

Oberflächendynamik eines Plasmas im Bereich des steilen Dichtegradienten bei Wechselwirkung mit relativistischen Intensitäten

Bachelorarbeit

vorgelegt am: 09.06.2020

an der Friedrich-Schiller-Universität Jena

Name: Josefine Krause
Fakultät: Physikalisch-Astronomische Fakultät
Institut: Institut für Optik und Quantenelektronik
Studiengang: Physik
Erstgutachter: Prof. Dr. Malte C. Kaluza
Zweitgutachter: Dr. Sebastian Keppler

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	2
2.1	Laseroptik	2
2.1.1	Gauß'sche Strahlenoptik	2
2.1.2	Laserpulse	4
2.2	Elektromagnetische Wellen in Plasma	4
2.2.1	Bewegung eines Elektrons im Laserfeld	4
2.2.2	Erzeugung eines Plasmas	6
2.2.3	Plasmaeigenschaften	8
2.2.4	Dispersionsrelation	9
2.3	Wechselwirkung zwischen Laserpuls und Plasma im Bereich des ansteigenden Dichteprofiles	10
2.3.1	Durch den Laser hervorgerufene Eindrückbewegung der n_c -Oberfläche des Plasmas	11
2.3.2	Erzeugung der 2. Harmonischen infolge der Laser-Plasma-Wechselwirkung	13
3	Experiment	15
3.1	Versuchsaufbau und Lasereigenschaften	15
3.2	Charakterisierung des Targets und Plasmas	16
3.3	Beobachtung/Diagnose der Wechselwirkung	16
4	Auswertung	18
4.1	Qualitative Interpretation des Spektrums	18
4.2	Geschwindigkeit der Oberfläche der kritischen Dichte	21
4.2.1	Kriterien zur Analyse des Spektrums	21
4.2.2	Vergleich der beobachteten Eindrückbewegung mit den theoretischen Modellen . .	24
4.2.3	Elektronendichte	28
4.2.4	Zeitpunkt der Wechselwirkung	29
5	Fazit	32

1 Einleitung

Seit Beginn des letzten Jahrhunderts haben Nachfrage und Anwendungsbereiche von Teilchenbeschleunigern so zugenommen, dass diese aus dem heutigen Alltag nicht mehr wegzudenken sind. Neben der Anwendung in der Grundlagenforschung, in der mit Hilfe von Teilchenbeschleunigern Materie auf ihre Zusammensetzung untersucht wird, haben sie auch in der Medizintechnik bei der Strahlentherapie und Industrie eine große Bedeutung gewonnen. Die Teilchen werden dabei durch elektrische Wechselfelder beschleunigt, was durch die maximal möglichen Feldstärken begrenzt ist. Die kinetische Energie der beschleunigten Teilchen steigt mit deren Ladungs-zu-Masse Verhältnis. Schwere Teilchen mit verhältnismäßig niedriger Ladung lassen sich daher umso schwerer beschleunigen, sodass diese auf umso längere Beschleunigungsstrecken gebracht werden müssen. Das kann je nach angestrebter Energie einen großen Flächen- sowie Materialbedarf in Anspruch nehmen. Um Protonen auf Energien $E = 50$ MeV zu beschleunigen, werden diese beispielsweise im *Linear accelerator 2* am CERN auf eine 37 m lange Bahn gebracht [6].

Eine kompakte Alternative zu den durch die Feldstärke begrenzten, konventionellen Beschleunigern stellen Laser-betriebene Teilchenbeschleuniger dar, die seit Ende des letzten Jahrhunderts erforscht werden. Dabei werden dünne Folien unterschiedlicher Materialien mit hochintensiven Laserpulsen bestrahlt, aus denen in Folge der Wechselwirkung mit dem Laser Teilchen beschleunigt werden. Ermöglicht wurde dies durch die Entwicklung der sogenannten *Chirped Pulse Amplification (CPA)* [18], in deren Folge Lasersysteme mit ultrakurzen Laserpulsen und relativistischen Intensitäten entwickelt werden konnten. Von relativistischen Intensitäten $I > 10^{18}$ Wcm⁻² ist dann die Rede, wenn die bei der Ionisation der Folie frei gewordenen Elektronen mit einer mittleren Energie im Laserfeld oszillieren, die die Ruhemasse der Elektronen (0,5 MeV) übertrifft [10]. Ein solches Lasersystem ist unter anderem der POLARIS-Laser in Jena, mit dessen Intensität von über 10^{20} Wcm⁻² bereits Elektronen, Ionen und Protonen auf Energien im MeV-Bereich beschleunigt werden konnten [10].

Ein wesentlicher Bestandteil des sehr komplexen Beschleunigungsprozesses ist die Erzeugung eines Plasmas, welches mit den relativistischen Intensitäten im Laserpuls wechselwirkt. Um die Laser-Plasma-Wechselwirkung für zukunftssträchtige Anwendungen zu stabilisieren, ist daher eine umfassende Kenntnis der im Plasma ablaufenden Prozesse essentiell.

Diese Arbeit soll speziell einen Teil der Dynamik im Bereich des ansteigenden Dichteprofiles, also der Laser-zugewandten Seite des Plasmas, am POLARIS-Laser untersuchen. Dort kann es infolge des Strahlungsdrucks des Lasers zu einem Eindringen der Plasmavorderseite kommen. Der Eindrückprozess ist einem von zwei unterschiedlichen Eindrück-Regimen, *hole boring* und *light sail*, zuzuordnen [2]. Daraus würde auch folgen, welchem Mechanismus der Beschleunigungsprozess selbst zugrunde liegt. Insbesondere *light sail* kann nur dann auftreten, wenn der durch die Laserphotonen übertragene Impuls die Teilchen komplett durch die Materieschicht hindurch beschleunigt. Um dies zu ermöglichen, werden ultradünne Folien (3,5 nm-500 nm dick) aus diamantähnlichem Kohlenstoff verwendet. Diese Form der direkten Laser-Teilchenbeschleunigung ist für zukünftige Experimente aus dem Grund angestrebt, da sie effektiver mit der Laserintensität skaliert und dadurch zu größeren kinetischen Teilchenenergien führen kann. Aufschluss darüber soll das Spektrum des vom Plasma zurückreflektierten Laserlichts geben, in welchem die Bewegung der Plasmavorderseite anhand einer Doppler-Verschiebung zu erwarten ist.

2 Grundlagen

2.1 Laseroptik

Um das Licht eines Lasers charakterisieren zu können, ist die Beschreibung von Licht im Wellenbild essentiell. Darin wird Licht als elektromagnetische Welle, die sich durch die Oszillation von Vektorfeldern ausbreitet, behandelt. Das sind zum einen die elektrische Feldstärke $\vec{E}(\vec{r}, t)$ und zum anderen die magnetische Feldstärke $\vec{H}(\vec{r}, t)$.

Die Wechselwirkung zwischen diesen Feldern sowie der Zusammenhang mit dadurch erzeugten Ladungs- und Stromdichten wurden im 19. Jahrhundert durch J. C. Maxwell in den *Maxwell-Gleichungen* zusammengefasst [12]:

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0 \\ \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ c^2 \vec{\nabla} \times \vec{B} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\end{aligned}\tag{1}$$

Dabei ist $\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \mu_r \vec{H}$ die magnetische Flussdichte, die von der magnetischen Feldkonstante μ_0 , der relativen Permeabilität μ_r und der magnetischen Feldstärke abhängt. ρ ist eine Ladungs-, und \vec{j} eine Stromdichte, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und c ist die Lichtgeschwindigkeit. Zum Lösen der Maxwell-Gleichungen eignet sich die Einführung des Vektorpotentials $\vec{A}(\vec{r}, t)$, welches die oben gezeigten Gleichungen über die Beziehung $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla \Phi$ und $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$ entkoppelt. Φ ist dabei das Skalarpotential. Eine solche Lösung der Wellengleichung sind unter anderem *Ebene Wellen*. Das Vektorpotential einer in \vec{x} -Richtung propagierenden Welle hat die Form

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \vec{A}_0 \cdot \sin(k_L x - \omega_L t).\tag{2}$$

ω_L ist die Kreisfrequenz der elektromagnetischen Welle, die sich im Vakuum mit der Lichtgeschwindigkeit c ausbreitet und k_L ist der Wellenzahlvektor. Das elektrische und magnetische Feld ebener Wellen ist aus dem Vektorpotential bestimmbar und hat eine dem Vektorpotential in Gl.2 entsprechende Form. Eine ebene Welle zeichnet sich dadurch aus, dass ihre Wellenfronten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung (\vec{k}_L) unendlich ausgedehnt sind. Es gibt insbesondere keine Variation in transversaler Richtung. Daher reicht dieser Ansatz noch nicht aus, um einen Laserstrahl gut zu beschreiben.

2.1.1 Gauß'sche Strahlenoptik

Zur Beschreibung der räumlichen Charakteristik eines Laserstrahls vereint die Gauß-Optik den Strahlcharakter mit dem Wellencharakter des Laserlichts. Aufgrund der starken Bündelung eines Laserstrahls genügt es, den Strahl in paraxialer Näherung, also auf kleine Abstände zur optischen Achse beschränkt, zu beschreiben. Das führt zusammen mit den Maxwell-Gleichungen 1 auf die paraxiale Helmholtzgleichung [16]. Deren Lösungen sind Überlagerungen ebener Wellen (unterschiedlicher Wellenvektoren \vec{k}_L) in paraxialer Näherung. Dadurch ergibt sich für das Vektorfeld eine Amplitude, die durch eine komplexe Einhüllende moduliert ist und sich im Örtlichen nur langsam verändert. Eine solche Lösung ist unter anderem der sogenannte *Gauß-Strahl*, der in Abb. 1 zu sehen ist.

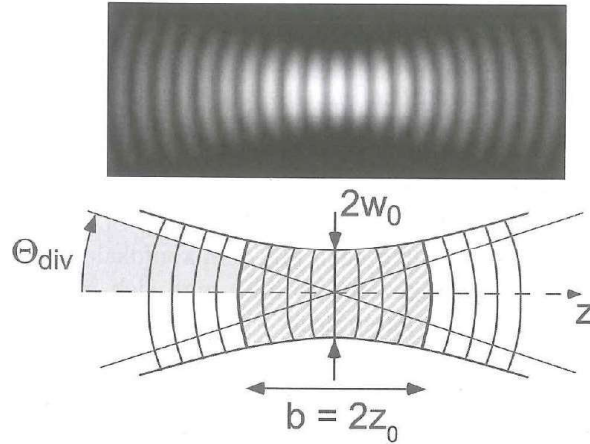


Abbildung 1: Gaußscher Strahl (Grundmode) in der Umgebung der Strahltaille mit eingezeichneten Wellenfronten. Der grau schraffierte Bereich entspricht der Rayleigh-Zone [12].

Der Gauß-Strahl ist gut für die mathematische Beschreibung eines Lasers geeignet, da einerseits dessen Propagation durch Optiken wie Linsen etc. mit einfachen Rechenmethoden nachvollziehbar ist und da er andererseits wichtige Eigenschaften eines idealen Laserstrahls in sich trägt. So zeichnet er sich unter anderem dadurch aus, dass der Großteil seiner Leistung in einem zylindrischen Bereich nah um die optische Achse angeordnet ist. Genauer betrachtet entspricht sein Intensitätsprofil an jedem Ort entlang der optischen Achse, die in z -Richtung verlaufe, einer zylindersymmetrischen Gauß-Funktion,

$$I(\vec{r}, z) = I_0 \left(\frac{W_0}{W(z)} \right)^2 \left(e^{-\frac{2r^2}{W^2(z)}} \right), \quad (3)$$

wobei \vec{r} und z die radialen bzw. axialen Zylinderkoordinaten sind [12]. Der Radius dieses Intensitätsprofils ist durch $W(z)$, den Abstand zur optischen Achse charakterisiert, dessen Verlauf durch

$$W(z) = W_0 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

beschrieben wird. $W(z)$ ist der ortsabhängige Abstand zur Strahlachse, an welchem die Bestrahlungsintensität des Lasers auf $\frac{1}{e^2}$ gefallen ist, und durch den der Strahl in radialer Richtung sozusagen eingegrenzt wird.

Wie in Abb. 1 zu sehen ist, hat diese Einhüllende $W(z)$ ein Minimum,

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

am Ort der sogenannten Strahltaille bei $z = 0$, wo der Laser die stärkste Bestrahlungsintensität aufweist. Durch den Radius dieser Strahltaille wird die *Rayleigh-Länge* z_0 bestimmt. Außerhalb dieser Rayleigh-Länge steigt $W(z)$ in beide axiale Richtungen annähernd linear an, was der Divergenz des Lasers entspricht [16]. Das ist auch an den in Abb. 1 eingezeichneten Phasenfronten zu erkennen, die mit größerem Abstand zur Strahltaille umso gekrümmter sind, während sie im Nahfeld ($z \ll z_0$) nahezu ebene Flächen (also eine ebene Welle) bilden. Entlang der optischen Achse betrachtet sind die Phasenfronten bis zur Strahltaille aufeinander zu und nach der Strahltaille voneinander weg gerichtet, wodurch die Ausbreitung im Fernfeld ($z \gg z_0$) einer Kugelwelle gleicht [12].

2.1.2 Laserpulse

Zur Beschreibung eines Laserpulses ist das zeitliche Verhalten des Laserstrahls zu berücksichtigen. Bisher wurden ebene Wellen mit einheitlicher Frequenz und somit unbegrenzter zeitlicher Ausdehnung betrachtet. Dem steht die gepulste Form der Laserstrahlung gegenüber, durch die sehr hohe Spitzenleistungen möglich sind.

Ein Laserpuls kommt durch Verwendung ebener Wellen unterschiedlicher Frequenzen ω_L zustande, deren Amplitude im Frequenzspektrum gaußförmig zu einem Wellenpaket moduliert sind. Je mehr Frequenzen $\Delta\omega_L$, das Wellenpaket zusammensetzen, desto kürzere Pulsdauern τ folgen aus der Fouriertransformation, was im *Zeit-Bandbreite-Produkt*

$$\tau \cdot \Delta\omega_L \geq K, \quad (6)$$

verdeutlicht wird, wobei die Konstante K im Falle eines Gaußschen Pulses $K = 0,441$ beträgt. Infolgedessen ist das Vektorpotential im Zeitlichen nicht mehr unendlich ausgedehnt, sondern ist durch eine gaußförmige Einhüllende zeitlich begrenzt:

$$a(t) = a_0 e^{-\left(\frac{t}{\tau_0}\right)^2} \sin(\omega_L t). \quad (7)$$

Ein realistischer Puls eines Hochleistungslasers kann im Unterschied zu der idealen gaußförmigen Einhüllenden im Zeitbereich auch zusätzliche Intensitätsmaxima in seinen Ausläufern enthalten. Solche Vor- oder Nachpulse können z.B. durch den zeitlichen Verlauf des Pulscontrastes $C = \frac{I_{\max}}{I(t)}$ beschrieben werden, der das Verhältnis von Maximalintensität I_{\max} zu der Intensität zu einer bestimmten Zeit t ist.

Mit der Pulsdauer des Lasers hängt die Intensität des Lasers zusammen, da diese als Energie E_L , welche zeitlich innerhalb der Pulsdauer τ auf eine Fokusfläche der Größe A trifft:

$$I = \frac{E_L}{\tau A} \quad (8)$$

definiert wird.

2.2 Elektromagnetische Wellen in Plasma

Nachdem im Vorangegangenen der zeitliche und räumliche Verlauf eines Laserpulses beschrieben wurde, soll nun orientiert am Laser-Plasma-Lehrbuch von P. GIBBON [8] und dem Vorlesungsskript von M. C. KALUZA [11] zu der Wechselwirkung mit einem Plasma hingeführt werden.

Maßgeblich für ein Plasma ist das kollektive Verhalten der darin enthaltenen geladenen Teilchen. Für viele Phänomene ist es aufgrund der deutlich höheren Masse (und damit Trägheit) der schwereren positiven Ionen ausreichend, die Bewegung der Elektronen zu betrachten und die Ionen als statischen und homogenen positiven Ladungshintergrund anzunehmen. Daher soll zunächst das Verhalten eines einzelnen Elektrons in einer ebenen elektromagnetischen Welle und daraus folgend in einem Laserpuls betrachtet werden.

2.2.1 Bewegung eines Elektrons im Laserfeld

Nach klassischer Beschreibung wird die Bewegung eines Elektrons im Feld einer elektromagnetischen Welle durch deren oszillierenden elektrischen Feldvektor hervorgerufen. Die Geschwindigkeit des dadurch zur Oszillation angeregten Elektrons steigt mit zunehmender Intensität, da diese von der Amplitude der Feldstärke abhängt: $I = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_0^2$. Für sehr große Intensitäten ist daher eine relativistische Beschreibung der Elektronenbewegung essentiell. Ausgangspunkt dazu ist die aus der Lorentzkraft resultierende Bewegungsgleichung

$$\frac{d\vec{p}_e}{dt} = -e(\vec{E}(x, t) + \vec{v}_e \times \vec{B}(x, t)), \quad (9)$$

wobei hier von einer sich in x -Richtung ausbreitenden, ebenen Welle ausgegangen wird. Es ist $\vec{p}_e = \gamma m \vec{v}_e$ der relativistische Impuls mit dem relativistischen Faktor $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_e^2}{c^2}}}$ und \vec{v}_e die Geschwindigkeit des

Elektrons. Der $\vec{v}_e \times \vec{B}(x, t)$ -Term ist im Vergleich zur elektrischen Feldstärke für relativistische Intensitäten nicht mehr vernachlässigbar klein. Daher hängt die Elektronbewegung im Gegensatz zum klassischen Fall nun auch vom Magnetfeld ab.

Außerdem unterliegt die Kinetik des Elektrons der Energiegleichung [8]:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m c^2) = -e(\vec{v}_e \cdot \vec{E}(x, t)). \quad (10)$$

Durch Einsetzen der Beziehung $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$ in Gl. 9 und Gl. 10 lassen sich zwei Erhaltungssätze für den Elektronenimpuls im relativistischen Laserfeld zeigen. Zum einen gilt für die transversale Impulskomponente p_y :

$$p_y - eA = \text{const.}, \quad (11)$$

und zum anderen für die longitudinale Komponente:

$$\tilde{p}_x - \gamma_e = \text{const.} \quad (12)$$

Hierzu wurde ein normierter, dimensionsloser Impuls des Elektrons $\tilde{p} \equiv \frac{p_e}{m_e c}$ eingeführt. Daraus lässt sich ein Zusammenhang zwischen dem relativistischen Gamma-Faktor und den Impulskomponenten herleiten [11]. Demnach gilt $\tilde{p}_x = \frac{\tilde{p}_y^2}{2}$.

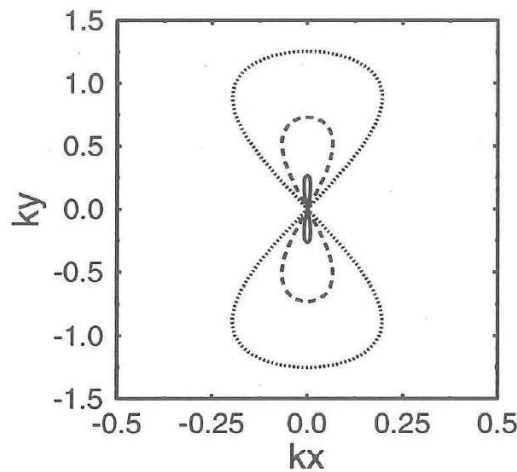


Abbildung 2: Bahnbewegung eines freien Elektrons im relativistischen Feld einer ebenen Welle im mitbewegten Bezugssystem für 3 unterschiedliche Intensitäten (von innen nach außen ansteigend) [8].

Aus Gl. 11 und Gl. 12 lässt sich die Trajektorie des Elektrons berechnen. In Abb. 2 ist diese für ein mitbewegtes Bezugssystem dargestellt. Im relativistischen Fall ähnelt diese einer achtförmigen (Lissajous-) Figur. Aus der Bewegungsgleichung folgt, dass das Elektron in \vec{e}_y -Richtung mit der Laserfrequenz ω_L , sowie in \vec{e}_x -Richtung mit der doppelten Laserfrequenz $2\omega_L$ oszilliert. Weiterhin wird die Oszillation longitudinaler Richtung mit einer Driftgeschwindigkeit in Propagationsrichtung des Lasers überlagert. Es

kann gezeigt werden, dass die transversale Oszillation (in \vec{k}_y -Richtung) linear mit der Amplitude des normierten Vektorpotentials a_0 zunimmt, während die longitudinale Auslenkung (in \vec{k}_x -Richtung) quadratisch von dieser abhängt.

Im Falle eines Laserpulses hat die Amplitude des Vektorpotentials wie in Gl.7 eine Gaußförmige Einhüllende, sodass das Elektron in diesem Feld eine erst ansteigende und dann abfallende $a_0(t)$ -Komponente erfährt. Demnach hat das Elektron in longitudinaler Richtung eine zunächst stark ansteigende Auslenkung der Oszillation bzw. Driftgeschwindigkeit bevor, beides in der zweiten Hälfte des Laserpulses wieder abnimmt.

Ponderomotive Kraft

Ein fokussierter Laserpuls variiert im Gegensatz zu ebenen Wellen auch in transversaler Richtung. So ist die elektrische Feldstärke entlang einer Wellenfront nicht mehr konstant, sondern nimmt mit dem Abstand zur optischen Achse ab, was durch die ortsabhängige Amplitude \vec{E}_s beschrieben wird.

Für stark fokussierte Laserpulse relativistischer Intensitäten kommt es dadurch zu dem Effekt der Ponderomotiven Kraft. Die maximale Auslenkung der zuvor erklärten Oszillationsbewegung der Elektronen hängt von \vec{E}_s , und damit auch von a_0 ab. Durch das transversal steil ansteigende Intensitätsprofil fokussierter Pulse erfährt ein Elektron im Lauf einer Oszillationsperiode unterschiedliche a_0 , da es in seiner seitlich ausgelenkten Position weiter von der optischen Achse entfernt ist als am Anfang. Dadurch ist auch die rücktreibende Kraft kleiner als die auslenkende Kraft und das Elektron kehrt nicht wieder in die ursprüngliche Position zurück. Eine Mittelung über die schnellen Oszillationen resultiert in der sogenannten Ponderomotiven Kraft, $\vec{F}_{Pond} \sim -\vec{\nabla}(\vec{E}_s)^2$, die vom (negativen) örtlichen Intensitätsgradienten abhängt. Die Folge ist, dass das Elektron aus Bereichen großer Laserintensität in Bereiche kleinerer Intensität beschleunigt wird. Dies entspricht einer Bewegung des Elektrons vom Fokus weg. Nach Mittelung über die schnellen Oszillationen ergibt sich die dafür verantwortliche, sogenannte Ponderomotive Kraft. Die Ponderomotive Kraft sorgt im Gegensatz zur obigen Oszillationsbewegung für einen Netto-Energietransfer des Lasers auf das Elektron, was für weitere Prozesse der Ionenbeschleunigung mithilfe eines Laserplasmas wichtig ist, da hierdurch Elektronen in das Plasma gedrückt werden können.

2.2.2 Erzeugung eines Plasmas

Um ein Plasma zu erzeugen, muss ein Material zunächst ionisiert werden. Ein Laserplasma entsteht durch Ionisation eines Stoffes infolge des Einwirken durch einen Laser. Der Ausgangszustand ist daher ein fester oder gasförmiger, nicht ionisierter Stoff, in dem Elektronen im Coulomb-Potential der positiv geladenen Atomkerne gebunden sind. Nach dem Bohrschen Atommodell befinden sich die Elektronen dabei auf unterschiedlichen Schalen, auf denen die Elektronen diskrete Bindungsenergien besitzen. Damit ein Elektron aus dem Potential des Atomkerns austreten kann, muss ihm ein Energiebetrag zugeführt werden, der mindestens dieser Bindungsenergie entspricht. Das kann je nach Intensität des Lasers durch verschiedene Mechanismen geschehen.

Multi-Photon-Ionisation (MPI)

Nach dem klassischen Photoeffekt erhält ein gebundenes Elektron die zur Ionisierung benötigte Energie, indem es genau ein Photon der Energie $E_{Ph} = \hbar\omega$ absorbiert. Für die Ionisation muss der Energiebetrag des Photons mindestens der Ionisierungsenergie des Elektrons entsprechen, da ein Elektron während der Anregung nur mit einem Photon wechselwirkt.

Für hohe Laserintensitäten ($I_L > 10^{10} \text{ Wcm}^{-2}$) kann das Elektron hingegen auch mehrere Photonen gleichzeitig absorbieren, sodass E_{Ph} auch kleiner sein kann als die Bindungsenergie des Elektrons. Die benötigte Energie wird also in simultan zugeführten Einzelbeiträgen aufgewendet, was dadurch möglich

ist, da durch die hohe Intensität sehr viele Photonen in sehr kurzem Zeitraum auftreffen. Das ist in Abb. 3(a) schematisch dargestellt. Die Energiebilanzgleichung lautet:

$$n \cdot \hbar \omega_{\text{Ph}} = E_{\text{ion}} + E_{\text{kin}}. \quad (13)$$

E_{ion} ist die Ionisierungsenergie des gebundenen Elektrons und n die Anzahl an Photonen, deren Energiesumme auf Ionisation und kinetische Energie E_{kin} der Elektronen aufgeteilt wird.

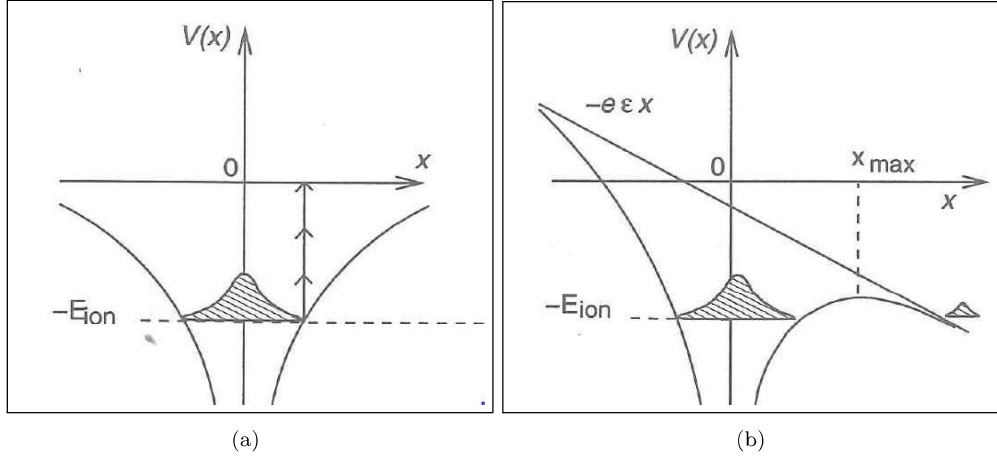


Abbildung 3: Schematische Darstellung laserinduzierter Ionisationsmechanismen, durch die ein Elektron der Bindungsenergie $-E_{\text{ion}}$ aus dem Potential des Atomkerns $V(x)$ herausgelöst werden kann. (a) Durch Multi-Photon-Ionisation (MPI) und (b) durch Unterdrücken der Potentialbarriere, infolgedessen das Elektron dadurch tunneln oder direkt über die heruntergedrückte Barriere austreten kann [8].

Tunnel-Ionisation

Bei Laserintensitäten im Bereich von $I_L \approx 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ (bezogen auf die vollständige Ionisation eines Kohlenstoffatoms bei $\lambda_L = 1030 \text{ nm}$) kann das elektrische Feld des Lasers das Coulombfeld in der Elektronenhülle verzerren [8]. Das Potential $V(x)$ am Ort x des Elektrons wird durch das elektrische Potential des Lasers $\Phi_L = -eEx$ modifiziert [11] zu:

$$V(x) = V_{\text{Coulomb}} - \Phi_L(x) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{|x|} - eE_L x \quad (14)$$

wobei Z die Ordnungszahl und E_L das elektrische Feld des Lasers am Ort x ist.

Durch das Verringern der Potentialbarriere besteht für das Elektron quantenmechanisch die Möglichkeit, durch die Barriere zu tunneln. Die Tunnelwahrscheinlichkeit ist umso größer, je kleiner die Ionisierungsenergie des Elektrons und je höher die Amplitude des elektrischen Feldes des Lasers ist.

Over the Barrier Ionisation (OTBI)

Durch sehr hohe Laserintensitäten kann die Potentialbarriere des Coulombfeldes soweit verringert werden, dass sie unterhalb der Ionisierungsenergie des Elektrons liegt. Letzteres kann dadurch spontan aus der Elektronenhülle austreten, ohne tunneln zu müssen. Die hierfür notwendige Laserintensität für Atome der Ionisierungsenergie E_{Ion} berechnet sich aus Gl. 14 zu [11]:

$$I_{\text{Ion}} = \frac{c\epsilon_0(4\pi\epsilon_0)^2}{32Z^2e^6} E_{\text{Ion}}^4, \quad (15)$$

was auf das Z te Elektron in der Atomhülle bezogen ist. Die in diesem Experiment zu ionisierenden Atome sind Kohlenstoffatome. Deren Ionisierungsenergie beträgt $E_{\text{Ion}} = 490 \text{ eV}$ für eine sechsfache Ionisation [1].

Daher folgt aus Gl. 15, dass eine Laserintensität von $I_{\text{Ion}} \approx 10^{19} \text{ Wcm}^{-2}$ für OTBI benötigt wird. Der POLARIS Laser ist mit der Intensität von 10^{20} Wcm^{-2} also im Stande, die Atome direkt durch OTBI zu ionisieren.

Dennoch treten auch Tunnel Ionisation und Multi-Photon Ionisation auf, nämlich bevor die maximale Intensität des Laserpulses das zu ionisierende Objekt erreicht hat.

2.2.3 Plasmaeigenschaften

Ein Plasma ist ein quasineutrales Gemisch aus Elektronen, ionisierten Atomen, sowie neutralen Teilchen, welches durch ein kollektives Verhalten dieser Bestandteile charakterisiert wird [11]. Es lässt sich nicht als eindeutig gasförmig, flüssig oder fest definieren, da je nach betrachteter Plasmaeigenschaft verschiedene Materiezustände sein Verhalten am besten beschreiben. Stattdessen kann ein Plasma auch als ein vierter Aggregatzustand gesehen werden. Zwei wichtige Plasmaeigenschaften sollen nun näher beschrieben werden.

Temperatur

Zur Charakterisierung des Plasmas ist die Plasmatemperatur ein wichtiger Parameter. Dabei wird das Plasma der kinetischen Gastheorie entsprechend als Gas betrachtet, bestehend aus einer großen Anzahl an Teilchen. Durch die Bewegung der Teilchen und deren Stöße untereinander kann dem Gemisch nach der Boltzmann-Verteilung eine kinetische Energie, und damit auch eine Temperatur zugeordnet werden. Aufgrund ihrer höheren Beweglichkeit tragen hauptsächlich die Elektronen dazu bei. Die Elektronentemperatur T_e des Plasmas lässt sich über die mittlere Energie der Elektronen,

$$\bar{E}_{\text{kin}} = \frac{1}{2} m_e \bar{v}_e^2 = \frac{3}{2} k_B T_e, \quad (16)$$

mit der mittleren Elektronengeschwindigkeit \bar{v}_e definieren. Aus der thermischen Zustandsgleichung eines idealen Gases folgt, abhängig von der Temperatur T_e und der Elektronendichte n_e , für den Plasmadruck p_e :

$$p_e = n_e k_B T_e. \quad (17)$$

Mit einer höheren Temperatur bzw. größerer Energie geht auch ein höherer Expansionsdruck des Plasmas einher. Gleichzeitig wirkt der Expansion die Coulomb-Anziehung des (statischen) positiven Ionen-hintergrundes entgegen. Durch Aufheizprozesse durch die Wechselwirkung mit einem Laser können hohe Temperaturen T_e erreicht werden, wodurch sich das Plasma schnell ausdehnen kann.

Plasmafrequenz

Ein weiterer Parameter, der das kollektive Verhalten des Plasmas charakterisiert, ist die Plasmafrequenz. Es handelt sich dabei um eine longitudinale Oszillation der Plasma-Elektronen um ihre Ruhelage, die durch eine Veränderung der Elektronendichte-Verteilung, beispielsweise durch einen Laser, initiiert wird. Die positiven Ionen bilden währenddessen einen als stationär anzunehmenden Hintergrund und sind für den rücktreibenden Impuls der Elektronen aus ihrer Auslenkung verantwortlich. Die Plasmafrequenz setzt sich aus den Resonanzfrequenzen der Plasma-Bestandteile zusammen. Allerdings haben die Ionen aufgrund ihrer vergleichsweise großen Masse $m_{\text{Ion}} \gg m_e$ eine im Vergleich zu den Elektronen sehr viel kleinere Resonanzfrequenz [11]. Daher kann in den meisten Fällen die Plasmafrequenz direkt durch die Resonanzfrequenz der Elektronen ausgedrückt werden:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}}. \quad (18)$$

Die Plasmafrequenz hängt also von Elektronendichte n_e und Elektronenmasse ab. Es sei anzumerken, dass die hier angegebene Resonanzfrequenz einer stehenden Schwingung entspricht. Für Elektronentemperaturen $k_B T_e > 0$ eV kommt es zusätzlich zu den elektrischen Feldern aufgrund der lokalen Dichteschwankungen auch noch zu Druckschwankungen, die das Aneinanderkoppeln der schwingenden Bestandteile und damit eine propagierende Welle der Elektronen-Schwingung verursacht (*Gross-Bohm-Relation*).

2.2.4 Dispersionsrelation

Ausgangspunkt für die Beschreibung elektromagnetischer Wellen in Plasma sind die Maxwell-Gleichungen in Kapitel 2.1. Es wird angenommen, dass kein stationärer Strom im Plasma vorliegt, sondern nur die durch das äußere Feld hervorgerufene Stromdichte \vec{j} als Antwort des Plasmas auf diese Felder auftritt. Es lässt sich zeigen, dass aus den Maxwell-Gleichungen die Beziehung

$$c^2 \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \frac{\partial \vec{j}}{\partial t} \epsilon_0 + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (19)$$

folgt. Es wird angenommen, dass die oszillierenden Felder bzw. Stromdichten durch ebene Wellen zu beschreiben sind, also dass $\vec{E}, \vec{B} \sim e^{i(k_L x - \omega_L t)}$ gilt. Damit lässt sich $\frac{\partial}{\partial t}$ durch $-i\omega_L$ und $\vec{\nabla} \times$ durch $i\vec{k}_L$ ersetzen. Gleichzeitiges Anwenden der Vektoridentität $\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) + \Delta \vec{E}$ auf der LHS führt zu

$$-c^2 \vec{k}_L (\vec{k}_L \cdot \vec{E}) + c^2 \vec{k}_L^2 \vec{E} = \frac{i\omega_L \vec{j}}{\epsilon_0} + \omega_L^2 \vec{E}. \quad (20)$$

Da bei ebenen Wellen das elektrische Feld senkrecht auf dem Wellenzahlvektor steht, ist $\vec{k}_L \cdot \vec{E} = 0$. Außerdem kann die Stromdichte \vec{j} des Plasmas allein durch die von den Elektronen getragene Stromdichte \vec{j}_e ausreichend abgeschätzt werden. Aufgrund ihrer größeren Trägheit ist die Antwort der Ionen, und damit die Stromdichte der Ionen im Vergleich zu den Elektronen vernachlässigbar klein. Für die Stromdichte der Elektronen folgt aus Gl. 9 unter Vernachlässigung des magnetischen Feldes $\vec{j}_e = -\frac{n_e e^2}{i\omega_L} \vec{E}$ [11]. Dies kann durch die Plasmafrequenz ω_p aus Gl. 18 ausgedrückt werden und resultiert nach Umstellen von Gl. 20 in der Dispersionsrelation:

$$\omega_p^2 = k_L^2 c^2 + \omega_L^2. \quad (21)$$

Unter Betrachtung des daraus folgenden Brechungsindex

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}} \quad (22)$$

zeigt sich, dass eine elektromagnetische Welle nur dann durch das Plasma propagieren kann, wenn $\omega_L > \omega_p$ gilt, da η nur in diesem Fall eine reelle Zahl ist. Für einen Laser der Frequenz $\omega_L < \omega_p$ hingegen ist der Brechungsindex rein imaginär. Der Grenzfall $\omega_L = \omega_p$ veranlasst die Definition der *kritischen Dichte* $n_c = n_e(\omega_p = \omega_L)$ des Plasmas. Mit dieser Bedingung kann durch Umstellen von Gl. 18 die kritische Dichte in Abhängigkeit der Laserfrequenz ausgedrückt werden:

$$n_c = \frac{\omega_L^2 \epsilon_0 m_e}{e^2} \quad (23)$$

Ein Laser mit ω_L kann demnach nur maximal soweit in ein Plasma eindringen, solange $n_e < n_c$ gilt, dann wird er reflektiert.

2.3 Wechselwirkung zwischen Laserpuls und Plasma im Bereich des ansteigenden Dichteprofiles

Trifft ein Laserpuls relativistischer Intensität auf eine dünne Folie, so sind unterschiedliche, darausfolgende Wechselwirkungsprozesse des Plasmas mit dem Laser zu erwarten. Dies beginnt bei der Ionisation der Folie, was je nach Ionisationsmechanismus bereits für Intensitäten ab 10^{14}Wcm^{-2} erfolgen kann, wie in Kapitel 14 beschrieben wurde. Der Puls ionisiert die Folie dabei nicht mit seiner Maximalintensität, sondern bereits vor dem Auftreffen dieser mit dem Ausläufer seiner Gaußschen Einhüllenden. Im Folgenden soll nur von einem senkrecht auf die Folie auftreffenden Laserpuls ausgegangen werden.

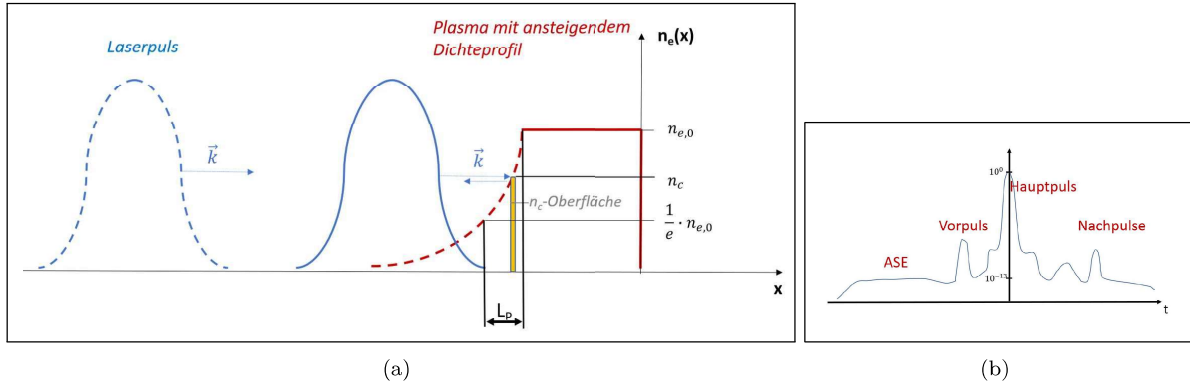


Abbildung 4: (a): Laserpuls, der auf das ansteigende Dichteprofil eines Plasmas der Skalenlänge L_P auftrifft, in das er bis zur n_c -Oberfläche eindringen kann, bevor er daran reflektiert wird; (b): schematische Pulscharakteristik eines Hochintensitätslasers

Ab dem Moment der Ionisation ist das Plasma aufgrund seines thermischen Drucks bestrebt zu expandieren. Dabei breiten sich die Ionen (der Masse m_i) mit der Schallgeschwindigkeit

$$c_s = \sqrt{\frac{Z^* k_B T_e}{m_i}} \simeq 3,1 \cdot 10^7 \sqrt{\frac{T_e}{\text{keV}}} \sqrt{\frac{Z^*}{A}} \text{cm s}^{-1} \quad (24)$$

der Richtung des Laserpulses entgegengesetzt aus [8]. Durch die Expansion entwickelt sich der zunächst recht scharfe Rand des frisch entstandenen Plasmas zu einem exponentiell abfallenden Dichtegradienten. Die dabei von den Ionen der Schallgeschwindigkeit c_s zurückgelegte Strecke während der Einwirkzeit wird als Plasma Skalenlänge L_P bezeichnet. Sie entspricht dem Abstand, bei dem die Elektronendichte ausgehend von der initialen Dichte $n_{e,0}$ auf $\frac{1}{e} \cdot n_{e,0}$ gesunken ist. Das ist in Abb. 4 dargestellt.

Bei der Expansion des Plasmas spielt der Kontrast des Pulses $C = \frac{I_{\text{max}}}{I(t)}$ eine entscheidende Rolle. Dieser ist in Abb. 4(b) schematisch dargestellt. Der zeitliche Intensitätsverlauf ist bei relativistischen Lasern unter anderem durch die sogenannte *Verstärkte spontane Emission* (ASE) und Vorpulse charakterisiert. Beides resultiert in einer Verminderung des Pulscontrastes. Die ASE wird durch die Fluoreszenz des aktiven Lasermediums verursacht und tritt bei Terrawattlasern im Nanosekunden-Bereich vor dem Hauptpuls auf [15]. Vorpulse können beispielsweise infolge der Reflektion an Oberflächen entstehen und einen Kontrast bis zu 10^{-6} aufweisen.

Hat der Puls einen hohen Kontrast so erfolgt die Ionisation zeitlich kurz vor dem Auftreffen der Maximalintensität, da das Intensitätsprofil sehr steil ansteigt. Dadurch vergeht zwischen der Ionisation und dem Auftreffen der Hauptintensität nur eine sehr kurze Zeit, in welcher das Plasma kaum expandieren kann. Bei einem Puls mit niedrigem Kontrast kann die Folie teilweise durch Vorpulse/ASE ionisiert werden. Diese bewirken beim Eindringen in das frisch entstandene Plasma ein Vorheizen, woraufhin dessen Expansionsdruck ansteigt. Dadurch kann das Plasma expandieren, bevor der Hauptpuls auftrifft. Je nied-

riger der Pulscontrast ist, umso stärker expandiert das Plasma also vor dem Auftreffen der maximalen Intensität, und umso größer ist die Skalenlänge des Dichteprofiles. Die Skalenlänge bestimmt maßgeblich die Art der darauf folgenden Laser-Plasma-Wechselwirkung.

Entsprechend der mathematischen Beschreibung in Kapitel 2.2.2 dringt der Laserpuls bei senkrechtem Einfall soweit in das Plasma ein, bis der Punkt erreicht ist, an dem die Plasmadichte n_e der kritischen Dichte n_c entspricht. Bei einem Plasma mit einer bestimmten Skalenlänge bedeutet das für den Laser, dass er durch Bereiche mit $n_e < n_c$ propagiert und innerhalb des Plasmas an der Region, in der $n_e = n_c$ ist, reflektiert wird. Dieser Bereich soll im Folgenden als n_c -Oberfläche bezeichnet werden.

Dringt der Hauptpuls in das Plasma ein, so heizt sich dieses infolge verschiedener Absorptionsprozesse auf und der thermische Druck steigt immer weiter an.

2.3.1 Durch den Laser hervorgerufene Eindrückbewegung der n_c -Oberfläche des Plasmas

Der Expansionsbewegung des Plasmas steht währenddessen der mit der Intensität ansteigende Strahlungsdruck

$$P = \frac{\langle \vec{E} \times \vec{H} \rangle}{c} \quad (25)$$

des Lasers gegenüber. Überwiegt der Laserdruck dem thermischen Druck des Plasmas, so bewegt sich die n_c -Oberfläche vom Laser in dessen ursprüngliche Ausbreitungsrichtung gedrückt in das Plasmainnere hinein. Der Mechanismus, in dem die Teilchen direkt durch den Strahlungsdruck durch das Target bzw. darüber hinaus beschleunigt werden, wird *Radiation-pressure-acceleration* (RPA) genannt. Der Eindrückvorgang kann in zwei verschiedenen Regimen erfolgen, die im Folgenden beschrieben werden und in Abb. 5 dargestellt sind.

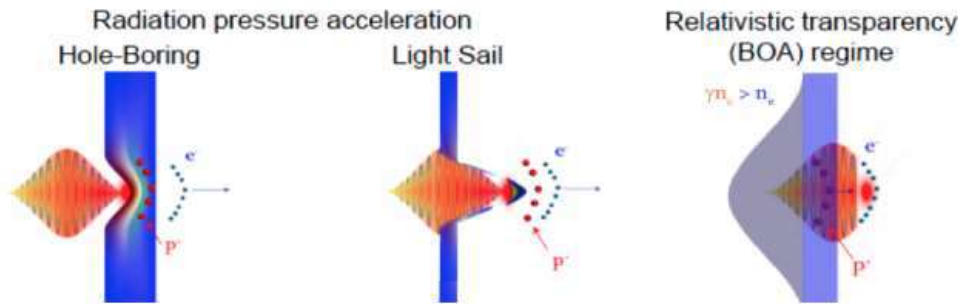


Abbildung 5: Links: Modi der Eindrückbewegung der Region überkritischer Dichte im Plasma durch den Strahlungsdruck eines Laserpulses im *Radiation-pressure-acceleration*-Regime (RPA); Rechts: an das Eindrück-Regime angrenzende *Relativistic-transparency*-Regime (für höhere Intensitäten und sehr dünne Targets) [7]

a) Eindrückbewegung durch hole-boring

Im hole-boring-Regime drückt der Laser bei senkrechtem Einfall ein Loch in die überkritische Region, welches die Region zusammenstaucht, was auch in Abb. 6. Das ansteigende Profil der Elektronendichte kann dabei auf ein Vielfaches der kritischen Dichte zusammengedrückt werden. Der Strahlungsdruck des Lasers beschleunigt die Elektronen in das Plasmainnere hinein, allerdings noch nicht durch dieses hindurch. Durch Absorptionsprozesse, auf die hier nicht weiter eingegangen werden soll, erhitzt sich das Plasma, wenn der Laser in dieses eindringt. Dies hat ein Ansteigen des thermischen Drucks im Plasma zur Folge, der wiederum dem Strahlungsdruck entgegen wirkt. Daher kann das Eindrücken nur solange erfolgen, bis die dahinter eingestauchte Dichte so stark angestiegen ist, dass der Druck des Plasmas den

Strahlungsdruck ausbalanciert. Dadurch kommt die Eindrückbewegung und auch die Geschwindigkeit der n_c - Oberfläche ab einem bestimmten Zeitpunkt zum Stillstand und kann erneut in eine Expansionsbewegung des Plasmas übergehen. Auch die elektrostatische Anziehung der Ionen, welche aufgrund ihrer Trägheit nicht instantan mit den Elektronen in das Plasmainnere beschleunigt werden, resultiert in einer Kraft, durch die die Elektronen aus dem Plasmainneren zurückgezogen werden.

Die hole-boring-Geschwindigkeit v_{hb} , mit der das Plasma vom Laser eingedrückt wird, kann nach S. CHATZIATHANASIOU ET AL. [2] aus n_e , der Intensität I , dem Ionisationsgrad Z , der Massezahl A , der Protonenmasse m_p , m_e , sowie n_c berechnet werden:

$$\frac{v_{hb}}{c} = \frac{B}{1+B}, \quad (26)$$

mit

$$B = a_0 \sqrt{\frac{Zm_e}{Am_p n_e/n_c}} = \sqrt{\frac{I\lambda^2}{1,37 \cdot 10^{18} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2}} \sqrt{\frac{Zm_e}{Am_p n_e/n_c}}. \quad (27)$$

Für ein gegebenes Material hängt v_{hb} also vor allem von Plasmadichte und Laserintensität ab. Je höher die Intensität und je kleiner die Plasmadichte, desto stärker ist die zu erwartende Eindrückbewegung.

b) *Eindrückbewegung durch light-sail*

Ist der Strahlungsdruck des Lasers so groß, dass die Elektronen infolgedessen durch die ganze Dicke des Plasmas bzw. Targets gedrückt werden, so wird von *light sail* gesprochen. Voraussetzung dafür ist, dass das Plasma im Gegensatz zum hole-boring nicht durch den Laser aufgeheizt wird, sodass Temperatur und Plasmadruck nicht dem Laserdruck entgegenwirken können. Dazu darf das Plasma nur eine sehr kleine Skalenlänge aufweisen, damit der Laserpuls so kurz wie möglich durch dieses propagiert.

Die Eindrückbewegung wird im Gegensatz zum hole-boring-Regime nicht durch eine Stauchung des Bereichs überkritischer Dichte gehemmt. Die light-sail-Geschwindigkeit v_{ls} der n_c -Oberfläche hängt damit weniger von der Elektronendichte, dafür aber von der Dicke der Schicht ab. Analog zum hole-boring hat auch hier eine höhere Laserintensität eine größere v_{ls} zur Folge. Sie ist nach S. CHATZIATHANASIOU ET AL. [2] durch

$$\frac{v_{ls}}{c} = \frac{(1+\epsilon)^2 - 1}{(1+\epsilon)^2 + 1} \quad (28)$$

mit

$$\epsilon = \frac{2F}{\rho dc^2}, \quad (29)$$

aus der Dichte ρ der Schicht, der Fluenz F des Lasers und der Schichtdicke d zu berechnen. Die Fluenz wird für die jeweilige Intensität durch $F = I/A$ bestimmt und als zeitlich konstant angenommen. Nach [2] ist insbesondere für Schichtdicken im Bereich der Plasma-Skalenlänge eine Dominanz von light-sail gegenüber hole-boring zu erwarten.

Sowohl für hole-boring als auch für light-sail ist das Vorhandensein einer überkritischen Plasmaregion notwendig, die eine Eindrückbewegung durch den Strahlungsdruck des Lasers erfährt. Ein Erhöhen der Laserintensität verstärkt die jeweiligen Eindrückvorgänge zunächst. Dies ist solange der Fall, bis das darüber erwartete Relativistic-Transparency-Regime einsetzt. In diesem Bereich ist die Laserintensität so hoch, dass die Elektronen eine starke relativistische Massezunahme erfahren. Durch die größere Elektronenmasse kann die Plasmafrequenz kleiner als die Laserfrequenz werden, weshalb der Laser durch dieses propagieren könnte und das Medium für den Laser transparent würde [2].

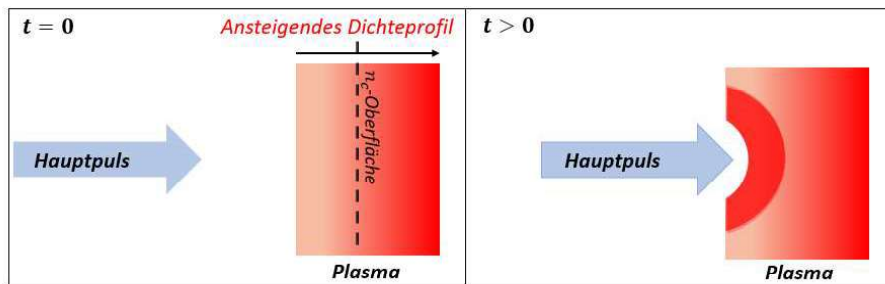


Abbildung 6: Auf das bereits entstandene Plasma auftreffender Hauptpuls, der in der Fokusregion das ansteigende Dichteprofil zusammenstaucht, und dadurch die Elektronendichte in dieser Region erhöht

2.3.2 Erzeugung der 2. Harmonischen infolge der Laser-Plasma-Wechselwirkung

Während der Laser-Plasma-Wechselwirkung entsteht durch verschiedene Prozesse im Plasma die 2. Harmonische der Laserstrahlung, die für den POLARIS-Laser $\lambda_{2\nu} = 515 \text{ nm}$ beträgt. Sie wird einerseits im Plasma durch die relativistische Bewegung der Elektronen im elektromagnetischen Feld des Lasers verursacht. Wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben oszillieren diese in Laserpropagationsrichtung mit der doppelten Laserfrequenz. Dabei strahlen sie elektromagnetische Strahlung ab, die der 2. Harmonischen der Laserstrahlung entspricht.

Andererseits gibt es zwei weitere Prozesse, die bei Wechselwirkung hoher Intensitäten die 2. Harmonische erzeugen und die abhängig von Plasmaeigenschaften und Laserintensität in Konkurrenz zueinander stehen. Beide entstehen bei der Reflektion des Laserspulses an der n_c -Oberfläche. Das ist einerseits die Coherent Wake Emission (CWE) und zum anderen das Modell des relativistisch oszillierenden Spiegels (ROM) [5], die in Abb. 7 dargestellt sind.

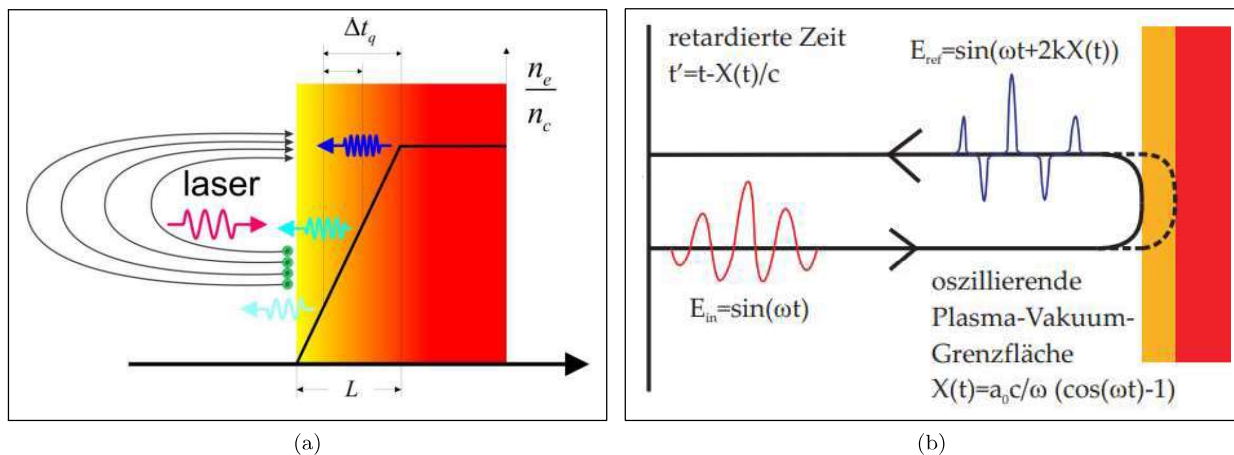


Abbildung 7: Erzeugung der 2. Harmonischen an der Plasmaoberfläche a) durch CWE [4] und b) durch ROM [15] .

a) CWE: Hervorgerufen wird dieser Effekt durch die \vec{E} -Komponente des Laserpulses, die, wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, eine Oszillation der Elektronen anregt. Insbesondere die E-Komponente, die senkrecht auf der Plasmaoberfläche steht, spielt dabei die entscheidende Rolle, da sie die Elektronen in eine Schwingung senkrecht zur Plasmaoberfläche versetzt. Dabei werden Elektronenbündel während des ersten Halbzyklus der Oszillationsperiode des \vec{E} -Vektors aus der Plasmaoberfläche heraus beschleunigt. Im zweiten Halbzyklus werden sie wieder in das Plasma hereinbeschleunigt. Bei ihrer Propagation entlang

des Plasma-Dichtegradienten regen die aufgeheizten Elektronen Plasmawellen an [17]. Das ist in Abb. 7(b) dargestellt. Das zyklische Auftreffen der Elektronen verursacht eine resonante Anregung von Plasmafrequenzen, die dem ganzzahligen Vielfachen der Fundamentalen entsprechen. Infolgedessen strahlen die Plasmawellen eine elektromagnetische Strahlung mit der Frequenz der 2. Harmonischen des Lasers aus.

Die Voraussetzung für CWE ist, neben einer \vec{E} -Komponente des Lasers senkrecht zur Targetoberfläche, eine kleine Skalenlänge L_P des Plasmas. Letztere sollte nicht größer sein als die Oszillationsamplitude der Elektronen im Plasma, welche bei relativistischen Intensitäten im μm -Bereich liegt [15]. CWE tritt hauptsächlich bei nicht-relativistischen Intensitäten auf, und kann bereits ab Intensitäten von $I_L \approx 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ beobachtet werden [17],[5].

b) ROM: Bei relativistischen Intensitäten steigt die Wirkung des $\vec{v} \times \vec{B}$ -Terms des Laserpulses, durch den die Elektronen in eine Oszillation entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers versetzt werden, wie es in Kapitel 2.2.1 beschrieben wurde. Damit regt der Laserpuls die gesamte Elektronenverteilung an seinem Reflektionspunkt, der n_c -Oberfläche im Plasma, zum Oszillieren an. Da die Beschleunigung durch den $\vec{v} \times \vec{B}$ -Term proportional zu $\sin(\omega_L t)$ ist, schwingt die gesamte Schicht mit der doppelten Laserfrequenz, und zwar in longitudinaler Richtung bei senkrechtem Lasereinfall [17]. Durch diese periodische Bewegung des Reflektionspunktes wird die Phase der reflektierten Welle moduliert. Insbesondere wenn sich die Fläche auf den Laser zubewegt, kommt es zu einer Stauchung der Welle, wodurch hohe Frequenzkomponenten entstehen [3].

Auch für ROM ist zunächst eine Plasma Skalenlänge von $L_P < \lambda$ Voraussetzung. ROM tritt im Gegensatz zu CWE bei verhältnismäßig großen Skalenlängen ($L_P > \lambda/10$) auf [15]. Insbesondere bei sehr hohen, relativistischen Intensitäten ist ROM die dominierende Ursache für die Erzeugung der 2. Harmonischen [17].

Einfluss auf die 2. Harmonische hat die oben beschriebene Bewegung der n_c -Oberfläche. Diese hat eine Doppler-Verschiebung des reflektierten Lichts zur Folge. Wird die Oberfläche vom Laser eingedrückt, so bewegt sich der Reflektionspunkt des Lichtes ebenso nach hinten. Diese Eindrückbewegung bewirkt eine Rot-Verschiebung der Frequenzanteile des reflektierten Lichtpulses. Umgekehrt verursacht eine Expansionsbewegung des Plasmas eine Blau-Verschiebung. Die spektralen Eigenschaften des an der n_c -Oberfläche reflektierten Lichts geben damit Aufschluss über die Dynamik der Oberfläche.

Aus der Wellenlänge λ , zu der der Puls der 2. Harmonischen $\lambda_{2\nu}$ verschoben ist, kann die Geschwindigkeit der Oberfläche wie folgt berechnet werden [2]:

$$v = \left(\frac{1}{\lambda_{2\nu}^2} - \frac{1}{\lambda^2} \right) \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{2\nu}^2} + \frac{1}{\lambda^2}} \cdot c \quad (30)$$

3 Experiment

In dieser Arbeit soll die Bewegung der n_c -Oberfläche infolge der Lasereinwirkung charakterisiert werden. Dazu wird das Spektrum der von dieser Oberfläche reflektierten 2. Harmonischen auf Dopplerverschiebungen analysiert. Daraus sind die Geschwindigkeiten möglicher Bewegungen der Oberfläche zu berechnen und in theoretische Eindrückregime einzuordnen.

3.1 Versuchsaufbau und Lasereigenschaften

Das Experiment wird am Hochleistungslaser POLARIS in Jena durchgeführt. Dieser ist ein vollständig durch Dioden gepumptes Lasersystem, auf dessen Aufbau hier nur kurz eingegangen werden soll.

In einem Kurzpulsoszillator werden 85 fs Laserimpulse einer Pulsdauer von τ_{FWHM} mit einer Energie von $E_{\text{seed}} = 7 \text{ nJ}$ erzeugt [9]. Anschließend werden diese in einer fünfstufigen Verstärkerkette auf Pulsspitzenleistungen von bis zu 200 TW verstärkt. Um die ultrakurzen Pulse effizient auf hohe Intensitäten verstärken zu können, wird die 1985 durch D. STRICKLAND und G. MOUROU [18] vorgestellte Methode der *chirped-pulse-amplification* (CPA) genutzt. Dabei werden die Laserpulse vor der ersten Verstärkerstufe zeitlich gestreckt und nach der ersten Verstärkung auf Pulsenergien von $E_{A1} = 2 \text{ mJ}$ und Pulsdauern von $\tau_{\text{FWHM}} = 117 \text{ fs}$ komprimiert [9]. Anschließend werden die Pulse auf bis zu $E = 54 \text{ J}$ weiter verstärkt und gelangen in einen Kompressor. Anschließend stehen Laserpulse mit einer Pulsenergie von bis zu $E_L = 17 \text{ J}$ und Pulsdauern bis zu $\tau_{\text{FWHM}} = 100 \text{ fs}$ zum Experimentieren zur Verfügung. Der zeitliche Kontrast erreicht dabei Werte bis zu 10^{12} bezogen auf ASE [9].

In Abbildung 8 ist der Aufbau der Experimentierkammer schematisch dargestellt. Durch das geöffnete Fenster wird der bereits verstärkte Laserpuls der Grundwellenlänge $\lambda = 1030 \text{ nm}$ in die Experimentierkammer geleitet. Dort wird er durch einen ersten Off-Axis-Parabolspiegel auf einen Plasmaspiegel fokussiert, welcher den Kontrast des Pulses verbessert. Der vom Plasmaspiegel reflektierte Strahl trifft auf einen zweiten Off-Axis-Parabolspiegel, der ihn wiederum kollimiert. Zwei Umlenkspiegel führen den kollimierten Strahl zu einem dritten Off-Axis-Parabolspiegel, durch den er auf eine in einem Folienhalter angebrachte, dünne Folie fokussiert wird. Die Messung der Laserenergie E_L erfolgt nach dem Verstärker, bevor der Laser in den Kompressor geleitet wird. Unter Berücksichtigung der Kompressorabsorption ($\approx 40\%$) und der Reflektivität des Plasmaspiegels ($\approx 70\%$) ergibt sich damit für die Energie E , die tatsächlich auf der Folie auftritt, $E = E_L \cdot 0,6 \cdot 0,7$. Die Fokusfläche beträgt $A_{\text{FWHM}} = 8,8 \mu\text{m}^2$. Die Pulsdauer des Lasers beträgt $\tau_{\text{FWHM}} = 140 \text{ fs}$.

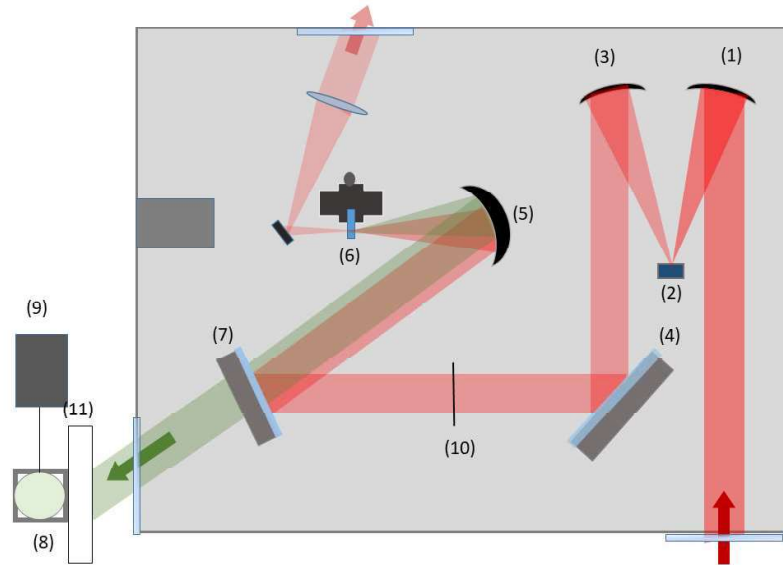


Abbildung 8: Hier dargestellt ist der Aufbau in der Experimentierkammer von POLARIS. Der grau eingefärbte Bereich befindet sich im Vakuum und enthält unter anderem: Off-Axis-Parabolspiegel (1), (3) & (5); einen Plasmaspiegel (2); Umlenkspiegel (4); einen für die 2. Harmonische transmittiven Umlenkspiegel (7); einen Folienhalter (6). Mithilfe der Viertelwellenplatte (10) können zirkular polarisierte Pulse erzeugt werden. Zur Diagnose des reflektierten Lichts dienen außerhalb der Vakuumkammer ein Schirm (11), eine Ulbricht-Kugel (8) und ein Spektrometer (9).

3.2 Charakterisierung des Targets und Plasmas

Die in diesem Experiment verwendeten ultradünnen Folien haben unterschiedliche Dicken im Bereich von 3,5 nm - 500 nm. Sie bestehen allesamt aus sogenanntem diamantähnlichen Kohlenstoff (DLC), einer amorphen Kohlenstoffverbindung, die aus einer kleinen Anzahl an Atomlagen zusammengesetzt ist. Die dünnsten Folien sind damit dünn genug, damit für die entsprechenden Laserintensitäten das RPA-Regime erreicht werden könnte, während die Kohlenstoffverbindung ausreichend stabil ist, um sie freitragend nutzen zu können [14]. Sie werden in Targethaltern in der Vakuumkammer justiert. Löcher in den Targethaltern (500 μm Durchmesser) ermöglichen die Wechselwirkung von Laser und DLC-Folie.

Aus der Charakterisierung der Ionisationsmechanismen in Kapitel 2.2.2 folgte, dass die Intensität des POLARIS-Lasers dazu ausreicht, die Kohlenstoffatome durch MPI, Tunnel-Ionisation, sowie OTBI vollständig zu ionisieren, woraus sich ein Ionisationsgrad von $Z = 6$ ergibt. Die Dichte der Folien beträgt $\rho = 2,0 \text{ g cm}^{-3}$. Damit kann unter Annahme einer vollständigen Ionisation die Elektronendichte des Plasmas zu $n_{e0} = 6 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ abgeschätzt werden. Die kritische Dichte des Plasmas beträgt nach Gl. 18 für den Laser $n_c = 1,1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Daraus folgt $n_{e0} \approx 570 \cdot n_c$. Simulationen mithilfe des MULTI-fs-Codes ergaben eine Plasma Skalenlänge im Bereich zwischen $0,3\lambda$ und $0,5\lambda$ [13].

3.3 Beobachtung/Diagnose der Wechselwirkung

Nachdem die Wechselwirkung zwischen Folie und Laser stattgefunden hat, wird die dabei erzeugte 2. Harmonische vom Plasma zurück reflektiert. Diese wird von dem Parabol-Spiegel (5) erneut reflektiert und kollimiert, bevor sie durch einen dichroitischen Spiegel (7) aus der Experimentierkammer herausgeleitet wird. Dessen Transmissionskurve ist in Abb. 9 dargestellt. Darin ist erkennbar, dass vor allem Wellenlängen im Bereich von 400 nm bis 1000 nm transmittiert werden. Die Fundamentale wird demzufolge reflektiert und hauptsächlich die 2. Harmonische durchgelassen. Um die gemessenen spektralen

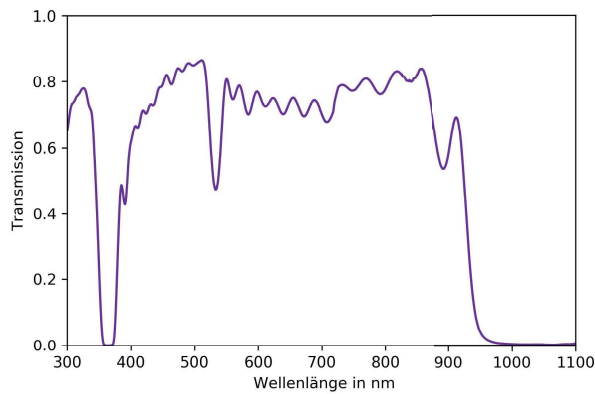


Abbildung 9: Transmissionskurve des Spiegels, durch den das vom Plasma reflektierte Licht aus der Experimentierkammer herausgeleitet wird und der wie zu erkennen für die 2. Harmonische ($\lambda_{2\nu} = 515 \text{ nm}$) transmittiv und für die Fundamentale Wellenlänge des Lasers ($\lambda_L = 1030 \text{ nm}$) undurchlässig ist.

Amplituden an die Durchlässigkeit des Spiegels anzupassen, wird diese inhomogene Transmissionsfunktion $T(\lambda)$ im Folgenden auf das Spektrum multipliziert. Das Licht trifft danach auf einen Schirm (11) und gelangt durch ein Loch in diesem zum Spektrometer (9), welches zeitintegriert misst. In einem Versuchsteil wurde vor dem Spektrometer zusätzlich eine Ulbricht-Kugel (8) angebracht, um ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis zu ermöglichen und divergente Strahlung zu sammeln.

4 Auswertung

4.1 Qualitative Interpretation des Spektrums

Zunächst soll das Spektrum des reflektierten Lichts qualitativ untersucht werden. Dazu wird zunächst die zu erwartende spektrale Breite $\Delta\nu_{\text{FWHM}}$ unter Verwendung des Pulsdauer-Bandbreitenprodukts abgeschätzt. Es lässt sich einfach zeigen, dass für einen Puls der zentralen Wellenlänge λ mit einer Halbwertsbreite von $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$ die Beziehung

$$\Delta\nu_{\text{FWHM}} \approx \frac{c\Delta\lambda_{\text{FWHM}}}{\lambda^2} \quad (31)$$

für die spektrale Halbwertsbreite gilt. Außerdem folgt mit der Annahme eines fourierlimitierten Pulses aus dem Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt aus Gl. 6 $\Delta\nu_{\text{FWHM}} = 0,441/\tau_{\text{FWHM}}$. Umstellen von Gl. 31 und Einsetzen ergibt für die spektrale Halbwertsbreite der 2. Harmonischen

$$\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = \frac{0,441}{\tau_{\text{FWHM}}} \lambda_{2\nu}^2 = 2,8 \text{ nm}. \quad (32)$$

Es ist also unter der Annahme einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 515 \text{ nm}$ eine spektrale Halbwertsbreite von $2,8 \text{ nm}$ zu erwarten.

Zur qualitativen Auswertung wird in diesem Kapitel das Spektrum herangezogen, das unter Verwendung der Ulbricht-Kugel gemessen wurde. Hierdurch ist die Signalstärke der Spektren im Vergleich zu Messungen ohne Ulbricht-Kugel deutlich erhöht, sodass eine qualitative Interpretation möglich ist. In Abbildung 10 ist dies für verschiedene Laserenergien dargestellt, wobei stets eine DLC-Folie der Dicke von 20 nm verwendet wurde. Das Spektrum ist zeitintegriert aufgenommen worden. Daher sind im Spektrum alle Frequenzen zu sehen, die in dem Zeitraum der Wechselwirkung von Plasma und Laser erzeugt worden sind. Eine eindeutige Zuordnung von auftretender Frequenz und jeweiligem Zeitpunkt dieser ist hier nicht möglich. Die Zeitabhängigkeit der Dynamik der Wechselwirkung ist somit nur im Vergleich zu den in Kapitel 2.3 aufgeführten Erwartungen an den Prozess im Spektrum zu deuten. Außerdem ist zu bemerken, dass die jeweilige Laserintensität aus einer Mittelung der Intensität über der Fokusfläche entsteht. Auf der Fokusfläche ist die Laserintensität nicht konstant. Daher tragen sowohl die hohen Intensitäten aus dem Zentrum als auch kleinere Intensitäten zu jeder Wechselwirkung bei und resultieren in unterschiedlichen reflektierten Frequenzen.

Die Spektren in Abb. 10 zeigen eine spektrale Halbwertsbreite im Bereich von $\approx 7 \text{ nm} - 10 \text{ nm}$, was deutlich über den erwarteten $2,8 \text{ nm}$ liegt. Dazu zeigt sich eine Verschiebung bezogen auf die erwartete Zentralwellenlänge von 515 nm . Das bedeutet, dass während der Messung Bewegungen der Plasmaoberfläche stattgefunden haben, wodurch Rot- und Blau-verschobene Frequenzanteile erfasst worden sind. Die Breite der Spektren entsteht daher aus einer Überlagerung einzelner Anteile, bei deren Erzeugung die n_c -Oberfläche unterschiedliche Geschwindigkeiten aufgewiesen hat. Demzufolge ist das in den Spektren zu erkennende Signal ein Puls, der aufgrund der Oberflächendynamik um seine Zentralwellenlänge verschoben ist. Eine Verbreiterung von Selbstphasenmodulation, die bei Propagation eines relativistischen Lasers durch Plasma auftritt, ist hierbei eher zu vernachlässigen, da die 2. Harmonische im Randbereich des Plasmas erzeugt wird. Dadurch propagiert die 2. Harmonische nur auf einer sehr kurzen Strecke durch das Plasma, insbesondere durch einen Bereich von geringer Dichte.

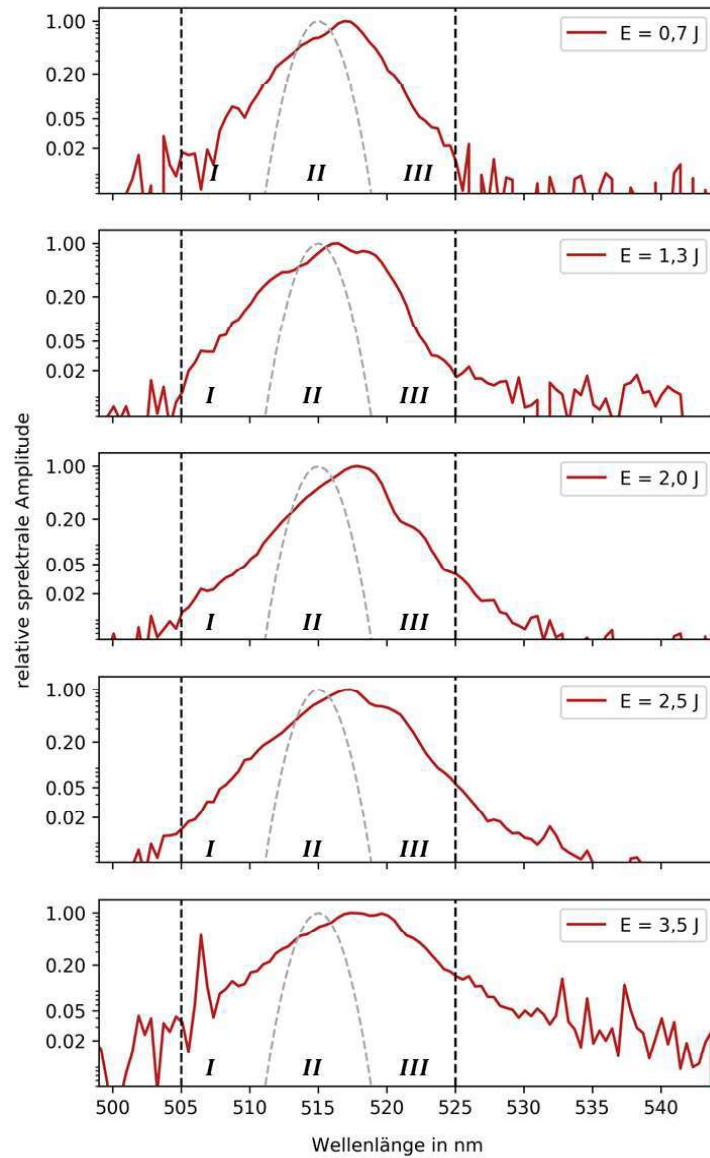


Abbildung 10: Logarithmisch aufgetragenes Spektrum des reflektierten Lichts im Vergleich zum theoretischen Gauß'schen Laserpuls (in grau) der 2. Harmonischen $\lambda_{2\nu}$ für verschiedene Energien. E ist die jeweilige Laserenergie bei der entsprechenden Messung. Zur 2. Harmonischen symmetrische Hilfslinien bei 505 nm und 525 nm sollen als Hilfe zum Vergleichen der Spektren dienen.

Rückschlüsse auf die Dynamik der Oberfläche

In den Spektren in Abb. 10 sind im Vergleich zum ursprünglichen Gauß'schen Puls stärker ausgeprägte Flanken des Signals zu erkennen. Zum einen treten im Bereich I mehr kurzweilige Anteile, also eine stark ausgeprägte linke Flanke des Signals, auf. Diese Blau-Verschiebung ist einer Expansionsbewegung der Plasmaoberfläche entgegen der Laserpropagation zuzuschreiben. Das kann einerseits dadurch gegeben sein, dass dies zu einem Zeitpunkt stattgefunden hat, an dem der Druck des Plasmas größer als der Laserdruck gewesen ist. Dies lässt sich zeitlich an den Beginn der Wechselwirkung einordnen. Hier kommt die Expansion zustande, indem die ansteigende Flanke des Laserpulses die Folie bereits teilweise ionisiert hat, und das Plasma infolge von Absorption aufgeheizt worden ist. Der dadurch ansteigende Plasmadruck bringt das Plasma zum expandieren. Währenddessen ist der Strahlungsdruck des Lasers noch nicht stark genug gewesen, um das Plasma an der Expansion zu hindern und es einzudrücken. Andererseits kann das blauverschobene Signal auch vom Zeitpunkt der Wechselwirkung mit dem Hauptpuls, aber aus einer Region im äußeren Bereich der Fokusfläche stammen. Dort reicht auch zum Zeitpunkt des Hauptpulses die Intensität des Lasers nicht aus, um der Plasmaexpansion entgegen der Laserpropagation entgegenzuwirken. Das würde bedeuten, dass das Plasma in der inneren Fokusregion eingedrückt worden ist, während es in den äußeren Bereichen expandieren konnte, und sowohl rot- als auch blauverschobene Frequenzen reflektiert hat. Zum anderen kann die Expansionsbewegung des Plasmas auch nach der Eindrückbewegung stattgefunden haben, nämlich nachdem das Plasma (im Bereich des Laserfokus) so weit zusammengedrückt wurde, dass der Plasmadruck durch den Dichteanstieg und das Aufheizen wieder größer als der Laserdruck wurde. Letzteres würde zeigen, dass hole-boring anstelle von light-sail stattgefunden hat, da nur bei hole-boring die Eindrückbewegung zum Erliegen kommt.

Viel stärker ausgeprägt sind dahingegen die langwelligen Flanken im Bereich II. Eine solche Rot-Verschiebung kommt durch die Eindrückbewegung des Plasmas zustande. Diese entsteht, wenn die Intensität des Laserpulses ausreichend angestiegen ist, also im Hauptteil des Laserpulses. Dort ist der Strahlungsdruck des Lasers größer als der Plasmadruck, sodass er dessen Expansionsbewegung stoppt und das Plasma vor sich her drückt.

Während der Laserpuls in das Plasma eindringt, trifft er zunächst, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, auf eine exponentiell ansteigende Plasmadichte. Gleichzeitig drückt er das Plasma durch seinen Strahlungsdruck immer weiter zusammen. Infolgedessen kann die Eindrückbewegung des Plasmas zum Ruhen kommen. Im hole-boring geschieht das dadurch, dass die Plasmadichte so stark angestiegen ist, dass der Strahlungsdruck dem Expansionsruck des Plasmas nicht mehr standhalten kann. Daneben hemmt auch die elektrostatische Anziehung der Ionen die Eindrückbewegung des Plasmas bzw. der Elektronen. Die Ionen, die aufgrund ihrer Trägheit nicht so weit in das Plasmaintere gedrückt werden wie es für die Elektronen der Fall ist, ziehen die Elektronen dabei aus der eingedrückten Region heraus. Der Stillstand der n_c -Oberfläche ist in diesem Experiment an dem stets hohen Signal um 515 nm im Bereich II erkennbar. Dies entspricht der unverschobenen 2. Harmonischen, die durch eine ruhende Plasmaoberfläche zustande kommt.

Auffällig ist an den Spektren außerdem, dass deren Verlauf einzelne unregelmäßig auftretende, kleine Maxima aufweist. Ursache dafür können die Eigenschaften des Plasmas sein, welche nicht nur zeitlich, sondern auch räumlich variieren. Dies tritt vor allem bei hole-boring in der Region des Lochs auf, wo die Plasmadichte n_e sehr unkonstant ist. Dadurch kann auch die Reflektionsfläche gekrümmt und verformt sein, sodass das Licht in verschiedene Richtungen reflektiert wird [2]. Eine Überlagerung der reflektierten Anteile würde in Interferenzmaxima und -minima resultieren, was die Erklärung für einzelne Maxima sein könnte.

Energieabhängigkeit

Abb. 10 ist zu entnehmen, dass die Doppler-Verschiebung mit der Laserenergie zusammenhängt. Das ist im Spektrum im “langwelligen” Bereich zu erkennen, in welchem das Signal. Je höher die Laserenergie, desto größere Wellenlängen sind in der erzeugten 2. Harmonischen enthalten. Das bestätigt, dass mit höherer Laserenergie der Strahlungsdruck eine größere Kraft auf die Oberfläche der kritischen Dichte ausübt, und sich diese somit schneller bzw. länger in Richtung Plasmainneres bewegt, was den Erwartungen in beiden Eindrück-Regimen (light-sail sowie hole-boring) entspricht.

Weiterhin ist erkennbar, dass sich auch die kurzwelligen Bereiche der Spektren je nach Laserenergie voneinander unterscheiden. So ist für höhere Laserenergie der Bereich bei Wellenlängen ≤ 510 nm ausgeprägter als bei kleineren Laserenergien, bei welchen das Signal steiler abfällt. Eine Ursache dafür könnten die Vorpulse bzw. ASE sein, die bei größeren Laserintensitäten ebenso intensiver sind. Durch deren ausreichend hohe Intensität kann die Folie bereits zu einem frühen Zeitpunkt im Laserpuls ionisiert werden. Dadurch kann das Plasma expandieren, bevor die Intensität im Hauptpuls das Plasma eindrückt. Das während dieser Zeit reflektierte Licht ist somit blauverschoben.

4.2 Geschwindigkeit der Oberfläche der kritischen Dichte

Im Folgenden soll aus dem Spektrum der erzeugten 2. Harmonischen die entsprechende Geschwindigkeit der n_c -Oberfläche berechnet und mit den Erwartungen an die theoretischen Eindrückregime verglichen werden. Dazu sollen zuerst die Kriterien für die Analyse des Spektrums betrachtet werden. Für diese Spektren wurde jedoch noch keine Ulbricht-Kugel verwendet. Dadurch ist verglichen mit dem zuvor betrachteten Spektrum in der qualitativen Interpretation das Signal schwächer und das Rauschen stärker.

4.2.1 Kriterien zur Analyse des Spektrums

Verschobene Wellenlänge im Spektrum

Um die verschiedenen Geschwindigkeitskomponenten der n_c -Oberfläche, welche während der Wechselwirkung des Hauptpulses auftreten, auch quantitativ analysieren zu können, muss im Spektrum zunächst die verschobene Wellenlänge λ erkannt werden. Dies kann anhand verschiedener markanter Wellenlängen-Werte im Spektrum vorgenommen werden. Drei vergleichbare Punkte im Spektrum sind die Wellenlängen, an denen:

- das Signal zu kleineren Wellenlängen abgeschnitten ist, was der maximalen Expansionsbewegung entspricht, hier als *linker cut-off* bezeichnet;
- das Signal zu größeren Wellenlängen abgeschnitten ist, was der maximalen Eindrückbewegung entspricht, hier als *rechter cut-off* bezeichnet;
- das Signal maximal ist, hier als *Peak Position* bezeichnet.

Das ist am Beispiel des Spektrums für $E = 8$ J in Abb. 11 dargestellt. Der linke cut-off entspricht der maximalen Expansionsbewegung des Plasmas. Wie in Kapitel 4 beschrieben, kann diese unter bestimmten Bedingungen verschiedenen Zeitpunkt der Wechselwirkung zugeordnet werden. Der rechte cut-off des Signals wird durch die maximale Eindrückgeschwindigkeit bestimmt. Er ist damit für den Vergleich von hole-boring und light-sail aussagekräftiger als der linke cut-off, weshalb letzterer hier nicht weiter verwendet wird.

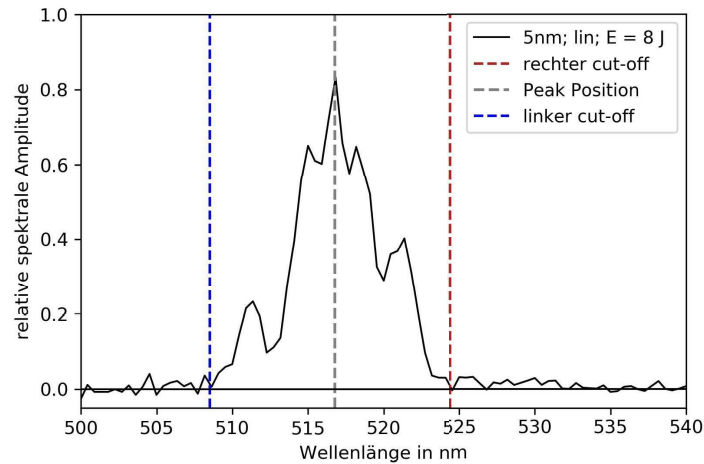


Abbildung 11: Charakteristika des Spektrums des reflektierten Lichts der 2. Harmonischen am Beispiel für die Verwendung linear polarisierten Lichts und einer 5 nm dünnen Folie bei einer Laserenergie von 8 J

Mit *Python* wurde ein Programm geschrieben, welches das jeweilige zur Laserenergie gehörende Spektrum auf die charakterisierenden Wellenlängen untersucht, um aus diesen die Geschwindigkeit zu berechnen. Daraufhin wurden diese Wellenlängen-Werte aus dem Spektrum auf ihre Anwendbarkeit zur Geschwindigkeitsberechnung miteinander verglichen. In Abb. 12 ist das Ergebnis dieser Berechnung für eine Folie der Dicke von 5 nm bei zirkular polarisiertem Laserlicht gezeigt. Es wurde einmal die Peak Position und einmal der rechte cut-off-Wert als verschobene Wellenlänge in Gl. 30 verwendet und die dazu gehörenden Geschwindigkeiten über der Energie der Laserpulse im Experiment aufgetragen. Dabei ist zu sagen, dass sich beide Verschiebungen auf die Zentralwellenlänge der 2. Harmonischen beziehen. Aus der Verwendung des rechten cut-off-Werts folgt dadurch eine Abschätzung der maximal möglichen Verschiebung bzw. Eindrückgeschwindigkeit. Allerdings kann der rechte cut-off-Wert auch zu einer ursprünglich größeren Wellenlänge als der Zentralwellenlänge der 2. Harmonischen, und dadurch einer kleineren Verschiebung gehören. Dies müsste in Gl. 30 durch eine größere, unverschobene Bezugswellenlänge berücksichtigt werden. Ausgehend von einem unverschobenen Gauß'schen Puls der 2. Harmonischen liegt die für den rechten cut-off-Wert vermutete Bezugswellenlänge im Bereich zwischen 515 nm und ≈ 517 nm. Für diesen möglichen Wellenlängenbereich, aus dem das verschobene Signal stammen könnte, folgt aus Gl. 30 ein Geschwindigkeitsbereich, von welchem in den folgenden Betrachtungen der maximale Wert verwendet wird. Unter Annahme einer kleinstmöglichen Verschiebung ist allerdings auch eine bis zu 30% kleinere Geschwindigkeit möglich.

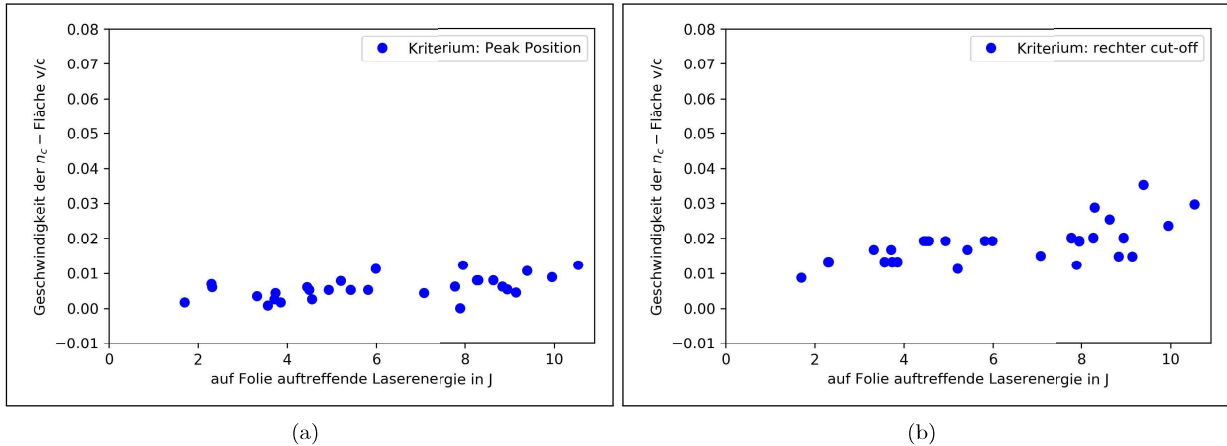


Abbildung 12: Geschwindigkeiten $\frac{v}{c}$ der n_c -Oberfläche, die (a) aus der verschobenen Peak-Position der Spektren und (b) aus dem rechten cut-off der Spektren berechnet wurden, aufgetragen über der auf der Folie auftreffenden Energie E .

In den Diagrammen in Abb. 12 ist erkennbar, dass die aus der Peak Position bestimmten Geschwindigkeiten in (a) leicht mit der Energie ansteigen. Die ansteigende Tendenz ist im Gegensatz dazu unter Verwendung des rechten cut-offs deutlicher, was im Diagramm in Abb. 12(b) zu sehen ist. Auch dort befinden sich die Geschwindigkeitsbeträge bei kleinen Energien zwischen $\frac{v}{c} = 0$ und $\frac{v}{c} = 0,01$, steigen jedoch zu höheren Energien bis zu $\frac{v}{c} = 0,03$ an. Dass die Geschwindigkeiten im letztgenannten Kriterium im allgemeinen höher sind, liegt daran, dass er als langwelligster Wert im Signal auch die größte Rot-Verschiebung impliziert. Die Streuung der Werte ist für beide Kriterien für die meisten Foliendicken mit einer Standardabweichung im Bereich um 0,004 in etwa gleich groß. Das liegt zum einen an der Berechnung der Geschwindigkeit, in der die entsprechende unverschobene Wellenlänge im Puls angenommen werden muss. Zum anderen liegt das auch an der Analyse der Spektren, in denen die charakteristischen Werte durch das Rauschen nicht immer korrekt ausgelesen werden können. Daher haben sich diese auch nicht dazu geeignet, einen Gauß'schen Puls an das Signal anzupassen. Um das Ergebnis bei verschiedenen Foliendicken möglichst deutlich miteinander vergleichen zu können, soll daher im Folgenden der rechte cut-off als Kriterium verwendet werden. Dass sich dieser besser als der Peak-Wert für die Untersuchung eignet, bestätigte auch eine händische Analyse der Spektren. Auch dabei ist die Peak Positionen durch das Rauschen zum einen, und das unregelmäßige Auftreten von Nebenpeaks zum anderen, oft schwer festzulegen gewesen. Der rechte cut-off war dem gegenüber meistens objektiver zu bestimmen.

Aussortieren der Ausreißer-Spektren

Nachdem die v - E -Diagramme wie eben beschrieben erstellt wurden, wurde eine auffällige Streuung einzelner Werte darin deutlich. Daraufhin wurde überprüft, ob das reflektierte Licht das Spektrometer gut ausgeleuchtet hat. Aufschluss darüber gaben die Kamerabilder des Schirms, auf den das Licht auftraf, die zu jedem Laserschuss gemacht wurden. Bei einigen Schüssen war dabei zu erkennen, dass der reflektierte Strahl nicht zentral auf den Schirm auftraf. Stattdessen war dieser teilweise weit entfernt von dem mittig im Schirm befindlichen Loch, welches das Licht zum Spektrometer weiterführte, zu erkennen. Diese Spektren wurden dann aussortiert und nicht in die weitere Auswertung einbezogen. Ein Beispiel dafür ist ein Abb. 13 gezeigt. Aus dem Vergleich der Kamerabilder wurde außerdem deutlich, dass das auf den Schirm auftreffende Strahlprofil der Laserschüsse teilweise sehr unterschiedlich aussehen konnte. Daher kann es sein, dass auf das Loch zum Spektrometer jeweils sehr unterschiedliche Abschnitte des Strahlprofils getroffen sind, was sich in einer von der Doppler-Verschiebung unabhängigen Variation der Spektren äußern würde. Auch das fließt in die auffällige Streuung der Messwerte ein.

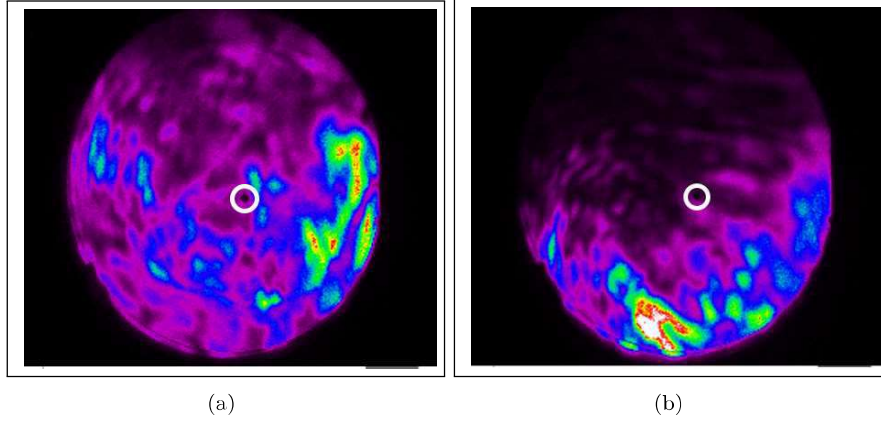


Abbildung 13: Bild des Schirms, auf den das reflektierte Licht aufgetroffen ist im Vergleich: Während in (a) das Loch zum Spektrometer (hier durch den weißen Kreis hervorgehoben) ausreichend beschienen wurde, musste in (b) das dazugehörige Spektrum aussortiert werden, da das reflektierte Licht nicht optimal zum Spektrum gelangen konnte.

4.2.2 Vergleich der beobachteten Eindrückbewegung mit den theoretischen Modellen

Mit der eben beschriebenen Vorgehensweise wurden für mehrere Foliendicken und jeweils für linear und zirkular polarisiertes Licht die $v - E$ - Diagramme erstellt, die in den Abbildungen 14 und 15 zu sehen sind. Zusätzlich wurden jeweils die Graphen der theoretisch zu erwartenden Geschwindigkeiten im hole-boring und light-sail-Modell, berechnet nach Gl. 26 und 28, in die Diagramme eingezeichnet. Hierfür wurde zunächst die maximale Intensität des Hauptpulses, sowie die maximale Elektronendichte angenommen. Dies entspricht dem Szenario, in dem die maximale Eindrückbewegung im Moment des vollständig ionisierten, noch nicht expandierten Plasmas auftritt. Der Fall, dass diese Eindrückbewegung an einem bereits expandierten Plasma, mit kleinerer Elektronendichte, auftritt, soll im nachfolgenden Kapitel betrachtet werden. Die verwendeten Parameter zur Berechnung der theoretischen Geschwindigkeiten sind in Tabelle 1 zusammengefasst. Die Fluenz $F = \frac{I}{A}$ und Intensität ist jeweils aus der Energie des Lasers bestimmt worden.

Z	$a_{\text{Kohlenstoff}}$	n_e	n_c	ρ_{DLC}	λ	A_{FWHM}	τ_{FWHM}
6,0	12	$6 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$	$2,0 \text{ gcm}^{-3}$	1030 nm	$8,8 \mu\text{m}^2$	140 fs

Tabelle 1: In Gl. 26 und 28 verwendete Parameter zur Berechnung von v_{hb} und v_{ls} : Ionisationsgrad Z , Elektronendichte n_e , die kritische Dichte n_c , die Massendichte von DLC ρ_{DLC} , die Zentralwellenlänge des Lasers λ , die Fokusfläche A_{FWHM} , und die Pulsdauer τ_{FWHM} .

Allgemeine Charakteristik der v - E -Diagramme

Bei einer auf die Folie auftreffender Energie im Bereich einiger Joule liegt die Eindrückgeschwindigkeit n_c -Oberfläche für alle verwendeten Foliendicken (3,5 nm - 500 nm) stets im Bereich zwischen 0 und $0,05c$. Trotz relativ großer Streuung der Punkte ist zu erkennen, dass die Geschwindigkeit bei zunehmender Energie ansteigt. Dies entspricht den Erwartungen an den Eindrückprozess sowohl im hole-boring als auch im light-sail-Modell, nach denen der Laser mit höherer Intensität stärker auf die Oberfläche drückt und diese daher schneller in Vorwärtsrichtung des Lasers beschleunigt.

Einerseits kann die Streuung auf die in Kapitel 4.2.1 genannten Probleme der Analyse der Spektren sowie Variation des Strahlprofils auf dem Schirm hindeuten. Andererseits zeigt die Streuung auch, dass die Plasma-Parameter entgegen der Annahmen in Tabelle 1 für die einzelnen Laser-Schüsse nicht miteinander übereingestimmt haben und die Laserenergie nicht die einzige variierende Variable gewesen ist. Wie

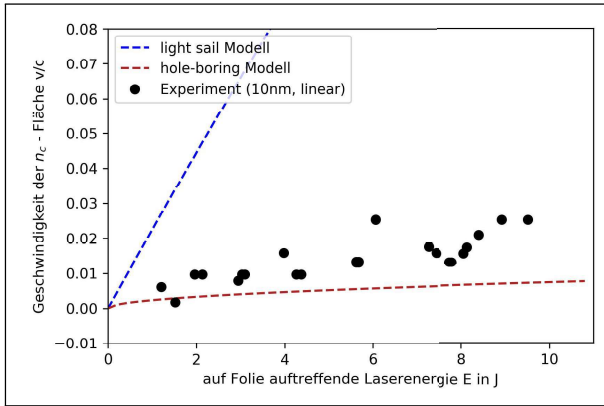
sich bereits in der Vorbetrachtung in Kapitel 2.3 zeigte, hängt die Geschwindigkeit der n_c -Oberfläche von vielen Parametern ab, die alle als konstant abgeschätzt wurden. Tatsächlich können diese jedoch bei jedem Laser-Schuss anders sein, was dadurch gegeben ist, dass der Laserpuls im Experiment nicht immer zum selben Zeitpunkt relativ zur Ionisation mit dem Plasma wechselwirkt.

Insbesondere die Elektronendichte kann dadurch sehr unterschiedlich sein. Je nachdem, ob die Folie früher oder später ionisiert wird, kann der Laserpuls auf ein Plasma größerer Skalenlänge oder kleinerer Skalenlänge treffen und dadurch einen niedrigen bzw. höheren Elektronendichtegradienten antreffen. Im hole-boring-Regime ist die Eindringgeschwindigkeit nach Gl. 26 jedoch von der Elektronendichte des Plasmas abhängig, da das Plasma dadurch sehr schnell oder sehr langsam zusammen gedrückt werden kann. Für kleinere Elektronendichten ist die Eindringgeschwindigkeit somit umso größer.

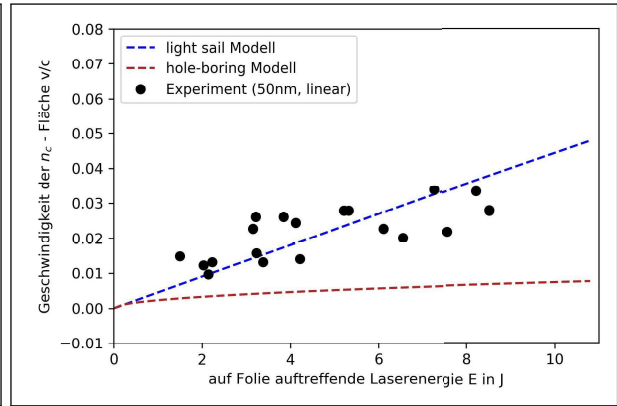
Entscheidend für den Eindringprozess ist außerdem die auf das Plasma einwirkende Intensität, sowohl im hole-boring als auch im light-sail-Regime. Auch diese hängt von der Zeit ab, sodass je nach Ionisationszeitpunkt der Folie eine unterschiedlich starke Intensität des Pulses mit dem Plasma wechselwirkt.

Weiterhin ist zu bemerken, dass die Dichte der DLC Folie nach Herstellerangaben mit einem Fehler von 10% [19] behaftet ist. Das sollte sich allerdings nicht auf die Streuung der Messwerte auswirken, da für die einzelnen Diagramme jeweils dieselben Folien verwendet wurden.

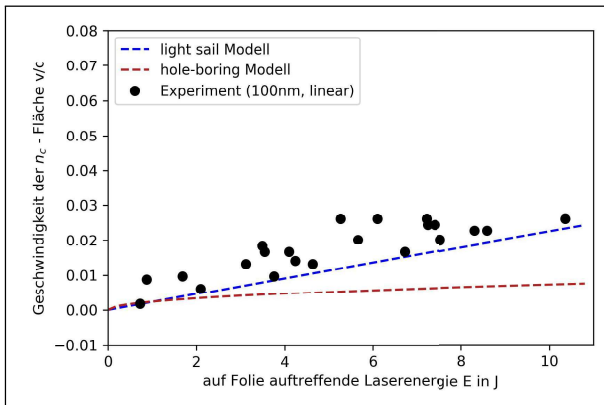
Auch die Auswertung selbst trägt zur Streuung der Geschwindigkeitswerte in den $v - E$ -Diagrammen bei, da die Doppler-Verschiebung durch das Rauschen und Nebenpeaks oft nicht einem eindeutigen cut-off-Wert im Spektrum zuzuordnen war.



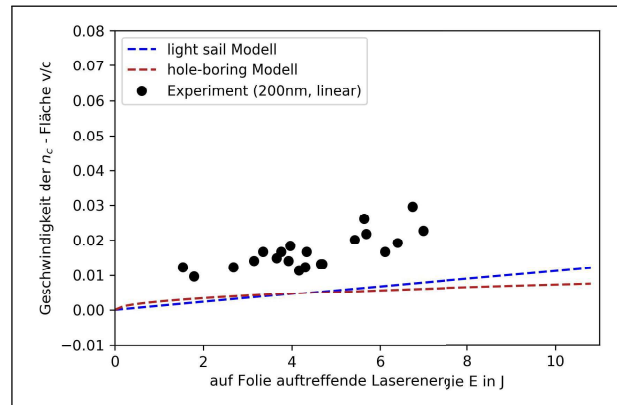
(a)



(b)



(c)



(d)

Abbildung 14: Geschwindigkeiten der n_c -Oberfläche infolge des Eindrückens durch den Laser im Vergleich mit den nach Gl. 26 und 28 berechneten Geschwindigkeiten, die für hole-boring und light-sail für die Parameter in Tabelle 1 zu erwarten sind, wobei in beiden Regimen die maximal mögliche Dichte ($n_e = 570n_c$) angenommen wurde. Die Diagramme wurden unter Verwendung **linear polarisierten** Lichts und Foliendicken d von (a) $d = 10$ nm; (b) $d = 50$ nm; (c) $d = 100$ nm; (d) $d = 200$ nm erstellt.

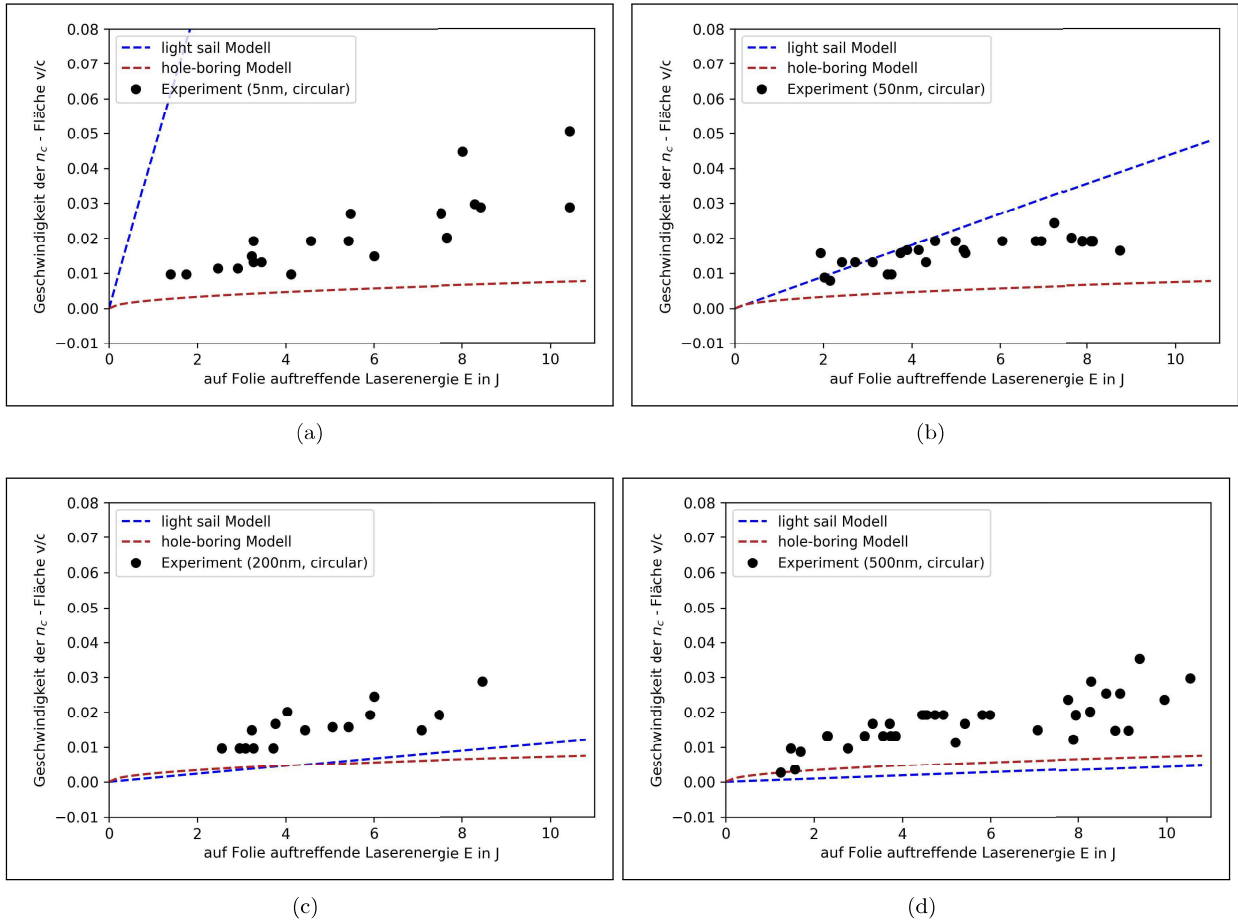


Abbildung 15: Geschwindigkeiten der n_c -Oberfläche infolge des Eindrückens durch den Laser im Vergleich mit den nach Gl. 26 und 28 berechneten Geschwindigkeiten, die für hole-boring und light-sail für die Parameter in Tabelle 1 zu erwarten sind, wobei in beiden Regimen die maximal mögliche Dichte ($n_e = 570n_c$) angenommen wurde. Die Diagramme wurden unter Verwendung **zirkular polarisierten** Lichts und Foliendicken d von (a) $d = 5$ nm; (b) $d = 50$ nm; (c) $d = 200$ nm; (d) $d = 500$ nm erstellt.

Abhängigkeit von Foliendicke und Polarisation

In Abb. 14 sind die $v - E$ -Diagramme für linear polarisiertes und in Abb. 15 für zirkular polarisiertes Licht bei Verwendung verschiedener Foliendicken zu sehen. Für beide Polarisationen zeigt sich keine deutliche Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der Foliendicke. Lediglich für zirkular polarisiertes Licht bei der 5 nm Folie in Abb. 15 stechen zwei Punkte hoher Geschwindigkeiten aus dem Diagramm heraus, allerdings ist diese Anzahl bei der hier auftretenden Streuung nicht aussagekräftig. Im Vergleich zu den in Kapitel 2.3 vorgestellten Modellen zeigt sich, dass die experimentell bestimmten Geschwindigkeiten für kleine Foliendicken im Bereich zwischen hole-boring- und light-sail-Regime liegen. Bei einer Dicke von 50 nm entsprechen die experimentell bestimmten Geschwindigkeiten (für beide Polarisationen) den Geschwindigkeiten, die aus der Berechnung im light-sail-Modell folgten. Im light-sail-Regime wäre allerdings eine Abhängigkeit der Eindrückgeschwindigkeit von der Foliendicke zu erwarten gewesen, wie es auch in Formel 28 zu sehen ist. Je dicker die Folie, desto langsamer sollte dabei die Geschwindigkeit der n_c -Oberfläche sein. Ein solches Verhalten ist in den experimentellen Werten allerdings nicht erkennbar, da die Eindrückgeschwindigkeiten für alle verwendeten Foliendicken im gleichen Bereich liegen bzw. streuen. Das lässt darauf schließen, dass in diesem Experiment kein light-sail, sondern hole-boring auftrat. Insbesondere für die dickeren Folien ab 100 nm ist es umso unwahrscheinlicher, dass light-sail stattgefunden hat. Das zeigt einerseits, dass die theoretisch zu erwartende light-sail-Geschwindigkeit dort

kleiner ist als die experimentell bestimmte.

Die theoretische Geschwindigkeit im hole-boring-Modell hängt nicht von der Foliendicke, sondern von der Elektronendichte ab. Dass sich die experimentellen Eindrückgeschwindigkeiten für verschiedene Foliendicken nicht voneinander unterscheiden ist daher gut mit dem hole-boring-Modell zu erklären. Die experimentell bestimmten Geschwindigkeiten sind dabei stets etwas größer als die zu erwartenden hole-boring-Geschwindigkeiten, was im nächsten Kapitel diskutiert werden soll.

4.2.3 Elektronendichte

Aus dem letzten Abschnitt folgt, dass im Experiment wahrscheinlich hole-boring, und nicht light-sail stattgefunden hat. Dennoch stimmten die experimentell bestimmten Geschwindigkeiten nicht mit der jeweils ausgerechneten v_{hb} überein. Das ist auf die Abschätzung der für v_{hb} -Berechnung verwendeten Parameter zurückzuführen. Dabei wurde die Elektronendichte als konstanter (Maximal-) Wert angenommen. Diese verläuft allerdings in einem exponentiell ansteigenden Dichteprofil und ist daher stark vom Ort und dem Zeitpunkt der Wechselwirkung abhängig. Die Wechselwirkung kann daher an unterschiedlichsten Elektronendichten stattgefunden haben, weshalb dieser Parameter der ‘unsicherste’ Parameter bei der Berechnung gewesen ist. Daher soll nun untersucht werden, für welche Elektronendichten die erwartete v_{hb} den experimentellen Ergebnissen entspricht. Abgesehen von der Elektronendichte sollen alle anderen Parameter zur Berechnung von v_{hb} (in Tabelle 1) hierbei konstant gehalten werden.

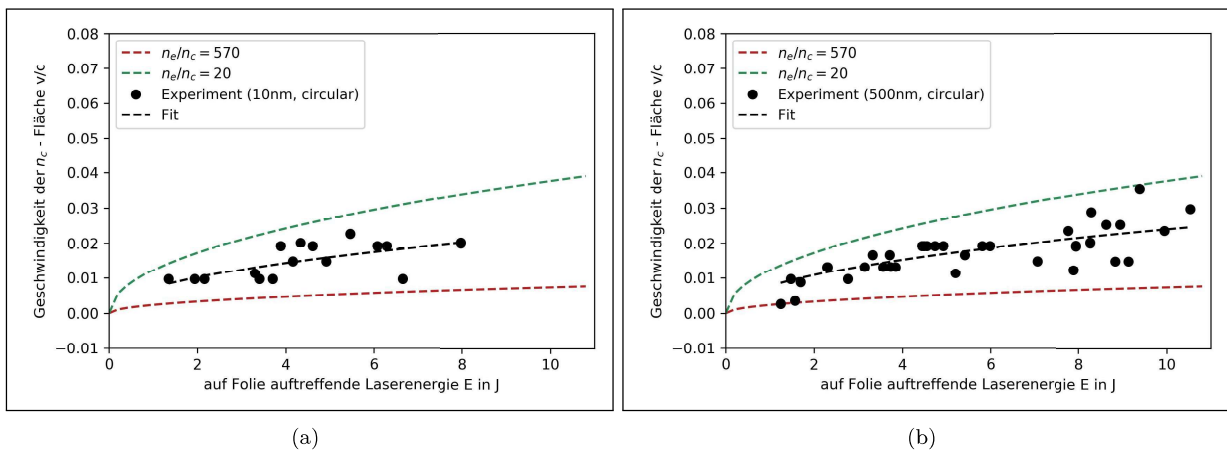


Abbildung 16: Geschwindigkeiten der n_c -Oberfläche im Vergleich mit nach Gl. 26 berechneten v_{hb} für verschiedene Elektronendichten n_e , bei Verwendung zirkular polarisierten Lichts und Foliendicken d von (a) $d = 10\text{nm}$; (b) $d = 500\text{nm}$.

In Abb.16 sind erneut die experimentell bestimmten Werte zu sehen, diesmal aber nur im Vergleich mit dem hole-boring-Modell, in Betrachtung unterschiedlicher Elektronendichten. Die ursprünglich angenommene, höchstmögliche Elektronendichte $n_e = 570n_c$, ist immernoch als rote Linie erkennbar und markiert die untere Grenze für mögliche v_{hb} . Dazu ist ein weiterer Graph mit $n_e = 20n_c$ eingezeichnet, der in allen Messungen, abgesehen von 5 nm linear polarisiert, die experimentell bestimmten Geschwindigkeiten als obere Grenze einschließt. Nach dieser Anpassung des hole-boring-Modells an das Experiment sind Elektronendichten im Bereich von $20n_c \leq n_e \leq 570n_c$ bei der im Spektrum beobachteten Wechselwirkung aufgetreten. Dabei ist anzumerken, dass für die Abschätzung dieser Elektronendichten die Laserintensität weiterhin als maximal angenommen wurde. Diese Analyse bezieht sich damit nur auf die Möglichkeit, dass der Laserpuls die n_c -Oberfläche mit seiner Hauptintensität eindringt.

Der Fall, dass die Eindrückbewegung bereits durch kleinere, bzw. früher auftreffende Intensitäten des

Laserpulses verursacht wird, soll im nachfolgenden Kapitel betrachtet werden.

Zur genaueren Abschätzung der Elektronendichten wurden die experimentellen Geschwindigkeiten durch eine Anpassung genähert, dessen Verlauf durch die v_{hb} -Formel nach Gl. 26 gegeben ist, und aus dessen Parametern auf die Elektronendichte zu schließen ist. Die aus dieser Anpassung bestimmten Elektronendichten sind für die einzelnen Diagramme in Tabelle 2 zusammengefasst. Es ist anzumerken, dass diese Werte nicht den jeweiligen Elektronendichten für jeden einzelnen Laserschuss entsprechen, sondern für gleiche Foliendicke und Polarisation als konstant angenommen wurden. Somit folgt aus einer Anpassungs-Kurve, die mehrere Laserschüsse beinhaltet, nur ein einzelner Wert für die Elektronendichte. Die angegebenen Elektronendichten sind daher jeweils als Mittelwert über die Messreihe zu sehen.

In den meisten Messreihen ergab sich eine solche Elektronendichte von $n_e \approx 70n_c$, was viel kleiner als die Ausgangs-Elektronendichte von DLC ($570n_c$) ist.

Das bedeutet, dass das Plasma zu dem Zeitpunkt, zu dem die Hauptintensität des Laserpulses auftraf, bereits expandiert war. Dadurch hätte der Laser am Ort des exponentiell ansteigenden Dichteprofiles auf das Plasma eingewirkt und eine kleinere Elektronendichte wahrgenommen, als es ursprünglich durch die DLC-Folien gegeben war.

Foliendicke d in nm	Polarisation des Lasers	$n = n_e/n_c$
5	linear	30 ± 5
10	linear	111 ± 21
30	linear	51 ± 6
50	linear	38 ± 4
100	linear	62 ± 6
200	linear	63 ± 6

5	zirkular	43 ± 7
10	zirkular	82 ± 10
20	zirkular	64 ± 3
30	zirkular	78 ± 7
50	zirkular	78 ± 5
100	zirkular	77 ± 5
200	zirkular	75 ± 9
500	zirkular	72 ± 6

Tabelle 2: Aus den Fitkurven in Abb.16 bestimmte Elektronendichten, deren v_{hb} (aus Gl.26) mit dem Experiment übereinstimmen, für verschiedene Foliendicken und Polarisationen.

4.2.4 Zeitpunkt der Wechselwirkung

Im Vorausgegangen wurden die experimentellen Geschwindigkeiten im hole-boring-Modell betrachtet und die Messwerte durch Verändern der angenommenen Elektronendichte dem Modell angepasst. Daraus folgte, dass der Laserpuls beim Eindringen auf eine Elektronendichte von $\approx 70n_c$ zu treffen schien. Dabei wurde angenommen, dass die Eindringgeschwindigkeiten durch die maximale Laserintensität verursacht wurden. Ob der Laserpuls, der nur bis zur kritischen Dichte durch das Plasma propagieren kann, dieses tatsächlich so stark zusammendrücken kann, dass die Plasmadichte $70n_c$ entspricht, ist fragwürdig. Es ist unwahrscheinlich, dass die hier betrachtete Maximalgeschwindigkeit, mit der die n_c -Oberfläche durch den Laserdruck bewegt wurde, im Bereich so hoher Dichte stattgefunden hat. Dazu hätte der Laser das Plasma sehr stark eindringen müssen.

Stattdessen könnte die schnellste Eindringbewegung schon im unteren Bereich des ansteigenden Dichteprofiles stattgefunden haben, insbesondere unter der Annahme, dass im Experiment hole-boring aufgetre-

ten ist. Um bei kleineren Elektronendichten die experimentellen Geschwindigkeiten erklären zu können, ist gleichzeitig auch die Annahme einer maximalen Laserintensität in Frage zu stellen. Daher sollen nun auch Laserintensitäten unterhalb der Maximalintensität zugelassen werden und damit in Betracht gezogen werden, dass die schnellste Eindrückbewegung zeitlich schon vor dem Hauptpuls bei kleineren Intensitäten stattfindet. Im Folgenden ist daher für festgelegte Elektronendichten die zum hole-boring passende Intensität gesucht. Hierzu werden noch kleinere Elektronendichten angenommen. Damit wird der Fall berücksichtigt, in dem das Plasma zum Zeitpunkt der Wechselwirkung im Mittel über die Laserschüsse weiter expandiert war, was auch in dem Schema in Abb. 6 dargestellt ist. Der Laser, der nur bis zur n_c -Oberfläche eindringt, drückt das Plasma in der Fokusregion zusammen, und erhöht damit die Elektronendichte auf überkritische Werte. Während der Laser durch die exponentiellen Ausläufer dieses expandierten Plasmas propagiert, erhitzt er dieses und wirkt dem Eindrückvorgang wiederum entgegen. Dadurch wird die Eindrückgeschwindigkeit im Laufe der Zusammenstauchung kleiner. Da die Eindrückgeschwindigkeit also mit ansteigender Elektronendichte abnimmt, sind für die Analyse der Maximalgeschwindigkeit bei kleineren Intensitäten umso kleinere Elektronendichten anzunehmen. Unter der Annahme, dass die Eindrückbewegung im Dichte-Bereich um n_c geschieht, wurden mithilfe der v_{hb} -Formel die Intensitäten berechnet, die die jeweiligen experimentell bestimmten Geschwindigkeiten zur Folge hätten. Diese Intensitäten lassen sich dann in das Intensitätsprofil des Lasers einordnen, was wiederum Rückschlüsse auf den Zeitpunkt der Wechselwirkung gibt. Dies ist am Beispiel der Messung mit zirkular polarisiertem Licht für zwei Foliendicken in Abb. 17 dargestellt.

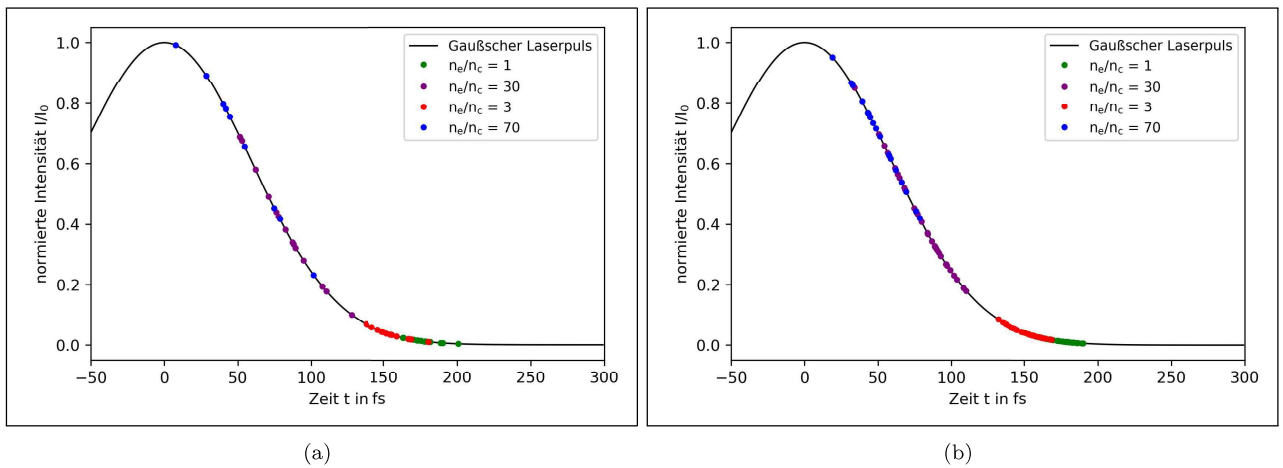


Abbildung 17: Zeitpunkt der Wechselwirkung, berechnet aus den experimentell bestimmten Geschwindigkeiten der n_c -Oberfläche unter Anwenden des hole-boring-Modells bei zirkular polarisiertem Licht für Folien der Dicke (a) 10 nm und (b) 100 nm.

Die Intensitäten sind erwartungsgemäß kleiner als die zuvor angenommene (maximale) Intensität des Lasers und liegen in der ansteigenden Flanke des Gaußschen Intensitätsprofils bei etwa 150 fs vor dem Intensitätsmaximum. Aus der Einordnung der Intensitäten in das Intensitätsprofil des Laserpulses kann geschlossen werden, in welchem zeitlichen Abstand vor dem Auftreffen der Maximalintensität die schnellste Eindrückbewegung stattgefunden haben müsste. In Abb. 18 sind diese zeitlichen Abstände für ausgewählte Foliendicken über der Energie aufgetragen. Es zeigt sich, dass die Zeitabstände nicht von der Foliendicke abhängig sind und stets im Bereich von bis zu ≈ 200 fs vor dem Auftreffen der Maximalintensität liegen. Demzufolge hat die hier betrachtete, schnellste Eindrückbewegung für angenommene Elektronendichten, die n_c bis $70n_c$ entsprechen bis zu 200 fs vor dem Auftreffen der Maximalintensität stattgefunden. Für die Annahme kleinerer Elektronendichten (wie $1n_c$ und $3n_c$ in Abb. 18) hätte die Eindrückbewegung früher stattgefunden und für größere Elektronendichten (z. B. $30n_c$ und $70n_c$) später bzw. näher am

Maximum der Intensität. Die in diesem Experiment beobachtete maximale Eindringbewegung ist damit auf einen Zeitraum von bis zu 200 fs vor Auftreffen der Maximalintensität des Laserpulses zu begrenzen. Dass die maximale Eindringbewegung nicht während der Wechselwirkung mit dem Hauptpuls, sondern relativ weit davor stattgefunden hat, passt auch zu dem in Kapitel 4 qualitativ ausgewertetem Spektrum. Darin lag der Hauptteil des Signals in der Nähe der unverschobenen 2. Harmonischen, was zeigte, dass die n_c -Oberfläche zur Zeit des Hauptpulses, in Wechselwirkung mit den höchsten Intensitäten, weitestgehend ruhte.

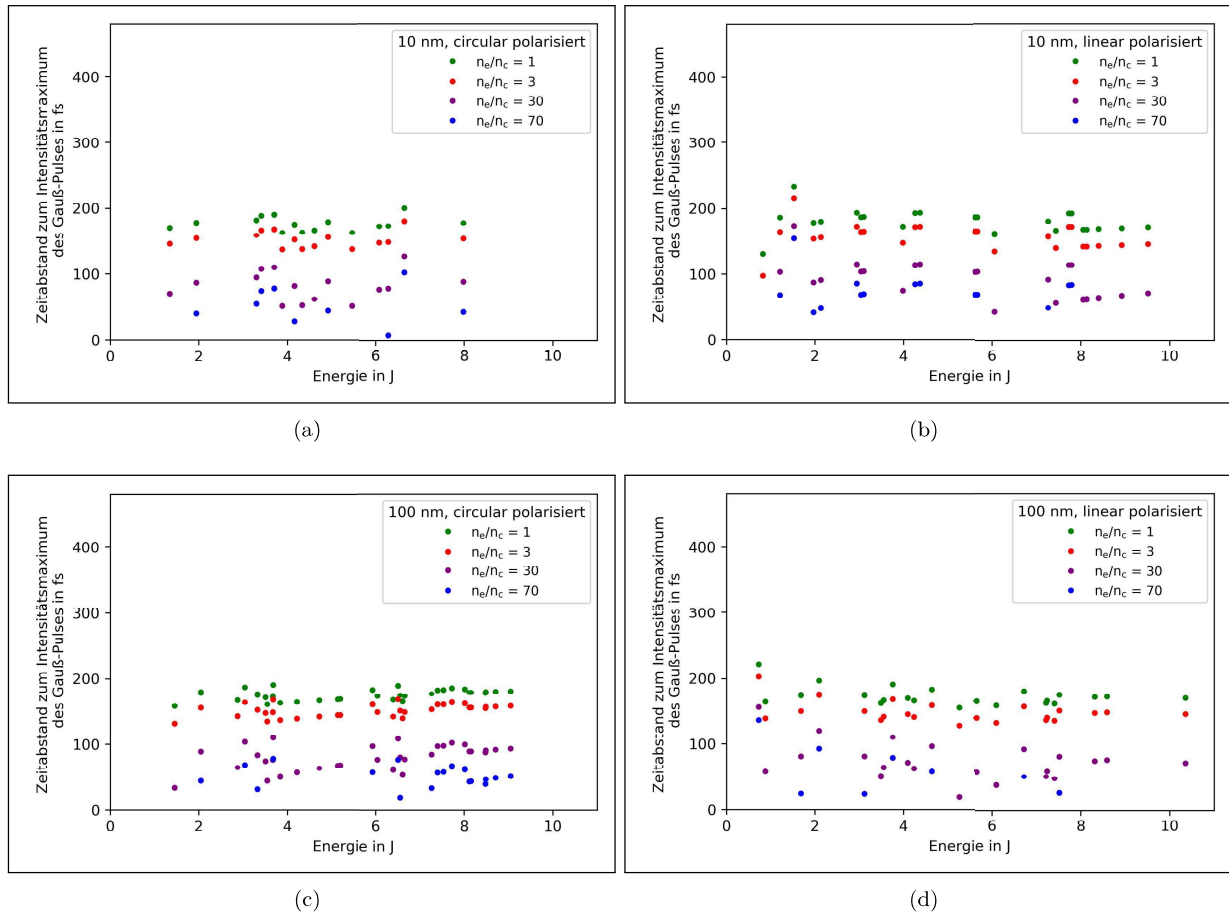


Abbildung 18: Zeitlicher Abstand vom Auftreffen der maximalen hole-boring-Geschwindigkeit zum Intensitätsmaximum des Gauß-Pulses in Abhängigkeit von der auf die Folie auftreffenden Energie E , berechnet aus den experimentell bestimmten Geschwindigkeiten der n_c -Oberfläche unter Anwendung des hole-boring-Modells für (a) $d = 10$ nm, zirkular polarisiert; (b) $d = 10$ nm, linear polarisiert; (c) $d = 100$ nm, zirkular polarisiert; (d) $d = 100$ nm, linear polarisiert.

5 Fazit

In dieser Arbeit wurden die Spektren des von einem Laserplasma zurückreflektierten Lichts hinsichtlich der Oberflächendynamik im Bereich des ansteigenden Dichtegradients untersucht. Die Analyse erfolgte anhand der 2. Harmonischen ($\lambda_{2\nu}$), die an der Plasmaoberfläche erzeugt wurde.

Aus der hohen spektralen Breite des $\lambda_{2\nu}$ -Signals folgte, dass sich die n_c -Oberfläche des Plasmas während der Wechselwirkung bewegt haben muss. Der deutliche, rot-verschobene Anteil des Signals bestätigte, dass der Laser das Plasma eingedrückt haben muss, was mit ansteigender Laserenergie umso auffälliger wurde. Daneben war auch eine leichte Blau-Verschiebung im Spektrum erkennbar, die auf eine thermische Expansionsbewegung des Plasmas wies. Aufgrund der zeitintegrierten Messung konnten allein an der Form des Spektrums allerdings nur Vermutungen zum zeitlichen Auftreten der darin gefundenen Doppler-Verschiebungen bzw. Geschwindigkeiten gemacht werden. Dadurch gewann hauptsächlich der cut-off-Wert des Signals an Bedeutung, da dieser die Obergrenze möglicher Doppler-Verschiebungen darstellt und außerdem, verglichen zu dem unregelmäßigen Auftreten an Nebenpeaks und der unterschiedlichen Form der Signale in den Spektren, am besten zu bestimmen war. Um Informationen über den zeitlichen Zusammenhang der einzelnen Reflektionen und der Eindrückbewegung zu erhalten wäre, eine Phasen-Messung des reflektierten Lichts hilfreich, da von der Phase auf die Farbe und somit den Zeitpunkt im ursprünglichen Puls geschlossen werden kann.

Im Weiteren wurde die Eindrückbewegung in Abhängigkeit von Energie, Polarisation und Foliendicke untersucht. Anhand der Doppler-Verschiebung des rechten cut-off konnte aus den Spektren jeweils die maximale Geschwindigkeit, mit der sich die n_c -Oberfläche zurück bewegt haben muss, bestimmt werden. Daraus ergaben sich Eindrückgeschwindigkeiten bis zu $0,03c$.

Ob zirkular oder linear polarisiertes Licht verwendet wurde schien keinen Einfluss auf die Eindrückgeschwindigkeiten zu haben. Wie zu erwarten, verursachten höhere Laserenergien größere Eindrückgeschwindigkeiten. Dabei wurde jedoch auch eine große Streuung der experimentell bestimmten Werte deutlich. Diese war zum einen auf die Spektren selbst zurückzuführen, die durch das Rauschen nicht immer einen eindeutigen cut-off lieferten. Zum anderen war die Streuung darauf zurückzuführen, dass die Umgebung der Reflektionsschicht über die unterschiedlichen Laser-Schüsse nicht konstant war. Ionisationsprozesse, zeitliche Verzögerungen oder Formveränderungen des Laserpulses sowie die Dynamik der Elektronendichteverteilung spielen bei dem Eindrückvorgang eine maßgebliche Rolle, und entwickeln sich in einem sehr kurzen Zeitraum, der hier nicht kontrollierbar war. Eine einheitliche, quantitative Auswertung ist daher aufgrund der Komplexität der Wechselwirkung mit den in diesem Versuch aufgenommenen Daten nur bedingt möglich gewesen.

Aufgrund der Streuung war es nicht möglich, abgesehen von einer ansteigenden Tendenz einen eindeutigen Verlauf der Geschwindigkeitswerte in Abhängigkeit von der Energie zu erkennen. Dennoch konnten die Daten mit den theoretischen Modellen für hole-boring und light-sail verglichen werden. Da aus den experimentellen Geschwindigkeiten keine offensichtliche Abhängigkeit von der Foliendicke folgte und vor allem für die dünnen Folien die theoretischen Geschwindigkeiten nicht zu den Messwerten passten, wurde light-sail ausgeschlossen. Daher ist zu sagen, dass in diesem Experiment hole-boring und nicht light-sail stattgefunden hat. Das hole-boring-Modell konnte die von der Foliendicke unabhängige Charakteristik der Eindrückgeschwindigkeiten gut erklären. Dennoch stimmten die Geschwindigkeiten des Modells nicht mit dem Experiment überein, sodass im Folgenden die für das Modell angenommene Elektronendichte und anschließend auch die auf die Folie auftreffende Laserintensität variiert wurden.

In dieser Auswertung wurde nur der Zeitpunkt beleuchtet, in dem die Eindrückbewegung des Plasmas ihren Maximalwert angenommen hatte, und alle Plasmaparameter außer die Bewegung der n_c -Oberfläche

als zeitlich konstant angenommen. So wurde auch die Elektronendichte als konstanter Wert für den jeweiligen Laserschuss verwendet. Tatsächlich kann sich die Elektronendichte auch über die Zeit einer einzelnen Wechselwirkung verändert haben, was insbesondere durch das zeitintegrierte Messen das Spektrum beeinflusst haben könnte. Beispielsweise würde durch ein starkes Eindrücken des Plasmas infolge des Strahlungsdrucks die Elektronendichte im Plasma ansteigen. Dadurch würde sich die Eindrückgeschwindigkeit verkleinern. Die Zeitabhängigkeit der Elektronendichte resultiert in einer Zeitabhängigkeit der Geschwindigkeiten der n_c -Oberfläche, die hier nicht berücksichtigt werden konnte. Auch für die theoretisch erwarteten Eindrückgeschwindigkeiten konstante Werte pro Laserschuss verwendet. Das erklärte auch die Streuung der experimentellen Werte.

Für den Fall, dass die maximale Eindrückbewegung durch das Intensitätsmaximum des Laserpulses hervorgerufen worden ist, wurde das hole-boring-Modell mit veränderlicher Elektronendichte als Parameter an die Messdaten angepasst. Die mittleren Elektronendichten liegen für die Mehrheit der verwendeten Foliendicken im Bereich zwischen $60n_c$ und $80n_c$ und damit weit unterhalb der für sechsfach ionisiertes DLC angenommenen Elektronendichte von $570n_c$. Daraus folgte, dass die maximale hole-boring-Geschwindigkeit zu dem Zeitpunkt aufgetreten ist, an dem die Dichteregion im Laserfokus ausgehend von n_c auf $70n_c$ zusammengestaucht worden ist, was im Fall von hole-boring angesichts der starken Absorption des Plasmas jedoch unwahrscheinlich ist.

Daraufhin wurde auch die angenommene Laserintensität variiert, um den Fall zu betrachten, dass die maximale Eindrückgeschwindigkeit vor dem Hauptpuls hätte auftreten können. Anhand des hole-boring-Modells wurden die Zeitpunkte der Eindrückbewegung für fest vorgegebene, kleinere Elektronendichten bestimmt. Die Zeitpunkte schienen nicht von Foliendicke und Polarisation abhängig zu sein. Es zeigte sich, dass im Falle der Wechselwirkung mit kleinen Dichten, also im unteren Teil des Dichteprofiles mit Elektronendichten im Bereich einiger n_c , die maximale Eindrückbewegung ca. 150 fs vor Auftreffen der Maximalintensität des Laserpulses eingesetzt haben musste.

Anhanddessen konnte die zeitliche Abfolge der Dynamik am ansteigenden Dichteprofil des Plasmas eingegrenzt werden, was zu einem erweiterten Verständnis zur Laser-Plasma-Physik an steilen Dichtegradienten beiträgt und für weitere Experimente des POLARIS-Lasers nützlich sein könnte. Unter Verwendung der Ulbricht-Kugel, die die Qualität des Signals im Spektrum verbessert hat, könnte auf eindeutigere Intensitätsabhängigkeiten der Doppler-Geschwindigkeiten geschlossen werden. Außerdem könnte durch Simulation der Wechselwirkung in der quantitativen Auswertung eine Zeitabhängigkeit der Plasmaparameter, wie n_e berücksichtigt werden.

Literatur

- [1] A. Kramida u. a. *NIST Atomic Spectra Database*. <https://physics.nist.gov/asd>. 2019.
- [2] B. Gonzales-Izquierdo u. a. “Radiation Pressure-Driven Plasma Surface Dynamics in Ultra-Intense Laser Pulse Interactions with Ultra-Thin Foils”. *Applied Sciences* **8** (2018).
- [3] M. J. V. Streeter u. a. “Relativistic plasma surfaces as an efficient second harmonic generator”. *New Journal of Physics* **13**, 2 (2011).
- [4] S. Chatziathanasiou u. a. “Generation of Attosecond Light Pulses from Gas and Solid State Media”. *photonics* **4**, 26 (2017).
- [5] J. Bierbach. “Hohe Harmonische Strahlung von relativistischen Plasmaoberflächen zur Erzeugung intensiver Attosekundenpulse”. Diplomarbeit. FSU Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2012.
- [6] CERN. <https://home.cern/news/news/accelerators/so-long-linac2-and-thanks-all-protons>. 2018.
- [7] D. Doria. *Ion acceleration via ultra-intense laser*. <https://www.eli-np.ro/presentations.php>. 2018.
- [8] P. Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter*. Imperial College Press, 2005.
- [9] Marco Hornung u. a. “54J pulses with 18nm bandwidth from a diode-pumped chirped-pulse amplification laser system”. *Opt. Lett.* **41**, 22 (2016).
- [10] O. Jäckel. “Characterization of ion acceleration with relativistic laser-plasma”. Dissertation. FSU Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2009.
- [11] M. Kaluza. *High Intensity Physics/ Relativistic Optics*. Vorlesungsskript. 2019.
- [12] D. Meschede. *Optik, Licht und Laser*. Vieweg + Teubner, 2008.
- [13] R. Ramis u. a. “MULTI-fs - A computer code for laser-plasma interaction in the femtosecond regime”. *Computer Physics Communications* **183**, 3 (2012).
- [14] J. Reislöhner. “Laser-basierte Protonenbeschleunigung mit ultradünnen Folien und ultrahohem Kontrast”. Master-Thesis. FSU Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2015.
- [15] C. Rödel. “Plasmaspiegel zur Kontrastverbesserung von Terawattlaserpulsen für die Erzeugung von Hohen Harmonischen an Oberflächen”. Diplomarbeit. FSU Jena, Physikalisch-Astronomische Fakultät, 2009.
- [16] B. E. A. Saleh. *Fundamentals of photonics*. John Wiley und sons, inc., 1991.
- [17] M. Stafe, A. Marcu und N. Puscas. *Pulsed Laser Ablation of Solids*. Springer-Verlag, 2014.
- [18] D. Strickland und G. Mourou. “Compression of amplified chirped optical pulses”. *Optics Communications* **56**, 3 (1985).
- [19] Micromatter Technologics. <http://www.micromatter.com/FoilsforBeamStripping.aspx>.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig angefertigt, nicht anderweitig zu Prüfungszwecken vorgelegt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe. Sämtliche wissentlich verwendete Textausschnitte, Zitate oder Inhalte anderer Verfasser wurden ausdrücklich als solche gekennzeichnet. Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Bachelorarbeit für die öffentliche Benutzung zur Verfügung zu stellen.

Jena, den 09.06.2020

Josefine Krause