der gleiche Ionisationsgrad angenommen werden kann. Somit ist das Integral über dieses Signal proportional zur absoluten gemessenen Anzahl  $G$  der detektierten Teilchen auf der Thomson-Parabel. Die Bildung des Quotienten  $G_P/G_{C^{6+}}$  gibt das Proton-zu-Kohlenstoff-Verhältnis an. Die ungeheizte Kohlenstoff-Folie hat  $G_{DLC,u}=1,47$ , die ausgeheizte  $G_{DLC,a}=1,17$ . Erwarten würde man beim Ausheizen ein  $G_{DLC,a}=0$ , da keine Protonen in oder auf der Folie vorhanden sein sollten. Bei der Parylen-Folie ist das Verhältnis  $G_{Par.,u}=1,25$ . Hier enthält allerdings die Folie selbst Protonen, welche am Beschleunigungsprozess teilnehmen können.



**Abbildung 5.9.:** Zur absolut gemessenen Teilchenzahl proportionales Signal. **a)** Bei einer 5 nm dicken DLC-Folie, welche mit einem zweiten Laser thermisch ausgeheizt wurde, ist zu erkennen, dass die gemessenen Spektren nach dem Ausheizen deutlich weniger Protonen-Signal erzeugen. **b)** Die 15 nm dicke Parylen-Folie zeigt im direkten Vergleich ein deutlich ausgewogeneres Verhältnis von Protonen zu  $C^{6+}$ -Ionen.

Im Vergleich mit dem Ergebnis der DLC-Folie lässt dies zwei Schlüsse zu. Entweder kommen die gemessenen Protonen nur aus der Oberflächenkontamination. In diesem Fall würde sich auf dem Parylen, welches ein sehr inertes Material ist, weniger Kontamination ansammeln und die Folie steuert dem Beschleunigungsprozess selbst wenig oder keine Protonen bei. Die andere Möglichkeit wäre, dass sich auf dem Parylen wenig Oberflächenkontamination ansammelt und die Protonen zum Teil aus dem Target selber stammen.

Für letztere Hypothese sprechen zwei Tatsachen. Die erste folgt aus dem Spektrum der Schüsse auf Parylen selbst. In diesen befinden sich neben den Proton- und Kohlenstoff-Spuren auch



mehrere Spuren von beschleunigten Fluor-Ionen (vgl. Spuren in Abb.4.2), welche in der Folie vorhanden sind. Dass es sich dabei um eine Oberflächenkontamination handelt, kann ausgeschlossen werden, da diese bei der Verwendung von DLC-Folien nicht auftraten. Dies bestätigt, dass auch Ionen aus der Folie beschleunigt werden und somit neben dem Fluor höchstwahrscheinlich auch ein Teil der gemessenen Protonen aus der Folie selber stammt. Ein weiteres Argument ist das Auftreten der Proton-Peaks. Im Rahmen des erläuterten Beschleunigungsprozesses kommen diese kollektiv beschleunigten Protonen aus dem Target selbst.

Genauere Untersuchungen der Rolle der Kontaminationsschicht im TNSA-Prozess von dickeren Targets werden in der Literatur unter anderem in [23,212–214] diskutiert, wobei eine gemessene Schichtdicke der Kontamination von 1 nm angegeben wird [215].

Ein Vergleich der totalen Teilchenzahl anhand Abb. 5.9 normiert auf gleiche Targetdicke zeigt, dass die Beschleunigung aus der DLC-Folie etwa einen Faktor 1,3 mehr Teilchen erzeugt. Hier ist ein direkter Vergleich zur Deutung des Phänomens schwierig, da es sowohl unterschiedliche Materialien, als auch unterschiedliche Dicken sind. Denkbar wäre, dass bedingt durch die dickere Folie das Potential der Ionenrumpfe größer ist und so weniger Teilchen stark genug beschleunigt werden um diesem zu entkommen. Eine Dickenabhängigkeit des TNSA-Prozesses für jeweils gleiche Materialien wird in der Literatur beschrieben [27, 109, 216].

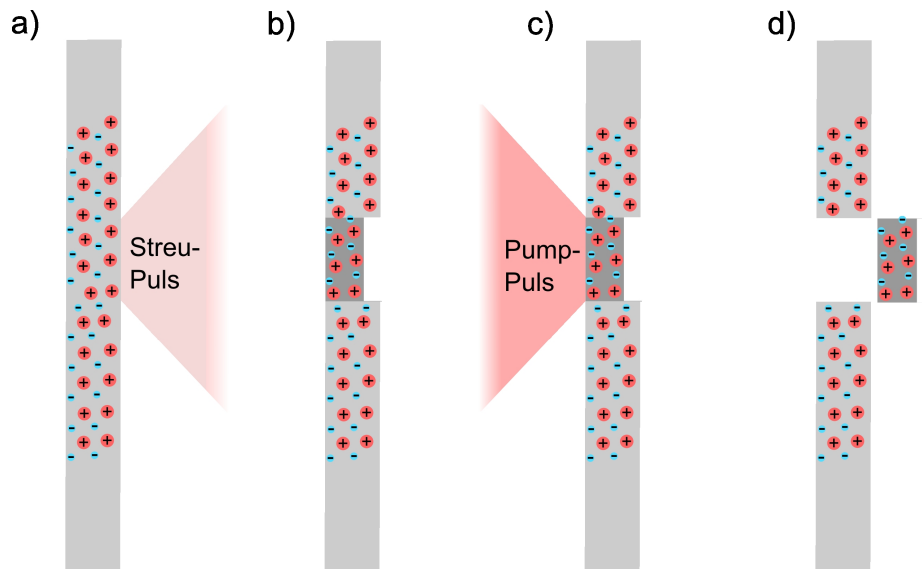
Die zweite Untersuchung mittels des Streu-Pulses verdeutlicht, dass der Beschleunigungsprozess als solcher aktiv beeinflusst werden kann. Abb. 4.9a zeigt, dass die Cutoff-Energie der Protonen abnimmt, wenn der Streu-Puls die Folie vorher erreicht. Dabei nimmt die Energie binnen 4 ps um etwa die Hälfte ab, danach verschwindet das Signal vollständig. Dieses Verhalten korreliert mit dem Verhalten für einen Schuss mit einem schlechten Laserkontrast. Verwandelt der Streu-Puls die Folie zu früh in ein Plasma, welches expandiert, nimmt die Elektronenzahl ab, was dazu führt, dass der Pump-Puls nicht mehr genug Elektronen heizen kann, damit eine effektive Beschleunigung stattfindet.

Eine Veränderung der Peak-Energie ist auf deutlich kleineren Zeitskalen von der Verzögerung des Streu-Pulses abhängig. Im Rahmen der Schwankungen kann ein Anstieg der Energie im Bereich zwischen -1 ps und +1 ps beobachtet werden. Das Ausbleiben von Peaks bei größeren positiven Verzögerungen deutet darauf hin, dass der kollektive Effekt (RPA), wie in Abschnitt 5.1.3 beschrieben, nur bei einer kalten Folie mit hoher Dichte auftreten kann. Bildet sich ein Plasma aus, so nimmt die Elektronendichte ab und der Pump-Puls kann keine stabile Elektronschicht mehr beschleunigen. Dabei zeigt ein Vergleich der Zeiten, bis die Störung sich auf den RPA- bzw. den TNSA-Prozess auswirkt, dass letzterer unempfindlicher ist und auch bei einer beginnenden Plasmaausbildung noch stattfinden kann.

Um den Anstieg der Peak-Energie erklären zu können, muss zunächst hergeleitet werden, von welchen Parametern dieser abhängt. Eine längere Pulsdauer bei gleichem elektrischen Feld könnte die Elektronen länger kollektiv treiben, was wiederum die kollektive Ionenbeschleunigung verbessern würde. Anschaulich bedeutet dies anhand Abbildung 5.6, dass die RPA-Stufe verlängert wird (vgl. Kapitel 5.5). Eine andere Möglichkeit wäre eine Erhöhung der Elektronendichte, um das in Gl. 2.47 beschriebene Gleichgewicht herzustellen. Dies kann wie beschrieben durch ein dickeres Target oder eine höhere Elektronendichte kompensiert werden. Eine mögliche Erklärung wäre, dass der Streu-Puls von der Vorderseite her eine Schockwelle durch die Folie treibt, also zu einer Erhöhung der Elektronendichte führt, siehe Abb 5.10. Trifft der Pump-Puls zeitlich mit der durch das Target propagierenden Schockwelle auf der Rückseite des Targets zusammen, so wird diese reflektiert und verstärkt, was in der Literatur bei dicken Targets, insbesondere im Hinblick auf die Trägheitsfusion<sup>2</sup> ein mit großem Interesse untersuchtes Phänomen ist [221–224]. Das Stu-

<sup>2</sup>Zur Verschmelzung von Deuterium und Tritium wird in eine mit diesen beiden Wasserstoffisotopen gefüllte Kugel von außen, z.B. durch Laserstrahlung, Energie eingebracht. Wird die Kugel und der darin enthaltene

dium der Schockwellen ist dabei besonders von Interesse, um die nötige homogene Kompression zu erzielen.



**Abbildung 5.10.:** Schema der Verbesserung der kollektiven Beschleunigung durch einen vorpulsgetriebenen Schock, welcher zu einer Erhöhung der Targetdichte führt. **a)** Der auf die Targetvorderseite fokussierte Streupuls erzeugt eine Schockwelle, **b)** welche durch das Target propagiert und dieses verdichtet. **c)** Trifft der Pump-Puls im richtigen Moment auf die Targetrückseite, so wird die **d)** komprimierte Schicht beschleunigt.

Anhand der Messungen lässt sich abschätzen, dass die Schockwelle die 15 nm-Folie in 1 bis 2 ps durchläuft, was einer Geschwindigkeit von 7 bis 15 km/s entspricht. Die laserinduzierte Schockausbreitung in einem Wasser-Kohlenstoff-Gemisch wurde von *Pezeril et al.* [222] bei Intensitäten von mehreren  $10^{11}$  W/cm<sup>2</sup> untersucht, wobei dabei Geschwindigkeiten zwischen 2 und 3 km/s gemessen wurden. Messungen von *Müller et al.* [225] bei  $10^{15..17}$  W/cm<sup>2</sup> zeigen Geschwindigkeiten von 10 bis 20 km/s in Quarzglas, also bei deutlich höheren Dichten. Bei relativistischen Intensitäten von  $10^{20}$  W/cm<sup>2</sup> zeigen Messungen an Plastikugeln von *Henig et al.* [226] Geschwindigkeiten von 3000 km/s. Diese vergleichbaren Größenordnungen zeigen, dass eine durch den Streupuls induzierte Schockwelle und damit eine Vorverdichtung des Targets eine mögliche Erklärung für die höhere Energie liefert. Wie genau diese Ausbreitung in der 15 nm dicken Schicht stattfindet, kann experimentell nicht beobachtet werden, da auch bei Vorhandensein einer geeigneten Strahlungsquelle für eine radiographische Untersuchung, z.B. mit  $K_{\alpha}$ -Quellen [227,228] die nötige Auflösung nur schwer zu realisieren sein dürfte.

Brennstoff dabei genügend schnell erhitzt und verdichtet (Lawson-Kriterium [217]) kann es zur Fusion kommen [218–220].

## 5.4. Auswertung der Rückstreu-Spektren

Die Auswertung der Rückstreu-Spektren lässt keinen kollektiven Rückstreu-Effekt an einer dichten Elektronenschicht erkennen. Die vereinzelt auftretenden Strukturen in Abb. 4.12 folgen soweit analysiert keiner klaren Struktur in der Abhängigkeit der Verzögerung oder sonstigen Parametern.

Dies ist im Einklang mit den vorher gemessenen Resultaten. Werden die gemessenen Peaks in den Protonen (Abb. 5.2) als einen Indikator für einen kollektiven Beschleunigungsprozess angenommen, so treten diese bei einer Energie von maximal 2 MeV/u, im Mittel eher 1 MeV/u, auf. Unter der Annahme, dass die Elektronen, an denen die Streuung stattfindet, mit diesen kopropagieren, so wie es im Rahmen eines RPA-basierten Prozesses vorausgesagt ist, hätten sie die gleiche Geschwindigkeit, also nur 1/1836 der Energie. Unter Verwendung von Formel 2.56 berechnet sich die theoretische Blauverschiebung des Spektrums im relativistischen Fall mit einer Zentralwellenlänge von  $\lambda_L = 790$  nm zu  $\Delta\lambda_{0,5\text{ keV}} \approx 77$  nm bzw.  $\Delta\lambda_{1\text{ keV}} \approx 103$  nm. Das Maximum des blauverschobenen Peaks liegt also sehr dicht am, bzw. im Spektrum (vgl. Abb. 2.6 für den Fall  $E_e = 0,5$  MeV), so dass es vom Signal der fundamentalen Laserstrahlung überschattet wird. Experimente, wie in der Literatur beschrieben [229–231] zur Streuung an einer relativistischen Elektron-Schicht (engl.: flying mirror) könnten bei diesen Parametern nicht realisiert werden.

Eine zweite Frage, die nur anhand der Simulationen beantwortet werden kann, ist die erwartete Signalhöhe. Wie in Abb. 5.5 ersichtlich, nimmt die Elektronendichte rasch ab. Aus genaueren Betrachtungen der Simulationen geht hervor, dass sie nach 280 fs um einen Faktor 40 abgenommen hat und nach etwa 600 fs unterkritisch wird. Mittels Formel 2.52 lässt sich die Anzahl der Rückstreu-Photonen unter der Annahme einer Streuung an freien Elektronen zu ungefähr  $7 \cdot 10^5$  abschätzen, mit einer Gesamtenergie von weniger als 200 fJ. Dies ist, verglichen mit der Gesamtzahl der Photonen im Streu-Puls ( $1\text{ mJ} \hat{=} 4 \cdot 10^{16}$  Photonen) also nur ein Faktor  $10^{-11}$  des Signals.

Unter der Annahme eines kohärenten Streuprozesses, wie der Streuung an einer dichten, überkritischen Elektronenschicht ( $n_e > n_{Cr}$ ) wäre der Wirkungsquerschnitt deutlich größer. Es konnten jedoch keine Beobachtungen diesbezüglich gemacht werden, obwohl eine Abrasterung auf Zeitskalen von wenigen hundert Femtosekunden durchgeführt wurde. Diese Messung wurde unter Verwendung von zirkularer Polarisation gemacht, analog zu den Simulationen. Möglicherweise führen die Imperfektionen der Verzögerungsplatte mit der maximalen Elliptizität von 84% an dieser Stelle zu einem schnelleren thermischen Heizen der Elektronen, als im Falle der idealen Polarisation in der Simulation, so dass die Elektronendichte rascher abnimmt als angenommen und die Folie bereits früher unterkritisch wird.

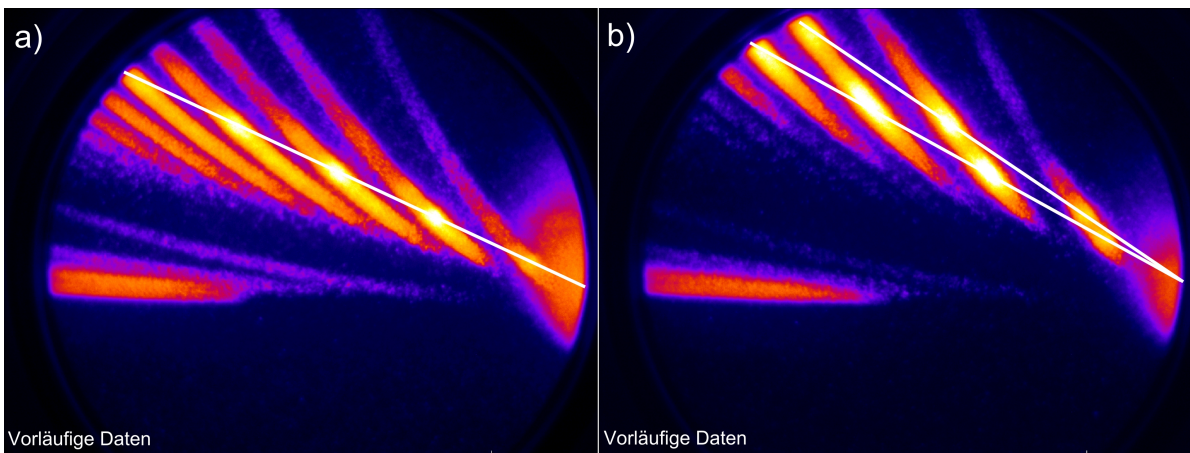
## 5.5. Folgeexperimente

Die vorangegangene Interpretation der Daten beschreibt ein in sich schlüssiges Bild eines Beschleunigungsprozesses. Im Hinblick auf die Erzeugung monoenergetischer Teilchenspektren lassen sich Strukturen erkennen, die jedoch trotz einiger Versuche das Signal besser herauszuarbeiten, bisher keine optimalen Ergebnisse liefern, welche über die reine Untersuchung des Effektes hinausgehen. An dieser Stelle sollen einige Vorschläge und Pläne diskutiert werden, in welche Richtung Untersuchungen zunächst ausgebaut werden können.

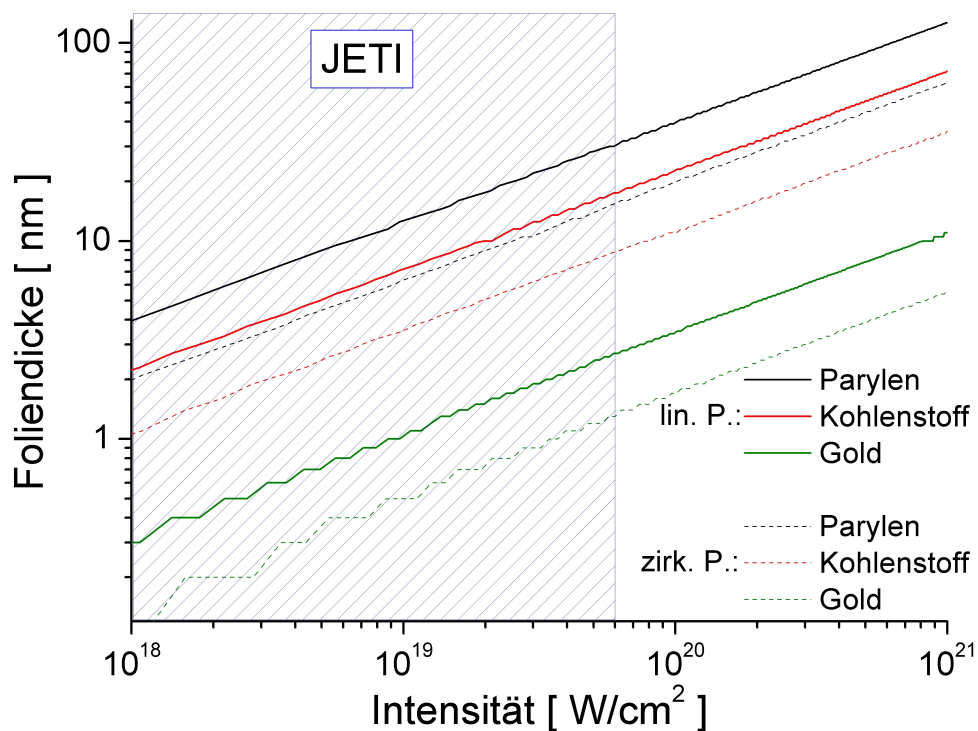
Der beschriebene Beschleunigungsprozess 5.1.3 zeigt deutliche Anzeichen, dass die Folie zu dünn für einen stabilen RPA-Prozess ist. Unter Verwendung der gleichen Laserparameter könnte die Nutzung von dickeren Folien im Bereich von 22 bis 31 nm den kollektiven Beschleunigungsprozess unterstützen. Abbildung 5.12 zeigt die zu verschiedenen Intensitäten korrespondierenden Foliendicken gemäß Formel 2.47. Während des oben beschriebenen Experiments wurde mit einer weiteren Parylen-Folie gearbeitet, die jedoch durch Probleme während der Herstellung eine schwankende Dicke hatte und deshalb kein konsistentes Bild zeigte. Zwischenzeitlich wurden daher neue Targets mit Foliendicken von 27 nm produziert, welche zukünftig verwendet werden sollen.

Zum Erreichen höherer Peak-Energien gibt es mehrere Vorgehensweisen. Wie in Abschnitt 5.3 erläutert, konnte eine Komprimierung der Folie und damit eine Erhöhung der Elektronendichte, die Peak-Energie steigern. Die höhere Elektronendichte lässt sich auch künstlich durch Aufbringen eines Elementes mit mehr Elektronen auf die Rückseite der Folie realisieren. Zu diesem Zweck wurden auf 27 nm dicke Parylen-Targets eine zusätzliche Goldschicht mit einer Dicke von 5 nm durch Magnetron-Sputtern [232] aufgebracht. Dabei wird der fertige Targethalter besputtert, wobei die Schwierigkeit in der Vermeidung von thermischen Einträgen während des Sputterprozesses liegt. Durch Optimierung der Prozessparameter überstehen circa 90% der Folien den Prozess. Das Gold liefert mit einer Elektronendichte von  $n_e = 4,27 \cdot 10^{24} \text{ e/cm}^3$  11-mal mehr Elektronen ( $\sigma_{\text{Au},5 \text{ nm}} = 4,3$ ). Zusammen mit der 27 nm dicken Parylen-Folie ( $\sigma_{\text{Par},27 \text{ nm}} = 2,04$ ) ist dieses Target dann zwar einen Faktor zwei zu dick, jedoch ist das homogene Sputtern von Gold bei dünneren Schichten auf ein Polymer nicht gewährleistet. Durch eine neue Fokussier-Parabel mit kürzerer Brennweite kann der Fokus zusätzlich verkleinert werden, was Intensitäten von bis zu  $2 \cdot 10^{20} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0 \approx 10$ ) ermöglicht und somit für die neuen Targets ideale Bedingungen schafft. In einer Strahlzeit am JETI-Lasersystem wurden beide Konzepte erprobt. Abb. 5.11 zeigt, dass eine zusätzliche Goldschicht dabei zu Modulationen in den schweren Ionensorten führt. Diese können in mehreren Ladungszuständen beobachtet werden. Auch ohne detaillierte Auswertung wird anhand der Geraden gleicher Energie deutlich das auch hier ein kollektiver Effekt auftritt. Dabei können mehrere Modulationen in einer Spur auftreten. Wie genau dieser Effekt zu erklären ist, konnte aus Zeitgründen im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr untersucht werden. Mehrere Modulationen pro Spur entsprechen zunächst nicht dem Bild des RPA-Prozesses. Dort würde die kollektiv beschleunigte Folie nur zu einer Modulation führen. Denkbar wäre, dass durch den großen Unterschied in der Elektronendichte unterschiedliche Feldgradienten im vorderen und hinteren Teil der Folie auftreten oder bei den hohen Intensitäten vorwiegend ein Coulomb-Explosion getriebene Beschleunigung stattfindet. Dies ist allerdings an dieser Stelle rein spekulativ und bedarf der Auswertung aller Spektren unter Berücksichtigung aller Experimentparameter.

Die untere Grenze von mehreren  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  für den kollektive Prozess konnte bei den Experimenten am JETI-Lasersystem gefunden werden. Eine Möglichkeit die Peaks zu höheren Energien zu verschieben könnte die Nutzung längerer Laserpulse bei gleichbleibender Intensität bewirken, was die Dauer der kollektiven Beschleunigung erhöht. Dies lässt sich am JETI-Lasersystem nicht



**Abbildung 5.11.:** Vorläufige Daten der Energiespektren einer mit zusätzlicher Goldschicht bedampften Parylen-Folie. **a)** Zu erkennen sind starke Modulationen in den schweren Ionensorten **b)** wobei auch mehrere Modulationen pro Spur auftreten können. Die Linien durch den Nullpunkt entsprechen hierbei Geraden gleicher Energie.



**Abbildung 5.12.:** Berechnung der idealen Foliendicke für Parylen, Kohlenstoff (DLC) und Gold in einem Intensitätsbereich von  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  bis  $10^{21} \text{ W/cm}^2$ .

realisieren, da bereits die maximal mögliche Energie verwendet wurde. Experimente hierzu sollen z.B. am PHELIX-Laser<sup>3</sup> realisiert werden, welcher mit einer Pulsdauer von 400 fs und möglichen Pulsenergien von mehr als 150 J diese Bedingung erfüllt. Über Vorarbeiten zur Kontrastverbesserung, welche dieses Experiment erst ermöglichen, wird ausführlich in Kapitel B im Anhang dieser Arbeit berichtet. Mit einer geeigneten Fokussierung wären darüber hinaus auch höhere Inten-

<sup>3</sup>Pettawatt HochEnergie-Laser für SchwerIonen-EXperimente am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH

sitäten in Bereich von  $10^{20..21} \text{W/cm}^2$  möglich, was bei entsprechendem Kontrast ein Studium der Beschleunigung mit ultra-dünnen Folien bei diesen Laserparametern erlaubte. Hier wäre die geeignete Dicke der Parylen-Folie im Bereich von 40 bis 120 nm bzw. bei DLC- Folien 23 bis 70 nm. Es ist nicht auszuschließen, dass mit den DLC-Folien bei höheren Intensitäten Resultate, ähnlich zu denen von [29] gezeigt werden können. Ein genauer Zeitplan für diese Experimente steht noch nicht fest.

Es ist damit zu rechnen, dass bei längeren Pulsdauern die Polarisation des Laserstrahl doch eine Rolle spielt, da die Elektronen nicht nur länger kollektiv beschleunigt werden, sondern auch stärker durch Oszillationen im Laserfeld geheizt werden. Während in dieser Arbeit noch konventionelle Verzögerungsplatten mit einer maximalen Elliptizität von 84% verwendet wurden, kann bei langen Pulsdauern eine möglichst hohe Elliptizität, also eine hohe Güte des zirkular polarisierten Lichtes entscheidend sein. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine reflektive Verzögerungsplatte entwickelt, die neben der Anwendung für die Belange der Laser-Teilchenbeschleunigung von generellem Interesse für Hochintensitäts-Laser Anwendungen ist. Über diese Ergebnisse wird ebenfalls im Anhang in Kapitel A berichtet.

## 6. Zusammenfassung

Das Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf der Beschreibung eines Beschleunigungsprozesses, welcher über die bekannte, durch eine Separation der Elektronen herbeigeführte feldinduzierte (TNSA) Laser-Teilchenbeschleunigung hinausgeht. Die in den vergangenen Jahren größtenteils theoretisch beschriebenen Prozesse einer auf Lichtdruck (RPA) basierenden kollektiven Beschleunigung wurden erstmalig im Rahmen einer hohen Statistik untersucht. Dabei konnte die Abhängigkeit von verschiedenen Parametern wie Intensität, Polarisierung, dem Vorhandensein eines Vorpulses und der Targetdicke untersucht werden.

Um die theoretisch vorhergesagten Parameter zu erreichen wurden dazu neben der Nutzung bekannter dünner, diamantartiger Kohlenstoff-Folien die Entwicklungen spezieller Targets in Form freitragender Polymer-Folien mit einer Dicke von wenigen Nanometern betrieben. Das Herstellungsverfahren hierfür wurde als Patent angemeldet.

Im Rahmen einer Kollaboration des Helmholtz-Instituts Jena, konnten am JETI-Lasersystem bei Intensitäten von bis zu  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  Experimente mit diesen Targets durchgeführt werden. Dabei wurde durch die Nutzung eines Plasma-Spiegels der benötigte Laserkontrast von  $10^9$  erreicht. Durch die Verwendung verschiedener Diagnostiken, wie einer Thomson-Parabel zur Messung der Teilchenenergie, einem optischen Spektrometer zur Messung des von der Folie rückgestreuten Lichtes und einer empfindlichen Kamera zur Messung der erzeugten Röntgen-Strahlung, konnte ein konsistentes Modell abgeleitet werden, welches sich mit den Erwartungen aus der Literatur für zum Teil höhere Intensitäten und bisherigen Experimenten auf diesem Gebiet deckt.

Die experimentellen Ergebnisse bestätigen in Verbindung mit den durchgeführten 2-D Simulationen das Vorhandensein eines zweigeteilten Beschleunigungsprozesses. Hierbei findet in einer ersten Stufe, so lange wie der Laser mit der Folie wechselwirkt, eine kollektive Beschleunigung statt, die zur Ausbildung monoenergetischer Anteile im Energiespektrum führt. Ein klarer Beweis ist, dass die gemessenen Peaks für unterschiedliche Ladungszustände von Kohlenstoff-Ionen bei gleichen Energien auftreten, ein Effekt der sich nicht durch den klassischen TNSA-Prozess erklären lässt. In einer zweiten Stufe findet eine Nachbeschleunigung der Ionen und insbesondere der Protonen aufgrund des hohen Ladungs-zu-Masse-Verhältnisses, statt. Diese wird teilweise durch ein elektrisches Feld, entstehend durch ein kurzzeitiges Separieren der Elektronenschicht von den langsameren Ionen, sowie durch das repulsive Potential der Protonen zu den Ionen, bzw. der Protonen untereinander getrieben. In Übereinstimmung mit der Theorie spricht dies dafür, dass die verwendete Folie für die Laserparameter etwas zu dünn war.

Der beobachtete kollektive Prozess (RPA) als erster Beschleunigungsschritt konnte dabei für Intensitäten von mehreren  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  nachgewiesen werden, was höheren Intensitäten entspricht, als sie für den TNSA-Prozess nötig sind aber gleichzeitig niedriger als bisher angenommen. Im untersuchten Intensitätsbereich ist das Auftreten dieses Prozesses, also das Auftreten von Modulationen im Spektrum nur sehr schwach von der gewählten Polarisierung abhängig, was in dieser Form ebenfalls erstmalig experimentell beobachtet wurde. Die Energie der Modulation variiert, wenn auch schwächer, als im TNSA-Prozess mit der Polarisierung. Bei der Verwendung von Folien welche deutlich dicker sind, tritt kein RPA-basierter Effekt mehr auf.

Zur Verifikation wurden andere Diagnostiken und Versuche zur Beeinflussung des Beschleuni-

gungsprozesses hinzugezogen. Durch den Vergleich von vor dem Laserschuss ausgeheizten bzw. nicht ausgeheizten Kohlenstoff-Folien lassen sich Rückschlüsse auf den Einfluss der oberflächlichen Kontaminationsschicht ziehen, welche im Vergleich mit den Polymer-Folien auf deren geringere Kontamination schließen lassen. Gleichzeitig wird gezeigt, dass die gemessenen Modulationssignale von Protonen und Ionen aus der Folie selbst stammen.

Durch einen zweiten rückseitig auf die Folie treffenden Streu-Puls mit geringerer Energie, der mit einer Genauigkeit von einigen Femtosekunden relativ zum Pump-Puls verschoben werden kann, konnte die Abhängigkeit von der Vorplasmabildung untersucht werden. Während der Streu-Puls den TNSA-Prozess nur insofern beeinflusst, dass ein zu früh gebildetes Vorplasma die maximal messbare Energie verringert und der Prozess schließlich ganz ausbleibt, ist das Verhalten auf den kollektiven Peak komplexer. Hier findet ebenfalls eine Unterdrückung statt, diese allerdings auf sehr viel kleineren Zeitskalen. Daraus lässt sich schließen, dass der RPA-Prozess nur in einer kalten Folie ohne Plasmabildung stattfinden kann. Zusätzlich kann, wenn der Streu-Puls zeitlich weniger als 1 ps vor dem Pump-Puls eintrifft, eine Energieerhöhung des Peaks gemessen werden. Dies kann durch eine Schockwelle und die damit verbundene Erhöhung der Elektronendichte des Targets erklärt werden, wobei eine Abschätzung der Laufzeit die Theorie der Schockwelle bestätigt. Trifft diese zeitlich mit dem Pump-Puls zusammen, stehen dem kollektiven Beschleunigungseffekt mehr Elektronen zur Verfügung, wodurch eine höhere Energie erzielt werden kann. Abschließend wurde das Spektrum des Streu-Pulses analysiert. Hier konnte in Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus dem Energiespektrum kein relativistisch gestreutes Spektrum mit kürzerer Wellenlänge beobachtet werden. Dies spricht für die Annahme, dass die kollektiv mit der Protonen-Schicht propagierende Elektron-Schicht die innerhalb des RPA Prozesses gebildet wird, keine relativistischen Geschwindigkeiten erreicht.

Darüber hinaus wurden, wie im Anhang dieser Arbeit diskutiert, Vorbereitungen für Experimente mit anderen Laserparametern durchgeführt. Zum einen sind dies Messungen und Verbesserungen am bestehenden PHELIX-Lasersystem. Hier wurden unter anderem spontane Emission des Systems auf Nanosekunden Zeitskalen als ein relevanter Störfaktor für die Nutzung der vorangehend beschriebenen dünnen Folien identifiziert. Durch den Einbau einer zusätzlichen Pockelszelle als trennendes optisches Element im Bereich des Vorverstärkers konnte die spontane Emission soweit reduziert werden, dass nun auch Folien im Nanometerbereich verwendet werden können. Dies ermöglicht in Verbindung einer neuen am Anfang der Laserkette stehenden Verstärkerstufe die Nutzung der dünnen Folien für Experimente, welche zukünftig geplant sind.

Als zweite, ebenfalls im Anhang diskutierte Entwicklung, wurde ein Spiegel entwickelt, welcher die einfallende lineare Polarisation eines breitbandigen Laserpulses bei der Reflexion in zirkulare Polarisation ändern kann. Im Gegensatz zur Verwendung konventioneller Verzögerungsplatten hat dies viele Vorteile. Neben der vergleichsweise hohen Elliptizität von mehr als 98% über die ganze Fläche, sind dies die 400-fach höheren Zerstörschwelle, die geringe Dispersion und die technische Realisierbarkeit auf großen Flächen. In einem zweiten Schritt wurde der einzelne Spiegel in ein System mit insgesamt vier Spiegeln integriert, welches die Verwendung völlig analog zu einer Verzögerungsplatte ermöglicht und die Tauglichkeit dieses Systems für den Laboralltag demonstriert. Dabei wurden die hohe Güte der Polarisation im Vergleich zu einer konventionellen Verzögerungsplatte, sowie die anderen bereits am Einzelspiegel gemessenen Parameter bestätigt.



# A. Reflexive Polarisationskontrolle

Im Rahmen der Untersuchungen zur Lichtdruck getriebenen Beschleunigung (RPA) wurde gezeigt, dass die Verwendung von zirkular polarisiertem Licht zur Erzeugung eines monoenergetischen Anteils im Energiespektrum zwar nicht unbedingt von Nöten ist, aber auf den Beschleunigungsprozess besonders im Hinblick auf die zu erwartende Energie eine wichtige Rolle spielt. Für den im Kapitel 5.5 gegebenen Ausblick auf zukünftige Entwicklungen und Folgeexperimente kann die Beeinflussung der Polarisation eine Rolle spielen.

Zur Erzeugung von monoenergetischen Peaks bei höheren Energien ist eine zwangsläufig höhere Laserintensität von  $10^{21..23} \text{ W/cm}^2$  nötig, wie sie in der Theorie schon seit langem, selbstverständlich behandelt wird [125]. Die experimentelle Entwicklung von Lasersystemen in diesen Leistungsklassen schreitet ebenfalls voran. Eines der sich daran anschließende Probleme ist, dass in diesem Regime das Erzeugen heißer Elektronen durch die Verwendung von linear polarisiertem Licht die Ausbildung eines stabilen Beschleunigungsprozesses behindern kann.

Benötigt wird dann eine Möglichkeit einen Laserpuls mit extrem hohen Leistungsdichten zirkular zu polarisieren und dabei die restlichen Strahleigenschaften nicht zu beeinflussen. Der bisherige Königsweg ist die Nutzung von Verzögerungsplatten, welche einen Phasenunterschied  $\Delta\phi$  durch den Laufzeitunterschied innerhalb eines biaxialen Kristallgitters erzeugen [3]. Diese Methode der Polarisationsbeeinflussung hat mehrere Nachteile. So werden Verzögerungsplatten aus einem Kristall abgeschlagen oder geschnitten und dann auf die erforderliche Dicke  $d$  poliert. Diese ist abhängig von der Wellenlänge  $\lambda$ , dem ordentlichen- und außerordentlichen Brechungsindex ( $n_o$ ;  $n_{ao}$ ) und dem Phasenschub  $\Delta\Phi$  gegeben als:

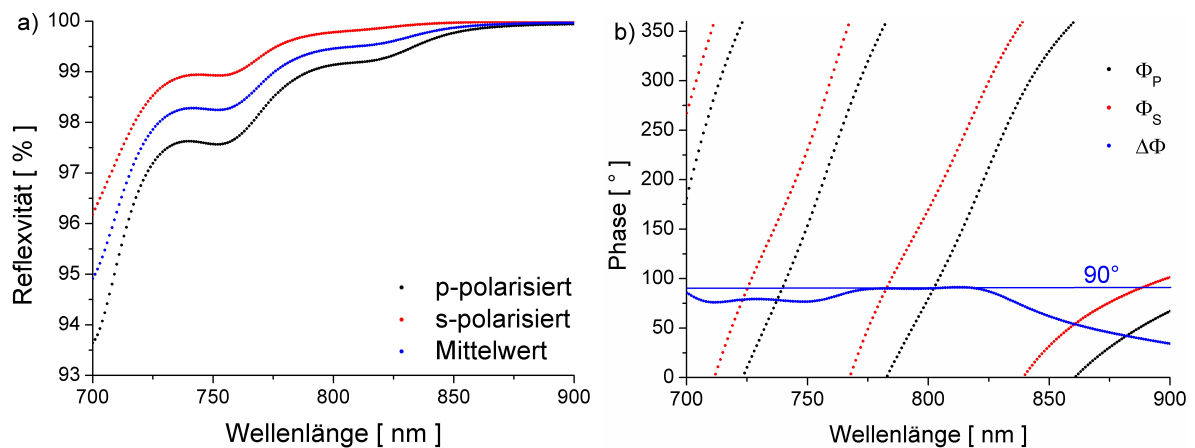
$$d = \frac{\Delta\Phi \cdot \lambda}{\pi \cdot (n_{ao} - n_o)}. \quad (\text{A.1})$$

Die Dicken dieser Kristalle im Bereich des optischen Spektrums liegen im Bereich weniger Mikrometer. Daraus ergibt sich für die Herstellung das Problem der Stabilität großflächiger Verzögerungsplatten. Darüber hinaus ist eine exakte Phasenanpassung nur für eine Wellenlänge möglich, so dass bei Kurzpuls-Lasern mit höheren Bandbreiten nur ein kleiner Wellenlängenbereich den gewünschten Phasenschub erfährt. Die spektralen Randbereiche des Pulses werden in der Phase unter- bzw überkompensiert. Weitere Nachteile der Verzögerungsplatte - als ein transmittives Element im Strahlengang - ist die geringe Zerstörschwelle sowie die Veränderung von Pulseigenschaften durch Dispersion im Medium (engl. group-delay dispersion (GDD)) [233–235].

Eine Lösung dieser Probleme kann ein reflexives Element in Form eines dielektrisch beschichteten Spiegels sein, welcher im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und getestet wurde. Grundidee dieses phasenschiebenden Spiegels (engl.: phase-shifting mirror (PSM)) ist ein gezielter Phasenversatz des elektrischen Feldes in Abhängigkeit der Polarisation relativ zur reflektierenden Fläche. Dabei wird die parallel zur Oberfläche schwingende Feldkomponente als p-polarisiert, die senkrecht dazu schwingende Komponente als s-polarisiert bezeichnet. Typischerweise wird eine Strahlführung so aufgebaut, dass bei einem linear polarisierten Laser das Feld vollständig parallel oder senkrecht zur Reflexionsebene steht. Dreht man Elemente der Strahlführung jedoch so, dass es eine p- und eine s- polarisierte Komponente gibt, tritt ein Phasenversatz auf. Dieser ist durch die Materialparameter, die Wellenlänge und den Einfallswinkel bestimmt. Durch eine Anpassung der reflektierenden Schicht kann dann der Phasenversatz beeinflusst werden.

Die einfachste Form eines dielektrisch-hochreflektierenden Spiegels ist ein Aufbau mit alternierenden Schichten unterschiedlichen Brechungsindex mit der Dicke  $\lambda/4$ . Komplexere Aufbauten lassen sich numerisch simulieren, durch die Verwendung der Matrix-Methode [3]. Hierbei wird der komplexe und polarisationsabhängige Brechungsindex einer jeden Schicht durch eine 2x2-Matrix dargestellt. Die gewünschten Strahleigenschaften, wie im vorliegenden Fall ein bestimmter Phasenschub, lassen sich mittels Optimierungsalgorithmen durch Variation der Schichtdicke bestimmen.

In Kollaboration mit der Firma Layertec wurde ein Schichtdesign für einen  $90^\circ$ -Umlenkspiegel für die Wellenlänge  $\lambda = (800 \pm 40)$  nm und einem Phasenversatz von  $\Delta\phi = 90^\circ$  berechnet. Dieses besteht aus 24 Schichten mit einer Basisschicht aus Silber und hat eine Reflexivität von 98 %. Abbildung A.1 zeigt als Ergebnis der Simulation die berechnete Reflexivität und den erwarteten Phasenversatz im relevanten Wellenlängenbereich.



**Abbildung A.1.:** Mittels Matrix-Methode simuliertes Design für den PSM: a) Reflexivität und b) Phase im relevanten Wellenlängenbereich.)

Das Schichtdesign wurde auf einem (160 x 120 x 20) mm Substrat durch Magnetron-Sputtern realisiert [232]<sup>1</sup>. Um gleiche Anteile in der einfallenden s- und p-Komponente zu erreichen, wurde der Spiegel um  $45^\circ$  zur Einfallsebene rotiert, bzw. der Polarisationswinkel des einfallenden Strahls um  $45^\circ$  zur Spiegeloberfläche mittels einer Verzögerungsplatte gedreht.

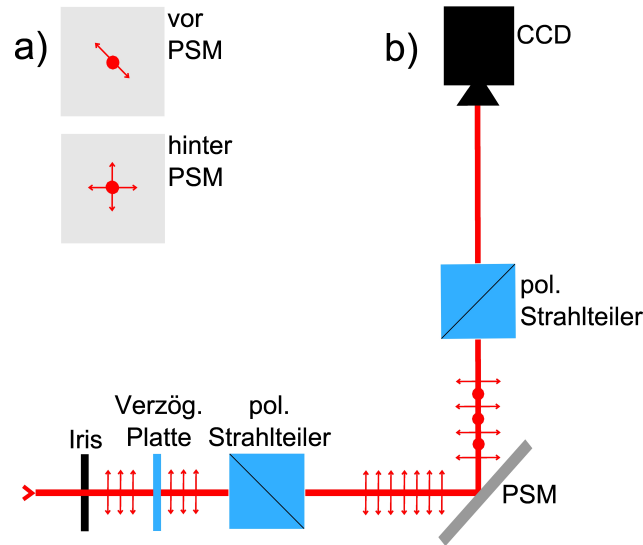
Die Messung wurde mit einem Kurzpuls Ti:Sa-Lasersystem<sup>2</sup> durchgeführt. Wie in Abb. A.2 dargestellt wird die Polarisation des einfallenden Pulses mittels einer Wellenplatte gedreht und abschließend durch einen polarisierenden Strahlteilerwürfel mit hohem Löschungsverhältnis unerwünschte Feldkomponenten entfernt. Dieser um  $45^\circ$  zur Einfallsebene des Spiegels gedrehte Puls wurde vom PSM reflektiert und durch einen zweiten polarisierenden Strahlteilerwürfel, der als Analysator dient, auf eine Kamera abgebildet. Durch Drehung des Analysators und Messung der Bildintensität konnte die Polarisation winkelabhängig dargestellt werden.

Durch Drehen des Analysators in  $10^\circ$ -Schritten und der Aufnahme eines Bildes bei jedem Schritt kann die Intensität bestimmt werden. Aus jedem Bild wurde, nach Abzug des Hintergrundrauschens, der mittlere Bit-Wert der hellsten 20 % der Kamera-Pixel berechnet. Dieser ist im linearen Ereignisbereich der Kamera proportional zur auftreffenden Energie.

Die Elliptizität  $\epsilon$ , als ein Maß für die Güte der Polarisation, lässt sich aus dem Verhältnis der

<sup>1</sup>Layertec Charge: B1110010

<sup>2</sup>Femtopower: Compact Pro (0,7 mJ; 23 fs; 4 kHz;  $\lambda=(790\pm 50)$  nm)



**Abbildung A.2.:** a) Verhalten der Phase vor- bzw. hinter dem phase-shifting-mirror (PSM). b) Messaufbau zur Vermessung der reflektierten Phase und des Strahlprofils mithilfe einer CCD-Kamera.

minimalen und maximalen Feldstärke berechnen als [3]:

$$\epsilon = \frac{E_{\min.}}{E_{\max.}} = \sqrt{\frac{I_{\min.}}{I_{\max.}}}. \quad (\text{A.2})$$

Hierbei ist für  $\epsilon = [-1, 1]$  die Welle vollständig zirkular polarisiert und für  $\epsilon = 0$  die Welle vollständig linear polarisiert. Die Darstellung der Messwerte in Polarkoordinaten mit den Daten einer Vergleichsmessung mit einer  $\lambda/4$ -Wellenplatte niedriger Ordnung aus Glimmer zeigen die deutlich besseren Eigenschaften des PSM.

Eine Abschätzung mittels Anpassungs-Funktion für das elektrische Feld in Abhängigkeit des Polarwinkels  $\varphi$ , der Form:

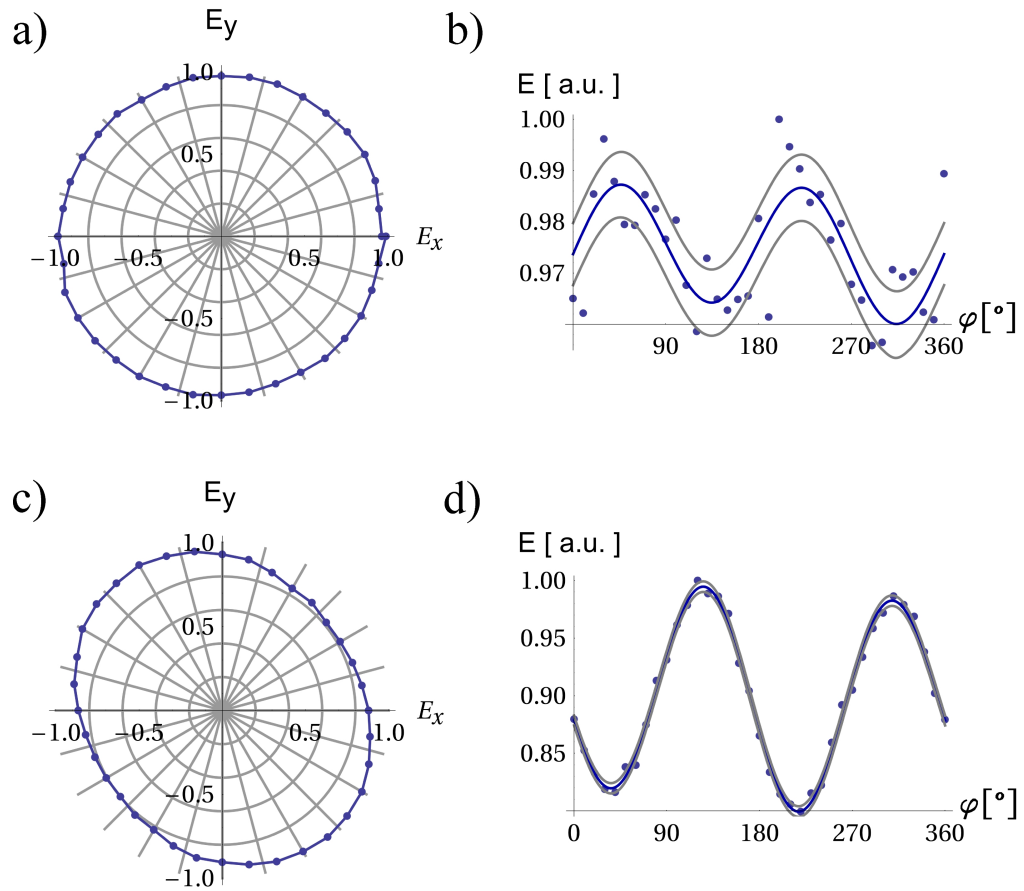
$$E(\varphi) = A \cdot \sin(2\varphi + \varphi_1) + B \cdot \sin(\varphi + \varphi_2) + C \quad (\text{A.3})$$

ermöglicht die Bestimmung der Polarisation. Hierbei beschreibt die Amplitude  $A$  im ersten Term die Abweichung von der zirkularen Polarisation. Im zweiten Term beschreibt  $B$  eine Modulation, welche durch den Strahlteilerwürfel entsteht und hier nicht weiter beachtet wird. Abbildung A.3a), b) und A.3c), d) zeigen für den PSM und die Wellenplatte die Modulation im elektrischen Feld. Hierbei wurde der Maximalwert auf 1 normiert.

Es ergibt sich eine Elliptizität von  $\epsilon_{\text{PSM}} = (98,3 \pm 0,6) \%$ . Im Vergleich dazu wird mit der  $\lambda/4$ -Wellenplatte nur  $\epsilon_{\lambda/4} = (83,6 \pm 3,4) \%$  erreicht. Bei der Wellenplatte handelt es sich um die gleiche, die während des Experimentes am JETI Laser verwendet wurde. Vorangehende Daten beziehen sich daher auf diese Messung. Im Rahmen der Charakterisierung des PSM wurden weitere Eigenschaften wie die Zerstörschwelle und die zweite Ordnung Gruppendifferenzdispersion (engl.: group delay dispersion (GDD)) untersucht.

Wechselwirkt ein Laserpuls mit Materie, so kommt es zu einer Änderung der Pulseigenschaften. Die wellenlängenabhängige Gruppendifferenzdispersion ist eine Materialeigenschaft, welche durch den Dispersionskoeffizienten  $D_2$  des Materials beschrieben wird. Die Pulsdauer  $\tau_F$  eines Gauß-Pulses in Folge der Dispersion nach dem Durchgang durch Materie lässt sich berechnen zu [236]:

$$\tau_F = \tau_0 \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{D_2}{\tau_0^2}\right)^2}. \quad (\text{A.4})$$



**Abbildung A.3.:** a), b) Darstellung des gemessenen Feldverlaufs für den PSM und c), d) die  $\lambda/4$ -Wellenplatte. Die blauen Linien entsprechen der Anpassung gemäß Formel A.3, die grauen Linien markieren das 0,9 Konfidenzintervall.

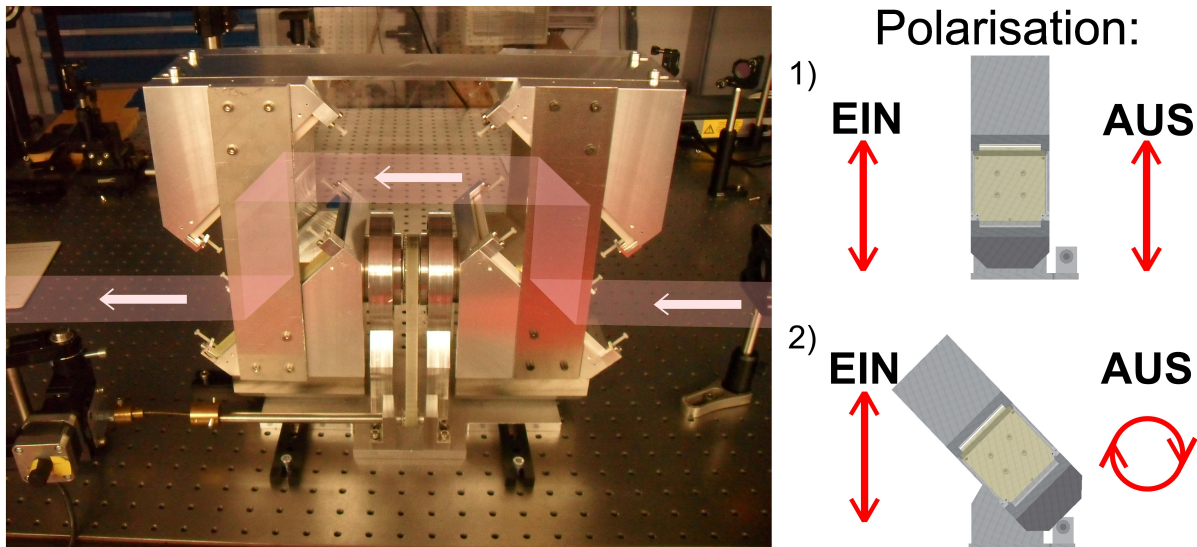
Aus der Simulation des Schichtdesign folgt  $D_2=40\text{ fs}^2$ , was bei einem 24 fs langen Puls einer Pulsverbreiterung von  $\Delta\tau_{\text{th}}=0,44\text{ fs}$  entspricht. Dies stimmt im Rahmen der Fehlergrenzen auch der durchgeführten Autokorrelator<sup>3</sup>-Messung mit einer Pulsverbreiterung von  $\Delta\tau_{\text{ex}} = (0,2 \pm 1,1)\text{ fs}$  überein.

Eine Messung der Zerstörschwelle war im Rahmen der Laserparameter nur bei Fokusbereichen im Bereich von  $0,1\text{ mm}^2$  möglich, was deutlich unter den üblichen Fokusgrößen von  $1\text{ mm}^2$  für diese Messungen liegt. Für kleinere Foki ergibt sich mit einem Korrekturfaktor von 2-3 [237] eine Zerstörschwelle von  $5 \cdot 10^{12}\text{ W/cm}^2$ , was mit anderen Zerstörtests dielektrischer Beschichtungen übereinstimmt [238,239]. Damit liegt die Zerstörschwelle circa 400 mal höher als die einer Wellenplatte aus Quarz [240] und noch deutlich höher als die einer Glimmer-Platte, welche in dem betrachteten Spektralbereich eine höhere Absorption hat [241]. Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden veröffentlicht in [242].

In einem nächsten Schritt wurde ein Aufbau (Abb. A.4) realisiert, welcher die Verkippung des PSM und somit ein Umschalten zwischen linearer und zirkularer Polarisation ohne Strahlversatz ermöglicht. Der Strahl wird über vier Spiegel abgelenkt, wobei der erste oder der letzte Spiegel der PSM sein kann. Der gesamte Aufbau kann um die Einfallsachse rotiert werden, so dass ein zu

<sup>3</sup>FemtoMeter™

Beginn linear polarisierter Laserpuls nach Durchlaufen des Kabinetts zirkular polarisiert ist. Dies setzt voraus, dass die übrigen drei Spiegel keinen weiteren Phasenschub hinzufügen. Es handelt sich um sog. Null-Phasen-Spiegel<sup>4</sup> ( $0^\circ$ -PSM), die analog zu dem Design des PSM so berechnet wurden, dass die s- und die p-polarisierte Komponente den gleichen Phasenschub erfahren. Die einfachste und zugleich kostengünstigste Lösung hierbei ist ein Zwei-Schicht-Design bestehend aus einer Silberschicht und einer Schutzschicht. Dies führt dazu, dass der Spiegel beide Phasenkomponenten um  $180^\circ$  schiebt, was einem invarianten Phasenschub entspricht.



**Abbildung A.4.:** Spiegelkabinett zur schnellen Umschaltung zwischen linear und zirkular polarisiertem Licht, ausgelegt für einen Strahldurchmesser von  $d=10$  cm. Durch Verkippung des Kabinetts lässt sich hierbei die lineare Eingangspolarisation erhalten, oder verändern.

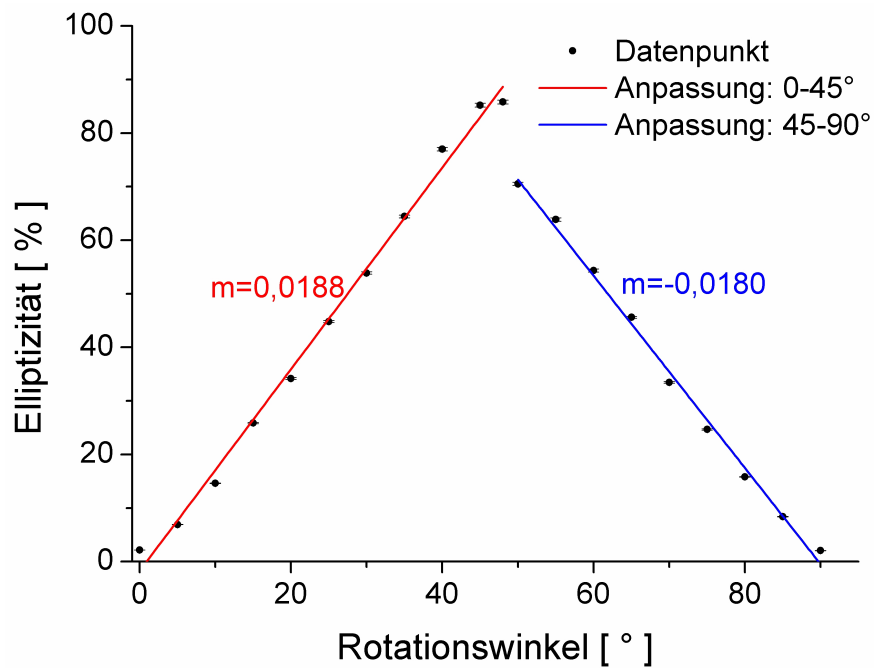
Eine Vermessung der Elliptizität des Gesamtsystems analog zu der vorangegangenen Messung ergibt  $\epsilon = (90 \pm 0,1) \%$ . Hierbei wurde durch Drehung des Kabinetts demonstriert, dass ähnlich wie bei einer  $\lambda/4$ -Platte zwischen linearer und zirkularer Polarisation gewechselt werden kann. Abb A.5 zeigt, dass ein zu Beginn vollständig linear polarisierter Laserpuls hinter dem Kabinett in Abhängigkeit des Rotationswinkels den Polarisationszustand ändert. Dabei ist der Phasenschub wie erwartet symmetrisch zu beiden Seiten.

Unabhängig von der Rotation muss der Kippwinkel der Spiegel sehr nahe am Designfallswinkel von  $45^\circ$  liegen, um den gewünschten Phasenversatz zu gewährleisten. Dieser Nachteil beruht auf der geringen Toleranz gegen Dickenvariationen des Schichtaufbaus. Um eine quantitative Aussage treffen zu können, wurde zirkular polarisiertes Licht mit einem  $0^\circ$ -PSM umgelenkt und der Einfallswinkel durch Verkippung dabei leicht variiert. Hinter dem Spiegel wurde die Elliptizität erneut gemessen (Abb. A.6). Ausgehend von einer Eingangselliptizität von  $\epsilon = (98,3 \pm 0,3) \%$  wird durch einen Spiegel ein Verlust von  $\Delta\epsilon=3,8\%$  induziert. Dies deckt sich mit der Messung der Gesamtelliptizität. Der Akzeptanzwinkel der Spiegel liegt bei ungefähr  $(42,5 \pm 2,5)^\circ$ .

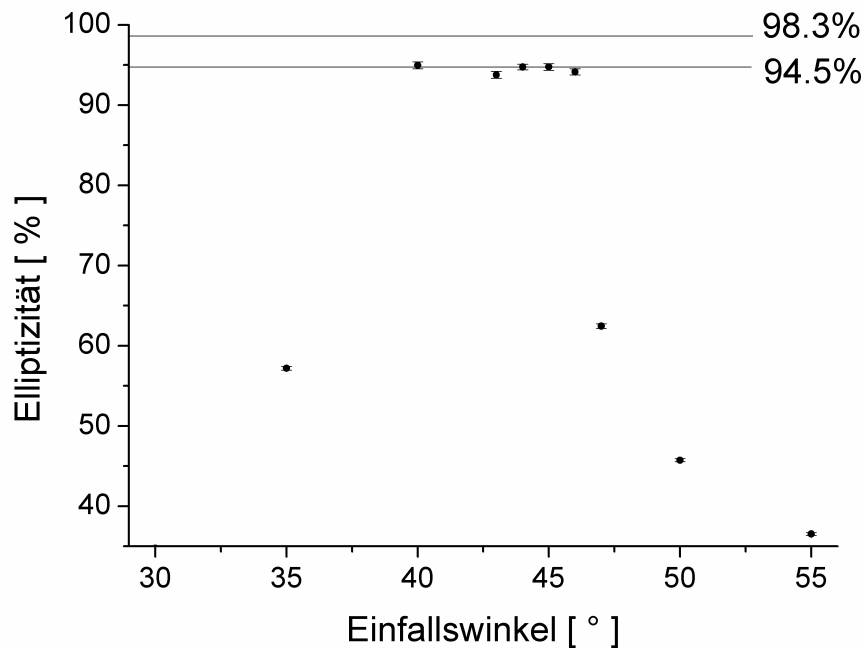
Die GDD der  $0^\circ$ -PSMs ergibt sich aus dem Spiegeldesign zu unter  $D_2=2\text{fs}^2$ , so dass die GDD des Gesamtsystems bei ca.  $46\text{fs}^2$  liegt. Eine Messung der Pulsdauer mit einem spektralen Interferometer (engl.: spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction (SPIDER))<sup>5</sup> [243] bei einer gegebenen Pulsdauer von in diesem Fall  $\tau_0 = (27 \pm 1)\text{fs}$  zeigte keine Pulsverbreiterung im Rahmen der Messgenauigkeit. Aus Formel A.4 folgt rechnerisch  $\Delta\tau_{\text{th}}=0,41\text{fs}$ ,

<sup>4</sup>Layertec Charge: B0711032

<sup>5</sup>APE SPIDER; 10-40fs



**Abbildung A.5.:** Messung der Elliptizität in Abhängigkeit des Rotationswinkels. Die Elliptizität verändert sich symmetrisch und linear zu beiden Seiten des Maximums.



**Abbildung A.6.:** Die Toleranzanalyse des Einfallswinkels zeigt, dass die Phase nur für einen Winkelbereich von  $\Phi = (42,5 \pm 2,5)^\circ$  erhalten bleibt.

was unterhalb der Messbarkeitsgrenze liegt. Die Beschichtung der  $0^\circ$ -PSMs erfolgte analog zur vorherigen Beschichtung durch Magnetron-Sputtern unter Verwendung der gleichen Materialien bei einem einfacheren Schichtdesign. Es ist davon auszugehen, dass die Zerstörschwelle äquivalent zu der des PSM ist, da es in dem einfachen Schichtdesign nicht zu Intensitätsüberhöhungen kommen kann. Somit hat auch das Gesamtsystem eine Zerstörschwelle, die rund 400-mal höher

ist als die einer Wellenplatte aus Quarz. Die Summe dieser Eigenschaften macht das Spiegelkabinett zu einer idealen Alternative für die Phasenmanipulation zur Anwendungen bei hohen Laserintensitäten. Eine weitere Applikation dürfte die Anwendung bei ultra-kurzen Laserpulsen im Bereich weniger Femtosekunden sein, für die dispersionsfreie Elemente eine essentielle Voraussetzung sind. Über die Ergebnisse zum gesamten Spiegelkabinett wurde ferner berichtet in [244].





## B. Unterdrückung der Spontanen Laseremission am Lasersystem PHELIX

Die in dieser Arbeit beschriebenen Ergebnisse zur Lichtdruck-Beschleunigung (RPA) durchgeführten Experimente konnten nur einige der zu beeinflussenden Parameter, wie die Polarisation, oder die Abhängigkeit von einem induzierten Vorplasma abdecken. Weitere interessante Parameter, wie sie insbesondere theoretisch schon lange behandelt werden, sind die Intensität bzw. die Pulsdauer. Das JETI- Lasersystem konnte dabei Intensitäten im Bereich von  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> mittels niedriger Energien (0,5-1 J) bei kurzen Pulsdauern (27 fs) erreichen. Eine Alternative stellen Laser der Petawatt-Leistungsklasse dar [245, 246], die meist Größenordnungen mehr Energie bei längeren Pulsdauern liefern. Der Laserkontrast muss jedoch immer beherrschbar niedrig bleiben um eine Plasmabildung und damit die vorzeitige Zerstörung des Targets zu verhindern. Die Adaptierung kontrastverbessernder Maßnahmen an solch einem Lasersystem soll daher nachfolgend behandelt werden, mit dem Ziel die Voraussetzungen für Experimente zu erfüllen.

Der **P**etawatt **H**och**E**nergie-**L**aser für **S**chwer**I**onen-**E**Xperimente PHELIX ist ein ebenfalls auf dem Strecken-Verstärken-Komprimieren ((CPA)) Prinzip beruhender dreistufiger Ti:Sa/Nd:Glas Laser, welcher aktuell Leitungen von bis zu 400 TW liefert ( $E=150$  J,  $\tau=400$  fs). Er wurde 2008 am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt in Betrieb genommen. Eine detaillierte Beschreibung des Lasers erfolgt in [247, 248]. Besonders hervorhebenswert ist dabei die weltweit sehr seltene Möglichkeit, kombinierte Experimente mit dem Laser und dem vom Beschleuniger UNILAC [249] produzierten Schwerionenstrahl durchzuführen.

Die durchgeführten Experimente im Rahmen verschiedener Kollaborationen wie dem LIGHT-Projekt [113], der Laserlab-Europe Aktivitäten, sowie diverse Experimente von Seiten Dritter decken unterschiedlichste experimentelle Fragestellungen wie die Etablierung von Röntgenlasern [248, 250–252], Gas-Harmonischen [253–255], der Untersuchung von Plasmen [168, 256, 257] und warmer-dichter-Materie (WDM) [258], oder der Laser-Teilchenbeschleunigung im TNSA-Regime [259] ab.

Dieses Kapitel behandelt die Untersuchung und Unterdrückung der verstärkten spontanen Laser-Emission (engl. amplified spontaneous emission (ASE)) durch den PHELIX Vor- und Hauptverstärker. Dies geschieht im Rahmen eines Projektes zur Kontrastverbesserung des Gesamtsystems - auch im Hinblick für ein geplantes Experiment [260] zur Lichtdruck-Beschleunigung. Ziel ist ein Kontrast von besser  $10^9$ . Dabei wird zweischrittig vorgegangen. Ein Teil der bestehenden ersten Verstärkerstufe soll durch einen schnellen optisch-parametrischen Verstärker mit Strecker und Kompressoreinheit ersetzt werden [261, 262]. Dies erhöht den Kontrast der ersten Verstärkerstufe auf einen Faktor größer  $10^{12}$  [263] bei einer Ausgangsenergie von 20-30 mJ. Die zweite Veränderung über die hier berichtet wird, wurde in der Vorverstärkereinheit, bestehend aus drei Nd:Glas Verstärkerköpfen durchgeführt.

Die Verstärkung von spontaner Emission tritt dann auf, wenn sich das aktive Medium im angeregten Zustand befindet. Unabhängig davon, ob der Anregungszustand schon die Laser-Schwelle überschritten hat, kann die Wechselwirkung eines spontan emittierten, oder von außen eingebrachten Photons, ein angeregtes Atom oder Molekül des aktiven Mediums zur Emission eines weiteren Photons bringen. Die Verstärkung und die Energie, welche durch ASE in der Targetkammer auftritt, kann abgeschätzt werden. Dazu wird vereinfacht angenommen, dass in jeder

Mode des Vorverstärkers, die sich im System ausbreiten kann, ein Photon erzeugt wird, welches dann um einen Faktor  $G$  verstärkt wird. Für die Anzahl der anschwingenden Moden spielen geometrische Faktoren, die durch die Abbildung des Laserstrahls im System gegeben sind eine Rolle. Es gilt für die Energie deponiert durch ASE:

$$E_{\text{ASE}} = N_{\text{Zeitl.}} \cdot N_{\text{Räuml.}} \cdot G \cdot h \cdot \nu \quad (\text{B.1})$$

mit:

$$N_{\text{Zeitl.}} = \frac{\Delta t_{\text{ASE}}}{\Delta \tau_{\text{Bandbr.}}} ; \quad N_{\text{Räuml.}} = \left( \frac{d \cdot D}{\lambda \cdot f} \right). \quad (\text{B.2})$$

Dabei ist  $d$  die Größe der Lochblenden in Vor- bzw. Hauptverstärker,  $D$  der Strahldurchmesser,  $f$  die Brennweite der Abbildungslinse,  $N_{\text{Zeitl.}}/N_{\text{Räuml.}}$  die Anzahl der anschwingenden Moden und  $\lambda$  die Wellenlänge. Für die PHELIX Parameter ergeben sich die Werte aus Tabelle B.1

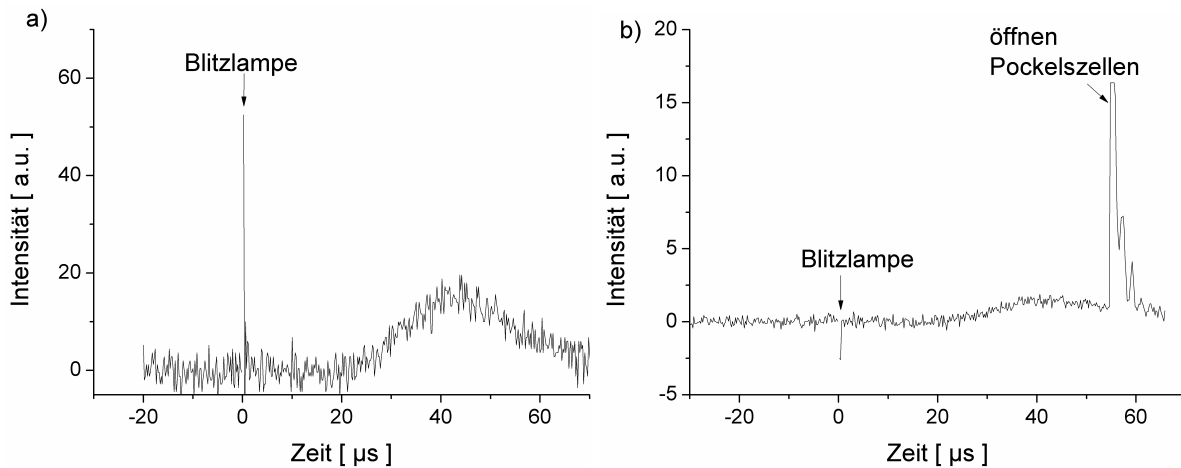
**Tabelle B.1.:** Angenommene Parameter und Berechnung der spontanen Emission am Lasersystem PHELIX.

Größe	Vorverstärker	Hauptverstärker
Verstärkung	70	50
Pinhole Größe [mm]	2,85	3,85
Lebensdauer Nd:Glas [s]	$2,5 \cdot 10^{-4}$	
Bandbreite [s]	$10^{-13}$	
räuml. Moden	$1,83 \cdot 10^4$	$3,34 \cdot 10^4$
zeitl. Moden	$2,5 \cdot 10^9$	
ASE Strahldurchmesser [mm]	1,07	1,44
theo. $E_{\text{ASE}}$ Einzel [mJ]	0,6	0,79
theo. $E_{\text{ASE}}$ Gesamt [mJ]	31	

Zur experimentellen Untersuchung wurde ein Experiment in der Petawatt-Targetkammer durchgeführt. Es wurden bei geblocktem Frontend Schüsse mit Vor- und Hauptverstärker durchgeführt und Energie, Fokusgröße, sowie die Schädigung von Targetfolien verschiedener Dicke (500  $\mu\text{m}$  - 10 nm Kohlenstoff) gemessen. Eine Energiemessung für Schüsse mit nur Vor- oder Hauptverstärker zeigte keine Schädigung an der Targetfolie. Bei gleichzeitiger Nutzung, und der damit verbundenen Verstärkung des Vorverstärker-ASE im Hauptverstärker treten Schädigungen für Folien dünner als 50 nm auf. In diesem Fall wurde am Ort des Targets eine Energie von 2,49 mJ gemessen. Die zeitaufgelöste Intensitätsverteilung, Abb B.1, zeigt einen Intensitätsanstieg nach dem Öffnen der Pockelszelle zwischen den beiden 19 mm-Köpfen, welche aktiv öffnet, aber erst nach der Entladezeit des Netzteiles passiv schließt. Der Peak beim Zünden der Blitzlampen entsteht durch den elektromagnetischen Puls, welcher in das Oszilloskop einkoppelt.

Aus dem Ergebnis dieser Messzeit lässt sich ableiten, dass mit Hilfe einer besseren optischen Trennung zwischen Vor- und Hauptverstärker das Problem der ASE unterdrückt werden kann [264]. Dazu wurde die Implementierung einer zusätzlichen schnellen Pockelszelle<sup>1</sup> mit großer Apertur hinter dem letzten Vorverstärker durchgeführt. Dieser ersetzt zwei Faraday-Rotatoren und übernimmt neben der Aufgabe als schneller optischer Schalter die Funktion der Rückreflexunterdrückung (Abb. B.2).

<sup>1</sup>Gooche & Housego: TX5065 [265]



**Abbildung B.1.:** Zeitlicher Verlauf des gemessenen ASE Pulses. **a)** Bei alleiniger Benutzung des Vorverstärkers ohne optische Trennung ist lange Lebensdauer und damit Emissionszeit des Verstärkermediums zu erkennen. **b)** Mit optischer Trennung durch die eingebaute Pockelszelle sieht man zwar eine Verminderung der ASE, jedoch kann aufgrund der langen Öffnungsdauer der Pockelszelle viel Energie durch das System propagieren. Zu erkennen ist in beiden Graphen, das Zünden der Blitzlampe, welches mit einem elektromagnetischen Puls einhergeht.

Durch die höhere Zerstörschwelle der Pockelszelle kann die Maximalenergie des Vorverstärkers von 3 J auf bis zu 10 J erhöht werden, wobei Schaltzeiten von ungefähr 5 ns bei einer Unterdrückung von 3000:1 die ASE weit genug abschwächen sollte, um eine Vorschädigung von Targetfolien zu vermeiden.

Ferner wurde die Pockelszelle zwischen den beiden 19 mm-Köpfen so modifiziert, dass sowohl das Öffnen als auch das Schließen aktiv geschaltet wird. Somit sind Schaltfenster von bis zu 20 ns möglich.

Erneute Messungen mit dem umgebauten System zeigen deutliche Verbesserungen [266]. Die in der Targetkammer gemessene Energie entspricht mit 0,15 mJ einer Unterdrückung um einen Faktor 17. Tests mit Kohlenstoff-Folien bis zu einer Dicke von 10 nm zeigen, dass keine Vorschädigung mehr auftritt.

Eine Messung mittels schneller Photodiode zeigt, dass außerhalb des Schaltfenster (vgl. Abb. B.3) die ASE um einen Faktor 30-40 unterdrückt wird.

Nach dem Einbau des neuen Frondends und dem dann erreichbaren Kontrast sollte es möglich sein, Experimente mit dünnen Folien an PHELIX zu machen, was einen völlig neuen Parameterraum, z.B. für das in dieser Arbeit diskutierte Beschleunigungsregime erreichbar macht. Simulationen bei Pulslängen von mehreren 100 fs [267] lassen darauf schließen, dass bei geeigneter Energie auch dort eine Beschleunigung im RPA-Regime erwartet werden kann.

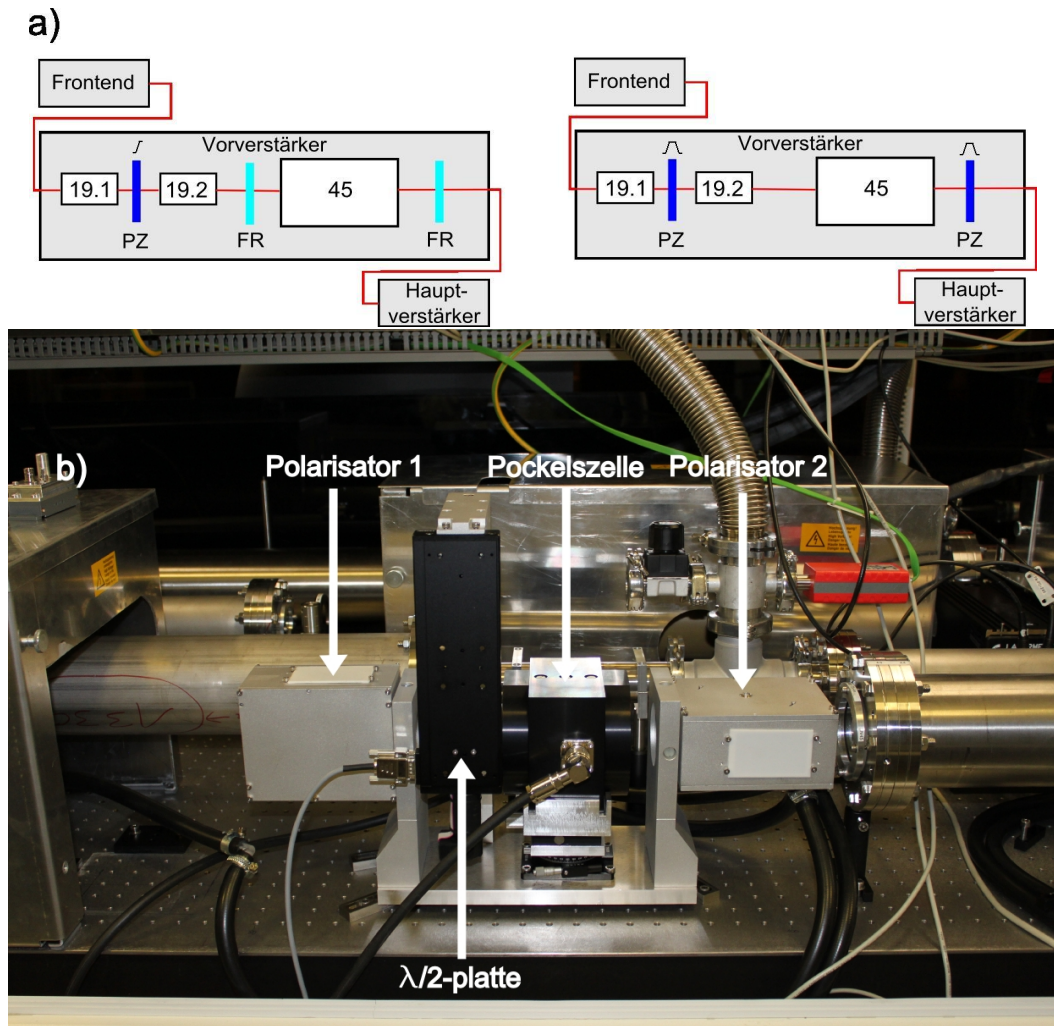


Abbildung B.2.: a) Aufbau des Vorverstärkers (links) vor- und (rechts) nach dem Umbau, b) Neue Pockelszelle mit gekreuzten Polarisatoren und fahrbarer  $\lambda/2$ -Platte bei Verwendung von Dauerstrich-Justaglasern.

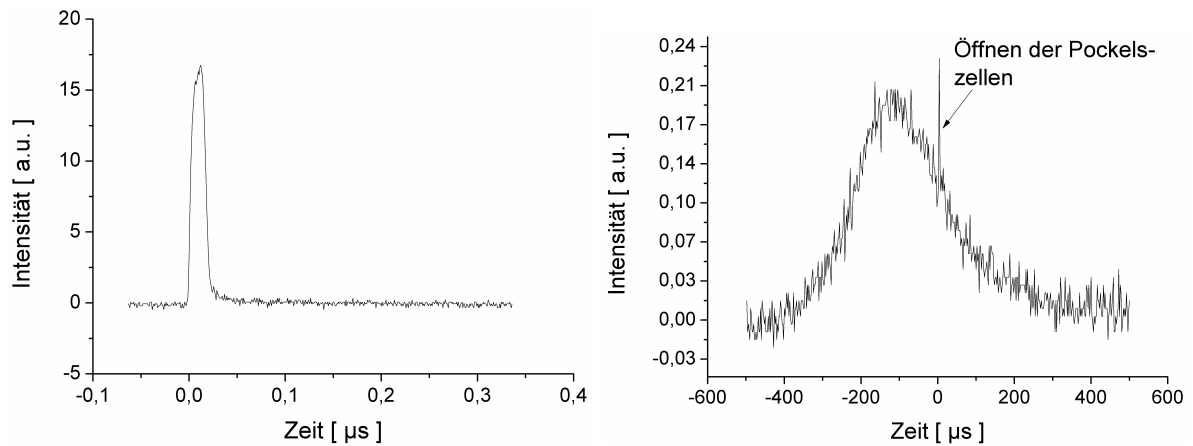


Abbildung B.3.: Zeitlicher Verlauf des gemessenen ASE Pulses nach dem Umbau. a) Puls hinter dem Vorverstärker mit einer Pulsdauer von ungefähr 20 ns. b) Das übersteuerte Signals zeigt den verbleibenden ASE-Untergrund im Vergleich zu B.1b).

# C. Veröffentlichungsliste

## C.1. Artikel

1. B. Aurand, S. Kuschel, C. Rödel, M. Heyer, F. Wunderlich, O. Jäckel, M.C. Kaluza, G.G. Paulus, T. Kuehl  
„*Creating circularly polarized light with a phase-shifting mirror*“  
Optics Express Vol.**19**, No.**18**, p. 17151-17157, (2011)  
<http://dx.doi.org/10.1364/OE.19.017151>
2. B. Aurand, C. Rödel, H. Zhao, S. Kuschel, M. Wünsche, O. Jäckel, M. Heyer, F. Wunderlich, M.C. Kaluza, G.G. Paulus, T. Kuehl  
„*Note: A large aperture Four-mirror reflective wave-plate for high-intensity short-pulse laser experiments*“  
Rev. Sci. Inst., Vol.**83**, No.**3**, 036104, (2012)  
<http://link.aip.org/link/doi/10.1063/1.3694659>
3. B. Aurand, J. Seres, V. Bagnoud, B. Ecker, D.C. Hochhaus, P. Neumayer, E. Seres, C. Spielmann, B. Zielbauer, D. Zimmer, T. Kuehl  
„*Laser driven X-ray parametric amplification in neutral gases—a new brilliant light source in the XUV*“  
Nucl. Inst. Meth. A, Vol.**653**, No.**1**, p. 130-133, (2011)  
<http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2010.12.208>
4. B. Aurand, S. Kuschel, O. Jäckel, C. Rödel, H. Zhao, S. Herzer, A. E. Paz, J. Bierbach, J. Polz, B. Elkin, G.G. Paulus, A. Karmakar, P. Gibbon, T. Kuehl, M.C. Kaluza  
„*Radiation Pressure Assisted Acceleration of Ions using Multi-Component Foils in High Intensity Laser Experiments*“  
eingereicht, Phys. Rev. Lett., (2012)
5. R.J. Gray, X.H. Yuan, D.C. Carroll, C.M. Brenner, M. Coury, M.N. Quinn, O. Tresca, B. Zielbauer, B. Aurand, V. Bagnoud, J. Fils, T. Kuehl, X.X. Lin, C. Li, Y.T. Li, M. Roth, D. Neely, and P. McKenna  
„*Surface transport of energetic electrons in intense picosecond laser-foil interactions*“ Appl. Phys. Lett., Vol.**99**, No.**17**, p. 1502-3, (2011)  
<http://dx.doi.org/10.1063/1.3655909>
6. O. Tresca, D.C. Carroll, X.H. Yuan, B. Aurand, V. Bagnoud, C.M. Brenner, M. Coury, J. Fils, R.J. Gray, T. Kuehl, C. Li, Y.T. Li, X.X. Lin, M.N. Quinn, R.G. Evans, B. Zielbauer, M. Roth, D. Neely, P. McKenna  
„*Controlling the properties of ultraintense laser-proton sources using transverse refluxing of hot electrons in shaped mass-limited targets*“  
Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol.**53**, No.**10**, (2011)  
<http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/53/10/105008>
7. M.N. Quinn, X.H. Yuan, X.X. Lin, D.C. Carroll, O. Tresca, R.J. Gray, M. Coury, C. Li, Y.T. Li, C.M. Brenner, A.P.L. Robinson, D. Neely, B. Zielbauer, B. Aurand, J. Fils, T.

- Kuehl, P. McKenna  
„*Refluxing of fast electrons in solid targets irradiated by intense, picosecond laser pulses*“  
Plasma Physics and Controlled Fusion, Vol.**53**, No.**2**, (2011)  
<http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/53/2/025007>
8. J. Seres, E. Seres, B. Ecker, D.C. Hochhaus, D. Zimmer, V. Bagnoud, B. Aurand, B. Zielbauer, T. Kuehl, C. Spielmann  
Reply: „*The super-quadratic growth of high-harmonic signal as a function of pressure*“  
Nature Physics, Vol.**6**, No.**12**, p. 928-929, (2010)  
<http://dx.doi.org/10.1038/nphys1827>
9. P. Neumayer, B. Aurand, M. Basko, B. Ecker, P. Gibbon, D.C. Hochhaus, A. Karmakar, E. Kazakov, T. Kuehl, C. Labaune, O. Rosmej, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer  
„*The role of hot electron refluxing in laser-generated K-alpha sources*“  
Physics of Plasmas, Vol.**17**, No.**10**, p. 3103-3, (2010)  
<http://dx.doi.org/10.1063/1.3486520>
10. D.C. Hochhaus, J. Seres, B. Aurand, B. Ecker, B. Zielbauer, D. Zimmer, C. Spielmann, T. Kuehl  
„*Tuning the high-order harmonic lines of a Nd:Glass laser for soft X-ray laser seeding*“  
Appl. Phys. B., Vol.**100**, No.**4**, p. 711-716, (2010)  
<http://dx.doi.org/10.1117/12.855506>
11. D. Zimmer, D. Ros, O. Guilbaud, J. Habib, S. Kazamias, B. Zielbauer, V. Bagnoud, B. Ecker, D.C. Hochhaus, B. Aurand, P. Neumayer, T. Kuehl  
„*Short-wavelength soft-x-ray laser pumped in double-pulse single-beam non-normal incidence*“  
Phys. Rev. A., Vol.**82**, No.**1**, p. 3803-4, (2010)  
<http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.013803>
12. V. Bagnoud, B. Aurand, A. Blazevic, S. Borneis, C. Bruske, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, A. Frank, E. Gaul, S. Goette, C. Haefner, T. Hahn, K. Harres, H.M. Heuck, D. Hochhaus, D.H.H. Hoffmann, D. Javorkova, H.J. Kluge, T. Kuehl, S. Kunzer, M. Kreutz, T. Merz-Mantwill, P. Neumayer, E. Onkels, D. Reemts, O. Rosmej, M. Roth, T. Stoehlker, A. Tauschwitz, B. Zielbauer, D. Zimmer, K. Witte  
„*Commissioning and early experiments of the PHELIX facility*“  
Appl. Phys. B., Vol.**100**, No.**1**, p. 137-150, (2010)  
<http://dx.doi.org/10.1007/s00340-009-3855-7>
13. D.C. Hochhaus, B. Aurand, M. Basko, B. Ecker, T. Kuehl, T. Ma, F. Rosmej, B. Zielbauer, P. Neumayer  
„*X-ray radiographic expansion measurements of isochorically heated thin wire target*“  
eingereicht, Phys. Rev. Lett., (2012)
14. N.L. Kugland, B. Aurand, C.G. Brown, C.G. Constantin, E.T. Everson, S.H. Glenzer, D.B. Schaeffer, A. Tauschwitz, C. Niemann  
„*Demonstration of a low electromagnetic pulse laser-driven argon gas jet x-ray source*“  
eingereicht, Appl. Phys. Lett., (2012)
15. B. Ecker, E. Oliva, B. Aurand, D.C. Hochhaus, P. Neumayer, H. Zhao, B. Zielbauer, K. Cassou, S. Daboussi, O. Guilbaud, S. Kazamias, T.T.T. Le, D. Ros, P. Zeitoun and T. Kuehl

„Gain lifetime measurement of a Ni-like Ag soft X-ray laser“  
eingereicht, Optics Express., (2012)

## C.2. Konferenzbeiträge

1. B. Aurand, J. Bierbach, S. Herzer, O. Jäckel, S. Kuschel, J. Polz, C. Rödel, P. Gibbon, H. Zhao, A. Karmakar, B. Elkin, G.G. Paulus, M.C. Kaluza, T. Kuehl *Laser acceleration in the radiation-pressure-regime from ultra-thin polymer foils* Proceeding of SPIE, eingereicht (2012)
2. B. Ecker, B. Aurand, D.C. Hochhaus, T. Kuehl, P. Neumayer, H. Zhao B. Zielbauer, K. Cassou, S. Daboussi, O. Guilbaud, S. Kazamias, D. Ros, E. Oliva, T. Le, P. Zeitoun „Towards high photon-number soft X-ray lasers“ Proceeding of SPIE, Vol.8140, (2011)  
<http://dx.doi.org/10.1117/12.897277>
3. J. Seres, E. Seres, B. Ecker, B. Landgraf, D.C Hochhaus, D. Zimmer, V. Bagnoud, B. Aurand, B. Zielbauer, T. Kuehl, and C. Spielmann, „Strong field amplification of XUV: phase matching aspects“ Proceeding of SPIE, Vol.8140, (2011)  
<http://dx.doi.org/10.1117/12.892888>
4. D.C. Hochhaus, J. Seres, B. Aurand, B. Ecker, B. Zielbauer, D. Zimmer, C. Spielmann, T. Kuehl  
„Tuning the high-order harmonic lines of a Nd:Glass laser for soft x-ray laser seeding“  
Proceeding of SPIE, Vol.7721, (2010)  
<http://dx.doi.org/10.1117/12.855506>
5. D. Zimmer, D. Ros, O. Guilbaud, J. Habib, S. Kazamias, B. Zielbauer, B. Aurand, V. Bagnoud, B. Ecker, D.C. Hochhaus, P. Neumayer, T. Kuehl  
„Demonstration of an efficient pumping scheme for a 7.36 nm Ni-like samarium soft x-ray laser“  
Proceeding of SPIE, Vol.7721, (2010)  
<http://dx.doi.org/10.1117/12.855011>
6. T. Kuehl, B. Aurand, V. Bagnoud, B. Ecker, U. Eisenbarth, J. Fils, D.C. Hochhaus, D. Javorkova, P. Neumayer, B. Zielbauer, D. Zimmer, J. Habib, S. Kazamias, A. Klisnick, D. Ros, J. Seres, C. Spielmann, D. Ursescu „X-ray laser developments at PHELIX“ Proceeding of SPIE, Vol.7451, (2009)  
<http://dx.doi.org/10.1117/12.826212>

## C.3. Patentantrag

1. B. Aurand, S. Kuschel, C. Rödel, O. Jäckel, B. Elkin, T. Kuehl  
„Verfahren zur Herstellung ultradünner Polymerfolien“  
Deutsches Patent- und Markenamt, Az: DE 10 2012 100 476.5





Veröffentlichung:  
„Creating circularly polarized light with a  
phase-shifting mirror“

Opt. Exp.; Vol. 19; No. 18; 17151; (2011)

Zusammenfassung:

Präsentiert wird ein dielektrisch beschichteter Spiegel, welcher es erlaubt zirkular polarisiertes Licht mittels Reflexion zu erzeugen. Dabei kann eine Elliptizität von  $\epsilon=98\%$  über den gesamten Spektralbereich eines linear polarisierten Ti:Sa Femtosekunden-Lasers erreicht werden. Es wurde ein homogenes Strahlprofil für Aperturen von 10 cm verifiziert. Die Zerstörschwelle des Spiegels liegt dabei 400-fach höher als die einer konventionellen  $\lambda/4$ -Platte, welche eine Anwendung in Hochenergie-Laserexperimenten ermöglicht. Weitere Vorteile gegenüber Verzögerungsplatten sind die geringe Dispersion und die Möglichkeit per Beschichtung sehr große Phasenplatten einfach herstellen zu können.



# Creating circularly polarized light with a phase-shifting mirror

Bastian Aurand,<sup>1,2,3,4,\*</sup> Stephan Kuschel,<sup>1,5</sup> Christian Rödel,<sup>1,5</sup> Martin Heyer,<sup>6</sup>  
Frank Wunderlich,<sup>6</sup> Oliver Jäckel,<sup>1,5</sup> Malte C. Kaluza,<sup>1,5</sup>  
Gerhard G. Paulus,<sup>1,5</sup> and Thomas Kühl<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>Helmholtz-Institut Jena, Helmholtzweg 4, 07743 Jena, Germany

<sup>2</sup>GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt, Germany

<sup>3</sup>Johannes Gutenberg University, Saarstr. 21, 55128 Mainz, Germany

<sup>4</sup>EMMI ExtreMe Matter Institute, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt, Germany

<sup>5</sup>Institut für Optik und Quantenelektronik, Friedrich-Schiller University, Max-Wien-Platz 1, 07743 Jena, Germany

<sup>6</sup>Layertec GmbH, Ernst-Abbe-Weg 1, 99441 Mellingen, Germany

\*B.Aurand@gsi.de

**Abstract:** We report on the performance of a system employing a multi-layer coated mirror creating circularly polarized light in a fully reflective setup. With one specially designed mirror we are able to create laser pulses with an ellipticity of more than  $\varepsilon = 98\%$  over the entire spectral bandwidth from initially linearly polarized Titanium:Sapphire femtosecond laser pulses. We tested the homogeneity of the polarization with beam sizes of the order of approximately 10 cm. The damage threshold was determined to be nearly 400 times higher than for a transmissive quartz-wave plate which suggests applications in high intensity laser experiments. Another advantage of the reflective scheme is the absence of nonlinear effects changing the spectrum or the pulse-form and the scalability of coating fabrication to large aperture mirrors.

©2011 Optical Society of America

**OCIS codes:** (120.5060) Phase modulation; (230.4040) Mirrors; (230.4170) Multilayers; (260.5430) Polarization.

---

## References and links

1. M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics* (Cambridge University Press, 1999).
2. S. Ito and M. Ban, "Phase shifting mirror," U.S. Patent 4,322,130 (March 30, 1982).
3. R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, and F. Krausz, "Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers," *Opt. Lett.* **19**(3), 201–203 (1994).
4. F. X. Kärtner, N. Matuschek, T. Schibli, U. Keller, H. A. Haus, C. Heine, R. Morf, V. Scheuer, M. Tilsch, and T. Tschudi, "Design and fabrication of double-chirped mirrors," *Opt. Lett.* **22**(11), 831–833 (1997).
5. R. Szipöcs and A. Köhzi-Kis, "Theory and design of chirped dielectric laser mirrors," *Appl. Phys. B* **65**(2), 115–135 (1997).
6. A. E. Siegman, *Lasers*, A. Kelly, ed. (University Science Book, 1986), Chap. 9.
7. R. M. Wood, *Laser-Induced Damage of Optical Materials*, T. Spicer, ed. (Institute of Physics Publishing, 2003), Chap. 4.
8. M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, Ch. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek, and F. Krausz, "Femtosecond optical breakdown in dielectrics," *Phys. Rev. Lett.* **80**(18), 4076–4079 (1998).
9. C. B. Schaffer, A. Brodeur, and E. Mazur, "Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses," *Meas. Sci. Technol.* **12**(11), 1784–1794 (2001).
10. A. A. Said, T. Xia, A. Dogariu, D. J. Hagan, M. J. Soileau, E. W. Van Stryland, and M. Mohebi, "Measurement of the optical damage threshold in fused quartz," *Appl. Opt.* **34**(18), 3374–3376 (1995).
11. R. Nitsche and T. Fritz, "Precise determination of the complex optical constant of mica," *Appl. Opt.* **43**(16), 3263–3270 (2004).

---

## 1. Introduction

In most experiments, circularly polarized light is created using a quarter-wave plate made of mica, quartz glass or other crystalline material. However, this method is not generally applicable to ultra-high intensity short-pulse lasers due to nonlinear effects, the damage

threshold of the material, and the fact that ultra-thin wave-plates have a chromaticity that prevents their usage for broadband laser sources. In addition, variations in the thickness of the wave plates caused by the polishing process lead to imperfections of the beam profile and deteriorate the homogeneity of the phase retardation across the beam diameter. Current polishing technology limits the maximum size of zero-order wave plates to about a diameter of 15 cm due to the high risk of damage on the thin substrate.

We designed, manufactured, and characterized a phase-shifting mirror (PSM) based on a dielectric coating, creating high-quality circularly polarized light for a broad-bandwidth laser system. The advantages of this approach are based on those of fully reflective multi-layer optics and include almost no group-delay-dispersion (GDD), a high damage-threshold and the possibility to produce large aperture optics. To our knowledge, this is the first time that the applicability of such a circularly polarizing mirror is demonstrated for a broad bandwidth high-power femtosecond laser system.

In the mid-infrared region of the spectrum, changing the polarization by influencing the phase upon a reflection of a mirror is a common technique [1]. We extend this technique towards applications with broad-bandwidth ultra-short laser pulses in the visible and near infrared. The idea to create an arbitrary phase-shift with a multi-layer mirror was patented in the 1980s [2].

Linear polarization is called p- polarized when the electric field vector is parallel to the plane of incidence and s- polarized for the field vector perpendicular to the plane of incidence. Reflecting an electromagnetic wave at a surface in general induces a phase-shift between the s- and the p- polarized field component. Typically the geometry is chosen such that the polarization is purely parallel or perpendicular. Therefore, the polarization does not change upon reflection. When, on the other hand, the reflecting surface is tilted such that s- and p- polarization is present, the polarization state changes due to the phase shift.

## 2. Setup

### 2.1. Principle of a phase-shifting mirror PSM

Dielectric coatings are a well-known technique to produce, e.g., mirrors with a high reflectivity. The standard design is the so-called quarter-wave stack, i.e. a stack of alternating layers with high and low refractive index (e.g. SiO<sub>2</sub> and Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>) and an optical thickness of a quarter of the wavelength. More advanced functionalities can be realized by deviating from this design. In general, numerical methods are used for determining the respective sequences of dielectric layers of varying thickness. In most cases, the matrix method [1], which offers an efficient approach to compute the complex reflectivity of any dielectric coating, is used together with an iterative optimization loop. Well-known recent examples realized with this approach are chirped mirrors, i.e. high-reflection mirrors with a spectrally dependent phase which induce group delay dispersion (GDD) [3–5].

For the problem at hand here, the dependence of the (complex) reflectivity on the direction of the polarization relative to the surface layer has to be considered in addition. Accordingly, each layer of the coating is represented by a 2x2 matrix that differs for s- and p-polarization, see Fig. 1. For any given wavelength, the complex reflectivity for the different polarizations can be computed by multiplying these matrices. In this way, the reflectivity of arbitrary layer systems can also be calculated for broad-band femtosecond laser pulses.

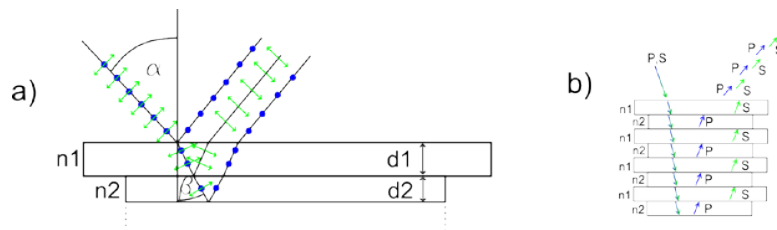


Fig. 1. Principle of a dielectric multilayer coating: a) p-polarized (green) and s-polarized (blue) field components are reflected at each surface of an alternating multi-layer stack with a refractive index  $n_1$  and  $n_2$ . b) The amplitude and the phase of the reflected wave are given by the superposition of the partial waves. In a simplified picture a certain boundary layer has a major reflection of the p-polarized component and vice versa. The final complex reflectivity of a multilayer coating can be tailored by tuning the optical path  $n_i d_i$  of each layer. The thicknesses  $d_i$  of the multilayer coating determine the phase shift between the p- and s-polarized field component thus making, e.g., a  $90^\circ$ -phase shift possible. With this coating property circularly polarized light can be created when linearly polarized light is reflected upon a PSM with an equal amount of the p- and s-polarized field component.

We started our coating design procedure with an alternating stack of a high and low refractive index material,  $\text{Ta}_2\text{O}_5$  and  $\text{SiO}_2$ , on top of a thin silver layer. Since the reflectivity is altered when any of the layer thicknesses  $d_i$  is changed, the optimization of the reflectivity requires appropriate algorithms. As a first step, a function of merit must be assigned. Here we demand a reflectivity as close as possible to 100% over a bandwidth of  $800 \pm 40$  nm, a spectrally flat GDD, for maintaining the short pulses, and a phase shift of  $90^\circ$  between s- and p- polarized light. Particular emphasis was put on achieving the latter homogeneously over the entire bandwidth.

Our optimization routine resulted in a coating design that has the reflectivity shown in Fig. 2. While usually less than 15 layers are sufficient to achieve 99.9% reflectivity for a simple quarter-wave stack, the additional constraints of low dispersion and a homogeneous  $90^\circ$ -phase shift between s- and p-polarized wave required 24 layers for 98% reflectivity. A reflectivity of  $R > 99.5\%$  would be possible by increasing the number of dielectric layers.

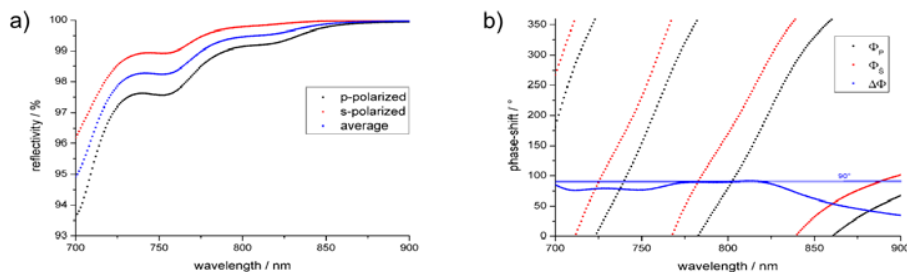


Fig. 2. Calculated reflectivity (a) and phase-shift (b) for the design of the PSM for an angle of incidence of  $45^\circ$ . The reflectivity exceeds 98% for both polarization components while maintaining an almost linear spectral phase. Particular emphasis has been put on a homogeneous phase shift  $\Delta\Phi$  of  $90^\circ$  over a large bandwidth.

A simple tolerance analysis showed that the phase-shift is extremely sensitive to thickness uncertainties of the multilayer design. For example, the thickness deviation must be less than 2% in order to maintain a deviation of less than  $5^\circ$  for the phase shift  $\Delta\Phi$ . Such tight tolerances call for reliable coating technology. The PSM coating was manufactured with a magnetron sputtering technique onto a large aperture fused silica substrate (160 mm x 120 mm x 20 mm). Particular attention was paid to create homogeneous layers by rotating the mirrors during the coating process.

## 2.2 Ellipticity measurements

For the measurements, the beam of a short-pulse TiSa-laser-system delivering 0.7mJ in 23fs at a repetition rate of 4 kHz was used (Femtopower Compact Pro with a bandwidth of  $\lambda = (790 \pm 50)$  nm). The beam was given a circular shape by an iris to create a spot size of 5 mm diameter. In order to rotate the plane of polarization of the incident laser pulse, we used a wave plate in combination with a polarizing beam splitter (PBS) with an extinction-ratio of 1000:1.

For measuring the change of the polarization state induced by the PSM, it was mounted as shown in Fig. 3.

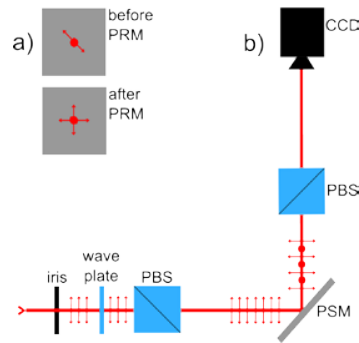


Fig. 3. Setup for measuring the phase-shift. a) Planar view of the beam before and after the PSM. b) General setup for the experiment: The amount of the s- or p-polarization component projected in the incidence plane of the PSM can be changed by rotating the wave-plate and the PBS in front of the PSM. The polarization state can be measured with a PBS used as an analyzer.

In order to adjust the same amplitude for the s- and the p- component of the polarization the polarization of the incident beam was rotated to  $45^\circ$  with respect to the plane of incidence. Note that rotating the polarization of the incoming beam with a wave-plate is equivalent to rotating the reflecting mirror around the axis of the incoming laser while leaving its plane of polarization unchanged. The polarization state of the reflected beam was analyzed by a PBS on a rotation mount. Then after suitable attenuation, the beam was imaged onto an 8-bit CCD camera for measuring the beam profile and the intensity. The analyzer was rotated in steps of  $10^\circ$  and the intensity was measured by taking a picture for each position. The surface of the PSM was scanned by the 5-mm diameter beam on a matrix of  $3 \times 3$  positions separated by 3 cm.

We determined the intensity by taking the mean of the 20% brightest pixels of the pictures after background subtraction. The ellipticity then can be calculated by [1]

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{I_{Min}}{I_{Max}}} \quad (1)$$

Here  $I_{Min}$  and  $I_{Max}$  denote the minimal and maximal intensity that can be measured while rotating the PBS by  $360^\circ$ . The reflected field strength as a function of the angle of the analyzer is shown in Figs. 4(a) and 4(b) (The field strength data was normalized to the maximum value measured). The blue line shows a fit to the function

$$E(\varphi) = A \cdot \sin(\varphi + \varphi_1) + B \cdot \sin(2\varphi + \varphi_2) + C \quad (2)$$

Due to the periodicity following  $2\varphi$ , B describes the deviation from the circular polarization. An additional variation of the intensity with a periodicity of  $1\varphi$  can be observed for nearly perfect circular polarization. This is an artifact due to a slight beam deflection induced by the analyzer.

Figures 4(c) and 4(d) display the corresponding measurement for a low-order large-aperture quarter-wave plate made of mica. We observe a strikingly better performance of the PSM as compared to the quarter-wave plate.

In fact, the ellipticity generated by the PSM reaches  $\varepsilon_{\text{PSM}} = (98.3 \pm 0.6)\%$ , while it does not exceed  $\varepsilon_{\lambda/4} = (83.6 \pm 3.4)\%$  for the mica plate.

It should be noted that the ellipticities cited are the averages across the respective apertures, where the uncertainties include the inhomogeneity as well as measurement errors. The latter are comparable for both cases. Therefore, the much larger uncertainty of the  $\varepsilon_{\lambda/4}$  means that the quarter-wave plate also has a much lower homogeneity.

The same measurement using a spectrometer (Ocean Optics USB2000 + ) instead of the camera shows a homogeneous ellipticity over the full bandwidth range and no spectral changes due to different reflectivity.

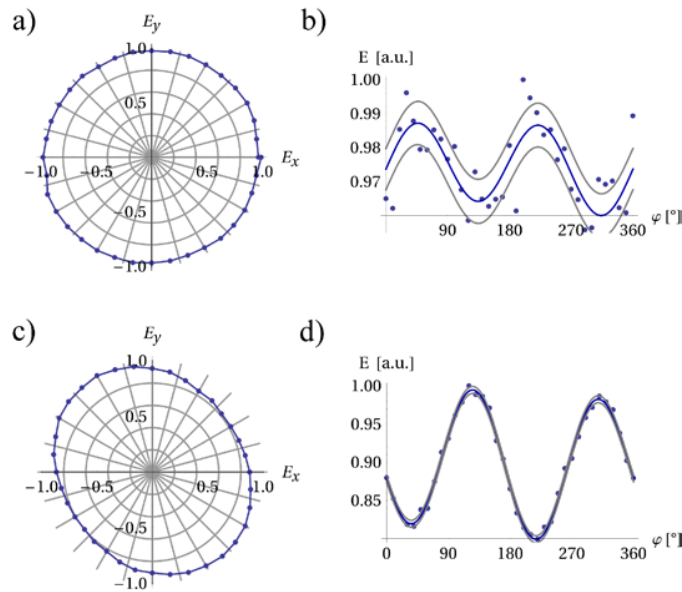


Fig. 4. Plot of the field distribution measured for the [a)] phase-rotating mirror and the [b)]  $\lambda/4$  plate for the full spectrum of the laser at one position of both devices. The blue line is a fit, the grey line shows the 0.9 confidence interval. The calculated ellipticities related to these fits are  $(98.3 \pm 0.6)\%$  (PSM) and  $(83.6 \pm 0.3)\%$  ( $\lambda/4$  plate).

### 2.3 Pulse broadening and spectral changes

When using a PSM for high-intensity femtosecond laser pulses, the temporal properties have to be preserved upon reflection. Conceivable effects are pulse distortions due second-order dispersion and self-phase modulation. We measured the pulse duration for one reflection on the PSM and compared it to the pulse length before and after propagation through the large quarter-wave plate used before. Assuming a Gaussian pulse shape, a dispersion-free pulse with an initial duration  $\tau_0$  will be stretched to

$$\tau_{\text{Final}} = \tau_0 \sqrt{1 + \left( 4 \ln(2) \frac{D_2}{\tau_0^2} \right)^2} \quad (3)$$

after acquiring a second-order dispersion  $D_2$  [6]. The thickness of the coating layer is about  $2.5 \mu\text{m}$ . By numerical simulation of the layer-design we calculated a second-order dispersion

of  $40 \text{ fs}^2$  at  $800 \text{ nm}$ . This corresponds to about  $1 \text{ mm}$  of fused silica. With an autocorrelator (FemtoMeter<sup>TM</sup>) we measured a pulse duration of  $\tau_0 = (24.0 \pm 0.9) \text{ fs}$  without the PSM and  $\tau_F = (23.8 \pm 1.1) \text{ fs}$  with the PSM. This means the pulse duration remains the same within the error-bars, which is also confirmed by the small GDD predicted theoretically:  $40 \text{ fs}^2$  causes a broadening by  $0.44 \text{ fs}$  of  $24\text{-fs}$  pulse.

Next we checked for effects influencing the spectrum, e.g. like interferences in the dielectric layer. To this end we measured the spectrum behind the PSM and the wave plate (Fig. 5). The spectrum was recorded while rotating the analyzer PBM in steps of  $10^\circ$ . Due to the fact that the spectrometer (OceanOptics, USB2000 + ) is based on a grating for which the reflection is strongly depended on the polarization, there are large variations in the measured intensity. Therefore the average value was calculated and normalized. The overall spectrum did not change significantly, however some minor ripples show up in the spectrum of the PSM.

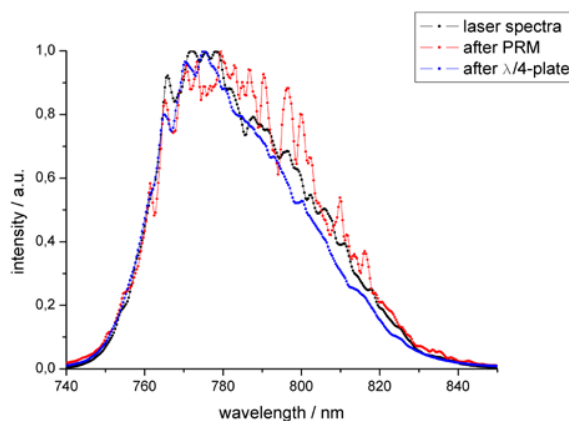


Fig. 5. Measurement of the laser spectrum compared to the spectrum using the PSM and using the wave-plate.

#### 2.4 Damage threshold

For testing the damage threshold, we focused the laser with a  $f = 500\text{mm}$  spherical mirror at a small incidence angle ( $< 5^\circ$ ) on a PSM test substrate. The beam size was measured directly on a CCD camera for different beam positions, at which the mirror sample was placed afterwards. For each position, the sample was irradiated for three seconds and then inspected with a reflected-light microscope. In cases where damage occurred, the size of the damaged area was measured. Typical spot sizes used were in the range of  $0.1\text{mm}^2$ . Within a factor of 2, the measured damage sizes were the same as the spot size. Based on the known pulse duration, pulse energy, and focal spot size, we calculated the damage threshold. This value may need to be corrected due to the fact that we used smaller foci-spots than usually chosen for this kind of characterization. According to some reports in the literature, damage tests with foci smaller than  $1\text{mm}^2$  will result in 2 to 3 times higher damage intensities as compared to measurements performed with larger beam diameters [7]. Taking this into account, we estimated the damage threshold at  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ , which is in good agreement with other damage tests for dielectric coatings [8,9]. It should be noted that the damage threshold is  $\sim 400$  times higher than the threshold for a wave-plate made of quartz glass ( $1.2 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ ) [10]. The damage threshold for a plate made of mica is even lower due to the relatively high absorption in this wavelength range [11].



### **3. Summary and outlook**

We have presented the option to generate circularly polarized femtosecond laser pulses using a reflective system. A homogeneous ellipticity of 98% for a large aperture mirror has been demonstrated. This proves the feasibility of fabricating homogenous phase retarding devices up to the limits of optical coating-machines, which exceed 500 mm to date. The demonstrated damage threshold is almost 400 times higher than for a classical wave-plate. Therefore, this system is an ideal component for experiments with high-intensity laser systems.

### **Acknowledgments**

B. Aurand acknowledges support from the Helmholtz Association (HGS-Hire for Fair) and the Helmholtz Institute Jena. C. Rödel acknowledges support from the Carl-Zeiss Stiftung. This work was supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft via project TR 18 and Laserlab Europe.



Veröffentlichung:  
„Note: A large aperture Four-mirror reflective  
wave-plate for high-intensity short-pulse laser  
experiments “

Rev. Sci. Inst, Vol. 83, 036104, (2012)

Copyright (2012) American Institute of Physics. This article is for personal use only. Any other use requires prior permission of the author and the American Institute of Physics.

Zusammenfassung:

Als eine Weiterentwicklung des phasenschiebenden Spiegels wurde ein System entwickelt welches als Ersatz für eine Wellenplatte in ein Lasersystem eingesetzt werden kann, ohne die Strahlrichtung zu ändern. Das System weist dabei alle Vorteile des phasenschiebenden Spiegels auf, wie seine hohe Zerstörschwelle, die geringe Dispersion bzw. die Möglichkeit eine solche Optik aufgrund des Herstellungsverfahrens für große Strahlquerschnitte zu verwenden.

Vorab Veröffentlichung auf arXiv:

„A large aperture reflective wave-plate for high-intensity short-pulse laser experiments “

<http://arxiv.org/abs/1202.6594>



## Note: A large aperture four-mirror reflective wave-plate for high-intensity short-pulse laser experiments

B. Aurand,<sup>1,2,3,4,a)</sup> C. Rödel,<sup>1,5</sup> H. Zhao,<sup>2,6</sup> S. Kuschel,<sup>1,5</sup> M. Wünsche,<sup>1,5</sup> O. Jäckel,<sup>1,5</sup> M. Heyer,<sup>7</sup> F. Wunderlich,<sup>7</sup> M. C. Kaluza,<sup>1,5</sup> G. G. Paulus,<sup>1,5</sup> and T. Kuehl<sup>1,2,3,4</sup>

<sup>1</sup>*Helmholtz-Institut Jena, Helmholtzweg 4, 07743 Jena, Germany*

<sup>2</sup>*GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt, Germany*

<sup>3</sup>*Johannes Gutenberg University, Saarstr.21; 55128 Mainz, Germany*

<sup>4</sup>*EMMI ExtreMe Matter Institute, Planckstr.1, 64291 Darmstadt, Germany*

<sup>5</sup>*Institut für Optik und Quantenelektronik, Friedrich-Schiller University, Max-Wien-Platz 1, 07743 Jena, Germany*

<sup>6</sup>*Institut of Modern Physics, 509 Nanchang Rd., 730000 Lanzhou, China*

<sup>7</sup>*Layertec GmbH, Ernst-Abbe-Weg 1, 9944 Mellingen, Germany*

(Received 2 January 2012; accepted 28 February 2012; published online 15 March 2012)

We report on a four-mirror reflective wave-plate system based on a phase-shifting mirror (PSM) for a continuous variation of elliptical polarization without changing the beam position and direction. The system presented and characterized here can replace a conventional retardation plate providing all advantages of a PSM, such as high damage-threshold, large scalability, and low dispersion. This makes reflective wave-plates an ideal tool for ultra-high power laser applications. © 2012 American Institute of Physics. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.3694659>]

Circularly polarized laser beams of high homogeneity are required for many applications. In Compton polarimetry, for example, the polarization purity of the scattered laser radiation is crucial to deduce the electron polarization.<sup>1</sup> When applied in laser-particle acceleration, circularly polarized lasers can significantly reduce the production of hot electrons and the associated high energetic radiation.

In the visible and near-infrared wavelength range, today's common technique to create circularly polarized light is the use of anisotropic transmissive elements which create, due to their birefringence, a phase shift between the electric field components parallel and perpendicular to the optical axis. Typical materials used for these retardation plates are mica- or quartz-crystals, having a thickness of a few  $\mu\text{m}$ . These crystals are limited in size due to the risk of damage during polishing and the immense costs of growing large-size bulk material. For the use of retardation plates with a significant bandwidth, typically two plates are bonded together in order to compensate the dispersion. This, however, increases the thickness of such optics and results in high-order dispersion and effects due to nonlinearities.

By using a well-designed phase-shifting-mirror (PSM),<sup>2</sup> an all-reflective approach is realized to overcome these limitations. Utilizing magnetron or ion beam sputtering techniques, the multilayer design can be manufactured without practical restrictions of the physical size of the substrates. In addition and in contrast to large-aperture wave-plates, the spatial beam quality will be preserved when high-quality substrates are used. Another advantage of reflective optics is that much less material is traversed by high-intensity radiation thus avoiding nonlinearities that alter the beam and pulse characteristics. Small residual effects on the pulse duration are determined by

the multilayer coating design and the corresponding dispersion. Typically, PSMs with a group-delay-dispersion (GDD) of only  $40 \text{ fs}^2$  can be designed and manufactured. As a result one obtains a four-mirror reflective wave-plate that features high polarization purity, high damage threshold, and small aberrations due to high-order dispersion and nonlinear effects. The drawback of PSMs is that a fairly complicated geometry is required because the incident beam needs to have an equally intense s- and p-polarized field component on the mirror surface for creating circular polarization. Therefore, PSMs necessitate both a tilt and a rotation with respect to the incident polarization vector. As a consequence, the plane of incidence is tilted relative to the polarization plane and the output beam direction is oblique in space, specifically it encloses  $45^\circ$  with respect to the plane defined by the polarization direction and the input beam. This is not practical for most experimental environments.

In this paper, we present a rotatable reflective wave-plate based on the PSM, presented in Ref. 2, consisting four mirrors that circumvents the problem and is capable of varying the ellipticity of the polarization without changing the beam direction.

The assembly is an optical chicane consisting of four mirrors, each with an aperture of  $120 \text{ mm} \times 160 \text{ mm}$  supporting a beam diameter of  $100 \text{ mm}$ . All mirrors have a broadband multilayer coating for the spectral range of  $\lambda = 800 \pm 40 \text{ nm}$  which is suitable for high-intensity Ti:Sapphire laser systems with pulse durations down to  $\approx 25 \text{ fs}$ . In order to use the setup in a high-vacuum experimental environment, the mechanical parts of the assembly consist of aluminum, stainless steel, and vacuum compatible plastic components, see Fig. 1. A balance weight allows a smooth rotation driven by a stepper motor via a tooth belt. The total weight of the apparatus is  $\approx 25 \text{ kg}$ , i.e., it can easily be implemented in a high-intensity laser experiment. The rotation axis is in the center of the entrance and exit

<sup>a)</sup>B.Aurand@gsi.de.

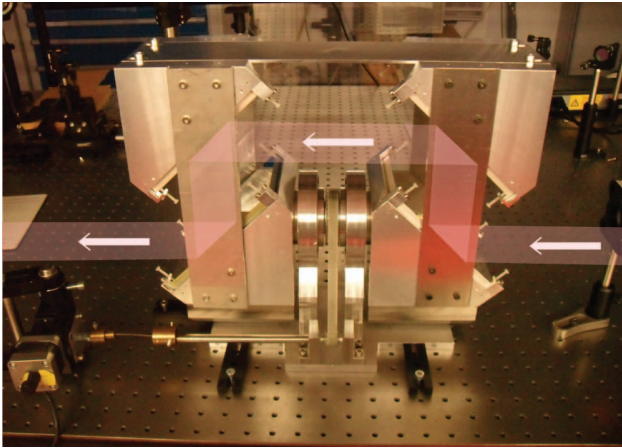


FIG. 1. Four-mirror reflective wave-plate using a phase-shifting mirror for the generation of elliptically polarized high-intensity laser pulses.

mirrors enables a rotation of the assembly without a displacement of the laser beam. All mirrors are mounted at  $45^\circ$  with respect to the optical axis and can individually be adjusted by four screws such that the beam position and direction is invariant under the rotation of the device.

The first mirror is the PSM providing a phase shift of  $90^\circ$ . The three other mirrors are designed to avoid any degradation of the ellipticity produced by this mirror. In the case of standard dielectric mirrors, the coating is typically intended for the reflection of pure s- or pure p-polarized light. Accordingly, a possible phase shift between the s- and p-component does not have any significance when they are used properly. However, such a phase shift is crucial if the mirrors are used for elliptically polarized light or in a tilted arrangement. As a consequence, standard high-reflecting multilayer coated mirrors would introduce an unknown and wavelength-dependent phase shift if used in our setup. Therefore, we use three especially designed  $0^\circ$ -PSMs in our setup together with the  $90^\circ$ -PSM.

Similar to the  $90^\circ$ -PSM, the  $0^\circ$ -PSM layer design was calculated and optimized using the matrix-method already described in Ref. 2. A reflectivity of more than 98% and a phase shift of  $\Delta\varphi = (180 \pm 2)^\circ$  was achieved over the full bandwidth. It shows that a simple two-layer design using silver and a protective dielectric layer gives already reasonable results for a  $0^\circ$ -PSM. However, a higher reflectivity can be reached by using a more complex multilayer. It is also possible to split the desired phase shift to more than one mirror. But due to the complex coating design of the PSM this could also introduce more uncertainties due to mismatches during the coating process.

The four-mirror reflective wave-plate was tested using a Ti:Sapphire femtosecond laser system (FemtoPower Compact Pro) delivering 27-fs pulses with a bandwidth of  $\lambda = (790 \pm 50)$  nm at a 4 kHz repetition rate. The beam size was limited by an iris to a diameter of 5 mm.

The laser beam was linearly polarized perpendicular to the optical table. In order to enhance the polarization purity, we added a polarizing beam splitter (PBS) with an extinction ratio of larger than 1000:1. The residual ellipticity of the

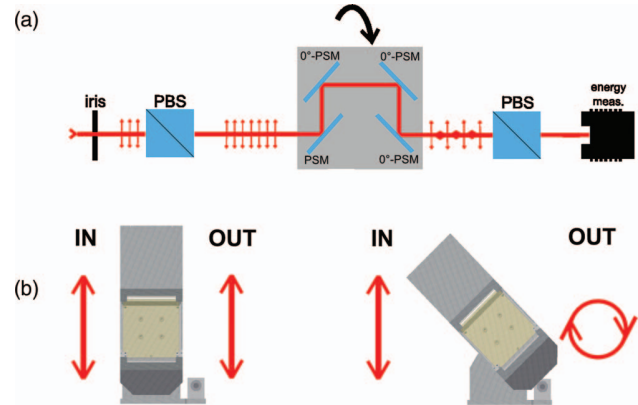


FIG. 2. (a) Setup for measuring the ellipticity of the four-mirror reflective wave-plate creating circularly polarized light (rotated to  $45^\circ$ ) and linearly polarized light (rotated to  $0^\circ$ ). (b) Schematic of the functioning of the reflective wave-plate: When the polarization vector is parallel or perpendicular to the incidence plane of the four-mirror arrangement, the polarization at the output is unchanged (upper panel). A rotation of the assembly to  $45^\circ$  provides equal field components for s- and p-polarization on all four mirrors when the reflectivity is 100%. Thus a circularly polarized laser beam is generated when the accumulated phase difference between the s- and p-component is  $\lambda/4$ .

output beam was measured using a second PBS mounted on a rotation stage as an analyzer, as depicted in Fig. 2(a). For the measurement of the ellipticity, the transmitted light was recorded with an energy-measurement head (Newport Model: 2936-C) while rotating the analyzer in steps of  $10^\circ$  for a full rotation. The transmitted energy  $P$  was averaged over a 5-s measurement period in order to achieve an accuracy in  $\Delta P/P$  smaller than 1%. The ellipticity, which is proportional to the ratio of the minimum and the maximum of the transmitted electric field  $E$  over a full rotation of  $360^\circ$  was computed using  $\varepsilon = P_{\min}/P_{\max}$ , where  $P_{\min}$  and  $P_{\max}$  are the minimal and maximal measured energy. Accordingly,  $\varepsilon = 0$  denotes linearly polarized light and  $\varepsilon = 1$  circularly polarized light.

The ellipticity of the reflective wave-plate was determined by fitting a sine-function to the data (blue curve, Fig 3(a)). We measured an ellipticity of the polarization induced by the reflective wave-plate of  $\varepsilon_{\text{RWP}} = (90.0 \pm 0.1)\%$  for the case of a  $45^\circ$ -rotation angle and to  $\varepsilon_{\text{RWP}} = (2.1 \pm 0.02)\%$  for  $0^\circ$  or  $90^\circ$ . This maximum ellipticity is smaller than the ellipticity  $\varepsilon_{\text{PSM}} = (98.3 \pm 0.6)\%$  generated by a single PSM.<sup>2</sup> This is attributed to an imperfect phase shift of the  $0^\circ$ -PSMs. It should be noted, however, that the ellipticity obtained with the reflective wave-plate is still higher than the ellipticity of  $\varepsilon_{\lambda/4} = 75\%$ – $85\%$ , typically achieved with commercially available quarter wave-plates of the same size.

Besides tolerances in the coating process, the purity of circular polarization is affected by the reflectivity of the p-component which is 1% smaller than the reflectivity of the s-component. This accumulates to  $\approx 4\%$  for all four mirrors and thus contributes  $\approx 2\%$  to the degradation of circular polarization purity. The transmittance of the entire four-mirror reflective wave-plate assembly is measured to be  $R = (91.9 \pm 0.4)\%$ .

The achievable ellipticity is very sensitive to alignment. Therefore, we measured the tolerance of the  $0^\circ$ -PSM by

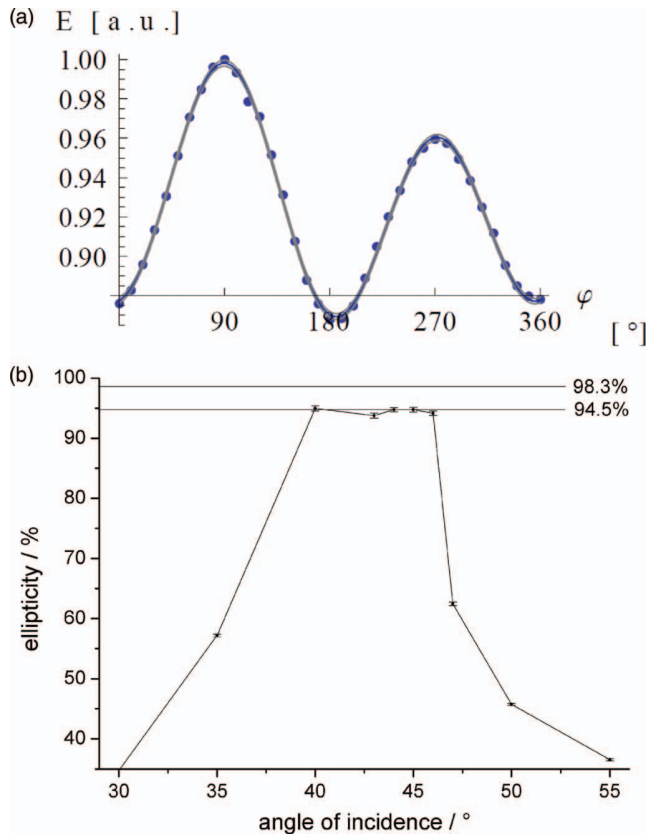


FIG. 3. (a) Plot of the field distribution measured in case of a  $45^\circ$ -rotation of the four-mirror reflective wave-plate, creating circular polarized light. The calculated ellipticity related to the fit is  $\varepsilon = (90.0 \pm 0.1)\%$ . (b) Measured ellipticity of a circularly polarized laser beam ( $\varepsilon = (98.3 \pm 0.3)\%$ ) after passing a PSM designed to have a phase shift of  $0^\circ$ . When the angle of incidence is tilted from the design value of  $45^\circ$ , the ellipticity decreases. The stable regime to operate the PSM is  $\Theta = (42.5 \pm 2.5)^\circ$ .

tilting the mirror slightly away from its design angle of  $45^\circ$  and recording the decreasing ellipticity. The result is shown in Fig 3(b). We found a tolerance of  $2.5^\circ$  centered around  $43^\circ$ . In this interval, the phase shift remains almost constant. However, the measured ellipticity is only  $\varepsilon = (94.5 \pm 0.5)\%$ . This means that the initial ellipticity drops by  $\Delta\varepsilon \approx 4\%$  for this  $0^\circ$ -PSM. Accumulating this phase shift for three mirrors would result in a reduction of 12%. Fortunately, the combined phase shift of all four mirrors, results in a slightly better ellipticity of  $\varepsilon_{\text{RWP}} = 90\%$  as stated above. This is

probably due to cancellations of the contributions of the individual mirrors.

The spectrum of the laser pulses measured with a spectrometer after the four-mirror reflective wave-plate (Ocean Optics, USB2000+) shows no bandwidth reduction or spectral interference as compared to the incident spectrum. In addition, the pulse duration was measured (APE SPIDER; 10–40 fs) to be  $(27 \pm 1)$  fs, i.e., the incident pulse duration is preserved. The damage threshold for the  $0^\circ$ -PSM is on the same order of magnitude as the one measured for the PSM,<sup>2</sup> therefore much higher than for a transmissive retardation plate.<sup>3</sup>

We have expanded the idea of a fully reflective wave-plate assembly to create circularly polarized light by a flexible device that can be easily implemented into an experiment with large-aperture high-intensity laser beams. The polarization can be adjusted between linear and circular polarization by rotating the device with a motorized stage. The maximum ellipticity of  $\varepsilon_{\text{RWP}} = 90\%$  is presently restricted by the imperfections of the coatings and the reflection losses of the p-polarized field component. However, the achieved ellipticity is clearly higher than the ones created with a typical large-aperture quarter-wave-plate and can be increased with more complex multilayer coatings. The favorable attributes of PSMs like small GDD, high damage threshold, no influence on the transmitted spectrum, and the scalability to large aperture devices are transferred to a four-mirror optical setup that keeps the laser beam unchanged in position and direction. Therefore, the reflective wave-plate is an attractive tool for creating circularly polarized laser pulses in high-intensity laser experiments. A further step will be the generation of circularly polarized few-cycle laser beams using large broadband PSM and polarizing device.

B. Aurand acknowledges the support from the Helmholtz Association (HGS-Hire for FAIR) and the Helmholtz Institute Jena. C. Rödel appreciates funding from the Carl-Zeiss Stiftung. This work was supported in part by the Deutsche Forschungsgemeinschaft via project TR 18, Laserlab Europe and EMMI.

<sup>1</sup>M. Woods, SLAC-PUB-7320, 1996.

<sup>2</sup>B. Aurand, S. Kuschel, C. Roedel, M. Heyer, F. Wunderlich, O. Jaekel, M. C. Kaluza, G. G. Paulus, and T. Kuehl, *Opt. Express* **19**(18), 17151 (2011).

<sup>3</sup>A. A. Said, T. Xia, A. Dogariu, D. J. Hagan, M. J. Soileau, E. W. Van Stryland, and M. Mohebi, *Appl. Opt.* **34**(18), 3374–3376 (1995).





Veröffentlichung:  
(eingereicht)

„Radiation Pressure Assisted Acceleration of  
Ions using Multi-Component Foils in  
High-Intensity Laser-Matter Interactions“

Phys. Rev. Lett.; (2012)

Zusammenfassung:

Experimentelle Resultate zur Laser-Beschleunigung von Protonen und Kohlenstoff-Ionen aus ultra-dünnen Polymer-Folien bei Intensitäten bis zu  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  werden präsentiert. Dabei konnten monoenergetische Spektren für mehrere Ionensorten gleichzeitig realisiert werden. Für Kohlenstoff-Ionen und Protonen konnte eine lineare Korrelation zwischen der Maximalenergie und der Energie des monoenergetischen Peaks gefunden werden. Mittels Particle-in-cell Simulationen konnte ein Modell eines zweigeteilten Beschleunigungsprozesses, zum einen einer Lichtdruck vermittelten Beschleunigung und eines Nachbeschleunigungsprozesses auf Basis gerichteter Coulomb-Explosion aufgestellt werden, welche das gemessene Verhalten wiedergibt.



# Radiation Pressure Assisted Acceleration of Ions using Multi-Component Foils in High-Intensity Laser-Matter Interactions

B. Aurand,<sup>1,2,4,5</sup> S. Kuschel,<sup>1,3</sup> O. Jäckel,<sup>1,3</sup> C. Rödel,<sup>1,3</sup> H. Zhao,<sup>2,7</sup> S. Herzer,<sup>1,3</sup> A.E. Paz,<sup>1,3</sup> J. Bierbach,<sup>1,3</sup> J. Polz,<sup>1,3</sup> B. Elkin,<sup>8</sup> G.G. Paulus,<sup>1,3</sup> A. Karmakar,<sup>5,6</sup> P. Gibbon,<sup>5,6</sup> T. Kühl,<sup>1,2,4,\*</sup> and M.C. Kaluza<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Helmholtz-Institut Jena, D-07743 Jena, Germany*

<sup>2</sup>*GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, D-64291 Darmstadt, Germany*

<sup>3</sup>*Institut für Optik und Quantenelektronik, D-07743 Jena, Germany*

<sup>4</sup>*Universität Mainz, D-55099 Mainz, Germany*

<sup>5</sup>*ExtreMe Matter Institut, D-64291 Darmstadt, Germany*

<sup>6</sup>*Institute for Advanced Simulation, Forschungszentrum Jülich GmbH, D-52428 Jülich, Germany*

<sup>7</sup>*Institute of Modern Physics, 73000 Lanzhou, China*

<sup>8</sup>*Fraunhofer Institut für Grenzflächen- und Bioverfahrenstechnik, D-70569 Stuttgart, Germany*

(Dated: March 20, 2012)

Experimental results on the acceleration of protons and carbon ions from ultra-thin polymer foils at intensities of up to  $6 \times 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> are presented revealing quasi-monoenergetic spectral characteristics for different ion species at the same time. For carbon ions and protons, a linear correlation between the cutoff energy and the peak energy is observed when the laser intensity is increased. Particle-in-cell simulations supporting the experimental results imply an ion acceleration mechanism assisted by the radiation pressure as predicted for multi-component foils at these intensities.

PACS numbers: 41.75.Jv, 52.38.-r, 52.38.Kd

After the first demonstration of Megaelectronvolt (MeV) ions generated during the interaction of high-intensity laser pulses with thin foils [1], the research-field of laser ion acceleration has attracted a great deal of attention. This all-optical approach generating low-emittance and high-laminarity ion beams [2] with ultra-short pulse duration [3] holds promise for numerous applications such as hadron therapy [4], the fast ignitor concept for inertial confined fusion [5] and the probing of transient electric and magnetic fields [6]. In most experimental studies on laser ion acceleration so far, the mechanism of target-normal-sheath acceleration (TNSA) [7, 8] has been dominant leading to a maximum kinetic energy of protons of  $E_{\text{cutoff}} = 67$  MeV [9]. However, for many applications the broad energy spread of the ions is a major disadvantage as compared to conventional accelerators. Hence, various alternative approaches based on TNSA have been explored experimentally creating ion pulses with narrow, quasi-monoenergetic features in their spectrum. This can be achieved by confining a multi-species ion source laterally or longitudinally. Lateral confinement can be realized using micro-structured [10] or droplet targets [11, 12]. Longitudinal optimization was shown using layered foils [13]. Moreover, peaked energy spectra have been observed in a staged acceleration scenario [14, 15] or when employing a laser-driven micro lens [16].

A fundamentally different approach is the acceleration by the pressure exerted by the radiation itself [17], also discussed in the context of space vehicle propulsion [18]. In this scenario, the radiation of a high-power laser pulse focussed to the intensity  $I_L$  onto a target exerts a pressure  $p = (1 + R) \cdot I_L/c$  where  $R$  is the reflectivity of

the target and  $c$  the speed of light. The radiation pressure created by a laser pulse with  $I_L > 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> enables the uniform acceleration of a macroscopic target [19]. In this case, all particles reach the same velocity, in contrast to the acceleration by the electrostatic acceleration due to the electric sheath field created by the hot electrons in the TNSA scheme. For moderately relativistic intensities, the use of circular polarization significantly reduces the electron heating and hence will suppress the sheath field and TNSA-type acceleration, such that radiation pressure acceleration (RPA) becomes the dominant mechanism [20, 21]. Experimentally, circularly polarized light for high intensity lasers can be achieved using a quarter-wave plate or a phase-shifting mirror [22]. Taking into account the rapid progress in laser technology this might pave the way towards a considerable simplification of accelerator technology. A comparison between the pressure generated by the laser radiation and the pressure owing to the electrostatic charge separation induced in the target of thickness  $d$  leads to a balance condition  $a_0/\pi \cdot \sqrt{1 + R} \approx \sigma$  [23] between the amplitude of the normalized vector potential  $a_0 = \sqrt{I_L \lambda_L^2 / 1.37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2 \mu\text{m}^2}$  and the normalized target density  $\sigma = (n_e/n_c \cdot d/\lambda_L)$ . Here,  $n_e$  and  $\lambda_L$  are electron density and laser wavelength, respectively, and  $n_c = 1.11 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3} \mu\text{m}^2/\lambda_L^2$  is the critical density. For focussed intensities of a few  $10^{19}$  W/cm<sup>2</sup> leading to a radiation pressures  $p \approx 30$  Gbar, this corresponds to an optimal thickness  $d$  for a solid target ( $n_e \approx 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ) of a few nm only at  $\lambda_L = 800$  nm. The use of such ultra-thin targets, however, creates a stringent requirement on the laser pulse contrast. The first experiments with 30-fs laser pulses in the RPA-regime revealed quasi-

monoenergetic features in the spectra of carbon ions [24] using nm-scale diamond-like carbon (DLC) foils. For significantly longer pulses a mixed acceleration regime combining RPA in a first step followed by the generation of 'solitary ion waves' was observed [25]. Qiao et al. and Yu et al. have shown in numerical simulations [26, 27] that the generation of quasi-monoenergetic ions via RPA benefits from the use of a multi-component target. In this letter, we report on radiation-pressure assisted ion acceleration from multi-component foils at moderate intensities showing for the first time quasi-monoenergetic features of protons and carbon ions at the same time.

The experiments were carried out using the JETI laser system at the University of Jena, delivering laser pulses with a maximum energy of  $E_L = 0.8$  J and a pulse duration of  $\tau_L = 27$  fs. The experimental setup is shown in Fig. 2. The intensity contrast between main and pre-pulses was improved to be better than  $10^9$  on time scales longer than a few ps before the main pulse, by using a single-pass plasma mirror, [28] see fig. 1. The sufficient reduction of pre-plasma induced target damage was verified by observing TNSA acceleration with a 2 nm DLC-foils while varying the focalisation on the target. Without the plasma mirror, TNSA was strongly reduced before reaching the optimal focus condition and re-appeared only at substantial defocusing, due to the strong intensity reduction of the main- and the pre-pulses. Use of the plasma mirror completely removed the target deterioration effect, while the total energy was reduced only from  $E_L = 0.8$  J to  $E_L = 0.5$  J.

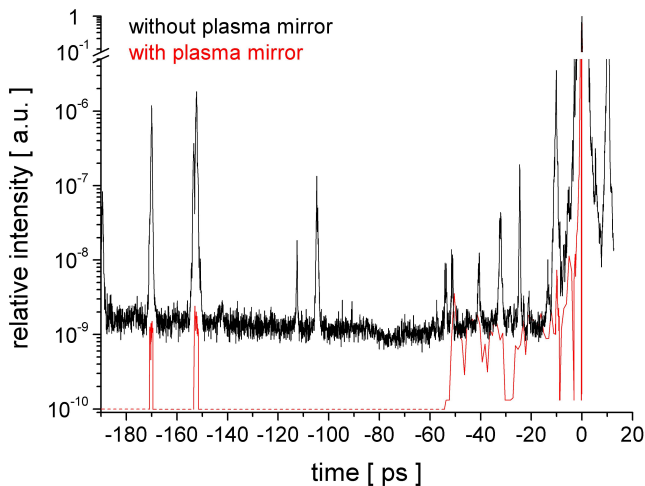


FIG. 1: Contrast level with and without the plasma mirror. By using a single plasma mirror the contrast could be improved by three orders of magnitude.

A remote-controlled, 70-mm diameter mica quarter-wave plate was used to vary the ellipticity  $\epsilon$  of the laser polarization achieving values between  $0 \leq \epsilon \leq 0.87$ . After that, the pulses were focussed with a gold coated  $f/2$  off-axis parabolic mirror onto a foil target of several nm

thickness under normal incidence. 30% of the pulse energy was contained within an area of  $A_{\text{FWHM}} = 6 \mu\text{m}^2$  leading to a maximum intensity of  $I_L = 6 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  ( $a_0 = 5.3$ ). The ion spectra were recorded in target normal direction by a Thomson parabola covering a solid angle of  $2.9 \times 10^{-6}$  sr. A double-stage micro-channel plate (MCP) and a phosphor screen were used as a detector, imaged on a 12-bit CCD camera. The ion spectrometer was absolutely calibrated with CR39 detectors. Either DLC foils with thickness  $2 \text{ nm} \leq d \leq 100 \text{ nm}$  or parylene foils as multi-component targets  $(\text{C}_8\text{H}_6\text{F}_2)_n$  with a thickness of  $(15 \pm 1) \text{ nm}$  or 100 nm were applied in the experiment. The parylene foils proved to be easy to handle and comparably resistant against mechanical stress. Parylene fulfills the requirements to be an ideal multi-component target due to a high hydrogen content combined with two other ion species of lower charge to mass ratio.

When DLC foils were used, we observed temperature-like energy spectra with cutoff energies of up to  $E_{\text{cutoff}} = 6.5$  MeV for protons. The highly charged carbon ions ( $\text{C}^{5+}$  and  $\text{C}^{6+}$ ) also exhibited broad spectra extending up to  $E_{\text{cutoff}} = 0.8$  MeV/u. Only very few shots showed a modulation on top of this distribution as described in [24]. In contrast, ion spectra from the multi-component parylene foils as shown in Fig. 2 reproducibly disclosed quasi-monoenergetic ion peaks on top of the broad temperature-like distribution which was present for these targets, too. The maximum energies were the same as compared to the DLC foil of the same thickness. For our experimental conditions, the energy of the peaks  $E_{\text{peak}}$  was always lower than the respective cutoff energy (protons:  $E_{\text{peak}} = 0.9 \dots 2$  MeV, carbon ions:  $E_{\text{peak}} = 0.3 \dots 0.7$  MeV/u). An intensity scan in the range of  $I_L = 0.2 \dots 6 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  was performed both by moving the target in longitudinal direction and by reducing the laser pulse energy at the optimum focus position. Peaks in the spectrum of carbon ions and protons were observed simultaneously for a total of nearly 300 out of around 700 recorded shots. For each shot, the peak and cutoff energies of protons,  $\text{C}^{5+}$ - and  $\text{C}^{6+}$ -ions are plotted as a function of  $E_{\text{cutoff}}$  for  $\text{C}^{6+}$ -ions, cf. Fig. 3. This gives an indirect representation of the shot-to-shot on-target fluctuations of the laser pulses. A linear dependency with  $E_{\text{peak}} = 0.6 \times E_{\text{cutoff}}$  was found for each ion species. The  $\text{C}^{6+}$ - and  $\text{C}^{5+}$ -peaks reproducibly appeared at nearly the same energy per nucleon, which is indicative for an acceleration driven by radiation pressure, where constant ion velocities are expected. However, the peaks in the proton spectra reproducibly appeared at higher energies. The proton cutoff energy  $E_{\text{cutoff}}$  is almost  $6 \times$  higher than the energy corresponding to the same velocity as  $\text{C}^{5+}$ - and  $\text{C}^{6+}$ -ions [29].

The 15-nm parylene foil, satisfying the balance condition for  $a_0 = \sigma$ , was used to study the acceleration process relevant for our experimental parameters in more detail. We found that, in contrast to numerical results for

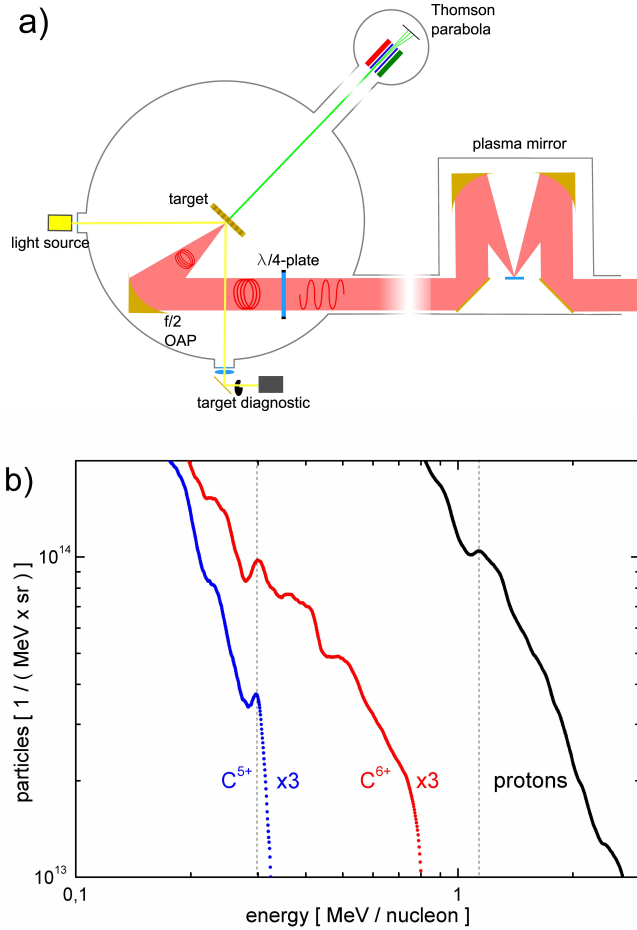


FIG. 2: a) Schematic of the experimental setup: High intensity laser pulses with variable ellipticity and ultra-high contrast were focused with a  $f/2$  off-axis parabolic mirror to an intensity of  $6 \cdot 10^{19} \text{ W/cm}^2$  (FWHM) onto a nm-scale foil target. The target position and the status of the foil were imaged for each precursory laser pulse. The ion spectra were recorded using a single-shot Thomson parabola ion spectrometer. b) Typical ion energy spectrum recorded with the Thomson parabola spectrometer. The ions are deflected by the magnetic and electric field according to their charge-to-mass ratio. The signal height of the carbon ions is multiplied by a factor of 3. Quasi-monoenergetic signatures in the protons and carbon  $\text{C}^{6+}$  and  $\text{C}^{5+}$  ion spectra are observed on a smooth temperature-like background.

higher intensities ( $a_0 = 20$ ) by Rykovanov et al. [30], our experimental results ( $a_0 = 5.3$ ) showed no explicit dependency of the appearance of peaks in the ion spectra on the ellipticity of the laser polarization. Using linear polarization, the quasi-monoenergetic peaks generally appeared at even higher energies as compared to circular polarization, as shown in Fig. 3. This is likely to be explained by a reduction of the maximum electric field of the laser in the case of circular polarization. Using elliptically polarized light, the measured particle energies appeared between the energies for pure linear polarization or the maximum

ellipticity of  $\epsilon_{\text{max}} = 0.87$ .

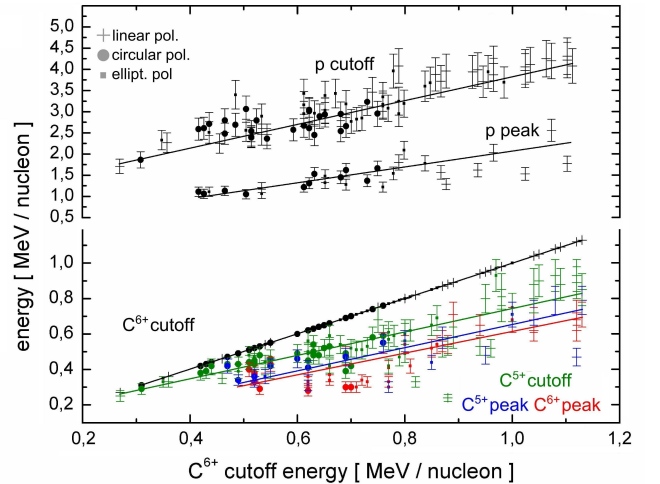


FIG. 3: Peak and cutoff energies for protons,  $\text{C}^{5+}$  and  $\text{C}^{6+}$  ions, plotted as a function of the  $\text{C}^{6+}$  cutoff energy for a total of 111 shot. This gives an indirect representation of the shot-by-shot fluctuations of the laser pulses. A linear dependence is found for all species. Peak energies for the  $\text{C}^{5+}$  and  $\text{C}^{6+}$  ions have the same dependence and are nearly identical. The ellipticity of the laser pulses showed no effect on the appearance of quasi-monoenergetic peaks even at moderate relativistic intensities, and had identical influence on the different particle energies. Error bars are determined by the resolution of the spectrometer.

To gain more insight into the physical processes prevalent in our experiment 2-dimensional particle-in-cell (2D-PIC) simulations were carried out using the EPOCH code [31]. Here, the 15 nm parylene foils were modelled with ion number densities  $n_C : n_H : n_F = 4 : 3 : 1$  matching their actual composition. They were placed in the centre of a  $30 \times 12 \mu\text{m}^2$  large simulation box with grid spacings of  $\Delta x = 1 \text{ nm}$  (longitudinal) and  $\Delta y = 2.5 \text{ nm}$  (transverse), respectively. For simplicity the ions were assumed to be fully ionized ( $\text{C}^{6+}$ ,  $\text{H}^+$ ,  $\text{F}^{9+}$ ), providing an electron density  $n_e = 4 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3} \approx 230n_c$ . Around 6.5 million particles were used to represent all three ion species and the electrons. Circularly polarized laser pulses with an FWHM spot size of  $6 \mu\text{m}^2$ , a duration of 27 fs and intensities of  $3 \dots 6 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$  were simulated to irradiate the target under normal incidence. The numerical results reveal that the acceleration can be described as a two-staged process. During the first stage the laser pulse is still interacting with the target, initiating an RPA-like acceleration phase. During this phase, electrons are pushed towards the rear of the foil by the ponderomotive force creating an accelerating field acting on all ion species alike. Owing to the fact that the foil is too thin to allow a collisionless shock to form with an associated 'terminal velocity' for all ion species [29], the different ion species separate due to their different charge-to-mass ratios. The density profiles of the electrons and the dif-

ferent ion species at two different time steps are shown in Fig. 4. At the first time step at 60 fs these bunches can be correlated to the peaks observed in the energy spectra as shown in Fig. 5, which also retain these values for the remainder of the simulation.

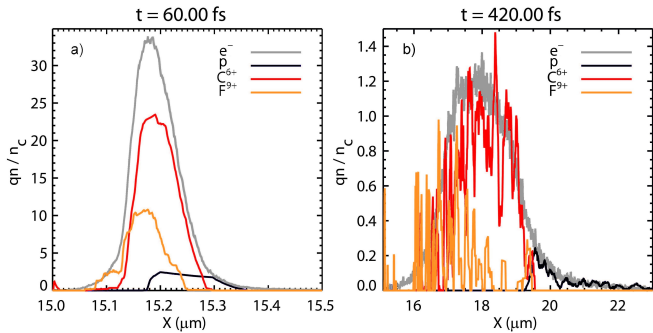


FIG. 4: Ion and electron density lineouts along the centre of the simulation box ( $y = 6 \mu\text{m}$ ), time-averaged over 3 laser cycles: a) immediately after the laser pulse reflection and b) towards the end of the simulation.

Once the whole laser pulse has been reflected the second stage of the acceleration process starts. Here, the electrons are no longer held at the rear side of the foil, but start to oscillate about the (displaced) centre of the ion charge position. This means that faster-moving protons start to lose their neutralizing electrons in a time-averaged sense, surrendering them back to the stronger positive charge generated by the heavy ions. Note that this situation is almost the reverse of the mixed-ion 'leaky light sail' scenario [26] in which the light protons are able to poach electrons from their heavier counterparts, thereby remaining in a compact bunch while the heavier ions suffer a Coulomb-explosion-driven expansion. In the present experiment, with short pulses at still moderate power, the laser duration is too short to keep the electrons piled up within the proton layer. As a result of this charge imbalance, the leading protons experience an additional electrostatic acceleration, resulting in a final cutoff-energy many times higher than the RPA peak energy, cf. Fig. 5, similar as discussed in [32] or [33]. We therefore conclude that for our experimental conditions a slight increase in laser intensity results both in a boost of the RPA peak during the first acceleration stage as well as an increase in the cutoff energy by the same amount. This could explain the nearly constant ratio of the peak energy and the cutoff energy that are found in the scan of the intensity as seen in Fig. 3. An additional simulation was carried out using the laser parameters reached in this experiment with linearly polarized light, also leading to a local peak in the proton spectrum. The energy position of this peak and of the resulting cutoff energy of the different ion species is even higher than for circular polarization which is in good agreement with the experimental observation. Note that other mechanisms, such

as rear-side sheath electrons or the 'directed Coulomb explosion' described in [33] could in principle also account for a 'post acceleration' of a lighter ion species, but we see no evidence for either of these processes in the simulations with the laser and target parameters relevant to this experiment.

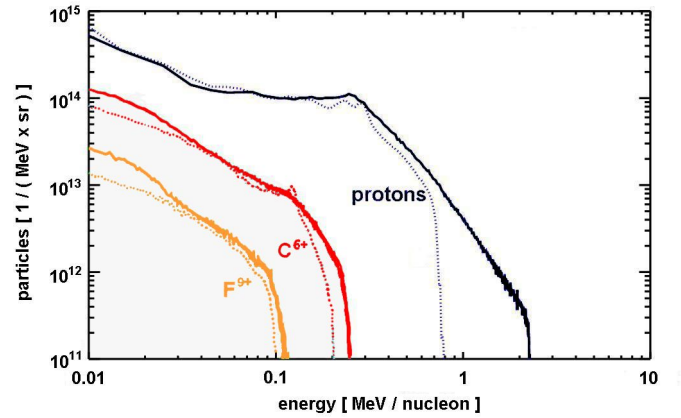


FIG. 5: Ion energy spectra simulated for  $I_L = 3 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ , at  $t = 60 \text{ fs}$  (dashed lines) and at  $t = 420 \text{ fs}$  (solid), showing a pronounced gap between the proton peak and the high-energy cutoff as observed experimentally. RPA-like peaks are also initially seen in the C and F spectra at  $t = 60 \text{ fs}$ , but become steadily less pronounced.

Beside the 15 nm polymer foil, applying the same laser parameters, we in addition performed experiments with a 100 nm foil. In this case we could not observe any peaked structure. This is in agreement with the prerequisite of RPA necessitating a balance between the normalized vector potential  $a_0$  and the areal density  $\sigma$ .

In conclusion, we have investigated the acceleration of ions from a multi-component nm-thin target foil using laser pulses of moderate relativistic intensities. We observed peak-like modulations for more than one ion species at the same time. The observed peaks in the spectrum are consistent with radiation pressure assisted acceleration for different charge states but cannot be adequately explained by this acceleration mechanism alone. 2D-PIC simulations support our finding that radiation pressure dominated acceleration takes place as long as the foil is driven by the laser pulse. After that, the maximum energy of the lightest ion species is further increased by a residual electrostatic interaction. This scenario does not depend on the laser polarisation but on the maximum electric field of the laser. We have demonstrated that the use of multi-component foils strongly enhances the appearance of quasi-monoenergetic ion acceleration via RPA, and unlike in the (long-pulse) hole-boring regime, leads to a clear separation of heavy and light ion components for the 30-fs pulse durations used here. Our results may help to improve the understanding and eventually the optimization of the processes underlying the acceler-

ation of ions with high-intensity lasers towards the generation of monoenergetic ion-beams.

This work was partially supported by the Alliance Program of the Helmholtz Association (HA216/EMMI) and by the BMBF (contract 03ZIK445). We thank F. Ronneberger and B. Beleites for their excellent laser support and the GSI target lab. B. A. acknowledges support from HGS-Hire for FAIR, C.R. from the Carl Zeiss Stiftung. A. K. and P. G. gratefully acknowledge computational resources awarded under projects JJSC01 and JZAM04.

---

\* t.kuehl@gsi.de

- [1] E. L. Clark *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1654 (2000).
- [2] T. Cowan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 204801 (2004).
- [3] J. Fuchs *et al.*, Nature Phys. **2**, 48 (2006).
- [4] S. V. Bulanov *et al.*, Phys. Lett. A, **299**, 240 (2002).
- [5] M. Roth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **86**, 436 (2001).
- [6] M. Borghesi *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion **43**, A267 (2001).
- [7] S. C. Wilks *et al.*, Phys. Rev. Lett. **69**, 01383 (1992).
- [8] P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).
- [9] S. Gaillard *et al.*, Phys. Plasmas **18**, 56710 (2011).
- [10] H. Schwoerer *et al.*, Nature **439**, 445 (2006).
- [11] B. Ramakrishna *et al.*, Phys. Plasmas **17**, 083113 (2010).
- [12] S. Ter-Avetisyan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 145006 (2006).
- [13] B. M. Hegelich *et al.*, Nature **439**, 441 (2006).
- [14] S. M. Pfotenhauer *et al.*, New J. Phys. **12**, 103009 (2010).
- [15] T. Esirkepov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 105001 (2006).
- [16] T. Toncian *et al.*, Science **312**, 410 (2006).
- [17] V. I. Veksler, Sov. J. Atomic Energy **2**, 525 (1957).
- [18] G. Marx, Nature **21**, 22 (1966).
- [19] S. C. Wilks *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).
- [20] T. Esirkepov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 175003 (2004).
- [21] A. Macchi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94**, 165003 (2005).
- [22] B. Aurand *et al.*, Opt. Exp. **19**, 17151 (2011).
- [23] X. Q. Yan *et al.*, Phys. Rev. Lett. **100**, 135003 (2008).
- [24] A. Henig *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 245003 (2009).
- [25] D. Jung *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107**, 115002 (2011).
- [26] B. Qiao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 155002 (2010).
- [27] T. P. Yu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **105**, 106502 (2010).
- [28] C. Rödel *et al.*, Appl. Phys. B **103**, 4329 (2010).
- [29] A. P. L. Robinson *et al.*, Plasma Phys. Controlled Fusion **51**, 095006 (2009).
- [30] S. G. Rykovanov *et al.*, New J. Phys. **10**, 113005 (2008).
- [31] <http://ccpforge.cse.rl.ac.uk/gf/project/epoch>
- [32] B. Qiao *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 115002 (2012).
- [33] S. S. Bulanov *et al.*, Phys. Rev. E **78**, 026412 (2008).





Veröffentlichung:  
„Laser driven X-ray parametric amplification  
in neutral gases—a new brilliant light source  
in the XUV“

Nuc. Inst. Meth. A; Vol. 653; 130; (2011)

Zusammenfassung:

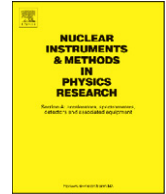
Präsentiert wird ein Experimentaufbau und Daten zur Erzeugung einer neuen Art von parametrischer Verstärkung von hohen Harmonischen bei hohen Feldstärken. Mittels eines einfachen semi-klassischen Modells lassen sich die wichtigsten experimentellen Resultate erklären. Mit einem 7 mJ Puls bei 350 fs Dauer und 1054 nm Pumpwellenlänge konnte in einem Argon-Gas-Plasma eine Kleinsignalverstärkung von 8000 in einem Wellenlängenbereich von 40-50 nm erreicht. Abschließend wird ein Ausblick auf ein Experiment mit zwei hintereinander geschalteten Verstärkerstufen gegeben.





Contents lists available at ScienceDirect

# Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A

journal homepage: [www.elsevier.com/locate/nima](http://www.elsevier.com/locate/nima)

## Laser driven X-ray parametric amplification in neutral gases—a new brilliant light source in the XUV

B. Aurand<sup>a,c,f,\*</sup>, J. Seres<sup>b</sup>, V. Bagnoud<sup>a</sup>, B. Ecker<sup>a,e,f</sup>, D.C. Hochhaus<sup>a,c,d</sup>, P. Neumayer<sup>a,c,d</sup>, E. Seres<sup>b</sup>, C. Spielmann<sup>b</sup>, B. Zielbauer<sup>a,e</sup>, D. Zimmer<sup>a</sup>, T. Kuehl<sup>a,c,f</sup>

<sup>a</sup> GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt, Germany

<sup>b</sup> Friedrich-Schiller-University Jena, Max-Wien-Platz 1, 07743 Jena, Germany

<sup>c</sup> ExtreMe Matter Institute, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt, Germany

<sup>d</sup> Johann-Wolfgang von Goethe University, 60325 Frankfurt, Germany

<sup>e</sup> Helmholtz Institut Jena, Helmholtzweg 4, 07743 Jena, Germany

<sup>f</sup> Johannes Gutenberg University Mainz, Saarstr. 21, 55099 Mainz, Germany

### ARTICLE INFO

Available online 4 January 2011

#### Keywords:

High harmonic generation (HHG)

X-ray parametric amplification (XPA)

### ABSTRACT

In this paper we present the experimental setup and results showing a new type of strong-field parametric amplification of high-order harmonic radiation. With a simple semi-classical model, we can identify the most important experimental parameters, the spectral range and the small signal gain in gases. Using a single stage amplifier, a small signal gain of 8000 has been obtained in argon for the spectral range of 40–50 eV, using 350 fs, 7 mJ pulses at 1.05  $\mu\text{m}$ . An outlook for an experiment employing a double stage gas system will be given.

© 2010 Elsevier B.V. All rights reserved.

### 1. Introduction

The direct generation of ultra short laser pulses opened the new area of time-resolved laser spectroscopy. Due to the high field strength, the wavelength range can be extended with nonlinear frequency conversion techniques. For studying nuclear inner atomic or structural dynamic the extension to even shorter wavelengths into the X-ray regime is necessary while preserving either the ultra-short pulse duration [1] or the narrow line-width [2].

Coherent X-ray sources like free electron lasers or plasma based X-ray lasers have been well established. High repetition-rate operation of plasma based X-ray lasers with wavelengths below 20 nm and output energies above 2  $\mu\text{J}$  are available [3,4]. Another route for table-top X-ray lasers is the nonlinear frequency conversion of laser pulses into the XUV range by high harmonic generation (HHG), which can produce sub-femtosecond XUV or X-ray pulses in a laser like beam [5] with compact and high repetition rate laser systems. The major drawback of HHG is the low conversion efficiency. Adding a HHG based seed-source in front of a plasma XRL [6–8] is an effective way to increase the spatial and temporal coherence of the emitted X-ray beam. Unfortunately the spectral range of such a seeded plasma XRL is limited to a few possible atomic transitions. One can avoid this

problem using virtual states like parametric or Raman-amplifiers. Raman-amplifiers in the X-ray regime have been proposed [9] but never realized.

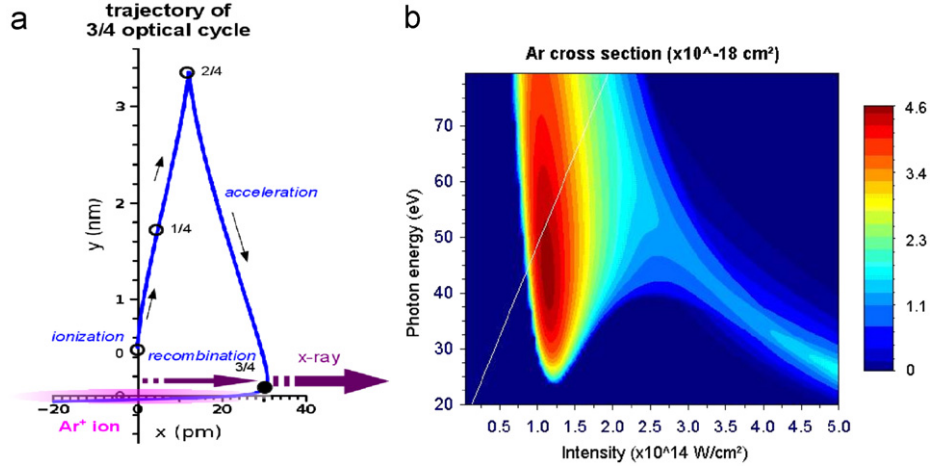
Here, we present a theoretical semi-classical model and our experimental results on the parametric generation and amplification of HH radiation in noble gases in an energy range around 50 and 300 eV [10], respectively. At the end we give an outlook on upcoming experiments with two separate seed and amplifier stages.

### 2. A theoretical model for strong-field parametric amplification of X-rays

A simple semi-classical description [11] similar as for HHG [12] can describe the process of X-ray parametric amplification (XPA) [10]. In an intense laser field the electrons are released from the atoms and accelerated. They are scattered in the Coulomb-field of the ions and can recombine or scatter inelastically (Fig. 1a). The energy gained by the field is emitted via a photon. In the spontaneous case this process leads to HHG. However, in the presence of an X-ray field, stimulated emission (XPA) is possible [10].

The theoretical description of XPA can be partly found in Ref. [10] and will be described in a forthcoming publication in more detail. Briefly, we consider a strong fundamental laser field  $E_1$  at frequency  $\omega_1$ , X-ray fields  $E_q$  at the frequency of  $\omega_q = q\omega_1$ , and the corresponding Fourier components of electron motion  $y_q$ . The electric fields  $E_q$  are much weaker than the fundamental laser field  $E_1$ ; thus the nonlinear interaction between the harmonic

\* Corresponding author at: GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt, Germany  
E-mail address: [b.aurand@gsi.de](mailto:b.aurand@gsi.de) (B. Aurand).



**Fig. 1.** (a) Schematic of strong-field parametric X-ray amplification. After ionization and electron acceleration by the strong laser field, the stimulated emission happens at the instant of recombination. The electron moves mainly along the  $y$ -direction of the polarization of the laser field. However, due to the magnetic field the electron is also slightly accelerated into the forward direction. Note the different scaling on the two axes. (b) Calculated stimulated emission cross-section for argon in the parameter range accessible with our laser system.

fields can be neglected. For these assumptions XPA can be described by a pair of coupled differential equation for each harmonic:

$$\partial_x^2 E_q - \frac{1}{c^2} \partial_t^2 E_q = -e\mu_0 (n_e \partial_t^2 y_q + 2\partial_t n_e \partial_t y_q) \quad (1)$$

$$\partial_t^2 y_q + \Gamma \partial_t y_q + \omega_0^2 (1+h)y_q = -\frac{e}{m} E_q \quad (2)$$

Coupling is provided by the coherent electron current (right side of Eq. (1)) originating from the electrons with density  $n_e$  released during every half optical cycle [13]. The first term describes harmonic radiation generation by electron acceleration and the second one by the recombination or scattering of the electrons. The magnetic field component of the accelerating laser field displaces the electron by a small amount  $x_0$  (Fig. 1a). Both the resonance frequency  $\omega_0$  and the detuning  $h$  depend on this displacement and are given by  $\omega_0^2 = e^2 / (4\pi\epsilon_0 m x_0^3)$  and  $h \propto (y_1/x_0)^{2q}$ , respectively.

Damping is described by  $\Gamma$  through which magnitude can be estimated from our experimental data. The source term  $E_q$  is the incident X-ray field generated by conventional HHG. Solving these equations we can derive a formula for the maximum small signal gain  $g_{q,max}$  at a certain frequency (Eq. 3) [10]. Parametric amplification is expected if the frequency of the X-ray field  $\omega_q$  is tuned to near resonance  $\omega_0 = \omega_q = q\omega_1$ .

$$g_{q,max} \approx \frac{-e^2 n_0}{2\epsilon_0 m c \omega_q \Gamma} (Z \gamma_{q0} + 2\partial_t Z) \quad (3)$$

The electron density  $n_e$  is given by  $n_e(t) = n_0 Z(t)$ , with  $n_0$  the atomic density of the amplifying medium and  $Z$  is the ionization rate during one half optical cycle, calculated by established theories [13]. The output of the self-seeded amplifier can be written as:

$$I_{XPA} = I_{HHG} \frac{e^{gL} - 2e^{gL/2} \cos(\Delta kL) + 1}{(\Delta kL)^2 + (gL/2)^2} \quad (4)$$

where  $\Delta k$  counts for the phase mismatch and  $I_{HHG}$  is the output signal for phase matched HHG without gain ( $\Delta k=0$ ,  $g=0$ ).

For comparison with our experiments, we express the gain as the product of atomic density and the emission cross-section ( $\sigma_e$ ). Fig. 1b shows the calculated  $\sigma_e$  for argon in the parameter range accessible with our laser system. The maximum gain can be expected in a spectral range of 40–50 eV for a laser intensity of  $1.0\text{--}1.5 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>. In this range, XUV radiation can also be

efficiently generated via HHG in Ar. Hereby, comparable laser intensity can provide the HHG seed for the parametric amplification.

The amplification process is always present for HHG, but it was not identified so far. In experiments striving for the maximum HHG yield, saturation is already reached making it difficult to identify XPA. Furthermore, for several phase matching schemes and for attosecond pulse generation the laser parameters are chosen such to keep the ionization rate at low levels. In this operating regime re-absorption is much stronger than the gain, and XPA features can also be not observed.

### 3. Parametric amplification in the XUV

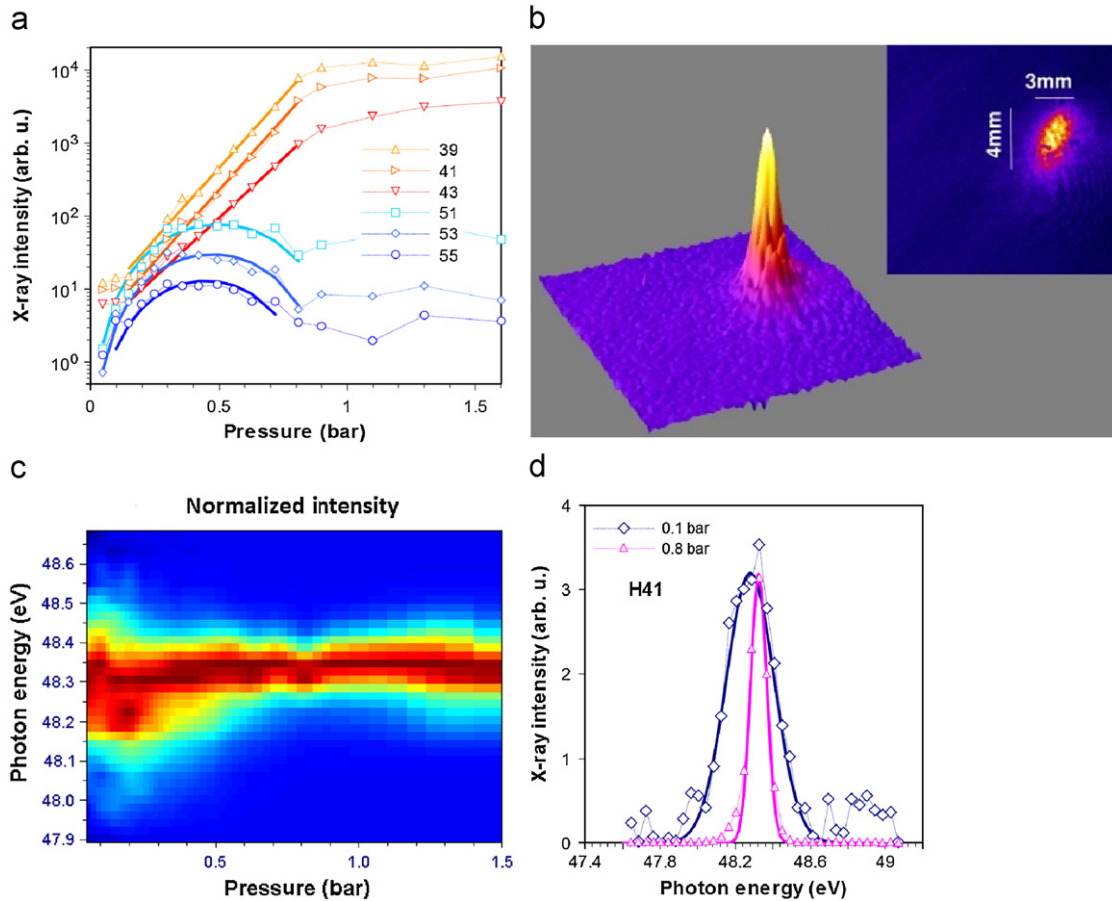
To realize parametric X-ray amplification around 50 eV, we make use of the PHELIX frontend [14]. It provides 7 mJ, 1054 nm pulses within 350 fs at 10 Hz repetition rate. By focusing the beam to 60  $\mu$ m spot size we achieve an intensity of  $2 \times 10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>.

A thin nickel tube, mounted on a solenoid operated valve (Parker, Series 9), was used as gas cell. With this setup we synchronized the pulsed argon gas flow to the pump laser source. With pressure controller (Bronkhorst, P-602CV-6K0A-ABD-22-V) we precisely control the gas density released to the interaction region. The necessary hole in the tube is drilled by the laser itself.

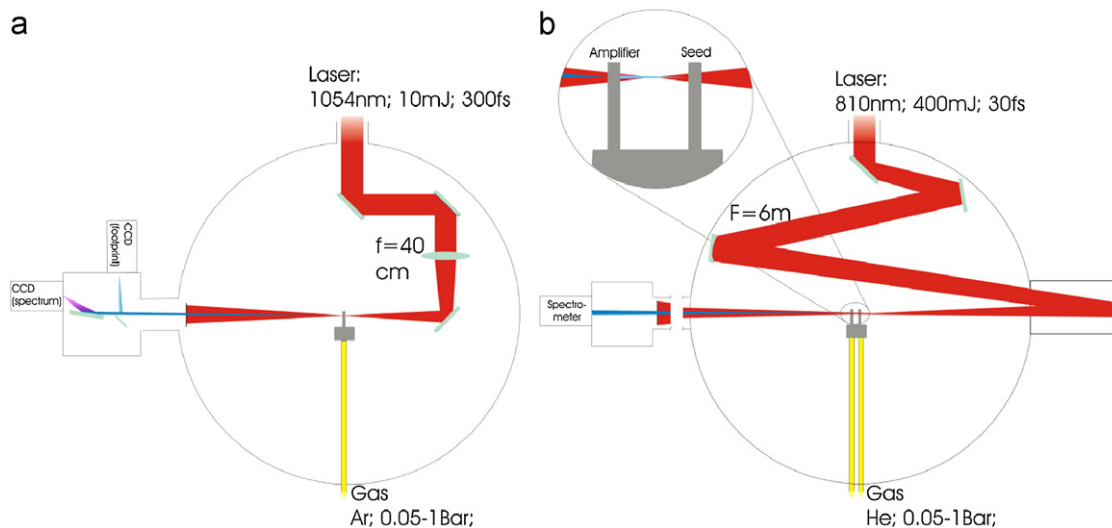
The gas cell was placed about 7 mm before the focus. The residual laser light and the lower order harmonics were efficiently suppressed by two 200 nm thick aluminum foils. The generated X-ray radiation was measured with a home-made spectrograph, consisting of a flat-field grating (Hitachi, 1200 lines/mm) and a back illuminated soft X-ray CCD (Andor, DX-420).

We measured the XUV spectrum for a backing pressure in a range between 0.05 and 1.2 bar. For photon energies above 52 eV, the X-ray yield scales with a sine squared function. This can be well explained by the theory of HHG with a finite coherence length. In the energy range 45–52 eV, the measured radiation yield increases exponentially with pressure (Fig. 2a). In the pressure range above 0.8 bar, the signal saturates.

The observed exponential increase is a clear indication of the predicted stimulated emission and parametric amplification. The measured small signal gain was in the order of 1100 at this intensity, which was determined by fitting Eq. (4) to the measured data. The largest net gain reached was 8000. Both the range and the magnitude of the observed amplification are in reasonable



**Fig. 2.** (a) Measured exponential and  $\sin^2$  increase is explained by XPA and HHG, respectively, (b) footprint of XPA signal in a recorded 1 m from the source, (c) spectral narrowing of the emitted radiation of the 41st harmonic is a further indication of the finite gain bandwidth and (d) spectrum for low and optimal pressure together with the Gaussian fits.



**Fig. 3.** (a) Setup for XPA measurements at the PHELIX laser system with one gas jet and a tighter focus and (b) used setup for an experiment at the JETI system. Two gas cells are used. The first creates a seed for the second amplifier stage.

agreement with the predictions of our model. A further indication of the amplification is a narrowing of the harmonic lines. In Fig. 2b–d we show the spectral evolution of the width of 41st harmonic as a function of the pressure and a footprint imaged to a

CCD detector (Andor, DX-434). The observed line narrowing and the brilliant, low divergent ( $\sim 3$  mrad) footprint are in good agreement with the predictions, and cannot be readily explained by phase matched HHG.

#### 4. Outlook

We have observed a regime in HHG, which can be explained as parametric amplification of high-order harmonics in noble gases. The measured small signal gain and the spectral ranges are in good agreement with our simple model. We reached a maximum gain of about 8000 at 50 eV. With the current setup it was possible to amplify the HHG pulses in argon from a few pJ to several nJ. A further amplification is restricted by the velocity mismatch between the electron pulse released by the pump laser and the X-ray pulses. One way to overcome this limitation is quasi-phase-matching.

In a subsequent experiment we use the JETI laser system at the University of Jena, which provides 30 fs long pulses with up to 1 J at 10 Hz repetition rate. The shorter pulses and the higher energy allow for a realization of a two gas jet experiment separating XUV seed pulse generation and XPA based amplification as shown in Fig. 3. First results support the predictions of the XPA model. We have shown the possibility of using different gases for the seed and amplification stage.

XPA holds the promise to realize a new class of bright X-ray sources for spectroscopy and many other applications combining the advantages of conventional X-ray lasers and HHG. The excellent beam quality and the ultra-short pulse duration of HHG pulses will be then available at much higher pulse energies. In consequence, it becomes feasible to realize brilliant sources in the few hundred eV range with a repetition rate of 1 kHz or above for the first time [10,15].

#### Acknowledgments

This study was supported by the Austrian Science Fund Grant F016 P03, DFG Grants TR18 P10 and SE 1911/1-1 and TMKWB grants B154-09030 and B 715-08008. The authors acknowledge access to the laser system provided by the PHELIX laser team at GSI Helmholtz Center For Heavy Ion Research in Darmstadt and the team of the JETI laser at Jena University. B. Aurand, B. Ecker and D.C. Hochhaus acknowledge support from the Helmholtz Association (HGS-Hire for Fair).

#### References

- [1] E. Seres, C. Spielmann, *J. Mod. Opt.* 55 (2008) 2643.
- [2] A. Gumberidze, et al., *Nucl. Instr. and Meth.* 267 (2009) 248.
- [3] D. Zimmer, et al., *Opt. Lett.* 35 (2010) 450.
- [4] S. Heinbuch, M. Grisham, D. Martz, J.J. Rocca, *Opt. Express* 13 (2005) 4050.
- [5] C. Winterfeldt, C. Spielmann, G. Gerber, *Rev. Mod. Phys.* 80 (2008) 117.
- [6] Ph. Zeitoun, et al., *Nature* 431 (2004) 426.
- [7] Y. Wang, et al., *Nat. Photon.* 2 (2008) 94.
- [8] D.C. Hochhaus, J. Seres, B. Aurand, B. Ecker, B. Zielbauer, D. Zimmer, C. Spielmann, T. Kühl, *Appl. Phys. B* 100 (2010) 711.
- [9] E. Hudis, P.L. Shkolnikov, A.E. Kaplan, *Appl. Phys. Lett.* 64 (1994) 818.
- [10] J. Seres, et al., *Nat. Phys.* 6 (2010) 455.
- [11] F.A. Hopf, P. Meystre, M.O. Scully, W.H. Louisell, *Opt. Commun.* 18 (1976) 413.
- [12] M. Lewenstein, et al., *Phys. Rev. A* 49 (1994) 2117.
- [13] D. Bauer, P. Mulser, *Phys. Rev. A* 59 (1999) 569.
- [14] T. Kuehl, et al., *Laser Part. Beams* 25 (2007) 93.
- [15] J. Seres, et al., *Opt. Lett.* 28 (2003) 1832.

Erfindungsmeldung:  
„Ein Verfahren zur Beschleunigung von  
monoenergetischen Ionen aus ultra-dünnen  
Polymer-Folien mittels  
Hochintensitäts-Lasern“

GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, Az.: P 404-DE  
(Persönliche Daten geschwärzt)

Zusammenfassung:

Es wurde eine Erfindungsmeldung zur Herstellung und Handhabung von freitragenden Polymer-Folien mit einer Dicke von wenigen Nanometern eingereicht. Dabei wird das Polymer mittels thermischer Gasphasenabscheidung auf ein mit einer Trennschicht vorbehandeltes Substrat abgeschieden und anschließend in einem Wasserbad abgelöst. Die so entstandene Polymer-Folie mit wenigen Nanometern Dicke weist dabei eine hohe mechanische Stabilität auf und ist als Targets für die Laser-Teilchen Beschleunigung geeignet.

Patentantrag:

Deutsches Patent- und Markenamt, Az.: DE 10 2012 100 476.5  
„Verfahren zur Herstellung ultradünner Polymerfolien“





-Entfernt-







# Literaturverzeichnis

- [1] LAYNARD, A.H.: *Discoveries in the ruins of Nineveh and Babylon: with travels in Armenia*. Putnam and Co, 1853
- [2] BUCK, S.: *Der geschärfte Blick, Zur Geschichte der Brille und ihrer Verwendung in Deutschland seit 1850*, Philipps-Universität Marburg, Diss., 2002
- [3] BORN, M. ; WOLF, E.: *Principles of Optics*. 7 (Expanded). Cambridge University Press, 2010. – ISBN 0521642221
- [4] COPERNICUS, N.: *Commentariolus*. 1. Abschrift, ca. 1509
- [5] COPERNICUS, N.: *De Revolutionibus Orbium Coelestium (Über die Umschwünge der himmlischen Kreise)*. Sebastian Henricpetri, 1543. – ISBN 3527403485
- [6] CASPAR, M. ; DYCK, W. von: *Johannes Kepler: Gesammelte Werke*. 1938
- [7] GALILEI, G.: *Dialogo sopra i due massimi sistemi (Dialog über die beiden hauptsächlichen Weltsysteme)*. Galilei, 1632
- [8] BERGMANN, L. ; SCHÄFER, C.: *Lehrbuch der Experimentalphysik Bd. 3: Optik*. 9. de Gruyter, 1993. – ISBN 3110129736
- [9] GÄRTNER, H.: *Er durchbrach die Schranken des Himmels. Das Leben des Friedrich Wilhelm Herschel*. Edition Leipzig, 1996. – ISBN 3361004616
- [10] HOCKBERGER, P.E.: A History of Ultraviolet Photobiology for Humans, Animals and Microorganisms. In: *Photochemistry and Photobiology* 76 (2002), S. 561–579. [http://dx.doi.org/10.1562/0031-8655\(2002\)](http://dx.doi.org/10.1562/0031-8655(2002)). – DOI 10.1562/0031-8655(2002)
- [11] CROOKES, W.: On the illumination of lines of molecular pressure, and the trajectory of molecules. In: *Phil Trans*. 170 (1879), Dezember, 135–164. <http://www.jstor.org/stable/109281>
- [12] THOMSON, J.J.: Cathode Rays. In: *The Electrician* 39 (1897), S. 104
- [13] BEQUEREL, H.: Sur les radiations émises par phosphorescence (On the rays emitted by phosphorescence). In: *Comptes Rendus* 122 (1896), Februar, S. 420–421
- [14] RUTHERFORD, E.: The Scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  Particles by Matter and the Structure of the Atom. In: *Phil. Mag.* 21 (1911), Mai, S. 669–688
- [15] THOMSON, G.P. ; COCHRANE, W.: *Theory and Practice of Electron Diffraction*. MacMillan and Company, 1939
- [16] BROGLIE, L. de: *Recherches sur la théorie des quanta (Researches on the quantum theory)*, Universität Paris, Diss., 1924

- [17] LATTES, C.M.G. ; MUIRHEAD, H. ; OCCHIALINI, G.P.S. ; POWELL, C.F.: Processes involving charged mesons. In: *Natur* 159 (1947), Mai, 694–697. <http://dx.doi.org/10.1038/159694a0>. – DOI 10.1038/159694a0
- [18] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. 2nd. Springer, 2008. – ISBN 9783540752813
- [19] WIDERÖE, R.: *Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen*, TH Aachen, Diss., 1928
- [20] MAIMAN, T.H.: Stimulated Optical Radiation in Ruby. In: *Natur* 6 (1960), August, 493–494. <http://dx.doi.org/10.1038/187493a0>. – DOI 10.1038/187493a0
- [21] TAJIMA, T. ; DAWSON, J.M.: Laser Electron Accelerator. In: *Phys. Rev. Lett.* 43 (1979), Juli, S. 267–270. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.43.267>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.43.267
- [22] 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: *Phys. Plasmas* 8 (2001), 542–549. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1333697>. – DOI 10.1063/1.1333697
- [23] SCHWOERER, H. ; PFOTENHAUER, S. ; JÄCKEL, O. ; AMTHOR, K.U. ; LIESFELD, B. ; ZIEGLER, W. ; SAUERBREY, R. ; LEDINGHAM, K.W.D. ; ESIRKEPOV, T.: Laser-plasma acceleration of quasi-monoenergetic protons from microstructured target. In: *Natur* 439 (2006), Januar, 445–448. <http://dx.doi.org/10.1038/nature04492>. – DOI 10.1038/nature04492
- [24] RAMAKRISHNA, B. ; MURAKAMI, M. ; BORGHESI, M. ; EHRENTAUT, L. ; NICKLES, P.V. ; SCHNÜRER, M. ; STEINKE, S. ; PSIKAL, J. ; TIKHONCHUK, V. ; TER-AVETISYAN, S.: Laser-driven quasimonoenergetic proton burst from water spray target. In: *Phys. Plasmas* 17 (2010), August. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3479832>. – DOI 10.1063/1.3479832
- [25] TER-AVETISYAN, S. ; SCHNÜRER, M. ; NICKLES, P. V. ; KALASHNIKOV, M. ; RISSE, E. ; SOKOLLIK, T. ; SANDNER, W. ; ANDREEV, A. ; TIKHONCHUK, V.: Quasimonoenergetic Deuteron Bursts Produced by Ultraintense Laser Pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), April, 145006. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.145006>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.96.145006
- [26] PFOTENHAUER, S.M. ; JÄCKEL, O. ; POLZ, J. ; STEINKE, S. ; SCHLENVOIGT, H.P. ; HEYMANN, J. ; ROBINSON, A.P.´L. ; KALUZA, M.C.: A cascaded laser acceleration scheme for the generation of spectrally controlled proton beams. In: *New J. Phys.* 12 (2010), Oktober, Nr. 10, 103009. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/10/103009>. – DOI 10.1088/1367-2630/12/10/103009
- [27] ESIRKEPOV, T. ; YAMAGIWA, M. ; TAJIMA, T.: Laser Ion-Acceleration Scaling Laws Seen in Multiparametric Particle-in-Cell Simulations. In: *Phys. Rev. Lett.* 96 (2006), März, 105001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.105001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.96.105001
- [28] TONCIAN, T. ; BORGHESI, M. ; FUCHS, J. ; D’HUMIÈRES, E. ; ANTICI, P. ; AUDEBERT, P. ; BRAMBRINK, E. ; CECCHETTI, C.A. ; PIPAHL, A. ; ROMAGNANI, L. ; WILLI, O.: Ultrafast Laser-Driven Microlens to Focus and Energy-Select Mega-Electron Volt Protons. In:

- Science* 312 (2006), April, 410–413. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1124412>. – DOI 10.1126/science.1124412
- [29] HENIG, A. ; STEINKE, S. ; SCHNÜRER, M. ; SOKOLLIK, T. ; HÖRLEIN, R. ; KIEFER, D. ; JUNG, D. ; SCHREIBER, J. ; HEGELICH, B.M. ; YAN, X.Q. ; MEYER-TER-VEHN, J. ; TAJIMA, T. ; NICKLES, P.V. ; SANDNER, W. ; HABS, D.: Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams Driven by Circularly Polarized Laser Pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), Dezember, 245003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.245003>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.103.245003
- [30] JUNG, D. ; YIN, L. ; ALBRIGHT, B.J. ; GAUTIER, D.C. ; HÖRLEIN, R. ; KIEFER, D. ; HENIG, A. ; JOHNSON, R. ; LETZRING, S. ; PALANIYAPPAN, S. ; SHAH, R. ; SHIMADA, T. ; YAN, X.Q. ; BOWERS, K.J. ; TAJIMA, T. ; FERNÁNDEZ, J. C. ; HABS, D. ; HEGELICH, B.M.: Monoenergetic Ion Beam Generation by Driving Ion Solitary Waves with Circularly Polarized Laser Light. In: *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011), September, 115002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.107.115002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.107.115002
- [31] YOUNG, T.: *Course of Lectures on Natural Philosophy and the Mechanical Arts*. Taylor and Walton, 1845. – ISBN 3534096509. – Lecture 39: On the Nature of Light and Colours
- [32] EINSTEIN, A.: Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt. In: *Annalen der Physik* 322 (1905), Nr. 6, S. 132–148
- [33] PLANCK, M.: Über das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum. In: *Annalen der Physik* 309 (1901), Nr. 3, S. 553–563
- [34] SAKURAI, J.J.: *Currents and Mesons*. 1. University Of Chicago Press, 1969. – ISBN 0226733831
- [35] SCHILDKNECHT, D.: Vector Meson Dominance. In: *Acta Physica Polonica B* 37 (2006), Nr. 3, S. 595–607
- [36] MUELLER, B. (Hrsg.) ; GREINER, W. (Hrsg.): *Gauge Theory of Weak Interactions*. 3. Springer, 2000. – ISBN 3540676724
- [37] CHADWICK, J. ; GOLDHABER, M.: A „Nuclear Photo-effect“: Disintegration of the Diploon by  $\gamma$ -Rays. In: *Nature* 134 (1934), 237–238. <http://dx.doi.org/10.1038/134237a0>. – DOI 10.1038/134237a0
- [38] COMPTON, A.H.: Secondary radiations produced by X-Rays. In: *Bulletin of the National Research Council* 4 (1922), Mai, Nr. 20, S. 321–377
- [39] BLACKETT, P.M.S. ; OCCIALINI: Some Photographs of the Tracks of Penetrating Radiation. In: *Proc. Roy. Soc* 139 (1933), S. 699–726
- [40] ANDERSON, C.D.: The Positive Electron. In: *Phys. Rev.* 43 (1933), März, 491–498. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.43.491>. – DOI 10.1103/PhysRev.43.491
- [41] HERTZ, H.: Ueber einen Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electrische Entladung. In: *Annalen der Physik* 267 (1887), Mai, S. 983–1000. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18872670827>. – DOI 10.1002/andp.18872670827
- [42] HALLWACHS, W.: Ueber den Einfluss des Lichtes auf electrostatisch geladene Körper. In: *Annalen der Physik* 269 (1888), Mai, S. 301–312. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18882690206>. – DOI 10.1002/andp.18882690206

- [43] MOORE, C.E.: Selected table of atomic spectra. In: *Carbon* Bd. 3. <http://www.nist.gov/data/nsrds/NSRDS-NBS3-3.pdf>; Stand: 04.09.2011 : National Bureau of Standards, November 1970
- [44] GOEPPERT-MAYER, M.: Über Elementarakte mit zwei Quantensprüngen. In: *Annalen der Physik* 401 (1931), Nr. 3, S. 273–294. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.19314010303>. – DOI 10.1002/andp.19314010303
- [45] HEISENBERG, W.: Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 43 (1927), S. 172–198. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01397280>. – DOI 10.1007/BF01397280
- [46] HAKEN, H. ; WOLF, H.C.: *Atom- und Quantenphysik*. 8th. Springer, 2004. – ISBN 9783540026211
- [47] KAISER, W. ; GARRETT, C.G.B.: Two-Photon Excitation in  $\text{CaF}_2: \text{Eu}^{2+}$ . In: *Phys. Rev. Lett.* 7 (1961), September, 229–231. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.229>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.7.229
- [48] KELDYSH, L.V.: Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. In: *Soviet Physics JETP* 20 (1965), Mai, Nr. 5, S. 1307–1314
- [49] KARNAKOV, B.M. ; MUR, V.D. ; POPRUZHENKO, S.V. ; POPOV, V.S.: Strong field ionization by ultrashort laser pulses: Application of the Keldysh theory. In: *Phys. Lett. A* 374 (2009), Dezember, Nr. 2, 386–390. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physleta.2009.10.058>. – DOI 10.1016/j.physleta.2009.10.058
- [50] RITCHIE, B. ; BOWDEN, C.M. ; SUNG, C.C. ; LI, Y.Q.: Strong-field ionization in classical and quantum dynamics. In: *Phys. Rev. A* 41 (1990), Juni, 6114–6118. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.41.6114>. – DOI 10.1103/PhysRevA.41.6114
- [51] PERT, G.J.: The Scaling of Recombination Following Tunnel Ionization and its suitability of Generating X-ray Laser Gain. In: *X-Ray Lasers 2008*, Springer Proceedings in Physics, 2008. – ISBN 09308989, S. 201–210
- [52] BUKOWSKI, J.D. ; GRAVES, D.B. ; VITELLO, P.: Two-dimensional fluid model of an inductively coupled plasma with comparison to experimental spatial profiles. In: *J. Appl. Phys.* 80 (1996), September, S. 2614–2623. <http://dx.doi.org/10.1063/1.363169>. – DOI 10.1063/1.363169
- [53] KRUEER, W.L.: *The Physics Of Laser Plasma Interactions*. Westview Press, 2003. – ISBN 0813340837
- [54] JACKSON, J.D.: *Klassische Elektrodynamik*. 4th. de Gruyter, 2006. – ISBN 3110189704
- [55] MAXWELL, J.C.: A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field, Royal Society Transactions. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 155 (1865), S. 459–512. ISBN 1579100155
- [56] POYNTING, J.H.: On the Transfer of Energy in the Electromagnetic Field. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* 175 (1884), S. 343–361
- [57] GIBBON, P.: *Short Pulse Laser Interactions with Matter: An Introduction*. Imperial College Press, 2005. – ISBN 1860941354



- [58] LEFEBVRE, E. ; BONNAUD, G.: Transparency/Opacity of a Solid Target Illuminated by an Ultrahigh-Intensity Laser Pulse. In: *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), März, 2002–2005. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.2002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.74.2002
- [59] BAUER, D. ; MULSER, P. ; STEEB, W.H.: Relativistic ponderomotive force, uphill acceleration and transitions to chaos. In: *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995), S. 4622–4625. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.4622>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.75.4622
- [60] STARTSEV, E.A. ; MCKINSTERIE, C.J.: Multiple scale derivation of the relativistic ponderomotive force. In: *Phys. Rev. E* 55 (1997), S. 7527–7535. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.55.7527>. – DOI 10.1103/PhysRevE.55.7527
- [61] VLASOV, A.A.: The Vibrational Properties of an Electron Gas. In: *Soviet Phys Usp* 10 (1968), Nr. 6, S. 721. <http://dx.doi.org/10.1070/PU1968v010n06ABEH003709>. – DOI 10.1070/PU1968v010n06ABEH003709
- [62] VLASOV, A.A.: *Many-particle theory and its application to plasma*. Gordon & Breach Science Publishers Ltd, 1961
- [63] KOLMOGOROV, A.: Über die analytischen Methoden in der Wahrscheinlichkeitsrechnung. In: *Math. Ann.* 104 (1931), S. 415–458. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01457949>. – DOI 10.1007/BF01457949
- [64] HARLOW, F.H.: A Machine Calculation Method for Hydrodynamic Problems / LANL. 1955 (LAMS-1956). – Forschungsbericht
- [65] PRITCHETT, P.: Particle-in-Cell Simulation of Plasmas— A Tutorial. In: *Space Plasma Simulation* Bd. 615. Springer, 2003. – ISBN 9783540006985, S. 1–24
- [66] METROPOLIS, N. ; ULAM, S.: The Monte Carlo Method. In: *J. Am. Stat. Assoc.* 44 (1949), Nr. 247, S. 335–341
- [67] GANN, R.C. ; CHAKRAVARTY, S. ; CHESTER, G.V.: Monte Carlo simulation of the classical two-dimensional one-component plasma. In: *Phys. Rev. B* 20 (1979), Juli, 326–344. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.20.326>. – DOI 10.1103/PhysRevB.20.326
- [68] FRANKLIN, S.R. ; THAREJA, R.K.: Monte-Carlo simulation of laser ablated plasma for thin film deposition. In: *Appl. Surf. Sci.* 177 (2001), Nr. 1-2, 15–21. [http://dx.doi.org/10.1016/S0169-4332\(01\)00176-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0169-4332(01)00176-3). – DOI 10.1016/S0169-4332(01)00176-3
- [69] SMITH, P.H.: Transmission Line Calculator. In: *Electronics* 12 (1939), Januar, S. 29–31
- [70] WUPPER, H.: *Grundlagen elektronischer Schaltungen*. Bd. 2. Hüthig, 1986. – ISBN 3540606246
- [71] REFRACTIVEINDEX.INFO (Hrsg.): *Brechungsindex Kohlenstoff/Diamant*. <http://www.refractiveindex.info>; Stand: 28.03.2012: RefractiveIndex.info
- [72] PLASMA PARYLEN SYSTEMS GMBH (Hrsg.): *Datenblatt: Parylene*. <http://www.plasmaparylene.de/medien/medienpool/Eigenschaften-Parylene-2011.pdf>; Stand: 28.03.2012: Plasma Parylen Systems GmbH
- [73] GINZBURG, V.L.: *Propagation of Electromagnetic Waves in Plasma*. Eng. Gordon & Breach Science Publishers Ltd, 1961. – ISBN 0677200803

- [74] SCHWABE, M. ; JIANG, K. ; ZHDANOV, S. ; HAGL, T. ; HUBER, P. ; IVEL, A.V. ; LI-PAEV, A.M. ; MOLOTKOV, V.I. ; NAUMKIN, V.N. ; SÜTTERLIN, K.R. ; THOMAS, H.M. ; FORTOV, V.E. ; MORFILL, G.E. ; SKVORTSOV, A. ; VOLKOV, S.: Direct measurement of the speed of sound in a complex plasma under microgravity conditions. In: *EPL* 96 (2011), Dezember, S. 55001. <http://dx.doi.org/10.1209/0295-5075/96/55001>. – DOI 10.1209/0295-5075/96/55001
- [75] BRUNEL, F.: Not-so-resonant, resonant absorption. In: *Phys. Rev. Lett.* 59 (1987), Juli, 52–55. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.59.52>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.59.52
- [76] GIBBON, Paul ; BELL, A. R.: Collisionless absorption in sharp-edged plasmas. In: *Phys. Rev. Lett.* 68 (1992), März, 1535–1538. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.1535>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.68.1535
- [77] KRUER, W.L. ; ESTABROOK, K.: JxB heating by very intense laser-light. In: *Phy. Fluid.* 23 (1985), S. 430–432. <http://dx.doi.org/10.1063/1.865171>. – DOI 10.1063/1.865171
- [78] WILKS, S.C. ; KRUER, W.L. ; TABAK, M. ; LANGDON, A.B.: Absorption of ultra-intense laser pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), August, 1383–1386. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.1383>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.69.1383
- [79] 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/cm<sup>2</sup>) Laser-Plasma Interactions on Solid-Density Targets. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), Juli, 822–825. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.822>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.81.822
- [80] SCHWOERER, H. ; GIBBON, P. ; DÜSTERER, S. ; BEHRENS, R. ; ZIENER, C. ; REICH, C. ; SAUERBREY, R.: MeV X Rays and Photoneutrons from Femtosecond Laser-Produced Plasmas. In: *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001), März, 2317–2320. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.86.2317>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.86.2317
- [81] DAVIES, J.R.: The Alfvén Limit revisited and its relevance to laser-plasma interactions. In: *Laser and Particle Beams* 24 (2006), S. 299–310. <http://dx.doi.org/10.1017/S0263034606060460>. – DOI 10.1017/S0263034606060460
- [82] MALKA, G. ; NICOLAÏ, Ph. ; BRAMBRINK, E. ; SANTOS, J.J. ; ALÉONARD, M.M. ; AMTHOR, K. ; AUDEBERT, P. ; BREIL, J. ; CLAVERIE, G. ; GERBAUX, M. ; GOBET, F. ; HANNACHI, F. ; MÉOT, V. ; MOREL, P. ; SCHEURER, J.N. ; TARISIEN, M. ; TIKHONCHUK, V.: Fast electron transport and induced heating in solid targets from rear-side interferometry imaging. In: *Phys. Rev. E* 77 (2008), Februar, 026408. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.77.026408>. – DOI 10.1103/PhysRevE.77.026408
- [83] MCKENNA, P. ; ROBINSON, A.P.L. ; NEELY, D. ; DESJARLAIS, M. P. ; CARROLL, D. C. ; QUINN, M. N. ; YUAN, X. H. ; BRENNER, C. M. ; BURZA, M. ; COURY, M. ; GALLEGOS, P. ; GRAY, R.J. ; LANCASTER, K.L. ; LI, Y.T. ; LIN, X.X. ; TRESKA, O. ; WAHLSTRÖM, C.-G.: Effect of Lattice Structure on Energetic Electron Transport in Solids Irradiated by Ultraintense Laser Pulses. In: *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011), Mai, 185004. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.185004>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.106.185004
- [84] HONRUBIA, J.J. ; KALUZA, M. ; SCHREIBER, J. ; TSAKIRIS, G.D. ; MEYER-TER-VEHN, J.: Laser-driven fast-electron transport in preheated foil targets. In: *Physics of Plasmas* 23 (2005), S. 052708. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1894397>. – DOI 10.1063/1.1894397

- [85] SILVA, L.O. ; MARTI, M. ; DAVIES, J.R. ; FONSECA, R.A. ; REN, C. ; TSUNG, F.S. ; MORI, W.B.: Proton Shock Acceleration in Laser-Plasma Interactions. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), Januar, 015002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.015002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.92.015002
- [86] DIECKMANN, M.E. ; SARRI, G. ; ROMAGNANI, L. ; KOURAKIS, I. ; BORGHESI, M.: Simulation of a collisionless planar electrostatic shock in a proton-electron plasma with a strong initial thermal pressure change. In: *Plasma Phys. Control. Fusion* 52 (2010), Januar, S. 025001. <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/52/2/025001>. – DOI 10.1088/0741-3335/52/2/025001
- [87] COCKCROFT, J.D. ; WALTON, E.T.S.: Experiments with High Velocity Positive Ions. (I) Further Developments in the Method of Obtaining High Velocity Positive Ions. In: *Proc. Roy. Soc. Bd.* 136, 1932, S. 619–630
- [88] COCKCROFT, J.D. ; WALTON, E.T.S.: Experiments with High Velocity Positive Ions. (II) The Disintegration of Elements by High Velocity Protons. In: *Proc. Roy. Soc. Bd.* 137, 1932, S. 229–242
- [89] GREINACHER, H.: Über eine Methode Wechselstrom mittels elektrischer Ventile und Kondensatoren in hochgespannten Gleichstrom umzuwandeln. In: *Z. Physik* 4 (1921), S. 195. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01328615>. – DOI 10.1007/BF01328615
- [90] WALOSCHEK, P.: *Als die Teilchen laufen lernten- Leben und Werk des Großvaters der modernen Teilchenbeschleuniger - Rolf Wideröe*. 2. Vieweg, 2002. – ISBN 3528065672
- [91] PROCH, D.: Superconducting Cavities for accelerators. In: *Rep. Prog. Phys.* 61 (1997), S. 431–482. <http://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/61/5/001>. – DOI 10.1088/0034-4885/61/5/001
- [92] KAMERLINGH ONNES, H.: Further experiments with liquid helium. C. On the change of electric resistance of pure metals at very low temperatures, etc. IV. The resistance of pure mercury at helium temperatures. In: *Comm. Phys. Lab. Univ. Leiden.* 120 (1911)
- [93] BUCKEL, W. ; KLEINER, R.: *Supraleitung: Grundlagen und Anwendungen*. 6. Wiley-VCH, 2004. – ISBN 3527403485
- [94] ALTARELLI, M. ; BRINKMANN, R. ; CHERGUI, M. ; DECKING, W. ; DOBSON, B. ; DÜSTERER, S. ; GRÜBEL, G. ; GRAEFF, W. ; GRAAFSMA, H. ; HAJDU, J. ; MARANGOS, J. ; PFLÜGER, J. ; REDLIN, H. ; RILEY, D. ; ROBINSON, I. ; ROSSBACH, J. ; SCHWARZ, A. ; TIEDTKE, K. ; TSCHENTSCHER, T. ; VARTANIANTS, I. ; WABNITZ, H. ; WEISE, H. ; WICHMANN, R. ; WITTE, K. ; WOLF, A. ; WULFF, M. ; YURKOV, M.: The European X-Ray Free-Electron Laser / DESY XFEL Project Group. 2007. – Forschungsbericht
- [95] GEDDES, C.G.R. ; TOTH, Cs. ; TILBORG, J. van ; ESAREY, E. ; SCHROEDER, C.B. ; BRUH-WILER, D. ; NIETER, C. ; CARY, J. ; LEEMANS, W.P.: High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. In: *Nature* 431 (2004), September, S. 538–541. <http://dx.doi.org/10.1038/nature02900>. – DOI 10.1038/nature02900
- [96] LU, H. ; LIU, M. ; WANG, W. ; WANG, C. ; LIU, J. ; DENG, A. ; XU, J. ; XIA, C. ; LI, W. ; ZHANG, H. ; LU, X. ; WANG, J. ; LIANG, X. ; LENG, Y. ; SHEN, B. ; NAKAJIMA, K. ; LI, R. ; Z., Xu: Laser wakefield acceleration of electron beams beyond 1 GeV from an ablative capillary discharge waveguide. In: *Appl. Phys. Lett.* 99 (2011), August. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3626042>. – DOI 10.1063/1.3626042

- [97] LEEMANS, W.P. ; NAGLER, B. ; GONSALVES, A.J. ; TÓTH, Cs. ; NAKAMURA, K. ; GEDDES, C.G.R. ; ESAREY, E. ; SCHROEDER, C.B. ; S.M., Hooker.: GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator. In: *Nature Physics* 2 (2006), S. 696–699. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys418>. – DOI 10.1038/nphys418
- [98] BUCK, A. ; NICOLAI, M. ; SCHMID, K. ; SEARS, C.M.S. ; SÄVERT, A. ; MIKHAILOVA, J.M. ; KRAUSZ, F. ; KALUZA, M.C. ; VEISZ, L.: Real-time observation of laser-driven electron acceleration. In: *Nature Physics* 7 (2011), März, S. 543–548. <http://dx.doi.org/doi:10.1038/nphys1942>. – DOI doi:10.1038/nphys1942
- [99] SPIE (Veranst.): *Laser Acceleration of Electrons, Protons and Ions; and medical Applications of Laser-Generated Secondary Sources of Radiation and Particles*. Bd. 8079. 2011 (Proceedings of SPIE)
- [100] MALKA, V. ; FRITZLER, S. ; LEFEBVRE, E. ; ALEONARD, M.M. ; BURGY, F. ; CHAMBARET, J.P. ; CHEMIN, J.F. ; KRUSHELNICK, K. ; MALKA, G. ; MANGLES, S.P.D. ; NAJMUDIN, Z. ; PITTMAN, M. ; ROUSSEAU, J.P. ; SCHEURER, J.N. ; WALTON, B. ; DANGOR, A.E.: Electron Acceleration by a Wake Field Forced by an Intense Ultrashort Laser Pulse. In: *Science* 298 (2002), November, Nr. 5598, S. 1596–1600. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1076782>. – DOI 10.1126/science.1076782
- [101] CORDERO, B. ; GOMEZ, V. ; PLATERO-PRATS, A.E. ; REVES, M. ; ECHEVERRIA, J. ; CREMADES, E. ; BARRAGAN, F. ; ALVAREZ, S.: Covalent radii revisited. In: *Dalton Trans.* (2008), 2832–2838. <http://dx.doi.org/10.1039/B801115J>. – DOI 10.1039/B801115J
- [102] MORA, P.: Plasma Expansion into a Vacuum. In: *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003), Mai, 185002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.185002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.90.185002
- [103] SCHREIBER, J. ; BELL, F. ; GRÜNER, F. ; SCHRAMM, U. ; GEISSLER, M. ; SCHNÜRER, 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: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), Juli, S. 045005. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.045005>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.97.045005
- [104] PASSONI, M. ; LONTANO, M.: Theory of Light-Ion Acceleration Driven by a Strong Charge Separation. In: *Phys. Rev. Lett.* 101 (2008), September, 115001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.115001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.101.115001
- [105] KUMAR, N. ; PUKHOV, A.: Self-similar quasineutral expansion of a collisionless plasma with tailored electron temperature profile. In: *Phys. Plas.* 15 (2008), May, S. 053103. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2913611>. – DOI 10.1063/1.2913611
- [106] FUCHS, J. ; ANTICI, P. ; D'HUMIÈRES, E. ; LEFEBVRE, E. ; BORGHESI, M. ; BRAMBRINK, E. ; CECCHETTI, C.A. ; KALUZA, M. ; MALKA, V. ; MANCLOSSI, M. ; MEYRONEINC, S. ; MORA, P. ; SCHREIBER, J. ; TONCIAN, T. ; PÉPINM, H. ; AUDEBERT, P.: Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase. In: *Nature Physics* 2 (2006), S. 48–54. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys199>. – DOI 10.1038/nphys199
- [107] FUCHS, J. ; CECCHETTI, C. A. ; BORGHESI, M. ; GRISMAYER, T. ; D'HUMIÈRES, E. ; ANTICI, P. ; ATZENI, S. ; MORA, P. ; PIPAHL, A. ; ROMAGNANI, L. ; SCHIAVI, A. ; SENTOKU, Y. ; TONCIAN, T. ; AUDEBERT, P. ; WILLI, O.: Laser-Foil Acceleration of High-Energy Protons in Small-Scale Plasma Gradients. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), Juli,

015002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.015002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.99.015002
- [108] BUFFECHOUX, S. ; PSIKAL, J. ; NAKATSUTSUMI, M. ; ROMAGNANI, L. ; ANDREEV, A. ; ZEIL, K. ; AMIN, M. ; ANTICI, P. ; BURRIS-MOG, T. ; COMPANT-LA-FONTAINE, A. ; D'HUMIÈRES, E. ; FOURMAUX, S. ; GAILLARD, S. ; GOBET, F. ; HANNACHI, F. ; KRAFT, S. ; MANCIC, A. ; PLAISIR, C. ; SARRI, G. ; TARISIEN, M. ; TONCIAN, T. ; SCHRAMM, U. ; TAMPO, M. ; AUDEBERT, P. ; WILLI, O. ; COWAN, T. E. ; PÉPIN, H. ; TIKHONCHUK, V. ; BORGHESI, M. ; FUCHS, J.: Hot Electrons Transverse Refluxing in Ultraintense Laser-Solid Interactions. In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), Juli, 015005. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.015005>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.105.015005
- [109] K ZEIL, K. ; KRAFT, S.D. ; BOCK, S. ; BUSSMANN, M. ; COWAN, T.E. ; KLUGE, T. ; METZKES, J. ; RICHTER, T. ; SAUERBREY, R. ; U., Schramm.: The scaling of proton energies in ultrashort pulse laser plasma acceleration. In: *New J. Phys.* 12 (2010), April. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/4/045015>. – DOI 10.1088/1367-2630/12/4/045015
- [110] PASSONI, M. ; BERTAGNA, L. ; ZANI, A.: Target normal sheath acceleration: theory, comparison with experiments and future perspectives. In: *New J. Phys.* 12 (2010), April. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/12/4/045012>. – DOI 10.1088/1367-2630/12/4/045012
- [111] ROBSON, L. ; SIMPSON, P.T. ; CLARKE, R.J. ; LEDINGHAM, K.W.D. ; LINDAU, F. ; LUNDH, O. ; MCCANNY, T. ; MORA, P. ; NEELY, D. ; WAHLSTRÖM, C.G. ; ZEPF, M. ; MCKENNA, P.: Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser-plasma interactions. In: *Nature Physics* 3 (2007), S. 58–62. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys476>. – DOI 10.1038/nphys476
- [112] BRENNER, C.M. ; GREEN, J.S. ; ROBINSON, A.P.L. ; CARROLL, D.C. ; DROMEY, B. ; FOSTER, P.S. ; KAR, S. ; LI, Y.T. ; MARKEY, K. ; SPINDLOE, C. ; STREETER, M.J.V. ; TOLLEY, M. ; WAHLSTRÖM, C.G. ; XU, M.H. ; ZEPF, M. ; MCKENNA, P.: Dependence of laser accelerated protons on laser energy following the interaction of defocused, intense laser pulses with ultra-thin targets. In: *Laser and Particle Beams* 29 (2011), Juni, S. 345–351. <http://dx.doi.org/10.1017/S0263034611000395>. – DOI 10.1017/S0263034611000395
- [113] ALMOMANI, A. ; BAGNOUD, V. ; BARTH, W. ; BLAZEVIC, A. ; BOINE-FRANKENHEIM, O. ; BRABETZ, C. ; BURRIS-MOG, T. ; BUSOLD, S. ; COWAN, T. ; DROBA, M. ; EICKHOFF, H. ; FORCK, P. ; GOPAL, A. ; HARRES, K. ; HERZER, S. ; HOFFMEISTER, G. ; HOFMANN, I. ; JÄCKEL, O. ; KALUZA, M. ; KESTER, M. ; NÜRNBERG, F. ; ORZHEKHOVSKAYA, A. ; PAULUS, G. ; POLZ, J. ; RATZINGER, U. ; RÖDEL, C. ; ROTH, M. ; STÖHLKER, T. ; TAUSCHWITZ, A. ; VINZENZ, W. ; YARAMISHEV, S. ; ZIELBAUER, B.: LIGHT Project Report / GSI. 2010. – Forschungsbericht. – <https://www.gsi.de/documents/DOC-2010-Nov-36.html>
- [114] VEKSLER, V.I.: The principle of coherent acceleration of charged particles. In: *Sov. J. Atom Energy* 2 (1957), S. 525–528. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01491001>. – DOI 10.1007/BF01491001
- [115] MARX, G.: Interstellar vehicle propelled by terrestrial Laser beam. In: *Nature* 211 (1966), Juli, S. 22–23. <http://dx.doi.org/10.1038/211022a0>. – DOI 10.1038/211022a0
- [116] TSIOLKOVSKY: *Exploration of Cosmic Space by Means of Reaction Devices*. 1903/2008

- [117] SASHO, A.: In-tube rocket propulsion using repetitive laser pulses. In: *J. Therm. Sci.* 20 (2011), S. 201–204. <http://dx.doi.org/10.1007/s11630-011-0458-5>. – DOI 10.1007/s11630-011-0458-5
- [118] STICKLAND, D. ; MOUROU, G.: Compression of amplified chirped optical pulses. In: *Opt. Com.* 56 (1985), Dezember, S. 219–221. [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(85\)90120-8](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(85)90120-8). – DOI 10.1016/0030-4018(85)90120-8
- [119] ESIRKEPOV, T. ; BORGHESI, M. ; BULANOV, S.V. ; MOUROU, G. ; TAJIMA, T.: Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime. In: *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004), April, 175003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.92.175003>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.92.175003
- [120] MACCHI, A. ; CATTANI, F. ; LISEYKINA, T.V. ; CORNOLTI, F.: Laser acceleration of ion bunches at the front surface of overdense plasmas. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), Nr. 16, 165003. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.94.165003>
- [121] MACCHI, A. ; VEGHINI, S. ; PEGORARO, F.: „Light Sail“ Acceleration Reexamined. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), August, 085003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.085003>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.103.085003
- [122] QIAO, B. ; ZEPF, M. ; BORGHESI, M. ; DROMEY, B. ; GEISSLER, M. ; KARMAKAR, A. ; GIBBON, P.: Radiation-Pressure Acceleration of Ion Beams from Nanofoil Targets: The Leaky Light-Sail Regime. In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), Oktober, Nr. 15, 8–11. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.155002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.105.155002
- [123] QIAO, B. ; KAR, S. ; GEISSLER, M. ; GIBBON, P. ; ZEPF, M. ; M., Borghesi: Dominance of Radiation Pressure in Ion Acceleration with Linearly Polarized Pulses at Intensities of  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>. In: *Phys. Rev. Lett.* 108 (2012), März, S. 11502. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.115002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.108.115002
- [124] YAN, X.Q. ; LIN, C. ; SHENG, Z.M. ; GUO, Z.Y. ; LIU, B.C. ; LU, Y.R. ; FANG, J.X. ; CHEN, J.E.: Generating High-Current Monoenergetic Proton Beams by a Circularly Polarized Laser Pulse in the Phase-Stable Acceleration Regime. In: *Phys. Rev. Lett.* 100 (2008), April, 135003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.100.135003>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.100.135003
- [125] RYKOVANOV, S.G. ; SCHREIBER, J. ; MEYER-TER-VEHN, J. ; BELLEI, C. ; HENIG, A. ; WU, H.C. ; GEISSLER, M.: Ion acceleration with ultra-thin foils using elliptically polarized laser pulses. In: *New Journal of Physics* 10 (2008), November, Nr. 11, 113005. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/10/11/113005>. – DOI 10.1088/1367-2630/10/11/113005
- [126] WU, H.C. ; MEYER-TER-VEHN, J. ; FERNÁNDEZ, J. ; HEGELICH, B. M.: Uniform Laser-Driven Relativistic Electron Layer for Coherent Thomson Scattering. In: *Phys. Rev. Lett.* 104 (2010), Juni, 234801. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.234801>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.104.234801
- [127] WU, H.C. ; MEYER-TER-VEHN, J. ; HEGELICH, B.M. ; FERNÁNDEZ, J. C.: Nonlinear coherent Thomson scattering from relativistic electron sheets as a means to produce isolated ultrabright attosecond x-ray pulses. In: *Phys. Rev. ST Accel. Beams* 14 (2011), Juli, 070702. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevSTAB.14.070702>. – DOI 10.1103/PhysRevSTAB.14.070702

- [128] KIEFER, D. ; HENIG, A. ; JUNG, D. ; GAUTIER, D.C. ; FLIPPO, K. ; GAILLARD, S.A. ; LETZRING, S. ; JOHNSON, R.P. ; SHAH, R.C. ; SHIMADA, T. ; FERNÁNDEZ, J.C. ; LIECHTENSTEIN, V.Kh. ; SCHREIBER, J. ; HEGELICH, B.M. ; HABS, D.: First observation of quasi-monoenergetic electron bunches driven out of ultra-thin diamond-like carbon (DLC) foils. In: *The European Physical Journal D* 55 (2009), Juli, Nr. 2, 427–432. <http://dx.doi.org/10.1140/epjd/e2009-00199-0>. – DOI 10.1140/epjd/e2009-00199-0
- [129] ROETERDINK, W.G. ; JUURLINK, L.B.F. ; VAUGHAN, O.P.H. ; J., Dura D. ; BONN, M. ; KLEYN, A.W.: Coulomb explosion in femtosecond laser ablation of Si(111). In: *Appl. Phys. Lett.* 82 (2003), April, S. 4290–4292. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1580647>. – DOI 10.1063/1.1580647
- [130] HASHIDA, M. ; MISHIMA, H. ; TOKITA, S. ; S., Sakabe: Non-thermal ablation of expanded polytetrafluoroethylene with an intense femtosecond-pulse laser. In: *Optics Express* 17 (2009), S. 13116–13121. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.17.013116>. – DOI 10.1364/OE.17.013116
- [131] DITMIRE, T. ; DONNELLY, T. ; RUBENCHIK, A.M. ; FALCONE, R.W. ; PERRY, M.D.: Interaction of intense laser pulses with atomic clusters. In: *Phys. Rev. A* 53 (1996), Mai, S. 3379–3342. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.53.3379>. – DOI 10.1103/PhysRevA.53.3379
- [132] CHRISTEN, H.R. (Hrsg.) ; VÖGTLE, F. (Hrsg.): *Organische Chemie- Von den Grundlagen bis zur Forschung; Band 1*. 2nd. Salle+Sauerländer, 1996. – ISBN 3793553981
- [133] RÖMPP, H. (Hrsg.) ; FALBE, J. (Hrsg.) ; REGITZ, M. (Hrsg.): *Römpp Chemie Lexikon, 6 Bde.* 10th. Thieme, 1996
- [134] VAGER, Z. ; NAAMAN, R. ; KANTER, E.P.: Coulomb Explosion Imaging of Small Molecules. In: *Science* 244 (1998), S. 426–431. <http://dx.doi.org/10.1126/science.244.4903.426>. – DOI 10.1126/science.244.4903.426
- [135] BULANOV, S.S. ; BRANTOV, A. ; BYCHENKOV, V.Y. ; CHVYKOV, V. ; KALINCHENKO, G. ; MATSUOKA, T. ; ROUSSEAU, P. ; REED, S. ; YANOVSKY, V. ; LITZENBERG, D.W. ; KRUSHELNICK, K. ; MAKSIMCHUK, A.: Accelerating monoenergetic protons from ultrathin foils by flat-top laser pulses in the directed-Coulomb-explosion regime. In: *Phys. Rev. E* 78 (2008), August, 026412. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.78.026412>. – DOI 10.1103/PhysRevE.78.026412
- [136] BULANOV, S.S. ; LITZENBERG, D.W. ; KRUSHELNICK, K. ; MAKSIMCHUK, A.: *Directed Coulomb Explosion regime of ion acceleration from mass limited targets by linearly and circularly polarized laser pulses*. Juli 2010. – arXiv-Veröffentlichung: <http://arxiv.org/abs/1007.3963v1>
- [137] THOMSON, J.J.: Rays of positive electricity. In: *Philosophical Magazine* 21 (1993), Nr. 122, 225–249. <http://stacks.iop.org/0957-0233/4/i=12/a=018>
- [138] GROUP, Particle D. (Hrsg.): *Particle Physics Booklet*. Elsevier, 2004
- [139] PERKINS, D.H.: *Introduction to High Energy Physics*. Bd. 4. Cambridge University Press, 2000. – ISBN 0521621968

- [140] COMPTON, A.H.: A Quantum Theory of the Scattering of X-rays by Light Elements. In: *Phys. Rev.* 21 (1923), Mai, 483–502. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.21.483>. – DOI 10.1103/PhysRev.21.483
- [141] RAYLEIGH, J.S.: Investigation of the Character of the Equilibrium of an Incompressible Heavy Fluid of Variable Density. In: *Proc. London Math. Soc.* (1882), S. 170–177
- [142] TAYLOR, G.: The Instability of Liquid Surfaces when Accelerated in a Direction Perpendicular to their Planes. In: *Proc. R. Soc. Lond. A* 201 (1950), S. 192–196
- [143] GLENDINNING, S.G. ; WEBER, S.V. ; BELL, P. ; DASILVA, L.B. ; DIXIT, S N. ; HENESIAN, M.A. ; KANIA, D.R. ; KILKENNY, J.D. ; POWELL, H.T. ; WALLACE, R.J. ; WEGNER, P.J. ; KNAUER, J.P. ; VERDON, C.P.: Laser-driven planar Rayleigh-Taylor instability experiments. In: *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992), August, 1201–1204. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.1201>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.69.1201
- [144] YU, T.-P. ; PUKHOV, A. ; SHVETS, G. ; CHEN, M.: Stable Laser-Driven Proton Beam Acceleration from a Two-Ion-Species Ultrathin Foil. In: *Phys. Rev. Lett.* 105 (2010), August, Nr. 6, 1–4. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.065002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.105.065002
- [145] Air Armament Division (Veranst.): *Pulse Compression-Key to More Efficient Radar Transmission*. Bd. 48. 1960 (Proceedings of the IRE). – 310–316 S.
- [146] FUJIO, S.: Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse. In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), November, 1097–1100. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.19.1097>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.19.1097
- [147] ALFANO, R.R. ; SHAPIRO, S.L.: Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses. In: *Phys. Rev. Lett.* 24 (1970), März, 592–594. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.24.592>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.24.592
- [148] CHIAO, R.Y. ; GARMIRE, E. ; TOWNES, C.H.: Self-Trapping of Optical Beams. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), Oktober, 479–482. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.13.479>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.13.479
- [149] PERVAK, V. ; AHMAD, I. ; TRUSHIN, S.A. ; MAJOR, Z. ; APOLONSKI, A. ; KARSCH, S. ; KRAUSZ, F.: Chirped-pulse amplification of laser pulses with dispersive mirrors. In: *Optics Express* 17 (2009), S. 19204–19212. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.17.019204>. – DOI 10.1364/OE.17.019204
- [150] PESSOT, M. ; MAINE, P. ; MOUROU, G.: 1000 times expansion/compression of optical pulses for chirped-pulse-amplification. In: *Optics Communication* 62 (1987), März, S. 419–421. [http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018\(87\)90011-3](http://dx.doi.org/10.1016/0030-4018(87)90011-3). – DOI 10.1016/0030-4018(87)90011-3
- [151] CHUANG, Y.H. ; ZHENG, L. ; MEYERHOFER, D.D.: Propagation of Light Pulses in a Chirped-Pulse-Amplification Laser. In: *IEEE Journal of Quantum Electronics* 29 (1993), März, S. 270–280. <http://dx.doi.org/10.1109/3.199268>. – DOI 10.1109/3.199268
- [152] MCMULLEN, J.D.: Analysis of compression of frequency chirped optical pulses by strongly dispersive grating pair. In: *Appl. Opt.* 18 (1979), März, S. 737–741. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.18.000737>. – DOI 10.1364/AO.18.000737



- [153] JÄCKEL, O.: *Characterization of ion acceleration with relativistic laser-plasma*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2009
- [154] 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, S. 42—44. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.16.000042>. – DOI 10.1364/OL.16.000042
- [155] GARSIDE, B.K. ; LIM, T.K.: Laser mode locking using saturable absorbers. In: *J. Appl. Phys.* 44 (1973), Mai, S. 2335–2342. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1662561>. – DOI 10.1063/1.1662561
- [156] TOURNOIS, P.: Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems. In: *Optics Communication* 140 (1997), S. 245–249. [http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018\(97\)00153-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0030-4018(97)00153-3). – DOI 10.1016/S0030-4018(97)00153-3
- [157] OKSENHENDLER, T. ; KAPLAN, D. ; TOURNOIS, P. ; GREETHAM, G.M. ; ESTABL, F.: Intracavity acousto-optic programmable gain control for ultra-wide-band regenerative amplifiers. In: *Appl. Phys. B* 83 (2006), S. 491—494. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-006-2231-0>. – DOI 10.1007/s00340-006-2231-0
- [158] YARIV, A. ; LEITE, R.C.C.: Super radiant narrowing in fluorescence radiation of inverted populations. In: *J. Appl. Phys.* 34 (1963), Juli, S. 3410—3411. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1729206>. – DOI 10.1063/1.1729206
- [159] DOVGAL, V.: *Entwicklung und Aufbau eines optischen Verstärkers für ps-Laserpulse*, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, 2009
- [160] LIESFELD, B.: *A Photon Collider at Relativistic Intensity*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diss., 2006
- [161] JÄCKEL, O.: *Vermessung von Ionenspektren aus relativistischen laserproduzierten Plasmen*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2006
- [162] WIZA, J.L.: Microchannel Plate Detectors. In: *Nucl. Inst. Meth.* 44 (1979), S. 587–601. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(79\)90734-1](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(79)90734-1). – DOI 10.1016/0029-554X(79)90734-1
- [163] ROSSNER, W. ; OSTERTAG, M. ; JERMANN, F.: Properties and Applications of Gadolinium Oxyulfide Based Ceramic Scintillators., 1999 (Electrochemical Society Proceedings 1998), S. 187–194
- [164] HU, C. ; BLACK, N.L. ; BARTAL, T. ; BEG, F.N. ; EDER, D.C. ; LINK, A.J. ; MACPHEE, A.G. ; PING, Y. ; SONG, P.M. ; THROOP, A. ; WOERKOM, L. van: Absolute calibration of image plates for electrons at energy between 100 keV and 4 MeV. In: *Rev. Sci. Inst.* 79 (2008), Nr. 03301. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2885045>. – DOI 10.1063/1.2885045
- [165] GEIGER, H. ; MÜLLER, W.: Elektronenzählrohr zur Messung schwächster Aktivitäten. In: *Die Naturwissenschaften* 16 (1928), Nr. 31, S. 617–618. <http://dx.doi.org/10.1007/BF01494093>. – DOI 10.1007/BF01494093
- [166] CURRAN, S.C. (Hrsg.) ; CRAGGS, J.D. (Hrsg.): *Counting tubes theory and applications*. 1. Academic Press, 1949

- [167] BLUMENTHAL, G. ; GOULD, R.J.: Bremsstrahlung, Synchrotron Radiation and Compton Scattering of High-Energy Electrons Traversing Dilute Gases. In: *Review of Modern Physics* 42 (1970), April, S. 237–270. <http://dx.doi.org/0.1103/RevModPhys.42.237>. – DOI 0.1103/RevModPhys.42.237
- [168] NEUMAYER, P. ; AURAND, B. ; BASKO, M. ; ECKER, B. ; GIBBON, P. ; HOCHHAUS, D. C. ; KARMAKAR, A. ; KAZAKOV, E. ; KUEHL, T. ; LABAUNE, C. ; ROSMEJ, O. ; TAUSCHWITZ, An. ; ZIELBAUER, B. ; ZIMMER, D.: The role of hot electron refluxing in laser-generated K-alpha sources. In: *Physics of Plasmas* 17 (2010), Nr. 10, 103103. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3486520>. – DOI 10.1063/1.3486520
- [169] AMPLITUDE TECHNOLOGIES (Hrsg.): *Datenblatt: Sequoia Cross-correlator*. <http://www.amplitude-technologies.com/File/SEQUOIA.pdf>; Stand: 14.11.2011: Amplitude Technologies
- [170] LUAN, S. ; HUTCHINSON, M.H.R. ; SMITH, R.A. ; ZHOU, F.: High dynamic range third-order correlation measurement of picosecond laser pulse shapes. In: *Measurement Science and Technology* 4 (1993), Nr. 12, 1426–1429. <http://stacks.iop.org/0957-0233/4/i=12/a=018>
- [171] KAPTEYN, H.C. ; MURNANE, M.M. ; SZOKE, A. ; FALCONE, R.W.: Prepulse energy suppression for high-energy ultrashort pulses using self-induced plasma shuttering. In: *Optics Letters* 16 (1991), S. 490–492. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.16.000490>. – DOI 10.1364/OL.16.000490
- [172] RÖDEL, C. ; HEYER, M. ; BEHMKE, M. ; KÜBEL, M. ; JÄCKEL, O. ; ZIEGLER, W. ; EHRT, D. ; KALUZA, M. C. ; PAULUS, G. G.: High repetition rate plasma mirror for temporal contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude. In: *App. Phys. B* 103 (2010), November, Nr. 2, 295–302. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-010-4329-7>. – DOI 10.1007/s00340-010-4329-7
- [173] WITTMANN, T.: *Complete characterization of plasma mirrors and development of a single-shot carrier-envelope phase meter*, University of Szeged, Diss., 2009
- [174] KHALENKOV, A.M. ; BORISENKI, N.G. ; KONDRASHOV, V.N. ; MERKULIEV, Y.A. ; LIMPOUCH, J. ; PIMENOV, V.G.: Experience of micro-heterogeneous target fabrication to study energy transport in plasma near critical density. In: *Laser and Particle Beams* 24 (2006), S. 283–290. <http://dx.doi.org/10.1017/S0263034606060435>. – DOI 10.1017/S0263034606060435
- [175] ROSMEJ, O. ; BAGNOUD, V. ; EISENBARTH, U. ; VATULIN, V. ; ZHIDKOV, N. ; SUSLOV, N. ; KUNIN, A. ; PINEGIN, A. ; SCHAFER, D. ; NISIUS, T. ; WILHEIN, T. ; RIENECKER, T. ; WIECHULA, J. ; JACOBY, J. ; ZHAO, Y. ; VERGUNOVA, G. ; BORISENKO, N. ; ORLOV, N.: Heating of low-density CHO-foam layers by means of soft X-rays. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 653 (2011), Oktober, S. 52–57. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2011.01.167>. – DOI 10.1016/j.nima.2011.01.167
- [176] KITTEL, C. (Hrsg.): *Einführung in die Festkörperphysik*. 11. Oldenbourg Wissenschaftsverlag, 1996. – ISBN 3486238434
- [177] LIECHTENSTEIN, V.K. ; IVKOVA, T.M. ; OLSHANSKI, E.D. ; GOLSER, R. ; KUTSCHERA, W. ; STEIER, P. ; VOCKENHUBER, C. ; REPNOW, R. ; HAHN, R. von ; FRIEDRICH, M. ; KREISSIG, U.: Recent investigations and applications of thin diamond-like carbon (DLC)

- foils. In: *Nucl. Inst. Meth A* 521 (2004), Nr. 1, 197–202. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2003.11.151>. – DOI 10.1016/j.nima.2003.11.151
- [178] LIECHTENSTEIN, V.K ; IVKOVA, T.M. ; OLSHANSKI, E.D. ; REPNOW, R. ; STEIER, P. ; KUTSCHERA, W. ; WALLNER, A. ; HAHN, R. von: Preparation and investigation of ultrathin diamond-like carbon (DLC) foils reinforced with collodion. In: *Nucl. Inst. Meth A* 561 (2006), Nr. 1, 120–123. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2005.12.178>. – DOI 10.1016/j.nima.2005.12.178
- [179] ZEISSLER, S.: *Korrespondenz Fa. Micromatter 1*. – Email vom 03.08.2010
- [180] ZEISSLER, S.: *Korrespondenz Fa. Micromatter 2*. – Email vom 17.02.2011
- [181] EGERTON, R.F. (Hrsg.): *Electron Energy-Loss Spectroscopy in the Electron Microscope*. 3. Springer, 2011. – ISBN 9781441995827
- [182] STORER, P. ; CAI, Y.Q. ; CANNEY, S.A. ; CLARK, S.A.C. ; KHIEFETS, A.S. ; MCCARTHY, I.E. ; UTTERIDGE, S. ; VOS, M. ; WEIGOLD, E.: Surface characterization of diamond-like amorphous carbon foils by (e,2e) spectroscopy and transmission electron energy loss spectroscopy. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 28 (1995), Nr. 11, S. 2340–2344. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/28/11/017>. – DOI 10.1088/0022-3727/28/11/017
- [183] L., Ponsonnet. ; DONNET, C. ; VARLOT, K. ; J.A., Martin ; GRILL, A. ; V., Patel: EELS analysis of hydrogenated diamond-like carbon films. In: *Thin Solid Films* 319 (1998), S. 97–100. [http://dx.doi.org/10.1016/S0040-6090\(97\)01094-8](http://dx.doi.org/10.1016/S0040-6090(97)01094-8). – DOI 10.1016/S0040-6090(97)01094-8
- [184] LAUTERBACH, S.: *Bericht und Rechnung über die Bestimmung des sp<sup>3</sup> Anteils in Kohlenstoff bzw. DLC Folien mit EEL-Spektroskopie*. Dezember 2010. – Messprotokoll
- [185] FERRARI, A.C.: Determination of bonding in diamond-like carbon by Raman spectroscopy. In: *Diamond and Related Materials* 11 (2002), S. 1053–1061. [http://dx.doi.org/10.1016/S0925-9635\(01\)00730-0](http://dx.doi.org/10.1016/S0925-9635(01)00730-0). – DOI 10.1016/S0925-9635(01)00730-0
- [186] GRADOWSKI, M. von ; SCHNEIDER, H.H. ; JACOBY, B. ; OHR, R. ; HILGERS, H.: Raman-spektroskopische Charakterisierung von ultra-dünnen Kohlenstoff-Schutzschichten für die Magnetspeichertechnologie. In: *Vakuum in Forschung und Praxis* 15 (2003), S. 139–145. <http://dx.doi.org/10.1002/vipr.200300183>. – DOI 10.1002/vipr.200300183
- [187] TONG, Q. ; KRUMOVA, M. ; S MECKING, S.: Crystalline Polymer Ultrathin Films from Mesoscopic Precursors. In: *Angew. Chem. Int. Ed.* 47 (2008), S. 4509–4511. <http://dx.doi.org/10.1002/anie.200801028>. – DOI 10.1002/anie.200801028
- [188] AURAND, B. ; KUSCHEL, S. ; RÖDEL, C. ; JÄCKEL, O. ; ELKIN, B. ; KUEHL, T.: *Verfahren zur Herstellung ultradünner Polymerfolien*. Deutsches Patent- und Markenamt. – Az.: DE 10 2012 100 476.5
- [189] GREINER, A. ; MANG, S. ; SCHÄFER, O. ; SIMON, P.: Poly(p-xylylene)s: Synthesis, polymer analogous reactions, and perspectives on structure-property relationships. In: *Acta Polymer.* 48 (1997), März, S. 1–15. <http://dx.doi.org/10.1002/actp.1997.010480101>. – DOI 10.1002/actp.1997.010480101
- [190] LAHANN, J.: Vapor-based polymer coatings for potential biomedical applications. In: *Polym. Int.* 55 (2006), S. 1361–1370. <http://dx.doi.org/10.1002/pi.2098>. – DOI 10.1002/pi.2098

- [191] DRUDE, P.: Über die Geste der Reflexion des Lichtes an der Grenze absorbierender Kristalle. In: *Annalen der Physik* 268 (1887), S. 585–625
- [192] SHAMIR, J. ; KLEIN, A.: Ellipsometry with rotating plane-polarized light. In: *Appl. Optics*. 25 (1986), S. 1476–1480. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.25.001476>. – DOI 10.1364/AO.25.001476
- [193] ELKIN, B.: *Korrespondenz Fraunhofer Institut für Grenzflächen und Bioverfahrenstechnik*. – Email vom 17.04.2011
- [194] KUSCHEL, S.: *Arbeitstitel: Ionenbeschleunigung von ultradünnen Folien bei relativistischen Intensitäten*, Friedrich-Schiller-Universität Jena, Diplomarbeit, 2012
- [195] CARTWRIGHT, B.G. ; SHIRK, E.K. ; PRICE, P.B.: A nuclear-track-recording polymer of unique sensitivity and resolution. In: *Nuclear Instruments and Methods* 153 (1978), Nr. 2–3, 457–460. [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(78\)90989-8](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(78)90989-8). – DOI 10.1016/0029-554X(78)90989-8
- [196] HENIG, A.: *Advanced Approaches to High Intensity Laser-Driven Ion Acceleration*, Ludwig-Maximilians-Universität München, Diss., 2010
- [197] STEINKE, S.: *Ion Acceleration in the Laser Transparency Regime*, Technische Universität Berlin, Diss., 2010
- [198] JOUSTEN, K.: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*. 10. Vieweg+Teubner, 2009. – ISBN 3834806951
- [199] TEUBNER, U. ; GIBBON, P.: High-order harmonics from laser-irradiated plasma surfaces. In: *Rev. Mod. Phys.* 81 (2009), April, 445–479. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.81.445>. – DOI 10.1103/RevModPhys.81.445
- [200] DETERT, U. ; WOLKERSDORFER, K.: JUROPA - Jülich Research on Petaflop Architectures. In: *inSiDE* 7 (2008), S. 64–65
- [201] BACKUS, J.: The history of Fortran I, II and III, 1978
- [202] BONITZ, M. (Hrsg.) ; SEMKAT, D. (Hrsg.): *Introduction to Computational Methods in Many-Body Physics*. 1. Rinton Press, Princeton, 2006. – ISBN 1589490096
- [203] KIRCHHOFF, G.: Über das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht. In: *Annalen der Physik* 185 (1860), S. 275–301
- [204] BOLTZMANN, L.: Ableitung des Stefan'schen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur aus der electromagnetischen Lichttheorie. In: *Annalen der Physik* 258 (1884), S. 291–294. <http://dx.doi.org/10.1002/andp.18842580616>. – DOI 10.1002/andp.18842580616
- [205] STEFAN, J.: Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur, 1879, S. 391–428
- [206] HUBA, J.D.: *NRL Plasma Formulary*. Naval Research Laboratory, 2006
- [207] POST, R.F.: A compilation of some rates and cross sections of interest in controlled thermonuclear research. In: *Rev. Mod. Phys.* 28 (1956), Juni, S. 338–362. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.28.338>. – DOI 10.1103/RevModPhys.28.338

- [208] WANDEL, C.F. ; HESSELBERG JENSEN, T. ; O., Kofoed-Hansen: A compilation of some rates and cross sections of interest in controlled thermonuclear research. In: *Nucl. Inst. Meth* 4 (1959), Juni, S. 249–260. [http://dx.doi.org/0.1016/0029-554X\(59\)90074-6](http://dx.doi.org/0.1016/0029-554X(59)90074-6). – DOI 0.1016/0029-554X(59)90074-6
- [209] BULANOV, S.V. ; KHOROSHKOV, V.S.: Feasibility of Using Laser Ion Accelerators in Proton Therapy. In: *Plasma Physics Reports* 28 (2002), S. 453–456. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1843524>. – DOI 10.1063/1.1843524
- [210] BULANOV, T.Z. S.V. E. S.V. Esirkepov ; KHOROSHKOV, V.S. ; A.V., Kuznetsov ; PEGORARO, F.: Oncological hadrintherapy with laser ion accelerators. In: *Phys. Lett. A* 299 (2002), S. 240–247. [http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9601\(02\)00521-2](http://dx.doi.org/10.1016/S0375-9601(02)00521-2). – DOI 10.1016/S0375-9601(02)00521-2
- [211] BULANOV, T.Z. S.V. E. S.V. Esirkepov ; KHOROSHKOV, V.S. ; A.V., Kuznetsov ; PEGORARO, F.: Particle in cell simulation of laser-accelerated proton beams for radiation therapy. In: *Medical Physics* 29 (2002), S. 2788–2798
- [212] PETROV, G.M. ; WILLINGALE, L. ; DAVIS, J. ; PETROVA, T. ; MAKSIMCHUK, M. ; KRUSHELNICK, K.: The impact of contaminants on laser-driven light ion acceleration. In: *Phys. Plasma* 17 (2010), Oktober, S. 103111. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3497002>. – DOI 10.1063/1.3497002
- [213] PFOTENHAUER, S.M. ; JÄCKEL, O. ; SACHTLEBEN, A. ; POLZ, J. ; ZIEGLER, W. ; SCHLENVOIGT, H.P. ; AMTHOR, K.U. ; KALUZA, M.C. ; LEDINGHAM, K.W.D. ; SAUERBREY, R. ; GIBBON, P. ; ROBINSON, A.P.L ; SCHWOERER, H.: Spectral shaping of laser generated proton beams. In: *New J. Phys.* 10 (2008), S. 033034. <http://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/10/3/033034>. – DOI 10.1088/1367-2630/10/3/033034
- [214] HEGELICH, M. ; KARSCH, S. ; PRETZLER, G. ; HABS, D. ; WITTE, K. ; GUENTHER, W. ; ALLEN, M. ; BLAZEVIC, A. ; FUCHS, J. ; GAUTHIER, J.C. ; GEISSEL, M. ; AUDEBERT, P. ; COWAN, T. ; ROTH, M.: MeV Ion Jets from Short-Pulse-Laser Interaction with Thin Foils. In: *Phys. Rev. Lett.* 89 (2002), August, 085002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.89.085002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.89.085002
- [215] STEINKE, S. ; HENIG, A. ; SCHNÜRER, M. ; SOKOLLIK, T. ; NICKLES, P.V. ; JUNG, D. ; KIEFER, D. ; HÖRLEIN, R. ; SCHREIBER, J. ; TAJIMA, T. ; YAN, X.Q. ; HEGELICH, M. ; MEYER-TER-VEHN, J. ; SANDNER, W. ; HABS, D.: Efficient ion acceleration by collective laser-driven electron dynamics with ultra-thin foil targets. In: *Laser and Particle Beams* 28 (2010), S. 215–221. <http://dx.doi.org/10.1017/S0263034610000157>. – DOI 10.1017/S0263034610000157
- [216] HEY, D.S. ; FOORD, M.E. ; KEY, M.H. ; LEPAPE, S.L. ; MACKINNON, A.J. ; PATEL, P.K. ; PING, Y. ; AKLI, K.U. ; STEPHENS, R.B. ; BARTAL, T. ; BEG, F.N. ; FEDOSEJEVS, R. ; FRIESEN, H. ; TIEDJE, H.F. ; TSUI, Y.Y.: Laser-accelerated proton conversion efficiency thickness scaling. In: *Natur* 16 (2009), S. 123108. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3270079>. – DOI 10.1063/1.3270079
- [217] LAWSON, J.: Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor. In: *Proc. Phys. Soc.* 70 (1957), S. 6–10. <http://dx.doi.org/10.1088/0370-1301/70/1/303>. – DOI 10.1088/0370-1301/70/1/303

- [218] NUCKOLLS, J. ; WOOD, L. ; THIESSEN, A. ; ZIMMERMAN, G.: Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications. In: *Natur* 239 (1972), S. 139–142. <http://dx.doi.org/10.1038/239139a0>. – DOI 10.1038/239139a0
- [219] LINDL, J.: Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain. In: *Phys. Plasmas* 2 (1995), S. 3933–4024. <http://dx.doi.org/10.1063/1.871025>. – DOI 10.1063/1.871025
- [220] BORGHESI, M. ; FUCHS, J. ; BULANOV, S.V. ; MACKINNON, A.J. ; PATEL, P.K. ; ROTH, M.: Fast ion generation by high-intensity laser irradiation of solid targets and applications. In: *Fusion science and technologie* 49 (2006), April, S. 412–439
- [221] KOENIG, M. ; HENRY, E. ; HUSER, G. ; BENUZZI-MOUNAIX, A. ; FARAL, B. ; MARTINOLLI, E. ; LEPAPE, S. ; VINCI, T. ; BATANI, D. ; TOMASINI, M. ; TELARO, B. ; LOUBEYRE, P. ; HALL, T. ; CELLIERS, P. ; COLLINS, G. ; DASILVA, L. ; CAUBLE, R. ; HICKS, D. ; BRADLEY, D. ; MACKINNON, A. ; PATEL, P. ; EGGERT, J. ; PASLEY, J. ; WILLI, O. ; NEELY, D. ; NOTLEY, M. ; DANSON, C. ; BORGHESI, M. ; ROMAGNANI, L. ; BOEHLY, T. ; LEE, K.: High pressures generated by laser driven shocks: applications to planetary physics. In: *Nucl. Fusion* 44 (2004), S. 208–214. <http://dx.doi.org/10.1088/0029-5515/44/12/S11>. – DOI 10.1088/0029-5515/44/12/S11
- [222] PEZERIL, T. ; SAINI, G. ; VEYSSET, D. ; KOOI, S. ; FIDKOWSKI, P. ; RADOVITZKY, R. ; NELSON, Keith A.: Direct Visualization of Laser-Driven Focusing Shock Waves. In: *Phys. Rev. Lett.* 106 (2011), Mai, 214503. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.214503>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.106.214503
- [223] SALZMANN, D. ; ELIEZER, S. ; KRUMBEIN, A.D. ; GITTER, L.: Laser-driven shock-wave propagation in pure and layered targets. In: *Phys. Rev. A* 28 (1983), September, 1738–1751. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.28.1738>. – DOI 10.1103/PhysRevA.28.1738
- [224] HICKS, D.G. ; BOEHLY, T.R. ; CELLIERS, P.M. ; EGGERT, J.H. ; MOON, S.J. ; MEYERHOFER, D.D. ; COLLINS, G.W.: Laser-driven single shock compression of fluid deuterium from 45 to 220 GPa. In: *Phys. Rev. B* 85 (2012), März. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.79.014112>. – DOI 10.1103/PhysRevB.79.014112
- [225] MILLER, J.E. ; BOEHLY, T.R. ; MELCHIOR, A. ; MEYERHOFER, D.D. ; CELLIERS, P.M. ; EGGERT, J.H. ; HICKS, D.G. ; SORCE, C.M. ; OERTEL, J.A. ; EMMEL, P.M.: Streaked optical pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on OMEGA. In: *Rev. Sci. Instrum* 78 (2007). <http://dx.doi.org/10.1063/1.2712189>. – DOI 10.1063/1.2712189
- [226] HENIG, A. ; KIEFER, D. ; GEISLER, M. ; RYKOVANOV, S.G. ; RAMIS, R. ; HÖRLEIN, R. ; OSTERHOFF, J. ; MAJOR, Z. ; VEISZ, L. ; KARSCH, S. ; KRAUSZ, F. ; HABS, D. ; SCHREIBER, J.: Laser-Driven Shock Acceleration of Ion Beams from Spherical Mass-Limited Targets. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009), März, 095002. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.102.095002>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.102.095002
- [227] HOCHHAUS, D.C.: *X-ray Diagnostics on Isochorically Heated Warm Dense Matter*, Universität Frankfurt, Diss., 2012
- [228] PARK, H.S. ; CHAMBERS, D.M. ; CHUNG, H.K. ; CLARKE, R. J. ; EAGLETON, R. ; GIRALDEZ, E. ; GOLDSACK, T. ; HEATHCOTE, R. ; IZUMI, N. ; KEY, M.H. ; KING, J.A. ; KOCH, J.A. ; LANDEN, O.L. ; NIKROO, A. ; PATEL, P.K. ; PRICE, D.F. ; REMINGTON, B.A. ; ROBEY, H.F. ; SNAVELY, R.A. ; STEINMAN, D.A. ; STEPHENS, R.B. ; STOECKL, C. ;

- STORM, M. ; TABAK, M. ; THEOBALD, W. ; TOWN, R.P.J. ; WICKERSHAM, J.E. ; ZHANG, B.B.: High-energy  $K_{\alpha}$  radiography using high-intensity, short-pulse lasers. In: *Phys. Plas.* 13 (2006), S. 056309. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2178775>. – DOI 10.1063/1.2178775
- [229] KULAGIN, V.V. ; CHEREPENIN, V.A. ; HUR, M.S. ; SUK, H.: Flying mirror model for interaction of a super-intense nonadiabatic laser pulse with a thin plasma layer: Dynamics of electrons in a linearly polarized external field. In: *Phys. Plasmas* 14 (2007), S. 113101. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2799164>. – DOI 10.1063/1.2799164
- [230] BULANOV, S.V. ; ESIRKEPOV, T. ; TAJIMA, T.: Light Intensification towards the Schwinger Limit. In: *Phys. Rev. Lett.* 91 (2003), August, 085001. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.91.085001>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.91.085001
- [231] KANDO, M. ; PIROZHKOV, A.S. ; KAWASE, K. ; ESIRKEPOV, T.Z. ; FUKUDA, Y. ; KIRIYAMA, H. ; OKADA, H. ; DAITO, I. ; KAMESHIMA, T. ; HAYASHI, Y. ; KOTAKI, H. ; MORI, M. ; KOGA, J.K. ; DAIDO, H. ; FAENOV, A.Y. ; PIKUZ, T. ; MA, J. ; CHEN, L.M. ; RAGOZIN, E.N. ; KAWACHI, T. ; KATO, Y. ; TAJIMA, T. ; BULANOV, S.V.: Enhancement of Photon Number Reflected by the Relativistic Flying Mirror. In: *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009), Dezember, 235003. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.235003>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.103.235003
- [232] KELLY, P.J. ; ARNELL, R.D.: Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications. In: *Vacuum* 56 (2000), S. 159–172
- [233] SZIPOCS, R. ; FERENCZ, K. ; SPIELMANN, C. ; KRAUSZ, F.: Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers. In: *Optics Letters* 19 (1994), Februar, Nr. 3, 201. <http://www.ncbi.nlm.nih.gov/pubmed/19829591>
- [234] KÄRTNER, F.X. ; MATUSCHEK, N. ; SCHIBLI, T. ; KELLER, U. ; HAUS, H.A. ; HEINE, C. ; MORF, R. ; SCHEUER, V. ; TILSCH, M. ; TSCHUDI, T.: Design and fabrication of double-chirped mirrors. In: *Optics Letters* 22 (1997), Juni, Nr. 11, 831. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.22.000831>. – DOI 10.1364/OL.22.000831
- [235] SZIPOCS, R. ; KÖHÁZI-KIS, A.: Theory and design of chirped dielectric laser mirrors. In: *Appl. Phys. B* 65 (1997), S. 115–135. <http://dx.doi.org/10.1007/s003400050258>. – DOI 10.1007/s003400050258
- [236] SIEGMAN, A. E.: *Principles of Optics*. University Science Books, 1986. – ISBN 0935702113
- [237] WOODS, R. M.: *Laser-induced damage of optical materials*. 1. Taylor & Francis, 2003. – ISBN 0750308451
- [238] LENZNER, M. ; KRÜGER, J. ; SARTANIA, S. ; CHENG, Z. ; SPIELMANN, Ch. ; MOUROU, G. ; KAUTEK, W. ; KRAUSZ, F.: Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics. In: *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998), Mai, Nr. 18, 4076–4079. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.4076>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.80.4076
- [239] SCHAFFER, C.B. ; BRODEUR, A. ; MAZUR, E.: Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses. In: *Meas. Sci. Tech.* 12 (2001), 1784. <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/12/11/305>. – DOI 10.1088/0957-0233/12/11/305

- [240] SAID, A. A. ; XIA, T. ; DOGARIU, A. ; HAGAN, D.J. ; SOILEAU, M.J. ; VAN STRYLAND, E.W. ; MOHEBI, M.: Measurement of the optical damage threshold in fused quartz. In: *Appl. Opt.* 34 (1995), Juni, Nr. 18, S. 3374–6. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.34.003374>. – DOI 10.1364/AO.34.003374
- [241] NITSCHKE, R. ; FRITZ, T.: Precise Determination of the Complex Optical Constant of Mica. In: *Appl. Opt.* 43 (2004), S. 3263–3270. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.43.003263>. – DOI 10.1364/AO.43.003263
- [242] AURAND, B. ; KUSCHEL, S. ; RÖDEL, C. ; HEYER, M. ; WUNDERLICH, F. ; JÄCKEL, O. ; KALUZA, M. C. ; PAULUS, G. G. ; KÜHL, T.: Creating circularly polarized light with a phase-shifting mirror. In: *Optics Express* 19 (2011), Nr. 18, 17151–17157. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.19.017151>. – DOI 10.1364/OE.19.017151
- [243] IACONIS, C. ; WALMSLEY, I.A.: Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses. In: *Optics Letters* 23 (1998), S. 792–794. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.23.000792>. – DOI 10.1364/OL.23.000792
- [244] AURAND, B. ; RÖDEL, C. ; KUSCHEL, S. ; WÜNESCHE, M. ; JÄCKEL, O. ; HEYER, M. ; WUNDERLICH, F. ; KALUZA, M.C. ; PAULUS, G.G. ; KÜHL, T.: Note: A large aperture Four-mirror reflective wave-plate for high-intensity short-pulse laser experiments. In: *Rev. Sci. Inst A* 83 (2012), Nr. 3. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3694659>. – DOI 10.1063/1.3694659
- [245] PERRY, M.D. ; STUART, B.C. ; TIETBOHL, G. ; MILLER, J. ; BRITTEN, J.A. ; BOYD, R. ; EVERETT, M. ; HERMAN, S. ; NGUYEN, H. ; POWELL, H.T. ; SHORE, B.W.: The petawatt laser and its application to inertial confinement fusion, 1996 (Lasers and Electro-Optics, 1996. CLEO '96.), S. 307–308
- [246] MOUROU, G. ; BARRY, C.P.J. ; PERRY, M.D.: Ultrahigh-Intensity Lasers: Physics of the Extreme on a Tabletop. In: *Phys. Today* 51 (1998), S. 22–28. <http://dx.doi.org/10.1063/1.882131>. – DOI 10.1063/1.882131
- [247] BAGNOUD, V. ; AURAND, B. ; BLAZEVIC, A. ; BORNEIS, S. ; BRUSKE, C. ; ECKER, B. ; EISENBARTH, U. ; FILS, J. ; FRANK, A. ; GAUL, E. ; GOETTE, S. ; HAEFNER, C. ; HAHN, T. ; HARRES, K. ; HEUCK, H.-M. ; HOCHHAUS, D. ; HOFFMANN, D.H.H. ; JAVORKOVÁ, D. ; KLUGE, H.-J. ; KUEHL, T. ; KUNZER, S. ; KREUTZ, M. ; MERZ-MANTWILL, T. ; NEUMAYER, P. ; ONKELS, E. ; REEMTS, D. ; ROSMEJ, O. ; ROTH, M. ; STOEHLKER, T. ; TAUSCHWITZ, A. ; ZIELBAUER, B. ; ZIMMER, D. ; WITTE, K.: Commissioning and early experiments of the PHELIX facility. In: *Appl. Phys. B* 100 (2009), Dezember, Nr. 1, 137–150. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-009-3855-7>. – DOI 10.1007/s00340-009-3855-7
- [248] ZIMMER, D.F.: *A new double laser pulse pumping scheme for transient collisionally excited plasma soft x-ray lasers*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2010
- [249] BOCK, R. ; HERRMANN, G. ; SIEGERT, G.: *Schwerionenforschung: Beschleuniger, Atomphysik, Kernphysik, Kernchemie, Anwendungen*. Wissenschaftliche Buchgesellschaft, 1993. – ISBN 3534096509
- [250] ZIMMER, D. ; ROS, D. ; GUILBAUD, O. ; HABIB, J. ; KAZAMIAS, S. ; ZIELBAUER, B. ; BAGNOUD, V. ; ECKER, B. ; HOCHHAUS, D. ; AURAND, B. ; NEUMAYER, P. ; KUEHL, T.: Short-wavelength soft-x-ray laser pumped in double-pulse single-beam non-normal



- incidence. In: *Phys. Rev. A* 82 (2010), Juli, Nr. 1, 3–6. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevA.82.013803>. – DOI 10.1103/PhysRevA.82.013803
- [251] KUEHL, T. ; AURAND, B. ; BAGNOUD, V. ; ECKER, B. ; EISENBARTH, U. ; FILS, J. ; HOCHHAUS, D. ; JAVORKOVA, D. ; NEUMAYER, P. ; ZIELBAUER, B. ; ZIMMER, D. ; HABIB, J. ; KAZAMIAS, S. ; KLISNICK, A. ; ROS, D. ; SERES, J. ; SPIELMANN, C. ; URSESCU, D.: X-ray laser developments at PHELIX, 2009 (Proc. SPIE)
- [252] KUEHL, T. ; AURAND, B. ; BAGNOUD, V. ; ECKER, B. ; EISENBARTH, U. ; GUILBAUD, O. ; FILS, J. ; GOETTE, S. ; HABIB, J. ; HOCHHAUS, D. ; JAVORKOVA, D. ; NEUMAYER, P. ; KAZAMIAS, S. ; PITTMAN, M. ; ROS, D. ; SERES, J. ; SPIELMANN, Ch. ; ZIELBAUER, B. ; ZIMMER, D.: Progress in the applicability of plasma X-ray lasers. In: *Hyperfine Interactions* 196 (2010), Januar, Nr. 1-3, 233–241. <http://dx.doi.org/10.1007/s10751-009-0141-3>. – DOI 10.1007/s10751-009-0141-3
- [253] SERES, J. ; SERES, E. ; HOCHHAUS, D. ; ECKER, B. ; ZIMMER, D. ; BAGNOUD, V. ; KUEHL, T. ; SPIELMANN, C.: Laser-driven amplification of soft X-rays by parametric stimulated emission in neutral gases. In: *Nature Physics* 5 (2010), April, Nr. 5, 1–7. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys1638>. – DOI 10.1038/nphys1638
- [254] AURAND, B. ; SERES, J. ; BAGNOUD, V. ; ECKER, B. ; HOCHHAUS, D.C. ; P., Neumayer ; SERES, E. ; SPIELMANN, C. ; ZIELBAUER, B. ; A., Zimmer ; KUEHL, T.: Laser driven X-ray parametric amplification in neutral gases—a new brilliant light source in the XUV. In: *Nucl. Inst. Meth. A* 653 (2010). <http://dx.doi.org/doi:10.1016/j.nima.2010.12.208>. – DOI doi:10.1016/j.nima.2010.12.208
- [255] HOCHHAUS, D. C. ; J., Seres ; AURAND, B. ; ECKER, B. ; ZIELBAUER, B. ; ZIMMER, D. ; SPIELMANN, C. ; KUEHL, T.: Tuning the high-order harmonic lines of a Nd:Glass laser for soft X-ray laser seeding . In: *Applied Physics B* 100 (2010), Nr. 4, 711–716. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-010-4058-y>. – DOI 10.1007/s00340-010-4058-y
- [256] FRANK, A. ; BLAŽEVIĆ, A. ; GRANDE, P.L. ; HARRES, K. ; HESSLING, T. ; HOFFMANN, D.H.H. ; KNOBLOCH-MAAS, R. ; KUZNETSOV, P. G. ; NUERNBERG, F. ; PELKA, A. ; SCHAUMANN, G. ; SCHIWETZ, G. ; SCHOEKEL, A. ; SCHOLLMEIER, M. ; SCHUMACHER, D. ; SCHUETRUMPF, J. ; VATULIN, V.V. ; VINOKUROV, O.A. ; ROTH, M.: Energy loss of argon in a laser-generated carbon plasma. In: *Physical Review E* 81 (2010), Februar, Nr. 2, 1–6. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevE.81.026401>. – DOI 10.1103/PhysRevE.81.026401
- [257] BLAŽEVIĆ, A. ; SCHAUMANN, G. ; FRANK, A. ; HESSLING, T. ; PELKA, A. ; SCHOEKEL, A. ; SCHUMACHER, D. ; HOFFMANN, D. H. H. ; ROTH, M.: Multiframe Interferometry Diagnostic for Time and Space Resolved Free Electron Density Determination in Laser Heated Plasma. In: *Plasma Physics* (2010), S. 116–121
- [258] QUINN, M. N. ; YUAN, HX. H. ; LIN, X. X. ; CARROLL, D. C. ; TRESKA, O. ; GRAY, R. J. ; COURTY, M. ; LI, C. ; LI, Y. T. ; BRENNER, C. M. ; ROBINSON, A. P. L. ; NEELY, D. ; ZIELBAUER, B. ; AURAND, B. ; FILS, J. ; KUEHL, T. ; MCKENNA, P.: Refluxing of fast electrons in solid targets irradiated by intense, picosecond laser pulses.pdf. In: *Plasma Phys., Control. Fusion* 53 (2011), Nr. 2. <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/53/2/025007>. – DOI 10.1088/0741-3335/53/2/025007
- [259] HARRES, K. ; ALBER, I. ; TAUSCHWITZ, A. ; BAGNOUD, V. ; DAIDO, H. ; GUENTHER, M. ; NUERNBERG, F. ; OTTEN, A. ; SCHOLLMEIER, M. ; SCHUETRUMPF, J. ; TAMPO, M. ;

- ROTH, M.: Beam collimation and transport of quasineutral laser-accelerated protons by a solenoid field. In: *Physics of Plasmas* 17 (2010), Nr. 2, 023107. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3299391>. – DOI 10.1063/1.3299391
- [260] JAECKEL, O. ; ROEDEL, C. ; KUSCHEL, S. ; AURAND, B. ; ELKIN, B. ; ZHAO, H. ; PAULUS, G.G. ; KUEHL, T. ; KALUZA, M.C.: *Radiation pressure acceleration of ions using circularly polarized light focused on ultrathin polymer foils* . September 2011
- [261] GALVANAUSKAS, A. ; HARIHARAN, A. ; HARTER, D. ; ARBORE, M.A. ; FEJER, M. M.: High-energy femtosecond pulse amplification in a quasi-phase-matched parametric amplifier. In: *Optics Letters* 23 (1998), Februar, Nr. 3, 210–2. <http://dx.doi.org/10.1364/OL.23.000210>. – DOI 10.1364/OL.23.000210
- [262] ROSS, I.N. ; COLLIER, J.L. ; MATOUSEK, P. ; DANSON, C.N. ; NEELY, D. ; ALLOTT, R.M. ; PEPLER, D.A. ; HERNANDEZ-GOMEZ, C. ; OSVAY, K.: Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification. In: *Appl. Opt.* 39 (2000), Mai, Nr. 15, 2422–7. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.39.002422>. – DOI 10.1364/AO.39.002422
- [263] BAGNOUD, V.: *Status Report on the new PHELIX OPCPA System*. Januar 2012. – GSI, internal Presentation
- [264] AURAND, B. ; BAGNOUD, V. ; KÜHL, T.: *ASE measurement Report at PHELIX* . Februar 2010. – internes Dokument
- [265] DATENBLATT: TX SERIES LARGE AREA KD\*P CELL (Hrsg.): *Gooche & Housego*. <http://www.goochandhousego.com/sites/default/files/documents/TX%20GH%20v1108.pdf>; Stand: 30.08.2011; Datenblatt: Tx series Large area KD\*P Cell
- [266] AURAND, B. ; EISENBARTH, U.: *ASE measurement Report at PHELIX II*. Oktober 2011. – internes Dokument
- [267] ROBINSON, A.P.L. ; KWON, D.H. ; LANCASTER, K.: Hole-boring radiation pressure acceleration with two ion species. In: *Plasma Phys. Control. Fusion* 51 (2009). <http://dx.doi.org/10.1088/0741-3335/51/9/095006>. – DOI 10.1088/0741-3335/51/9/095006

-Entfernt-



-Entfernt-