



FRIEDRICH-SCHILLER-
UNIVERSITÄT
JENA

Physikalisch-Astronomische Fakultät

MASTERARBEIT ZUR ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADES
MASTER OF SCIENCE IN PHYSIK

Untersuchung lasergetriebener Protonenbeschleunigung bezüglich Vorplasmaerzeugung und räumlicher Protonendetektion

Max Mäusezahl
Geboren: 27. Juni 1995

Gutachter: Prof. Dr. Malte C. Kaluza
Dr. Sebastian Keppler

 **ioq JENA** | Institut für Optik und
Friedrich-Schiller-Universität | Quantenelektronik

SEPTEMBER 2019

Danksagung

Die vorliegende Abschlussarbeit und mein Masterstudium wären ohne das persönliche Engagement einer ganzen Reihe von Personen nie zustande gekommen. Daher möchte ich mich an dieser Stelle bei all jenen bedanken, die mich während der Anfertigung meiner Masterarbeit gefördert, unterstützt und motiviert haben.

Zuallererst gebührt mein Dank Prof. Dr. Malte C. Kaluza, der mir die Anfertigung meiner Masterarbeit in der Arbeitsgruppe für *Relativistische Laserphysik* erst ermöglicht hat. Ihm verdanke ich eine einzigartige Gelegenheit, meine persönlichen Interessen und Stärken einzubringen, zu fordern und weiterzuentwickeln.

Im gleichen Maße bedanke ich mich bei Dr. Sebastian Keppler für die unablässig großartige, individuelle Betreuung. Durch seinen täglichen Ansporn und Rat konnte ich meine wissenschaftliche Arbeit in einem ungeahnten Maße weiterentwickeln.

Issa Tamer gilt mein besonderer Dank für die fortwährende Unterstützung meiner Arbeit im Labor und dabei ganz besonders für die zielstrebige und ausdauernde Lösung aller technischen Probleme, die bei einer solchen Arbeit immer auftreten. Ohne unsere häufigen Gespräche hätte ich im vergangenen Jahr nicht so viel über Lasersysteme und nichtlineare Optik gelernt.

Bei Georg Becker bedanke ich mich für die geduldige Unterstützung während der POLARIS-Experimente, sodass ich mich am Anfang in den Laboren schnell zurecht finden konnte. Die kurzfristige Planung meiner Experimente und die Nutzung von RCF hätte ohne seine Hilfe und seinen Einsatz nicht funktioniert.

Eben jene Nutzung wurde überhaupt nur durch die unkomplizierte Unterstützung des Teams am *Institut für Festkörperphysik* möglich. Ich danke Prof. Elke Wendler für ihren spontanen Einsatz für meine Belange und die Vermittlung von Strahlzeit am JULIA-Beschleuniger. Dort stand mir Ulrich Barth für alle Fragen zur Seite und hat mir unter persönlichem Einsatz ein flexibles Messsystem zur Verfügung gestellt. Weiterhin danke ich Carmen Voigt für die entgegenkommende und nette Durchführung meiner Untersuchungen am REM.

Die offene und konstruktive Atmosphäre im POLARIS-Team ist zweifelsfrei der Hauptgrund für eine engagierte und produktive Arbeit. Ich danke an dieser Stelle in größtem Maße Alexander Kessler, Frank Schorcht, Marco Hellwing und Marco Hornung (und natürlich auch den anderen schon oben genannten) für die nette Aufnahme in die Gruppe sowie die anhaltende technische und inhaltliche Unterstützung in allen Belangen. Ihr offenes Ohr für alle Probleme eines Studenten machten die Durchführung dieser Abschlussarbeit zu etwas Außergewöhnlichem.

Abschließend möchte ich mich bei all jenen Menschen bedanken, die mein täglicher Antrieb, meine tägliche Freude, meine tägliche Inspiration sind: Bei meiner Familie und meinen Freunden, die mich immer zum Lachen bringen, auch wenn es einmal nicht perfekt läuft. Und ganz besonders bei meinen Eltern, die mir nicht nur während meines gesamten Studiums einen Stütze im Leben waren. Ohne sie wäre ich nicht so weit gekommen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen der Laserprotonenbeschleunigung	3
2.1	Gaußstrahlen – Räumliche Modellierung von Laserpulsen hoher Intensität	3
2.2	Zeitliche Modellierung von ultrakurzen Laserpulsen hoher Intensität	6
2.3	Plasmaerzeugung und Photoionisationsprozesse	9
2.4	Eigenschaften und Beschreibung von laserinduzierten Plasmen	11
2.5	Optische Eigenschaften von Plasmen	13
2.6	Laserabsorption an Plasmen verschiedener Elektronendichtegradienten	14
2.7	Target-Normal-Sheath-Acceleration (TNSA)	17
3	Experimentelle Methoden der räumlichen Protonendetektion	19
3.1	CCD mit steuerbarer Durchlasszeit (GCCD)	19
3.2	Festkörper-Spuredetektoren (SSNTD)	22
3.3	Radiochromatische Filme (RCF)	23
4	Untersuchung der Vorplasmaerzeugung	25
4.1	Spezifikation des Systems	25
4.2	Experimenteller Aufbau	27
4.2.1	Übersicht	27
4.2.2	Charakterisierung von Pumpulsen und Target	30
4.2.3	Charakterisierung der Probepulse	33
4.2.4	Charakterisierung von Abbildungssystem und Interferometer	39
4.3	Analyse der Interferogramme	42
4.3.1	Zusammenhang zwischen Phasendifferenz und Plasmaelektronendichte	42
4.3.2	Phasenextraktion	43
4.3.3	Diskrete, inverse Abel-Transformation	48
4.4	Ergebnisse	49
4.4.1	Übersicht des untersuchten Parameterraums	49
4.4.2	Qualitative Darstellung der Vorplasmadynamik	51
4.4.3	Quantitatives Verhalten der gemessenen Skalenlängen	53
4.4.4	Vergleich mit Simulationen mit MULTI-fs	55
4.4.5	Verhalten der Reflektivität	56
4.5	Diskussion der Ergebnisse	57
5	Räumliche Protonendetektion mit Radiochromatischen Filmen (RCF)	60
5.1	Spezifikation und Auswahl geeigneter RCF	60
5.2	Bremsvermögen von Materie und RCF-Stapel	61
5.3	Referenzbestrahlung von RCF zur Kalibrierung	62
5.4	Digitalisierung und Kalibrierung der RCF	65
5.5	Präparation und experimenteller Einsatz von RCF-Stapeln	67

5.6	Ergebnisse der ersten Messungen	68
6	Fazit und Ausblick	71
	Literatur	73
	Abkürzungsverzeichnis	78
	Anhang	79
A	Abschätzung des benötigten Vakuums für die Vorplasmauntersuchung	79
B	Planung einer verbesserten Pulsteilereinheit	82
C	Elektronendichteberechnung mittels Abel-Transformation	85
D	Software zur Messdatenaufnahme am Vorplasmauntersuchungsaufbau	90
E	Berechnung der Energiedosisumrechnungsfaktoren	91
F	Software zur Kalibrierung von RCF	92
G	Konzeption eines neuen RCF-Stapel-Wechslers	93
H	Selbstständigkeits- und Nutzungserklärung	95

1 Einleitung

Die Physik beschleunigter Teilchen mit kinetischen Energien jenseits von 500 keV hat zweifelsfrei das moderne Verständnis der Natur im letzten Jahrhundert geprägt [1]. Nach der ersten kontrollierten Spaltung eines Lithiumkernes mit 400 keV Protonen im Jahr 1932 durch Cockcroft und Walton [2] fanden Teilchenbeschleuniger nicht nur dauerhaft Einzug in das experimentelle Repertoire der physikalischen Grundlagenforschung zur Untersuchung von Atomen und ihren Bestandteilen. Vielmehr bilden sie heute eine fundamentale Säule in der naturwissenschaftlichen Arbeit und technischen Anwendung, wie beispielsweise zur Mikrostrukturaufklärung, Ionenimplantation und nicht zuletzt der medizinischen Strahlungstherapie. Dabei können konventionelle Beschleuniger inzwischen auf nahezu ein Jahrhundert kontinuierlicher Weiterentwicklung und Verbesserung zurückschauen. Der Einsatz hochenergetischer, ionisierender Strahlungsquellen wächst seitdem kontinuierlich und wird voraussichtlich auch in den nächsten Jahrzehnten weiter steigen [3]. Während konventionelle Beschleuniger damit für viele Zwecke eine technisch ausgereifte und ökonomische Lösung darstellen, gibt es Anwendungsgebiete, die beispielsweise äußerst kompakte Beschleunigeranlagen erfordern. Das hierbei kritische, technische Hindernis ist die begrenzte elektrische Feldstärke, die eingesetzt werden kann, bevor es zum Spannungsdurchschlag kommt. In produktiv genutzten Anlagen werden ca. $100 \frac{\text{MV}}{\text{m}}$ erreicht, bevor die Einhausung der Beschleuniger zerstört wird [4]. Aus diesem Grund wird intensiv nach alternativen Möglichkeiten zur Teilchenbeschleunigung geforscht, um die Möglichkeiten konventioneller Beschleuniger zu ergänzen. Bereits kurz nach der Erfindung des Lasers 1960 wurden bei Laser-Materie Interaktionen beschleunigte Ionen beobachtet [5, 6], so z. B. mit Energien von bis zu 1 keV 1963 durch Linlor [7] (siehe auch [8] und die dort zitierten Quellen). Die theoretischen Arbeiten zur Beschleunigung von Elektronen durch Tajima und Dawson [9] in den 1970er Jahren gelten als wegweisend für die Beschleunigung auf Basis von resonanten Plasmawechselwirkungen [4]. Mit der Entwicklung von Lasersystemen unter Nutzung der *Verstärkung gechirpter Pulse* (CPA, von engl. *Chirped Pulse Amplification*) durch Strickland und Mourou [10] stehen seit Mitte der 1980er Jahre *ultrakurze* Laserpulse mit hohen Spitzenintensitäten zur Verfügung.

Mit derartigen Lasersystemen, wie dem *Petawatt Optical Laser Amplifier for Radiation Intensive Experiments* (POLARIS) in Jena, wo diese Masterarbeit entstanden ist, wurden seitdem erfolgreich schnelle Elektronen, Ionen sowie andere Formen ionisierender Strahlung in verschiedensten Regimen erzeugt. Mittels des *Target-Normal-Sheath-Acceleration* (TNSA) Prinzips, bei dem ein ultrakurzer, hochenergetischer Laserpuls aus einem Plasma heraus Teilchen beschleunigt, wurden Protonen bereits wiederholt auf Energien jenseits von 80 MeV gebracht [11, 12]. Dies liegt deutlich unterhalb von Energien, die mit konventionellen Beschleunigern erreicht werden – in klinischen Anwendungen kommen regelmäßig Protonen mit 250 MeV zum Einsatz – und bleibt auch hinter den initialen Erwartungen an diese Methode zurück. In vielerlei Hinsicht sind Strahlparameter konventionell beschleunigter und laserbeschleunigter Protonen nicht vergleichbar. Stabilität sowie Wiederholbarkeit durch TNSA erzeugter Protonenpulse genügen oftmals noch nicht für weitergehende Nutzung. Nichtsdestotrotz zeichnen sich mittlerweile erste Anwendungen mittels TNSA erzeugter Protonenpulse ab [13], da sie, abgesehen von den oben genannten Erwägungen, vorteilhafte Strahlparameter wie eine hohe Ionenzahl pro Puls und eine hohe Emittanz erreichen [14]. Laserbeschleuniger bieten darüber hinaus eine große Flexibilität in der Art der produzierten Strahlung. Es könnten an einem System beispielsweise nicht nur Protonen, sondern auch Elektronen, andere Ionen, UV- und Röntgenstrahlung erzeugt werden, wodurch z. B.

multiple Diagnostik bei Ionenbestrahlung direkt zur Verfügung stünde. Die weitere Erhöhung der erreichten Protonenenergien und Stabilität für einen praktischen Einsatz wird gleichzeitig von mehreren Seiten vorangetrieben und setzt ein umfangreiches systematisches Verständnis der ablaufenden Prozesse voraus. Laserentwicklung und die gezielte Formung der Plasmen aus verschiedenen Materialien müssen dabei Hand in Hand gehen, um laserbeschleunigte Protonen dauerhaft als wissenschaftliches Instrument neben konventionellen Beschleunigern zu etablieren.

Bei TNSA wird aus Materie unter Beschuss mit ultrakurzen Laserpulsen zunächst ein sogenanntes Vorplasma erzeugt. Dies geschieht entweder durch die ansteigende Intensitätsflanke dieser Laserpulse oder durch gezielte Vorlaserpulse. Aus diesem Vorplasma heraus werden dann durch Laserabsorption Elektronen beschleunigt, die ihrerseits Ionen beschleunigen können. Da die Bedingungen im Vorplasma maßgeblich entscheiden, wie gut der Hauptlaserpuls die Elektronen anregen kann, ergibt sich hierbei die Chance der indirekten Verbesserung von Protonenenergien und Stabilität. Ein Ziel dieser Arbeit im Rahmen der kontrollierten, optimierten Vorplasmaerzeugung ist die Weiterentwicklung und der experimentelle Einsatz eines Aufbaus zur optischen Untersuchung dieses Vorplasmas. Der beschriebene Aufbau erlaubt den Zugang zur zeitlichen Entwicklung der Elektronendichte eines Plasmas im Subnanosekundenbereich, welches mittels eines Laserpulses ähnlich dem Hauptlaser am POLARIS-System erzeugt wird. So steht ein experimentelles Instrument zur Verfügung, mit dem Simulationsergebnisse verifiziert und gezielte Plasmaformen erzeugt werden können. Um die tatsächlichen Erfolge solcher Optimierungen zu evaluieren, wird weiterhin untersucht, wie das räumliche Profil beschleunigter Protonen mit *Radiochromatischen Filmen* (RCF, auch engl. *Radiochromic Film*) vermessen werden kann.

Im ersten Abschnitt werden Grundlagen der Laserteilchenbeschleunigung und Plasmaphysik vorgestellt. Dabei stehen im Wesentlichen jene Plasmaparameter im Vordergrund, die optisch gemessen werden können. Außerdem wird verdeutlicht, inwiefern diese untersuchten Plasmaeigenschaften die Laserteilchenbeschleunigung beeinflussen. Der zweite Abschnitt enthält einen vergleichenden Überblick über drei häufig genutzte Detektoren, die zur räumlichen Protonendetektion zum Einsatz kommen. Im dritten Abschnitt wird der experimentelle Aufbau zur Vorplasmauntersuchung vorgestellt, der bereits in den Masterarbeiten von A. Massinger [15] und F. Irshad [16] entwickelt wurde. Schwerpunkt sind zunächst die Verbesserungen und die detaillierte Charakterisierung des damit entstandenen Systems. Danach wird das erste umfangreiche Experiment an diesem Vorplasmauntersuchungsaufbau beschrieben und die Auswertung der Messergebnisse erläutert. Dieses zeichnet sich gegenüber früheren Experimenten durch seinen großen Parameterraum aus: Mit einer Laserintensität von bis zu $4 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ aus Aluminium erzeugte Plasmen werden zu verschiedenen Zeiten von 10 – 2000 ps nach Eintreffen des Anregepulses beobachtet. Dazu kommen kurze Abfrage-Laserpulse mit einer Pulsdauer von ca. 300 fs zum Einsatz, die eine Momentaufnahme des Plasmas abbilden. Insgesamt stehen über 2600 einzelne Messpunkte zur Verfügung, um die statistische Signifikanz der Ergebnisse zu steigern. Zur Einordnung schließt der Abschnitt mit einer Diskussion und einem Vergleich zu Simulationen, die mit dem *MULTIgroup femtosecond radiation transport in MULTIlayer foils Software* (MULTI-fs) Paket [17] durchgeführt wurden. Im fünften Abschnitt beschäftigt sich die Arbeit mit der Detektion von räumlichen Protonenprofilen auf RCF. Dabei werden Schritte zur Etablierung des Verfahrens am POLARIS-System erläutert und erzielte Ergebnisse aus der Messkampagne im Sommer 2018 vorgestellt. Der letzte Abschnitt fasst alle Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf die weitere Vorgehensweise in den Experimenten.

2 Grundlagen der Laserprotonenbeschleunigung

Die experimentelle Realisierung und Untersuchung der lasergetriebenen Beschleunigung von Protonen setzt ein grundlegendes Verständnis mehrerer physikalischer und technischer Gebiete voraus. Dazu gehört zum einen die Optik, genauer gesagt die Physik ultrakurzer Pulse (Pulsdauer < 1 ps), die sowohl zur eigentlichen Beschleunigung aus einem Plasma heraus, als auch zur Diagnostik Anwendung finden. Weiterhin ist die Beschreibung und Erzeugung von Plasmen im Rahmen der Plasmaphysik unerlässlich, da sie den Teilchenzustand definiert, in dem ein Großteil der Prozesse stattfindet. Die Interaktion zwischen relativistischen Laserpulsen mit Intensitäten jenseits von $10^{19} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ und Plasmen basiert auf der Beschreibung extremer elektromagnetischer Felder in relativistischer Rechnung. Während die Wechselwirkung einzelner Elektronen mit solchen Laserfeldern analytisch zugänglich ist, können kollektive Prozesse des gesamten Plasmas nur durch geeignete Simulationen beschrieben werden. Zur Vermessung der letztlich erzeugten Protonenpulse werden verschiedene Detektoren wie Kameras, Spurendetektoren und *Radiochromatischer Film* (RCF, auch engl. *Radiochromic Film*) eingesetzt.

Dieser erste Abschnitt der vorliegenden Masterarbeit, welche einen großen Querschnitt der genannten Bereiche berührt, wird die zum Verständnis der späteren Abschnitte notwendigen Grundlagen schrittweise entwickeln. Insbesondere wird die Möglichkeit der optischen Untersuchung von Plasmen herausgestellt und die praktische Relevanz solcher Untersuchungen im Kontext der Laserteilchenbeschleunigung verdeutlicht. Dieser Abschnitt orientiert sich entsprechend an der physikalischen Grundlagenliteratur. Unterabschnitte 2.1 und 2.2 basieren auf dem *Springer Handbook of Lasers and Optics* von Träger [18]. Unterabschnitte 2.3 bis 2.5 wurden anhand der Bücher *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* von Chen [19] und *Fundamentals of Plasma Physics* von Bittencourt [20] nachvollzogen. Die Unterabschnitte 2.6 und 2.7 folgen dem Buch *Short Pulse Laser Interactions with Matter* von Gibbon [21] und dem Kapitel „Ion Acceleration – Target Normal Sheath Acceleration“ von Roth und Schollmeier [14], welches aus dem Handbuch *Laser-Plasma Interactions and Applications* von McKenna, Neely, Bingham und Jaroszynski [22] entkoppelt erschienen ist. Der prinzipielle Aufbau des gesamten Abschnittes ähnelt darüber hinaus den Masterarbeiten von A. Massinger [15] und F. Irshad [16], die aufgrund der fachlichen und inhaltlichen Nähe eine gute strukturelle Basis bieten. Die genannten Werke werden im weiteren nicht immer direkt referenziert, bilden aber, soweit nicht anders angegeben, in jedem Fall die gedankliche Grundlage des präsentierten Materials.

2.1 Gaußstrahlen – Räumliche Modellierung von Laserpulsen hoher Intensität

Licht ist eine, aus Photonen gebildete, elektromagnetische Welle, die durch ein elektrisches Feld \vec{E} und eine magnetische Feldstärke \vec{H} beschrieben wird. Die *Intensität* I dieses Lichts wird mathematisch als zeitliches Mittel des Poynting-Vektors $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$ gemäß $I = \langle S \rangle_T$ über eine Zeit T definiert. Für die folgenden Betrachtungen ist die Anschauung der Intensität als Maß der transportierten Leistung eines Lichtfeldes pro Fläche

$$I = \frac{\text{durch eine Fläche übertragene Leistung}}{\text{Größe dieser Fläche}} = \frac{\text{durch eine Fläche übertragene Energie}}{\text{Größe dieser Fläche} \cdot \text{Zeitintervall}} \quad (2.1)$$

hilfreich, welche im Folgenden diskutiert und präzisiert wird. Dabei steht eine Maximierung der Intensität im Vordergrund, die für eine Laserteilchenbeschleunigung notwendig ist (siehe Unterabschnitte 2.3 und 2.6). Aus Gleichung 2.1 ist sofort ersichtlich, dass dazu in einer möglichst *kurzen Zeit* möglichst *viel Energie* auf einer möglichst *kleinen Fläche* konzentriert werden muss.

Eine *thermische Lichtquelle* wie eine Glühlampe erzeugt statistisch verteilte Lichtwellenzüge verschiedener Wellenlängen gemäß des Planckschen Strahlungsgesetzes. Die aufsummierten elektromagnetischen Felder einer solchen thermischen Quelle weisen in ihrem zeitlichen und räumlichen Verlauf daher eine scheinbar zufällige Beziehung auf, wenngleich einzelne Wellenzüge für sich genommen ein klar definiertes Verhalten gemäß der Maxwell'schen Gleichungen zeigen. Die abgestrahlte Leistung eines Körpers der Temperatur T berechnet sich nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz als $P \propto T^4$. Insgesamt begrenzt die so über einen weiten Wellenlängenbereich verteilte Energie ohne feste Beziehung die technisch maximal erreichbare Intensität bereits allein durch die maximale Hitzebeständigkeit verfügbarer Strahler.

Laserstrahlung wird im Gegensatz zu thermischen Lichtquellen aus *stimulierter Emission* in einem aktiven Medium erzeugt, wodurch eine feste Beziehung zwischen verschiedenen Photonen und Wellenzügen besteht. D. h., dass ein ursprünglich zufällig, *spontan emittiertes* Photon in einem resonanten Verstärkungsprozess eine Vielzahl weiterer Photonen mit identischen Eigenschaften induziert. Alle diese Photonen gemeinsam bilden das elektromagnetische Feld der Laserstrahlung, welche zwischen verschiedenen Orten und Zeitpunkten eine dauerhafte, klar definierte Phasenbeziehung aufweist. Diese Eigenschaft von Laserstrahlung wird als *Kohärenz* bezeichnet und bringt eine Reihe anderer Besonderheiten mit sich, die die Erzeugung extrem hoher Lichtintensitäten erst ermöglichen.

Nach Gleichung 2.1 ist es unter anderem wichtig, die verfügbare Strahlungsleistung eines Lasers auf eine möglichst geringe Fläche zu übertragen. Die räumliche Ausbreitung der meisten Laserstrahlen kann dafür in sehr guter Näherung mit der Theorie der *Gaußstrahlen* beschrieben werden. Dabei wird die Ausbreitung eines Laserstrahls entlang der optischen Achse z in Zylinderkoordinaten (r, ϕ, z) betrachtet. Um die zu dieser Achse senkrechte, räumliche Verteilung der *Strahlungsleistung* P_0 pro Flächeneinheit ∂A zu betrachten, wird die *Bestrahlungsstärke* $B_e = \frac{\partial P_0}{\partial A}$ angegeben. Gemäß der Näherung eines Gaußstrahls wird die zur Ausbreitungsrichtung senkrechte *Transversalmode* an jeder Position z durch eine gaußförmige Verteilung $B_e(r) \propto \exp(-w(z)^{-2})$ beschrieben. Der von der Position abhängige *Strahlradius* $w(z)$ wird als Hälfte des Strahldurchmessers in Form der $\frac{1}{e^2}$ -Breite dieser transversalen Bestrahlungsstärkeverteilung angegeben. Für Gaußstrahlen hat $w(z)$ genau einen minimalen *Tailenradius* $w_0 = w(z_0)$ bei $z = z_0$ und *divergiert* für andere Werte von z symmetrisch zu diesem *Fokus*. Mathematisch ist die Bestrahlungsstärke insgesamt gegeben durch:

$$B_e(r, z) = B_{e,0} \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left[\frac{-2r^2}{w(z)^2} \right] \quad \text{mit} \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z - z_0}{z_R} \right)^2}. \quad (2.2)$$

Dieses Profil wird definiert durch eine maximale Bestrahlungsstärke $B_{e,0}$ bei $z = z_0$ und eine sogenannte *Rayleigh-Länge* $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$. Die Rayleigh-Länge gibt anschaulich an, in welcher axialen Entfernung vom Fokus die Bestrahlungsstärke auf die Hälfte ihres Maximalwertes abgefallen ist ($B_e(r = 0, z = z_R + z_0) = \frac{1}{2} B_{e,0}$). Sie ist somit ein Maß für die Divergenz, also das Auseinanderlaufen eines Lichtstrahls.

Ist die Rayleigh-Länge groß, so läuft der Strahl nur wenig auseinander, ist die Rayleigh-Länge klein, divergiert der Strahl stark. Dabei zeichnet sich ein Laser mit idealer gaußscher Transversalmode gegenüber allen anderen transversalen Feldverteilungen durch die geringste Divergenz, also das geringste Auseinanderlaufen der Bestrahlungsstärkeverteilung aus. Für jeden Gaußstrahl gilt gemäß $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$, dass eine große Rayleigh-Länge z_R (also eine geringe Divergenz) mit einer großen Strahltaile im Fokus einhergeht. Die Taille eines Laserstrahls, der in einem Laserresonator erzeugt wurde und aus diesem austritt, befindet sich dabei im Resonator selbst. Der austretende Strahl ist bereits divergent, d. h. auseinanderlaufend.

Das grundsätzliche Profil eines Gaußstrahls bleibt jedoch auch nach Passieren einer fokussierenden Optik, wie einem Spiegel oder einer Linse erhalten. An solchen (de)fokussierenden optischen Komponenten ändern sich die maximale Bestrahlungsstärke $B_{e,0}$, die Rayleigh-Länge z_R und der Tailenradius w_0 , sodass es nun einen tatsächlichen Fokuspunkt maximaler Bestrahlungsstärke geben kann. Erhalten bleibt die vom Laser übertragene Strahlungsleistung P_0 in der Fokusebene, so dass gilt

$$B_{e,0} = \frac{2P_0}{\pi w_0^2}. \quad (2.3)$$

Dies bedeutet, dass für eine maximale Bestrahlungsstärke im Fokus ein möglichst kleiner Tailenradius vorliegen muss. Ein kleiner Tailenradius sorgt für eine Konzentration der gesamten Strahlungsleistung auf eine sehr kleine Kreisfläche πw_0^2 . Auf der anderen Seite bedeutet dies, wie im vorigen Absatz erläutert, dass der Laserstrahl hoher Bestrahlungsstärke bei gleicher Strahlungsleistung eine hohe Divergenz aufweisen muss. Diese Divergenz setzt eine entsprechend große Fokusoptik des Durchmessers D und der Brennweite f voraus (siehe die angedeuteten Linsen in Abb. 2.1). Wird diese mit einem *kollimierten*, d. h. parallelen Strahlenbündel beleuchtet, kommt der Fokus genau im Abstand einer Brennweite von der optischen Komponente zustande. Aus Sicht der gaußschen Strahlenoptik mit einem Fokus bei $z = z_0$ befindet sich diese Fokusoptik also bei $z = z_0 - f$. Wird z. B. gefordert, dass mindestens die $\frac{1}{e^2}$ -Breite der Transversalmode auf der Fokusoptik Platz finden soll ($D = 2w(-f)$), gilt folglich nach Gleichung 2.2

$$D = 2w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z_0 - f - z_0}{z_R}\right)^2} = 2w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{f\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2}. \quad (2.4)$$

In dieser Formel ist für die meisten praktischen Fokusanwendungen $f\lambda \gg w_0^2$. Z. B. gilt für den in Abschnitt 4 vorgestellten Aufbau $\lambda = 1030 \text{ nm}$, $f \approx 10 \text{ cm}$ und $w_0 \approx 1,9 \mu\text{m}$, also $f\lambda = 10^{-7} \text{ m}^2$ während $w_0^2 \approx 3,8 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2$. Als Näherung wird der Summand $+1 \ll \left(\frac{f\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2$ unter der Wurzel

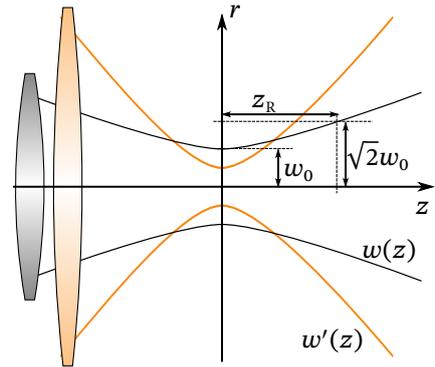


Abb. 2.1: Schematische Darstellung des Verlaufs der Tailen $w(z)$ zweier Gaußstrahlen. Gut erkennbar ist, dass eine kleinere Taille am Fokus eine kürzere Rayleigh-Länge zur Folge hat. Deshalb wird für die orangefarben dargestellten Gaußstrahlen $w'(z)$ eine erheblich größere Fokusoptik (Linsensymbol) benötigt.

vernachlässigt:

$$D \approx 2w_0 \sqrt{\left(\frac{f\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2} = 2w_0 \left|\frac{f\lambda}{\pi w_0^2}\right|, \quad \text{also} \quad \frac{f}{D} \approx \frac{\pi w_0}{2\lambda}. \quad (2.5)$$

Die Größe $\frac{f}{D}$ wird als *F-Zahl* einer optischen Komponente bezeichnet. Große F-Zahlen entsprechen großen Optiken im Verhältnis zu ihrer Brennweite. Für die oben gegebenen Werte ergibt sich beispielsweise, dass die F-Zahl der Fokusoptik im Aufbau maximal 8 betragen sollte. In dieser Abschätzung noch nicht berücksichtigt wurde die Qualität des Fokus. Höchstmögliche Intensitäten werden aufgrund der Abbildungsfehler sphärischer Optiken mit Parabolspiegeln erreicht. Die Nutzung des einfachen $\frac{1}{e^2}$ -Strahldurchmessers genügt nicht, um einen perfekten gaußförmigen Fokus zu erzeugen, was in einer Messung berücksichtigt werden muss.

Die dahingehende Vermessung eines erzeugten Fokus (eines zeitlich begrenzten Laserpulses) erfolgt senkrecht zum Strahl in der Fokusebene (kartesische Koordinaten x, y) durch seine zeitlich akkumulierte Energieverteilung $E_{\text{tot}}(x, y)$. Diese Verteilung wird anschaulich durch eine den Fokus abbildende Kamera aufgezeichnet, deren Belichtungszeit sehr viel länger ist als die Pulsdauer. Durch sie wird eine Messverteilung $K(x, y) \propto E_{\text{tot}}(x, y)$ aufgezeichnet. Aus $K(x, y)$ können die Fläche A_{FWHM} und ein *Qualitätsfaktor* q_{FWHM} bezüglich der *Halbwertsbreite* (FWHM, von engl. *Full Width at Half Maximum*) bestimmt werden. Die FWHM-Fläche stellt den Teil der Fokusebene dar, welcher einen größeren Wert als 50 % des Maximalwertes $K_{\text{max}} = \max(K(x, y))$ im Kamerabild aufweist. Der Qualitätsfaktor beschreibt, welcher prozentuale Anteil der Gesamtenergie innerhalb dieser Fläche liegt. Mathematisch berechnen sich die Parameter also als:

$$A_{\text{FWHM}} = \int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} K_{>0,5}(x, y) dx dy \quad \text{mit} \quad K_{>0,5}(x, y) \equiv \begin{cases} 1 & \text{für } K(x, y) > \frac{1}{2}K_{\text{max}} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}, \quad (2.6)$$

$$q_{\text{FWHM}} = \frac{\int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} K(x, y) \cdot K_{>0,5}(x, y) dx dy}{\int_{\mathbb{R}} \int_{\mathbb{R}} K(x, y) dx dy}. \quad (2.7)$$

Bei einer räumlich perfekt gaußförmigen Verteilung ergäbe sich beispielsweise ein Qualitätsfaktor von 0,5. Für tatsächliche *CCD-Kameras* (CCD, von engl. *Charge-Coupled Device*) ergeben sich zusätzliche Skalierungen abhängig von der gewählten Vergrößerung. Außerdem gehen die Integrale durch räumliche Diskretisierung in endliche Summen über.

2.2 Zeitliche Modellierung von ultrakurzen Laserpulsen hoher Intensität

Neben der Fokusfläche stehen gemäß Gleichung 2.1 zwei weitere Parameter zur Erhöhung der Intensität eines Laserfeldes zur Verfügung, wenn ein Laserpuls begrenzter Dauer verwendet wird: Die Pulsdauer, welche möglichst gering sein sollte und die in diesem Puls enthaltene, möglichst hohe Energie. Die zeitliche Ausbreitung solcher Laserpulse kann mathematisch in starker Vereinfachung als ebene Welle angenähert werden. Dabei wird das elektrische Feld der Laserwelle als Oszillator in Raum und Zeit beschrieben, definiert durch eine Amplitude E_0 , einen Wellenvektor \vec{k} und eine Schwerpunkts-Winkelfrequenz ω_0 . Der Übergang zu Laserpulsen, welche zeitlich und räumlich nicht unendlich aus-

gedehnt sind, wird durch eine variable Amplitude $E_0(t, \vec{r})$ erfasst:

$$E(t, \vec{r}) = E_0(t, \vec{r}) \cdot \cos(i(\vec{k}\vec{r} - \omega_0 t)) \quad \text{mit} \quad (2.8)$$

$$\text{z. B. } E_0(t, \vec{r}) = E_0(t) = A_0 \exp\left(-4 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau_{\text{FWHM}}}\right)^2\right) \quad (\text{zeitlich gau\ssf\u00f6rmig}) \quad (2.9)$$

$$\text{oder } E_0(t, \vec{r}) = E_0(t) = A_0 \operatorname{sech}^2\left(2 \operatorname{arccosh}(\sqrt{2}) \cdot \frac{t}{\tau_{\text{FWHM}}}\right) \quad (\operatorname{sech}^2 \text{ Puls}). \quad (2.10)$$

Die transversalen Eigenschaften, vorgestellt in Unterabschnitt 2.1, k\u00f6nnen f\u00fcr diese Zwecke separat betrachtet werden. Das Frequenzspektrum $E(\omega, \vec{r})$ eines Pulses und seine zeitliche Darstellung sind mathematisch \u00fcber die Fouriertransformation \mathcal{F}_t bez\u00fcglich der Zeit verkn\u00fcft $E(\omega, \vec{r}) = \mathcal{F}_t[E(t, \vec{r})](\omega)$. Es zeigt sich, dass diese Darstellung bei ebenen Wellen unabh\u00e4ngig von \vec{r} ist, und in die *spektrale Strahldichte* $S(\omega) = |E(\omega)|^2$ sowie eine *spektrale Phase* $\varphi(\omega) = \arg(E(\omega))$ zerlegt werden kann:

$$E(\omega, \vec{r}) = E(\omega) = \sqrt{S(\omega)} \cdot e^{i\varphi(\omega)}. \quad (2.11)$$

Spektrale und zeitliche Form sind also verkn\u00fcft und k\u00f6nnen nicht unabh\u00e4ngig betrachtet werden. Soll eine m\u00f6glichst kurze Pulsdauer τ_{FWHM} gemessen an der zeitlichen FWHM erreicht werden, muss auch das Spektrum gemessen an seiner spektralen Bandbreite $\Delta\omega_{\text{FWHM}}$ verschiedene Eigenschaften erf\u00fcllen.

Zun\u00e4chst erfolgt diese Untersuchung aus Sicht einer gegebenen zeitlichen Pulsform mit der Fragestellung, wie das Spektrum dann bei m\u00f6glichst kurzer Pulsdauer geformt sein muss. Als Parameter wird dazu das *Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt* $\Delta\omega_{\text{FWHM}} \cdot \tau_{\text{FWHM}}$ betrachtet. F\u00fcr idealisierte gau\ssf\u00f6rmige Pulse ergibt sich beispielsweise ein Wert von $\approx 0,44 \cdot 2\pi$, w\u00e4hrend das Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt f\u00fcr sech^2 -Pulse $\approx 0,32 \cdot 2\pi$ betr\u00e4gt. Im Realfall wird das Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt immer gr\u00f6\u00dfer sein, als dieser Idealwert der jeweiligen zeitlichen Pulsform:

$$\Delta\omega_{\text{FWHM}} \cdot \tau_{\text{FWHM}} > \text{Minimales Pulsdauer-Bandbreiten-Produkt f\u00fcr jene Pulsform.} \quad (2.12)$$

Eine kurze Pulsdauer setzt also f\u00fcr jede zeitliche Pulsform gem\u00e4\u00df Gleichung 2.12 voraus, dass ein entsprechend breites Spektrum vorliegt.

Die Fragestellung der Pulsdauerminimierung kann auch aus Sicht des Spektrums, gegeben durch eine spektrale Strahldichte $S(\omega)$, diskutiert werden. Den idealisierten Grenzfall bilden sogenannte *Fourier-limitierte* Pulse, bei denen die Pulsdauer f\u00fcr eine gegebene spektrale Strahldichte $S(\omega)$ minimal wird. In diesem Fall muss die spektrale Phase geeignet geformt sein. Es wird daher die Taylorreihenentwicklung der spektralen Phase um die Schwerpunkt-Winkelfrequenz ω_0 betrachtet [23]:

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{\varphi''(\omega_0)}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (2.13)$$

In Falle Fourier-limitierter Pulse ist die spektrale Phase gegeben durch die ersten beiden Terme [23]

$$\varphi_{\text{FL}}(\omega) = \varphi_{\text{FL}}(\omega_0) + \varphi'_{\text{FL}}(\omega_0)(\omega - \omega_0). \quad (2.14)$$

Die Konstante $\varphi_{\text{FL}}(\omega_0)$ beschreibt eine f\u00fcr diese Betrachtung arbitr\u00e4re, konstante Phase der Schwer-

punktfrequenz, während $\varphi'_{FL}(\omega_0)$ die zeitliche Verzögerung des Laserpulses erzeugt.

Die Erzeugung und Verstärkung derartiger ultrakurzer, möglichst Fourier-limitierter Laserpulse stellt eine besondere technische Herausforderung dar. Zunächst ist es nötig, eine geeignete spektrale Phase, d. h. eine feste Phasenbeziehung zwischen den verschiedenen Wellenlängen zu erzeugen. Dazu werden *modengekoppelte* Laserpulse aus einem Resonator erzeugt, indem ungepulste Laserstrahlung gezielt unterdrückt wird. Die kürzesten Pulse werden heutzutage überwiegend durch *Kerr-Linsen Modenkopplung* (KLM, auch engl. *Kerr-Lens-Modecoupling*) erreicht. Dabei wird der gepulste Anteil höherer Intensität durch Kerr-Selbstfokussierung gegenüber der ausgedehnteren größeren Dauerstrichstrahlung mit einer Blende selektiert [24].

Ultrakurze Pulse erreichen so problemlos Spitzenintensitäten, die die Zerstörschwellen von realen optischen Komponenten überschreiten. Historisch gesehen war dies die maßgebliche Limitierung, bevor ultrakurze Pulse zur Laserteilchenbeschleunigung genutzt werden konnten. Eine Erhöhung der Pulsenergie E_p im Puls durch Verstärkung muss bei fester Pulsdauer τ_{FWHM} durch eine Vergrößerung der lateralen Laserausdehnung (Querschnittsfläche A) kompensiert werden. Erst die Entwicklung der *Verstärkung gechirpter Pulse* (CPA, von engl. *Chirped Pulse Amplification*) ermöglichte es, ultrakurze Pulse auf hohe Intensitäten zu verstärken. Dazu wird der Laserpuls vor der eigentlichen Verstärkung zeitlich gestreckt, wobei die spektrale Phase im Idealfall nur durch einen Term $(\omega - \omega_0)^2$ zweiter Ordnung der Wellenlänge gegenüber dem Fourier-limitierten Puls geändert wird [23]:

$$\varphi_{chirp}(\omega) = \varphi_{FL}(\omega) + \frac{\varphi''_{chirp}}{2}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2. \tag{2.15}$$

Eine derartige Veränderung wird als *chirp* (engl. für *zwtischern*) bezeichnet, da sie zu einem zeitlich gestreckten Puls führt, bei dem sich der dominante Frequenzanteil über die Pulsdauer gesehen monoton verändert. Wird diese spektrale Form während der Verstärkung aufrecht erhalten, kann der Puls anschließend wieder zeitlich komprimiert werden, wodurch höchstmögliche Intensitäten entstehen. Exemplarisch ist in Abb. 2.2 der Aufbau von POLARIS einschließlich des CPA-Systems skizziert.

Dadurch entstehen zusätzliche Anforderungen an die Laserverstärker, welche zum Einsatz kommen. Die große nötige Bandbreite $\Delta\lambda$, die verstärkt werden muss, stellt eine Einschränkung für geeignete

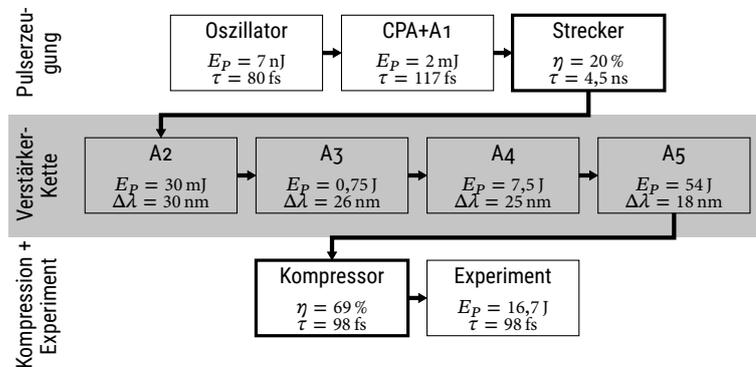


Abb. 2.2: Schematische Darstellung der POLARIS-Strahlkette. Die Bezeichnungen A1 bis A5 benennen die Verstärker 1 bis 5 (A von engl. *amplifier*). Der erste Verstärker weist als Besonderheit eine intrinsische Streckung des Pulses auf. Dicker umrahmt sind der Strecker und der Kompressor, welche das CPA-System ausmachen. Grafik vereinfacht übernommen von [23].

aktive Medien dar. Für die höchsten Energien ist es weiterhin trotz CPA nötig, große Strahldurchmesser zu verwenden, um einer Zerstörung der optischen Komponenten vorzubeugen. Für reale Systeme der Laserteilchenbeschleunigung ist letztlich oft der *zeitliche Intensitätskontrast* (TIC, von engl. *Temporal Intensity Contrast*) maßgebend, d. h. der zeitliche Intensitätsverlauf gegenüber dem Hauptpuls zum Zeitpunkt $t = 0$:

$$\text{TIC}(t) = \frac{I(0)}{I(t)}. \quad (2.16)$$

Dieser Kontrast ergibt sich aus den Anstiegsflanken des Hauptpulses, (unerwünschten) Vorpulsen und dem Untergrund aus *verstärkter spontaner Emission* (ASE, von engl. *Amplified Spontaneous Emission*). Ist dieser Kontrast zu gering, kann keine ausreichend starke Feldstärke zum Beschleunigen von Protonen im TNSA-Prozess induziert werden (vergleiche Unterabschnitt 2.7). Im Rahmen dieser Arbeit und in der Literatur wird oft der invertierte TIC zugrunde gelegt, wobei TIC^{-1} geringe Werte bei einem hohem zeitlichen Kontrast annimmt.

Während mittels CPA extrem hohe Pulsenergien erreicht werden, hängt die tatsächlich erreichte *mittlere Intensität der FWHM-Fokusdauer und FWHM-Fokusfläche* letztlich von Pulsdauer, Pulsenergie, der Fokusqualität und Größe des Fokus ab. Mit der in Gleichung 2.7 vorgestellten Messvorschrift ergibt sich unter einem Einfallswinkel α in der projizierten Fokusebene:

$$I_p = \frac{E_p \cdot q_{\text{FWHM}} \cdot \cos \alpha}{\tau_{\text{FWHM}} \cdot A_{\text{FWHM}}}. \quad (2.17)$$

Diese Größe wird im folgenden Text nur noch als *Intensität* bezeichnet. Weiterhin erfordert die Erzeugung eines Fokus mit Intensitäten größer $10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ die Nutzung einer Vakuumkammer, da derartige Intensitäten anderenfalls sofort zur Bildung eines Luftplasmas führen (siehe Unterabschnitt 2.3). Wird ein Lichtpuls darüber hinaus zur optischen Abbildung genutzt, ist entscheidend, welche numerische Apertur NA die abbildende Optik zur Verfügung stellt. Die minimale auflösbare Strukturgröße kann nach dem Abbeschen Auflösungskriterium als $d_{\min} \simeq \frac{\lambda}{2\text{NA}}$ abgeschätzt werden.

2.3 Plasmaerzeugung und Photoionisationsprozesse

Ein Laser kann genutzt werden, um aus einer gewissen, zunächst elektrisch neutralen Materie, ein Plasma zu erzeugen. Der Zustand des Plasmas wird in Unterabschnitt 2.4 genauer definiert und kann für diesen Unterabschnitt zunächst als hochionisierte Materie, bestehend aus einer Elektronenwolke vor einem Ionenhintergrund verstanden werden. Die Ausgangsmaterie liegt dabei initial im festen, flüssigen oder gasförmigen Zustand vor und wird während der Plasmaerzeugung nicht notwendigerweise vollständig ionisiert. Im Kontext der Laserplasmabeschleunigung ist der Begriff *Target* (engl. für *Zielscheibe*) für die bestrahlte Materie gebräuchlich. Um ein Plasma mit einem Laserfeld bzw. allgemeiner aus einem elektromagnetischen Feld zu erzeugen, genügt es nicht, den reinen Energieeintrag zu betrachten. Wichtig ist die Fragestellung, inwiefern die eingestrahlte elektromagnetische Strahlung fähig ist, eine Ionisation der Atome durchzuführen und so ein Plasma zu bilden.

Photoelektrischer Effekt Seit der Beschreibung der Photonenenergie $E_{\text{ph}} = hf$ durch Albert Einstein ist bekannt, dass jedes Photon eine quantisierte Energie in Abhängigkeit seiner Wellenlänge bzw. Frequenz f trägt. In der Wechselwirkung mit Atomen kann es zum äußeren photoelektrischen Effekt kommen, wenn die Energie eines einzelnen Photons ausreicht, um die Auslösearbeit W_A eines gebundenen Hüllenelektrons zu überwinden (bzw. im Falle eines Gases die Ionisierungsenergie E_{ion}). Dann kann das Photon absorbiert werden und seine Energie zur Überwindung jener Barriere bereitstellen. Dabei überschüssige Energie äußert sich in Form einer kinetischen Energie E_{kin} , die das emittierte Elektron (und zu einem geringen Teil das positive Ion) trägt: $E_{\text{ph}} = W_A + E_{\text{kin}}$. Für Fälle, bei denen die Photonenenergie nicht ausreicht, um die Auslösearbeit W_A zur Verfügung zu stellen ($E_{\text{ph}} < W_A$), findet der Effekt nicht statt. Am POLARIS-System wird mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 1030$ nm, d. h. $E_{\text{ph}} \approx 1,2$ eV und u. a. mit Targets aus Aluminium gearbeitet. Für Aluminium wird eine Auslösearbeit von ca. 4,2 eV für die erste Ionisation angegeben [25], wodurch es in dieser Konfiguration nicht zum klassischen photoelektrischen Effekt kommt.

Multiphotonenionisation (MPI) Mit steigender Intensität steigt der Photonenfluss und die Wahrscheinlichkeit, dass mehrere Photonen gleichzeitig mit einem Atom wechselwirken. Deshalb ist es möglich, dass es zur sogenannten *Multiphotonenionisation* (MPI) kommt. Dabei werden n Photonen in der Nähe eines Atoms absorbiert und stellen gemeinsam die benötigte Auslösearbeit zur Verfügung $nE_{\text{ph}} = W_A + E_{\text{kin}}$ (siehe Abb. 2.3(a)). Für Aluminium werden bei einer Wellenlänge von 1030 nm mindestens $n = 4$ Photonen benötigt. Die Wahrscheinlichkeit, dass es zur MPI kommt, wächst mit steigender Intensität und sinkt mit der benötigten Anzahl an Photonen n und hängt stark von der verwendeten Atomsorte ab. Dabei können bereits höhere Ionisationsgrade der Atome auftreten.

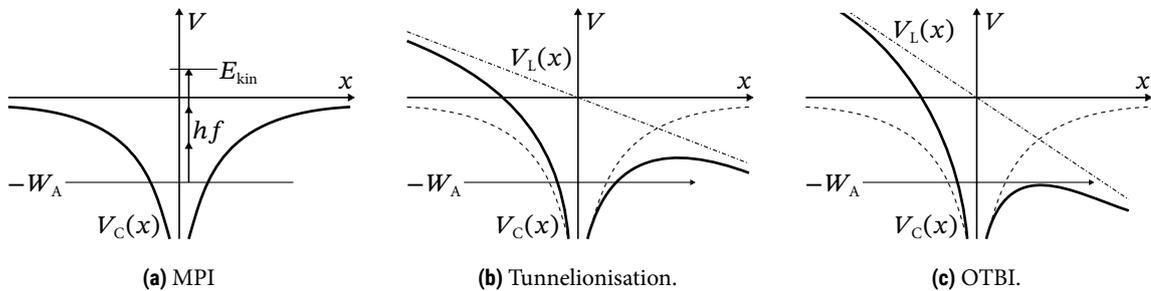


Abb. 2.3: Darstellung der Atompotentiale für verschiedene Ionisationsmechanismen. Gut sichtbar ist die Verformung des Potentials für steigende Laserintensitäten. Eine detaillierte Erklärung zu den einzelnen Prozessen befindet sich im Fließtext.

Tunnelionisation Sobald das schnell oszillierende elektrische Feld $E(t)$ eines Lasers ausreichend stark wird, um das Coulombpotential $V_C(r) = \frac{Zq_e^2}{4\pi\epsilon_0|r|}$ eines Atoms (Kernladungszahl Z , Elementarladung q_e , radialer Abstand r , elektrische Feldkonstante ϵ_0) nennenswert zu verformen, kann es zur Tunnelionisation kommen (siehe Abb. 2.3(b)). Dabei wird das Coulombpotential $V_C(x)$ des Atoms mit dem Potentialgradienten des Laserfeldes $V_L(x) = -q_eEx$ (Polarisationsrichtung des Lasers ist x) verformt und schafft temporär eine endliche Potentialbarriere. Trotz der hohen Frequenzen im Lichtfeld eines Lasers (z. B. $f \approx 10^{15}$ Hz, $T \approx 3,4$ fs bei POLARIS) ist es möglich, das Potential als temporär statisch anzusehen, da Ionisationsprozesse auf noch kürzeren Zeitskalen $t_{\text{ion}} \gtrsim 300$ as stattfinden (abgeschätzt durch die Quantenunschärfe $t_{\text{ion}}E_{\text{ion}} \gtrsim \frac{\hbar}{2}$ für $E_{\text{ion}} = 1$ eV). Das verformte Potential $V(x) = V_C(x) + V_L(x)$

weist einen räumlichen Bereich jenseits der Potentialbarriere auf, der für initial gebundene Elektronen mit einer endlichen Tunnelrate erreichbar ist, wodurch es zusätzlich zur MPI auch zur Tunnelionisation kommt. Der *Keldysh-Parameter* γ_K kann genutzt werden, um abzuschätzen, welcher Prozess für eine gegebene Intensität I , Wellenlänge $\lambda = \frac{c}{f}$ und Ionisierungsenergie E_{ion} dominant sein wird (m_e ist die Ruhemasse des Elektrons):

$$\gamma_K = \frac{2\pi f}{q_e} \sqrt{\frac{E_{\text{ion}} m_e c \epsilon_0}{I}}. \quad (2.18)$$

Für $\gamma_K \gg 1$ dominiert MPI, während für $\gamma_K \lesssim 1$ eine Tunnelionisation wahrscheinlicher ist [26].

Over-the-Barrier-Ionisation (OTBI) Einen Grenzfall der Tunnelionisation für Intensitäten oberhalb von etwa $10^{13} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ bildet die *Over-the-Barrier Ionisation* (OTBI), auch als *Barrier-Suppression Ionisation* (BSI) bekannt. Bei dieser wird das Potential so stark verformt, dass ein gebundenes Elektron temporär frei ist (Abb. 2.3(c)). In der Interpretation des vorigen Absatzes wird dann die Tunnelwahrscheinlichkeit 100 %, da die Potentialbarriere nicht mehr existiert. Die Intensitätsschwelle I_{OTBI} liegt bei ca.

$$I_{\text{OTBI}} \approx \frac{c \epsilon_0 (4\pi \epsilon_0)^2 E_{\text{ion}}^4}{32 Z^2 q_e^6}. \quad (2.19)$$

Insgesamt kommt es bei der Interaktion eines Laserpulses hoher Intensität mit einem Target zu einer Abfolge der verschiedenen Ionisationsmechanismen. So kann es aufgrund des begrenzten zeitlichen Intensitätskontrastes sein, dass ein Großteil der Materie schon ionisiert ist, bevor OTBI einsetzt. Im Allgemeinen wird es also ein Wechselspiel der aufgezählten Prozesse geben, da MPI selbst bei Intensitäten jenseits von I_{OTBI} aufgrund von intra-Atomdynamik noch eine nennenswerte Rolle spielen kann [27].

2.4 Eigenschaften und Beschreibung von laserinduzierten Plasmen

Aus dem vorangegangenen Unterabschnitt ist bekannt, dass ein Laser ein Plasma über verschiedene Ionisationsmechanismen aus einem Target erzeugen kann. Dabei wird nicht jeder ionisierte Materiezustand als Plasma klassifiziert [20]. Für die Zwecke dieser Arbeit wird ein Plasma als quasineutrales Gas, welches ionisierte Bestandteile mit kollektivem Verhalten hat, verstanden [19]. Im einfachsten Fall kann ein Plasma in Form einer Elektronendichteverteilung $n_e(\vec{r})$ und einer Ionenrumpfdichte $n_i(\vec{r})$ beschrieben werden, zwischen denen elektromagnetische Wechselwirkungen bestehen. Die makroskopisch gesehene Neutralität geht mit der Tatsache einher, dass die Ladungstrennung eine hohe potentielle Energie erzeugt. Im nicht-neutralen Fall muss die Plasmatemperatur T_e der Elektronen eine thermische Energie $k_B T_e$ bereitstellen, die diese potentielle Energie ausgleichen kann. Nachdem der Laser als Ionisierungsquelle nicht mehr vorhanden ist, wird sich die Ionisation durch Rekombination langsam verringern, bis ein Temperaturgleichgewicht mit der Umgebung entstanden ist. Unter Laborbedingungen bei Raumtemperatur verschwindet ein nicht weiter angeregtes Plasma daher in wenigen Mikrosekunden, d. h. die Anzahl neutraler Ladungsträger überwiegt gegenüber den ionisierten Ladungsträgern deutlich.

In Abhängigkeit von der Temperatur der Elektronen zeigen Plasmen eine elektrische und thermische Leitfähigkeit durch die Mobilität der Ladungsträger. Daraus ergibt sich ein Abschirmungsverhalten gegenüber statischen elektrischen Feldern, wie z. B. positiven Ionen innerhalb des Plasmas. Die Temperatur der Elektronen T_e entscheidet anschaulich, wie weit sich ein Elektron von einer solchen Ladung entfernt, um durch die Ladungsverschiebung eine Abschirmung zu erzeugen. Es zeigt sich, dass ein eindimensionales, elektrostatisches Potential Ψ_0 eines solchen Ions in einem Plasma gemäß

$$\Psi(x) = \Psi_0 \cdot \exp\left(-\frac{|x|}{\lambda_D}\right) \quad \text{mit} \quad \lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_{e,0} q_e^2}} \quad (2.20)$$

abgeschirmt wird. Dabei beschreibt $n_{e,0}$ die ungestörte Elektronendichte und q_e die Elementarladung. Die charakteristische Länge λ_D , über der das elektrostatische Potential auf $\frac{1}{e}$ seines initialen Wertes abfällt, ist die sogenannte *Debye-Länge*. Für eine hypothetische Temperatur von 0 K existiert dann die ideale Abschirmung auf einer infinitesimal dünnen Schicht.

Ein Plasma wird von sich aus einen Zustand geringster Energie anstreben, in dem es eine lokal quasi-neutrale, quasistatische Verteilung der Elektronendichte gegenüber der Ionen gibt. Für ein durch eine impulsartige Störung aus dem Gleichgewicht gebrachtes Plasma gibt es eine kollektive Bewegung der Ladungsträger, um dieses Gleichgewicht wiederherzustellen. Dabei tritt eine Oszillation auf, die mit der sogenannten *Plasmafrequenz* ω_{pe} erfolgt. Diese Schwingung wird von den Elektronen ausgeführt, da sie um mindestens einen Faktor $\frac{m_e}{m_p} \approx 1836$ schwerer sind als die Ionen. Daher ist die rückstellende Kraft, welche auf die Elektronen wirkt, in der Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektronen und Ionen zu finden. Aus Sicht eines einzelnen Elektrons ergeben sich in einer Raumrichtung x eine Bewegungsgleichung in einem elektrischen Feld E (mit Geschwindigkeit v_e und Masse m_e), eine Kontinuitätsgleichung für die Elektronendichte und die Poissongleichung für die gesamte Ladungsverteilung einschließlich Ionen [26]:

$$m_e \frac{dv_e}{dt} = -eE, \quad \frac{\partial n_e}{\partial t} = -\frac{\partial n_e v_e}{\partial x} \quad \text{und} \quad \varepsilon_0 \frac{\partial E}{\partial x} = q_i n_i - q_e n_e. \quad (2.21)$$

Diese Gleichungen gelten unter Abwesenheit externer Magnetfelder und vernachlässigbarer thermischer Effekte, sowie ohne Berücksichtigung von Schwingungen unter Wirkung intern induzierter Magnetfelder. Die Lösung dieser Gleichungen unter Vernachlässigung von Termen höherer Ordnung führt zur Eigenschwingungs-Winkelfrequenz der Elektronen – der Plasmafrequenz

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e q_e^2}{m_e \varepsilon_0}}. \quad (2.22)$$

Die Plasmafrequenz beschreibt weiterhin eine Zeitskala der Elektronenbewegung. Genauer gilt für die thermische Bewegung der Elektronen mit v_{th}

$$\omega_{pe} \lambda_D = v_{th}. \quad (2.23)$$

In dieser Interpretation beschreibt $\frac{1}{\omega_{pe}}$ die Zeit, in der sich ein Elektron mit Geschwindigkeit v_{th} um genau die Debye-Länge bewegt.

2.5 Optische Eigenschaften von Plasmen

Bereits im vorangegangenen Unterabschnitt wurden die Eigenschaften von Plasmen unter Einwirkung von statischen elektromagnetischen Feldern untersucht. Plasmen weisen darüber hinaus auch eine große Anzahl von Phänomenen bei der Wechselwirkung mit (transversaler) elektromagnetischer Strahlung auf. Dazu können unter anderem Absorption, Emission, Reflexion sowie die wellenlängenabhängige Dispersion untersucht werden. Die optischen Eigenschaften sind für diese Arbeit von besonderer Wichtigkeit, da sie nicht nur entscheiden, welche Absorptionsmechanismen für eine konkrete Art der Laserteilchenbeschleunigung infrage kommen (vergleiche Unterabschnitt 2.6). Vielmehr definieren sie auch, welche optischen Möglichkeiten für die Plasmadiagnostik bestehen.

Für die folgenden Formeln wird wiederum angenommen, dass die im Plasma vorliegenden Ionen zu träge sind, um der Bewegung durch das hochfrequente elektromagnetische Feld zu folgen. Es handelt sich entsprechend um eine Abschätzung der Bewegung von Elektronen vor einem starren Ionengitter. Ähnlich zum Drude-Modell findet sich die Dispersionsrelation

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + c^2 k^2 \quad (2.24)$$

für eine elektromagnetische Welle mit Winkelfrequenz ω und Wellenzahl k . Während laut dieser Relation Phasengeschwindigkeiten $v_{ph} = \sqrt{c^2 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2}} > c$ möglich sind, gilt für die Gruppengeschwindigkeit $v_g^2 = \frac{c^2}{v_{ph}^2} < c^2$. Die gegebene Dispersionsrelation weist allerdings eine Grenze auf: Für $\omega < \omega_{pe}$ wird die Wellenzahl k in Gleichung 2.24 imaginär. Die zugehörige Plasmadichte wird als kritische Dichte n_c bezeichnet und berechnet sich unter Verwendung von Gleichung 2.22 als

$$n_c = \frac{m_e \epsilon_0 \omega^2}{q_e^2}. \quad (2.25)$$

Liegt die Elektronendichte für eine gegebene Wellenlänge oberhalb der kritischen Dichte, wird die elektromagnetische Welle unter senkrechtem Einfall reflektiert. Unter einem Winkel α zum Lot einfallendes Licht wird kontinuierlich abgelenkt und dringt bis zur Elektronendichte $n_c \cos^2(\alpha)$ ein. Dabei kommt es zusätzlich zu einem evaneszenten Eindringen mit der Skin-Tiefe $\delta = |k|^{-1}$. Es wird entsprechend von einem *unterkritischen* ($n_e < n_c$) und einem *überkritischen* ($n_e > n_c$) Bereich gesprochen.

Auf der anderen Seite bedeutet die Dispersionsrelation, dass Wellen mit ausreichend kleiner Wellenlänge in dieser Näherung ungedämpft vom Plasma transportiert werden. Der Brechungsindex η berechnet sich aus der Phasengeschwindigkeit definitionsgemäß als $\eta = \frac{c}{v_{ph}}$, also

$$\eta = \frac{c}{v_{ph}} = \frac{c}{\sqrt{c^2 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2}}} = \frac{kc}{\sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pe}^2}} \stackrel{\text{Gl. 2.24}}{=} \frac{\sqrt{\omega^2 - \omega_{pe}^2}}{\omega} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}. \quad (2.26)$$

Aus der letzten Darstellung folgt sofort, dass auch der Brechungsindex eines transparenten Plasmas immer kleiner als 1 ist. Die Bedeutung von Gleichung 2.26 liegt aus Sicht einer Plasmadiagnostik in der Möglichkeit, eine optische Eigenschaft in Form der Brechzahl mit der Elektronendichte zu verknüpfen.

Dies wird eine essentielle Rolle in Abschnitt 4 spielen, um mit einem Lichtpuls den Zustand eines laserinduzierten Plasmas zu untersuchen.

2.6 Laserabsorption an Plasmen verschiedener Elektronendichtegradienten

Wenn von Laserteilchenbeschleunigung gesprochen wird, kommt eine große Zahl von Prozessen mit verschiedenen Eigenschaften in Frage. Die Interaktion einzelner Elektronen mit Laserstrahlung kann selbst im relativistischen Regime gut analytisch studiert werden. Ein einzelnes Elektron wird sich bei geringen Intensitäten zunächst aufgrund des transversalen elektrischen Feldes einer ebenen Laserwelle bewegen. Ein Übergang zur relativistischen Betrachtungsweise ist spätestens dann nötig, wenn diese Bewegung in klassischer Betrachtung die Lichtgeschwindigkeit übersteigt. Dies wird anhand der Amplitude des Vektorpotentials $\vec{A} = a_0 \frac{m_e c}{q_e}$ der elektromagnetischen Welle definiert. Diese sogenannte *Quivergeschwindigkeit* v_q (von engl. *quiver* für *zittern*) des Elektrons übersteigt in klassischer Betrachtungsweise für $a_0 > 1$ die Lichtgeschwindigkeit. Die Intensität I hängt mit a_0 gemäß $a_0 = \lambda \sqrt{I \cdot 7,31 \cdot 10^{-11} \frac{1}{\text{W}}}$ zusammen [28]. Für die Zentralwellenlänge $\lambda = 1030 \text{ nm}$ ergibt sich für POLARIS beispielsweise $I = 1,3 \cdot 10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ bei $a_0 = 1$.

Auch für die Beschleunigung von Protonen oder Ionen kann eine solche Grenze berechnet werden. Durch die 1836-fach höhere Masse eines Protons gegenüber einem Elektron wächst jedoch die hierfür benötigte Grenzintensität um mehr als sechs Größenordnungen. Für heutzutage existierende Lasersysteme werden Protonen daher nur indirekt beschleunigt. Dabei wird zunächst durch Ladungstrennung in einem Plasma und Beschleunigung von Elektronen ein starkes elektrisches Feld aufgebaut, welches in der Folge die erheblich trägeren Protonen beschleunigen kann. Es werden verschiedene Mechanismen der Laserabsorption unterschieden. In diesem Kontext wird oft der Begriff des *Elektronenheizens* genutzt, der zum Ausdruck bringt, dass die thermische Bewegungsenergie, also die kinetische Energie der Elektronen durch die Absorption von Energie aus dem Laserfeld steigt.

Die im Folgenden vorgestellten *Heizmechanismen* treten je nach Laserintensität I_p und Plasmaelektronendichte n_e in unterschiedlichem Maße gemeinsam auf [29]. Da oftmals der Gradient $(\vec{n}_T \cdot \vec{\nabla})n_e$, d. h. die Änderung der Elektronendichte in Targetnormalenrichtung (Einheitsvektor \vec{n}_T), entscheidend ist, wird an dieser Stelle die *Skalenlänge* σ_i in Richtung des Einheitsvektors \vec{i} verwendet:

$$\sigma_i \equiv \frac{n_e}{(\vec{i} \cdot \vec{\nabla})n_e} \equiv \frac{n_e}{\nabla_i n_e}. \quad (2.27)$$

Diese Definition bedeutet, dass eine exponentiell abfallende Elektronendichte $n_e(x) = n_{e,0} \exp(\frac{-|x|}{\lambda})$ gerade eine räumliche konstante Skalenlänge $\sigma_x = \lambda$ aufweist. Dieser exponentielle Verlauf wird in Experimenten und Simulationen häufig beobachtet und lässt sich auf die Ausbreitung einer Elektronenwolke mit thermischen Temperaturprofil nach Impulsanregung durch einen Laserpuls zurückführen. In den folgenden Betrachtungen wird auf die Skalenlänge σ_T in Targetnormalenrichtung Bezug genommen. Die vorgestellten Heizmechanismen sind nach absteigender Skalenlänge, bei der der Mechanismus dominant auftritt, sortiert.

Ponderomotive Elektronenbeschleunigung Die *Ponderomotive Elektronenbeschleunigung* stellt in diesem Kontext einen Sonderfall dar, da sie nicht auf der Änderung des Elektronendichtegradienten beruht, sondern auf der transversalen Änderung der Laserintensität in einem Laserpuls (siehe Unterabschnitt 2.1). In diesem Sinne wird keine Elektronendichte vorausgesetzt, sondern ein einzelnes Elektron betrachtet. Die am Anfang des Unterabschnitts vorgestellte Überlegung zur Quiverbewegung von Elektronen in einer unendlich ausgedehnten, ebenen Welle lässt sich übertragen, mit der Änderung, dass ein endlicher Laserpuls einen Feldstärkeamplitudengradienten aufweist. Dieser erreicht geringere Feldstärkeamplituden, je weiter die Position von der Strahlachse entfernt ist. Während der Bewegung in der ersten Halbwelle verspürt das Elektron daher eine betragsmäßig deutlich stärkere, nach außen gerichtete Kraft, als die rückstellende Kraft während der zweiten Halbwelle. In Summe führt dies zu einer durchschnittlichen Drift der Elektronen aus Regionen hoher Intensität mit der *ponderomotiven Kraft* F_p . In unterkritischen (unterdichten) Plasmen, kann die ponderomotive Kraft bei Berücksichtigung der vorwärtsgerichteten $\vec{v} \times \vec{B}$ Komponente der Lorentzkraft zu einer Nettobeschleunigung führen. Bei höheren Kollisionsraten zwischen den Elektronen in einem Plasma spielt die (reine) ponderomotive Elektronenabsorption eine geringere Rolle – wenngleich die zugrundeliegende Bewegung durchaus stattfindet.

Kollisionsheizen Ein Heizmechanismus, der auf eben diesen Kollisionen basiert und bereits bei Intensitäten oberhalb von $10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ auftritt, ist das Kollisionsheizen auf Basis einer statistischen Heizung von Elektronen [21]. Dabei geben im elektrischen Feld des Laserpulses schwingende Elektronen ihre Energie in einem Stoß an einen Stoßpartner ab. Als Stoßpartner kommen zunächst andere Elektronen infrage, was in Ausbreitungsrichtung des Lasers statistisch zu einer Heizung des Elektronenplasmas führt. Stöße mit Ionen führen hingegen zur Heizung des trägeren Ionengitters. Die Ionen selbst führen auf den betrachteten Zeitskalen aufgrund ihrer größeren Trägheit nur wenige Stöße untereinander aus. Die Kollisionsabsorption ist insbesondere bei noch geringen Ausdehnungen L des Vorplasmas entscheidend, da hier die charakteristische Ausdehnung gegenüber der Debye-Länge noch groß und die Dichten nahe der durch evaneszente Felder erreichten Plasmaregionen hoch sind. Für Gebiete niedriger Dichte, d. h. dem unterkritischen Bereich eines ausgedehnten Vorplasmas, spielt die Kollisionsabsorption eine geringe Rolle, da die Zahl der Stöße durch die höheren freien Weglängen vermindert ist. Der entscheidende Parameter ist die Kollisionsfrequenz $\nu_e \propto n_e [T_e (1 + v_q^2/v_{th}^2)]^{-3/2}$ der Elektronen untereinander [30]. Diese erhöht sich mit steigender Elektronendichte n_e , aber sinkt mit steigender Plasmatemperatur T_e . Auch wenn die Quivergeschwindigkeit v_q der Elektronen bei hohen Laserintensitäten vergleichbar mit der thermischen Geschwindigkeit v_{th} wird, wird das Kollisionsheizen ineffizient. Außerdem wird die Möglichkeit zur Kollisionsheizung bei ultrakurzen Pulsen durch die kurze Wechselwirkungszeit unterdrückt. Damit ist das Kollisionsheizen für die später untersuchte Vorplasmaentwicklung bei $I < 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ entscheidend, spielt aber für sehr kurz erreichte, noch höheren Intensitäten nur eine untergeordnete Rolle.

Resonanzabsorption Neben der Kollisionsabsorption gibt es eine Reihe von Heizmechanismen, die nicht auf Kollisionen beruhen. Die sogenannte Resonanzabsorption findet direkt an der kritischen Dichte eines Plasmas mit Dichtegradient statt. Dabei muss ein Teil des elektrischen Feldes des Laserpulses parallel zum Elektronendichtegradienten liegen ($\vec{E} \cdot \nabla n_e \neq 0$). Dadurch kann ein Teil der Elektronen in Richtung des Dichtegradienten zu Schwingungen angeregt werden. Da an der kritischen Dichte die

Winkelfrequenz ω des Laserpulses der Plasmafrequenz ω_{pe} entspricht, erfolgt diese Anregung resonant. Es wird eine elektronische Plasmawelle angeregt, welche effizient Energie aus der Laserwelle entnimmt und dadurch letztlich Elektronen heizt [31]. Die Bedingung $\vec{E} \cdot \nabla n_e \neq 0$ erfordert z. B., dass ein p-polarisierter Laserpuls schräg unter einem Winkel $\alpha \neq 0$ einfällt. In diesem Fall ist eine Resonanzabsorption schon bei einer Elektronendichte von etwa $n_e \cos^2 \alpha$ möglich, da das evaneszente Feld sich noch in den Bereich der kritischen Dichte ausbreiten kann. Der Puls wird gleichzeitig kontinuierlich abgelenkt und bei dieser Dichte reflektiert (siehe Abb. 2.4).

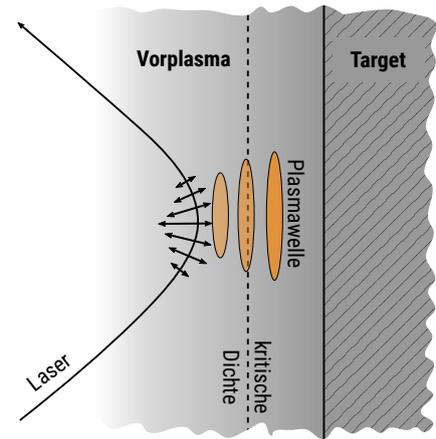


Abb. 2.4: Schematische Darstellung der Resonanzabsorption. Der schräg einfallende Laserpuls wird kontinuierlich abgelenkt, während das p-polarisierte \vec{E} -Feld anteilig targetnormal ausgerichtet ist. Diese Komponente erzeugt nahe der kritischen Dichte eine Plasmawelle.

Vakuum-Heizen Für Plasmen mit steilem Dichtegradient kann Resonanzabsorption aufgrund der schwachen evaneszenten Fernwirkung nahezu komplett unterdrückt sein. Dies passiert, sobald die Skalenlänge σ_T deutlich kleiner wird als die Wellenlänge des Lasers. Stattdessen kann es zur sogenannten *Vakuum-Heizung*, auch *Brunel-Heizung* genannt, kommen, bei der das Laserfeld nicht-resonant an das Plasma koppelt. Ähnlich zur Resonanzabsorption wird auch bei Vakuum-Heizung p-polarisiertes Licht unter schrägem Einfall benötigt, sodass ein Teil der elektrischen Laserfeldkomponente parallel zum Elektrodichtegradient ausgerichtet ist. In diesem Fall wird die starke Inhomogenität der Wechselwirkung einzelner Elektronen nahe der kritischen Dichte mit dem Laserfeld in Targetnormalenrichtung ausgenutzt. In einer Halbwelle des elektrischen Laserfeldes folgen die Elektronen in ein Gebiet unterkritischer Elektronendichte, in dem sich das elektrische Feld ungehindert ausbreiten kann. In der darauf folgenden Halbwelle bewegen sich die Elektronen in ein nahkritisches oder überkritisches Gebiet, in dem sich die Laserwelle nur evaneszent, also exponentiell gedämpft ausbreitet. Dadurch wird die rückstellende Wirkung des elektrischen Feldes stark reduziert und die Elektronen propagieren in das Target hinein. Die so beschleunigten Elektronen werden paketweise mit der Laserfrequenz in das Target injiziert [31].

$\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizen In den bislang beschriebenen Mechanismen erfolgt die Elektronenheizung durch die transversale Wirkung des elektrischen Laserfeldes. Für Laserintensitäten oberhalb $a_0 = 1$ wird der Beitrag der Vorwärtsbewegung durch die $\vec{v} \times \vec{B}$ Komponenten der Lorentzkraft in ihrem Betrag vergleichbar. Ähnlich zum Vakuum-Heizen wird beim sogenannten $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizen die Inhomogenität steiler Plasmadichtegradienten nahe der kritischen Dichte genutzt. Im Unterschied zu dieser kann $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizen jedoch auch für zum Target senkrechten Lasereinfall erfolgen. Allerdings hebt sich der Effekt zwischen p- und s-polarisierter Projektion bei zirkular polarisiertem Licht gerade auf, sodass bei normal einfallenden zirkular polarisiertem Licht kein $\vec{j} \times \vec{B}$ -Heizen existiert. Da sowohl die Geschwindigkeit der Elektronen als auch das magnetische Feld mit jeder Halbwelle synchron ihr Vorzeichen ändern, können Elektronenpakete mit der doppelten Laserfrequenz injiziert werden [31].

2.7 Target-Normal-Sheath-Acceleration (TNSA)

Target-Normal-Sheath-Acceleration (TNSA) beschreibt einen lasergetriebenen Protonenbeschleunigungsprozess, bei dem Ionen oder im Speziellen Protonen normal zur Targetoberfläche beschleunigt werden. Während auch in anderen Regimen Protonen beschleunigt werden können, gilt diese senkrecht zur Oberfläche erfolgende Emission in kurzen Protonenpulsen bei TNSA als besonders geeignet für zukünftige Anwendungen [14].

Ein typisches TNSA-Experiment findet heutzutage mit einem Laser mit einer Intensität über $10^{18} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ statt, der unter einem gewissen Winkel α auf eine dünne Folie oder ein Tröpfchen fokussiert wird. Dabei werden viele Materialien, wie z. B. im Rahmen dieser Arbeit Aluminium, verwendet. Es kommen ultrakurze Pulse mit einer FWHM Pulsdauer τ_{FWHM} unterhalb von 10 ps und hohem zeitlichen Kontrast zum Einsatz. Die genaue Erklärung für diese Anforderung wird erst aus dem Gesamtkontext am Ende dieses Unterabschnitts deutlich. Weiterhin finden derartige Beschleunigungsexperimente unter Vakuumbedingungen statt, um die Erzeugung eines Luftplasmas zu verhindern und eine hohe freie Weglänge für die beschleunigten Protonen zu schaffen.

Nichtsdestotrotz werden bei der Verwendung realer Lasersysteme bereits deutlich vor dem eigentlichen Hauptpuls ($t \ll -\tau_{\text{FWHM}}$) Intensitäten erreicht, die genügen, um Materie zu ionisieren und ein Vorplasma auf der Vorderseite des Targets zu erzeugen (dargestellt in Abb. 2.6(a), vergleiche Unterabschnitt 2.6). In Abb. 2.5 ist beispielsweise der zeitliche Kontrast mit verschiedenen Einstellungen am POLARIS-Laser dargestellt. Diese genügen schon mindestens 10 ps vor Eintreffen des Hauptpulses zur Erzeugung eines nennenswerten Vorplasmas.

Aus den Betrachtungen in Unterabschnitt 2.5 folgt, dass der Hauptpuls dabei im ersten Moment nur bis zur kritischen Dichte des Vorplasmas eindringt. In der Folge kann der Hauptpuls mit einer gewissen Effizienz in das Vorplasma einkoppeln, wodurch es zur weiteren Heizung der Elektronen auf der Targetvorderseite im unterkritischen und nahkritischen Bereich kommt. Die geheizten Elektronen können sich als Elektronenstrom durch das Target bewegen (gezeigt in Abb. 2.6(b)). Auf der Rückseite kann ein Teil der schnellsten Elektronen austreten und entkommen, während die dadurch eintretende elektrostatische Aufladung des Targets die nachfolgenden Elektronen zurückhält. Diese verbleibenden Elektronen beginnen auf Basis der elektrostatischen Wechselwirkung durch das Target zu oszillieren. Dadurch entsteht sowohl auf der Vorder- als auch auf der Rückseite ein Ladungstrennungsfeld in der Ausdehnung einer Debye-Länge, welches jedoch nur auf der Vorderseite durch das Plasma abgeschirmt werden kann (siehe Abb. 2.6(b)). Dies führt zu elektrostatischen Feldern der Größenordnung mehrerer Teravolt pro Meter auf der Targetrückseite [14]. Dieses sogenannte *Debye-Sheath* kann zum einen Ionen auf der Targetrückseite bilden und

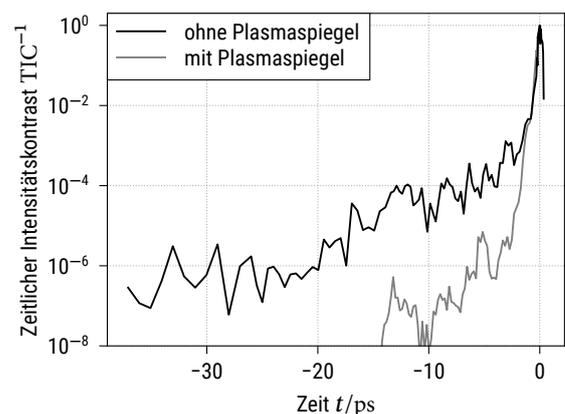
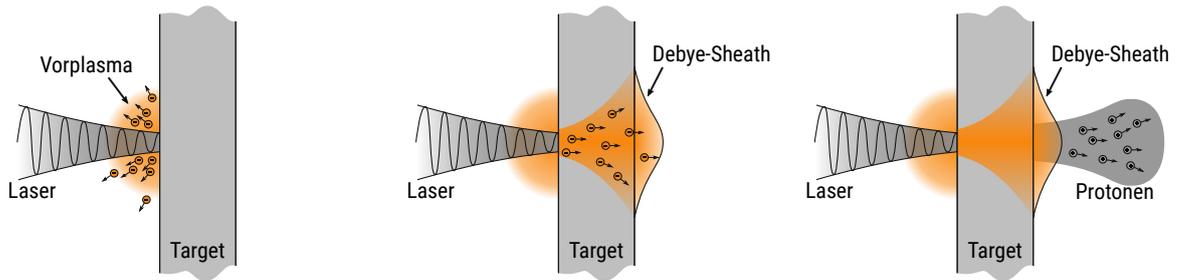


Abb. 2.5: Zeitlicher Intensitätskontrast des POLARIS-Systems gemessen mit einem kommerziellen Kreuzkorrelator dritter Ordnung. Bei Spitzenintensitäten von bis zu $1,3 \cdot 10^{21} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ werden bereits 10 ps vor Eintreffen des Hauptpulses Intensitäten erreicht, die zur Bildung eines Vorplasmas führen.



- (a) Im ersten Schritt erzeugt ein Vorpuls oder die ansteigende Flanke des Hauptpulses ein Vorplasma.
- (b) Die schnellen Elektronen können durch das Target propagieren und formen ein Debye-Sheath sowie damit einhergehend ein starkes elektrostatisches Feld.
- (c) Protonen, die durch Ionisierung im Debye-Sheath entstanden sind, werden durch selbiges aus dem Target beschleunigt.

Abb. 2.6: Schematische Darstellung der zeitlichen Abfolge bei TNSA von links nach rechts. Zeitlich nach dem dritten Bild kommt es zu einer unkontrollierten, thermischen Expansion von Target und Plasma sowohl auf Targetvorder- und Targetrückseite. Eine detaillierte Beschreibung des gesamten Prozesses befindet sich im Fließtext.

sie zum anderen senkrecht zur noch intakten Targetoberfläche beschleunigen (gezeigt in Abb. 2.6(c)). Die Strahlqualität der Ionen, gemessen z. B. über ihre Emittanz, kann aufgrund dieser Beschleunigung von einer kalten Oberfläche außergewöhnlich hoch sein. Zeitlich gesehen findet die Heizung der Vorderseitenelektronen während der Pulsdauer des Hauptpulses $\tau_{\text{FWHM}} < 1$ ps statt, während Protonen bereits bis zu 1 ps brauchen können, um allein das Debye-Sheath zu durchqueren.

Aus dem beschriebenen Prozess folgt ein gewisser Konflikt bei der Wahl eines geeigneten zeitlichen Intensitätskontrastes. Prinzipiell sollte der Kontrast so hoch wie möglich sein, um einen möglichst steilen Potentialgradienten auf der Targetrückseite zu erzielen. Dies erklärt die Wahl ultrakurzer Pulse mit maximalem zeitlichen Kontrast. Auf der anderen Seite entscheiden die Vorplasmabedingungen darüber, wie effizient der Laser seine Energie in geheizte Elektronen transferieren kann. Es ist darüber hinaus mehrfach experimentell bestätigt worden, dass in gewissen Fällen ein geringerer zeitlicher Kontrast zu höheren erzielten Protonenenergien führt, wenn die dadurch entstehenden Vorplasmabedingungen für Elektronenheizung günstiger sind [32, 33]. Diese Erwägung stellt die Grundlage und Motivation der vorliegenden Masterarbeit dar, die sich in den späteren Abschnitten eingehend mit der Untersuchung von Vorplasma beschäftigt. Sie lässt sich weiterhin auf die minimal möglichen Dicken übertragen, die eine Folie haben kann, bevor der limitierte zeitliche Intensitätskontrast die Folienrückseite schon vor der Bildung eines Debye-Sheaths stark ionisiert oder quasi zerstört. Weitere Faktoren für die Wahl der Targetdicke beinhalten die Leitfähigkeit für die oszillierenden Elektronenrückströme und die mittlere freie Weglänge der geheizten Elektronen. Aus diesen und auch vielen weiteren Betrachtungen zeigen Untersuchungen, dass das ideale Folientarget vermutlich eine niedrige Massenzahl besitzt, so dünn wie möglich und hoch leitfähig ist [14]. Am POLARIS-System werden beispielsweise Aluminiumfolien mit Dicken von 5 nm bis 20 μm eingesetzt.

3 Experimentelle Methoden der räumlichen Protonendetektion

Um das Produkt einer Laserprotonenbeschleunigung in Form eines Protonenpulses zu bewerten, ist es nötig, die beschleunigten Protonen möglichst genau zu vermessen. Von besonderem Interesse sind die energetische und räumliche Verteilung der Protonen. Aus der konventionellen Beschleunigertechnik sind dazu eine Reihe von Detektoren bekannt. Aufgrund der kurzen Pulsdauer der Protonenpulse bestehen hierbei besondere Anforderungen. Da bei einer TNSA-Beschleunigung auch Elektronen erzeugt werden und es möglicherweise eine große Menge gestreutes und transmittiertes Licht gibt, ist es wichtig, einen Detektor zu verwenden, der diese Strahlung von den Protonen unterscheiden kann. In den folgenden drei Unterabschnitten werden drei Verfahren vorgestellt, die eine orts aufgelöste Vermessung der Protonenverteilung in einem Protonenpuls erlauben. Ziel ist die Untersuchung der Fernfeld-Abstrahlcharakteristik einer TNSA-Protonenquelle als Funktion

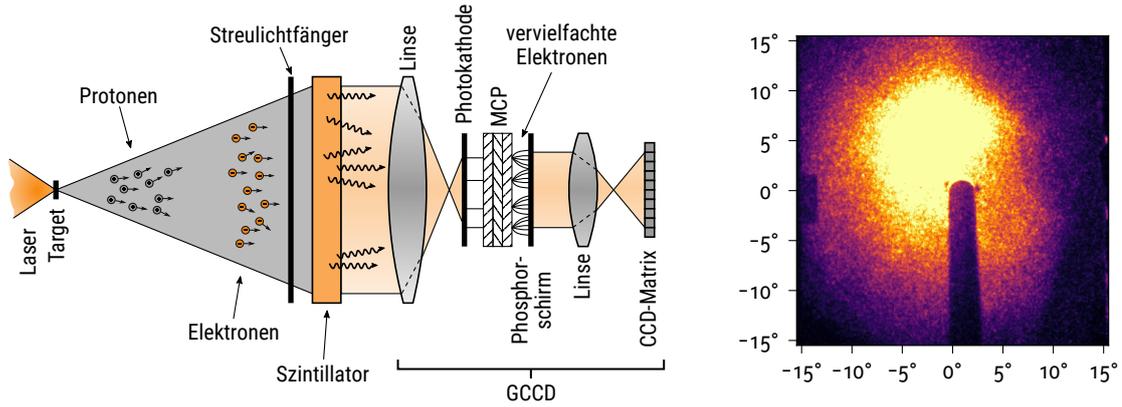
$$\Phi_p(\vartheta, \phi) = \frac{dN_p}{dA}. \quad (3.1)$$

Φ_p ist die sogenannte Fluenz, welche die Anzahl der Protonen N_p pro Fläche beschreibt. Diese Fluenz variiert bei TNSA mit der Abstrahlrichtung gegeben durch die Winkel ϑ und ϕ in Kugelkoordinaten ($\vartheta = \frac{\pi}{2}$, $\phi = 0$ in Targetnormalenrichtung). Diese werden bezüglich des Ursprungs der Protonenquelle angegeben, der für große Entfernungen im Fokuspunkt des Lasers angenommen wird.

Analog zu Abschnitt 2 stellt damit auch dieser Abschnitt überwiegend bekannte technische Grundlagen dar und orientiert sich daher stark an der Literatur. Unterabschnitt 3.1 ist an der Darstellung in *CMOS/CCD Sensors and Camera Systems* von Holst und Lomheim [34] angelehnt und wurde mit dem Online-Lexikon *ICCD camera technology* des Herstellers Stanford Computer Optics [35] ergänzt. Unterabschnitt 3.2 orientiert sich gedanklich am Kapitel „Solid-State Nuclear Track Detectors“ von Guo, Chen und Durrani [36], das aus dem *Handbook of Radioactivity Analysis* von L'Annunziata [37] stammt. Unterabschnitt 3.3 basiert letztlich auf dem Artikel „Radiochromic film for medical radiation dosimetry“ von Butson, Yu, Cheung und Metcalfe [38]. Auch diese Werke werden im Folgenden nicht einzelnen referenziert, bilden aber die strukturelle Grundlage des Abschnitts.

3.1 CCD mit steuerbarer Durchlasszeit (GCCD)

Eine CCD kann genutzt werden, um elektromagnetische oder ionisierende Strahlung zu detektieren und deren räumliche Verteilung zu bestimmen. In einer CCD gibt die einfallende Strahlung ihre Energie durch den inneren photoelektrischen Effekt an einen Halbleiterübergang ab. Dabei werden Elektronen zunächst in einer Halbleiterspeicherzelle gesammelt. Die gespeicherte Ladung ist proportional zur eingestrahnten Energie. In einer CCD wird eine Matrix solcher Speicherzellen eingesetzt, deren gespeicherte Ladungen anschließend ausgelesen wird [34]. Daraus kann ein zweidimensionales Bild zusammengesetzt werden. Prinzipiell ermöglicht eine derartige CCD damit eine direkte Protonendetektion. Um die CCD nicht durch Protonenbeschuss zu beschädigen und die Effizienz zu erhöhen, wird als Zwischenstufe ein Szintillator eingesetzt, der den Protonenpuls in einen proportionalen Lichtpuls



(a) Schematische Darstellung der Verwendung einer GCCD beim Einsatz zur Protonendetektion. Der Laser trifft auf das Target, aus welchem ein Elektronenpuls und ein Protonenpuls ausgelöst werden. Diese werden auf einen Szintillator gelenkt, welcher das Protonenprofil in ein Lichtprofil umwandelt. Letzteres wird mit der GCCD beobachtet.

(b) Protonenprofil aufgezeichnet mit einer GCCD am POLARIS-System unter Beschuss von 3,5 nm dickem *diamantartigem Kohlenstoff* (DLC, von engl. *Diamond-Like-Carbon*). Hellere Farben stehen für eine größere detektierte Protonenanzahl. Die angegebenen Winkel bezeichnen Öffnungswinkel bezüglich des Laserfokus.

Abb. 3.1: Grafiken zur Nutzung einer GCCD bei der räumlichen Protonendetektion.

umwandelt [39]. Dieser stellt gleichzeitig eine erste Limitierung der räumlichen und zeitlichen Auflösung dar, da Szintillatoren begrenzte Anstiegszeiten in Reaktion auf einfallende ionisierende Strahlung aufweisen und eine räumliche Streuung in der Szintillatorschicht ermöglichen.

Es werden typischerweise zwei zusätzliche Anpassungen beim Einsatz von CCD in TNSA-Experimenten vorgenommen. Zum einen wird eine dünne, intransparente Folie vor der CCD angebracht, um transmittierte Laserstrahlung aufzufangen. Diese würde das komplette Protonensignal überdecken. Zum anderen kommen sogenannte *Durchlassgesteuerte CCD* (GCCD, von engl. *Gated CCD*) zum Einsatz (schematische Darstellung in Abb. 3.1(a)). Diese sind eine Erweiterung normaler CCD mit einem zusätzlichen Durchlass (von engl. *gate*) zwischen Signal und eigentlicher CCD. Während eine normale CCD begrenzte Schalt- und Auslesezeiten im Mikrosekundenbereich aufweist, kann eine GCCD Durchlasszeiten von ca. einer Nanosekunde realisieren. Dazu wird der Durchlass für die gewünschte Zeit geöffnet und wieder geschlossen.

Der Durchlass selbst wird als zeitlich steuerbarer, bildgebender Verstärker realisiert. Typischerweise kommt eine *Mikrokanalplatte* (MCP, von engl. *Microchannel-Plate*) zum Einsatz. Eine MCP ist eine zweidimensionale Anordnung von *Sekundärelektronenvervielfachern* (SEV) [40]. Diese kann durch Stöße mit Prellanoden (im Falle von Mikrokanälen Stöße mit den Wänden von dünnen Kanälen) Sekundärelektronen erzeugen. Zwischen zwei Stößen sorgt

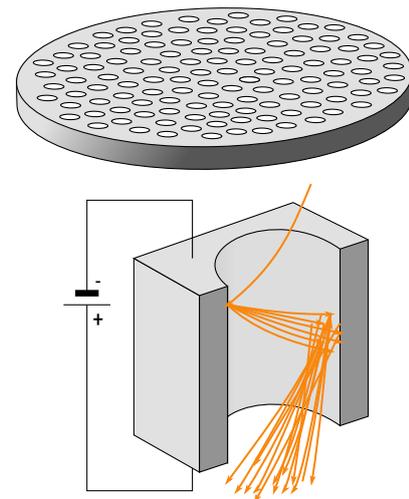


Abb. 3.2: Schematische Darstellung der Elektronenvervielfachung in einer MCP. Oben: Skizze einer Mikrokanalplatte mit vielen Kanälen. Unten: Stoßvervielfachung und Beschleunigung eines einzelnen Elektrons in einem Kanal.

eine hohe Spannung für ausreichende Beschleunigung der Elektronen, sodass diese genügend Energie für eine weitere Vervielfachung beim nächsten Stoß besitzen. So werden exponentielle Verstärkungen von Elektronenströmen erzielt. Es wird allerdings ein weiterer Zwischenschritt bei der Detektion von Protonen nötig. Nachdem das Protonensignal in einem Szintillator in ein ultraviolettes Photonensignal umgewandelt wurde, wird dieses an der Vorderseite des Verstärkers zunächst auf eine Photokatode abgebildet. Aus dieser werden durch den äußeren Photoelektrischen Effekt Elektronen ausgelöst, welche in der folgenden MCP vervielfacht werden. Danach wird das verstärkte Signal wieder mit einem Phosphorschirm in ein optisches umgewandelt und auf die eigentliche CCD abgebildet. Die Verstärkung V als solche stellt gleichzeitig den schnell schaltbaren Durchlass dar. So kann beispielsweise die am POLARIS-System eingesetzte *Stanford 4 Picos* Schaltzeiten der MCP von weniger als 200 ps zwischen einer hohen Verstärkung ($V = 10^3$) und nahezu keiner Verstärkung ($V \lesssim 1$) erreichen [41].

Der Hauptgrund für die Nutzung einer GCCD liegt in der Notwendigkeit, auch die während des TNSA Prozesses ebenfalls erzeugten Elektronen auszublenden. Dazu werden die unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Elektronen und Protonen in Form einer Flugzeitsektion ausgenutzt. Die Geschwindigkeit v eines Teilchens der Ruhemasse m_0 und kinetischen Energie E_{kin} berechnet sich dabei im Bezug auf die Lichtgeschwindigkeit c gemäß

$$E_{\text{kin}} = (\gamma - 1)m_0c^2 = \left(1 - \sqrt{\frac{1}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}\right)m_0c^2. \quad (3.2)$$

Während Protonen mit 10 MeV kinetischer Energie ca. 14 % der Lichtgeschwindigkeit erreichen, schaffen dies Elektronen aufgrund ihrer geringeren Ruhemasse bereits mit ca. 5 keV. Dies bedeutet, dass die bei TNSA das Target verlassenden Elektronen größtenteils zeitlich vor den Protonen an einem Detektor ankommen. Die Filterung der Elektronen auf einer GCCD erfolgt daher ähnlich einem Flugzeitspektrometer: Der Öffnungszeitpunkt des Durchlasses wird so gewählt, dass der größte Teil der Elektronen ausgeblendet ist. Mit geeignet kurzen Durchlasszeiten kann durch selbige Überlegung sogar eine energetische Information über die abgebildeten Protonen gewonnen werden. Im Zeitintervall t_0 bis $t_0 + \Delta t_{\text{Gate}}$ nach Eintreffen des Laserpulses im Abstand d , werden nur Protonen der Geschwindigkeiten $\frac{d}{t_0 + \Delta t_{\text{Gate}}}$ bis $\frac{d}{t_0}$ detektiert. Bei wiederholter Messung oder dem Einsatz mehrerer GCCD kann daraus ein räumliches Protonenspektrum berechnet werden.

Nachteilig bei einer GCCD-Messung ist, dass immer nur ein Energieintervall (pro GCCD) gleichzeitig untersucht wird. Weiterhin ist die energetische Auflösung begrenzt und sinkt mit steigender kinetischer Energie der Protonen. Die räumliche Auflösung einer GCCD ist aufgrund des Durchlasses gegenüber einer einfachen CCD verschlechtert [42]. Der Vorteil der Nutzung einer GCCD gegenüber den beiden im Folgenden vorgestellten Verfahren liegt in der Echtzeitfähigkeit des Systems. Die GCCD kann während eines Experiments beobachtet werden (beispielsweise Abb. 3.1(b)) und erfordert keinen Zugriff auf die Vakuumkammer. So kann beispielsweise die Flugrichtung der Protonen kontrolliert und gegebenenfalls eingegriffen werden. Weiterhin kann eine GCCD selbst bei höheren Wiederholungsraten für jeden Einzelpuls zum Einsatz kommen.

3.2 Festkörper-Spurendetektoren (SSNTD)

Alternativ zum Einsatz einer elektronischen GCCD können auf ionisierende Strahlung sensitive Materialien in den Strahlengang gebracht werden. Dazu zählen die *Festkörper-Spurendetektoren* (SSNTD, von engl. *Solid-State-Nuclear-Track-Detector*) [43]. Dies ist eine Gruppe von Festkörpern, in denen eine lokale Schädigung auftritt, wenn ein schweres, ionisiertes Teilchen die Struktur durchläuft [44]. Grundlage dafür ist die bekannte Bethe-Bloch-Formel:

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{4\pi n Z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{q_e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{Y \cdot (1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right]. \quad (3.3)$$

Diese beschreibt die Deposition von Energie $\frac{dE}{dz}$ eines Teilchens der Kernladungszahl Z beim Passieren von Materie mit der Elektronendichte m_e entlang der Achse z . Die Größe $\beta = \frac{v}{c}$ ist das Verhältnis von Momentangeschwindigkeit des Teilchens und Lichtgeschwindigkeit und Y ist das mittlere Anregungspotential des Materials [45]. Der Einbau eines SSNTD erfolgt im Strahlengang einige cm hinter dem Target, sodass möglichst der komplette beschleunigte Protonenpuls die Oberfläche des SSNTD trifft.

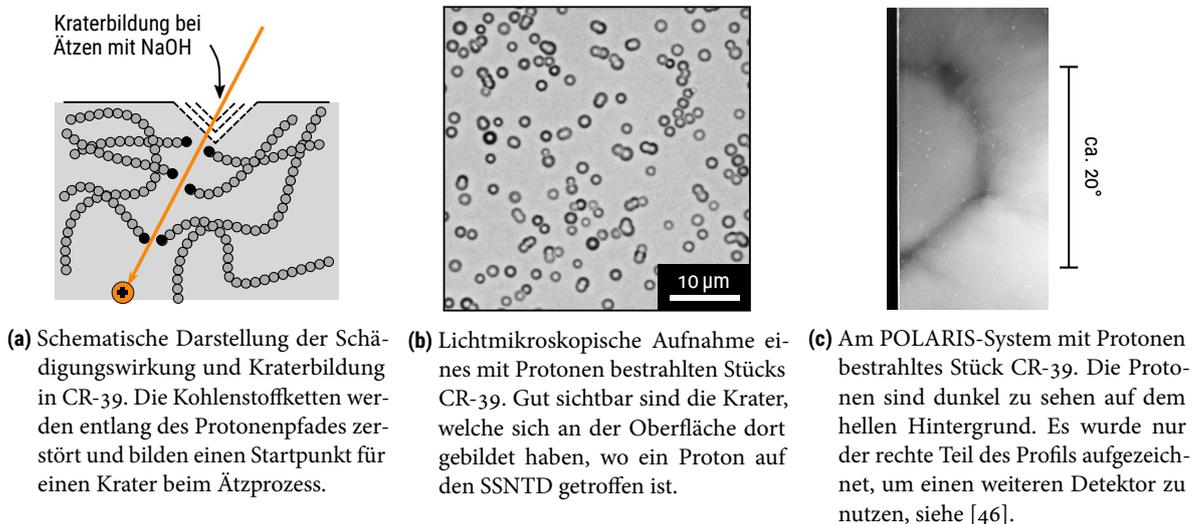
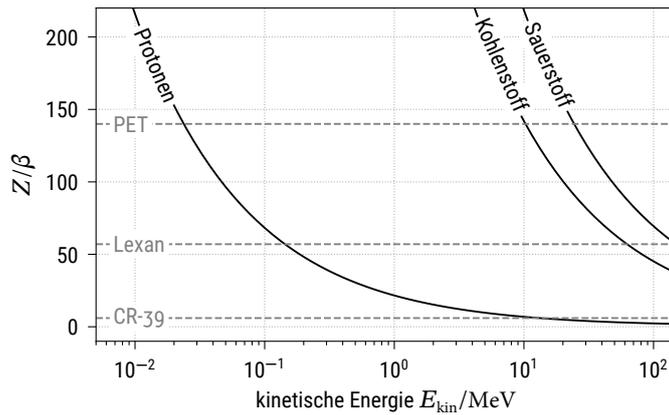


Abb. 3.3: Darstellungen zur Verwendung von CR-39 als SSNTD.

Dabei tritt im ersten Moment nur eine minimale Schädigung auf, die im Normalfall nicht direkt untersucht werden kann [44]. Daher wird ein zusätzlicher Fixierungsschritt nötig, um eine mikroskopisch sichtbare Veränderung zu erzeugen. Für den bekannten SSNTD-Polymer CR-39 wird beispielsweise das Substrat nach der Bestrahlung mit Protonen einem Ätzbad unterzogen (6,25-molare NaOH-Lauge bei 80 °C, teilweise bis zu mehreren Stunden). In Polymeren tritt unter Beschuss ein Aufbrechen der zugrundeliegenden Kohlenstoffketten auf, wie in Abb. 3.3(a) dargestellt. Eine solche Schädigung nahe der Oberfläche führt zu einer lokal stark erhöhten Ätzgeschwindigkeit und dadurch zu einer Kraterbildung. Die ausgebildeten Krater können dann unter einem geeigneten Mikroskop beobachtet werden (siehe Abb. 3.3(b)).

In gewissen Grenzen ist die Reaktion von SSNTD unabhängig von der eingestrahnten Protonenenergie. Daher kann die räumliche Verteilung der Anzahl der Krater auf CR-39 genutzt werden, um die räumliche Fluenzverteilung direkt in Abhängigkeit der Abstrahlrichtung bezüglich der Quelle zu

untersuchen. Daraus ergibt sich der Nachteil, dass eine große Fläche CR-39 mikroskopisch untersucht werden muss und Krater ausgezählt werden müssen, um tatsächliche Fluenzen zu errechnen. Weiterhin kann nur eine begrenzte Zahl von SSNTD in einer Vakuumkammer vorgehalten werden und es ist ein Zwischenschritt nötig, um die Spuren sichtbar zu machen. Vorteile der Nutzung von SSNTD liegen in der Störresistenz gegenüber elektromagnetischen Pulsen und der absoluten Referenz einer Krateranzahl, welche die direkte Berechnung von Fluenzen erlaubt. Darüber hinaus ist die grundsätzliche Verteilung der Krater sogar mit bloßem Auge sichtbar, da sie in großer Anzahl einen dunkleren Eindruck auf dem geätzten Substrat hinterlassen (siehe Abb. 3.3(c)).



Tab. 3.1: Zusammenfassung der Detektionsgrenzen für die links dargestellten SSNTD. Alle eingetragenen SSNTD sind Polymere. Werte übernommen aus [47].

Material	Detektionsgrenze Z/β
PET	140-190
Lexan	57
CR-39	6

Abb. 3.4: Grafische Abschätzung der Detektionsgrenzen verschiedener SSNTD bei Bestrahlung mit verschiedenen Ionenarten. Liegt die der Ionensorte zugeordnete Kurve oberhalb der gestrichelten Linie eines SSNTD, werden entsprechende Ionen wahrscheinlich detektiert.

CR-39 ist der wohl meistverwendete SSNTD. Dies liegt an seiner hohen Empfindlichkeit und der einfachen Handhabung [36]. Prinzipiell besteht durch die Wahl anderer SSNTD die Möglichkeit, verschiedene Ionensorten zu unterscheiden. Während sich diese Masterarbeit primär mit der Beschleunigung von Protonen beschäftigt, kann es nützlich sein zu untersuchen, welche anderen Ionensorten mittels TNSA beschleunigt werden. Dazu wird als Abschätzung für jeden SSNTD eine Detektionsgrenze gemessen in Z/β angegeben. Diese ergibt sich direkt aus der Bethe-Bloch-Formel in Gleichung 3.3. Ist Z/β zu niedrig, d. h. die kinetische Energie der Ionen sehr hoch, dann wird gemäß Gleichung 3.3 nur wenig Energie nahe der Oberfläche abgegeben. Damit reicht die oberflächennahe Schädigung nicht zur nachträglichen Ausbildung eines Kraters während der Fixierung im Polymer. Abbildung 3.4 stellt dieses Verhalten grafisch für drei ausgewählte SSNTD dar (aufgelistet in Tabelle 3.1). Es zeigt sich z. B., dass *Lexan* nicht sensitiv für Protonen schneller 140 keV ist, während es schwerere Ionen detektiert.

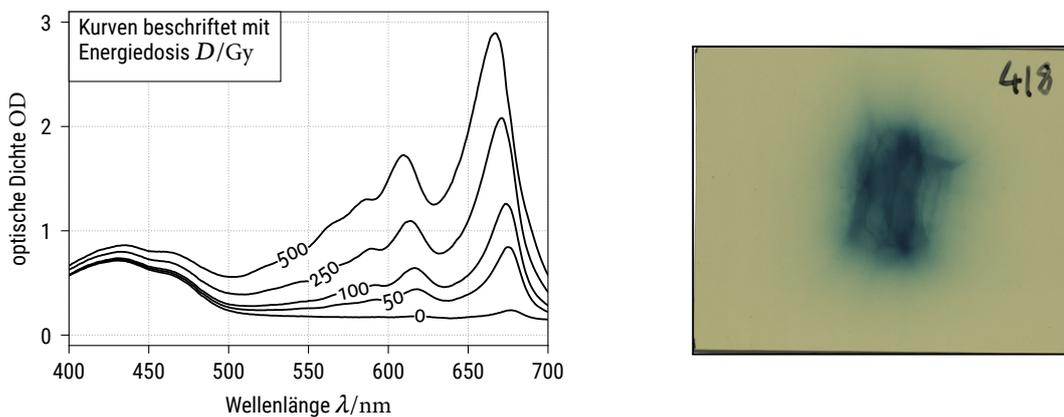
3.3 Radiochromatische Filme (RCF)

Radiochromatische Reaktionen beschreiben direkte chemische Reaktionen auf Einstrahlung ionisierender Strahlung, die unter Änderung der Farbe ablaufen [38]. D. h. auch, dass keine weitere Fixierung oder chemische Behandlung, wie bei SSNTD nötig ist. Während derartige Reaktionen schon seit dem 19. Jahrhundert bekannt sind, finden sie erst seit der Einführung von transparenten Filmträgern weiten Einsatz in Medizin, Forschung und Industrie. Dabei wird eine radiochromatische Substanz auf einer

transparenten Folie appliziert, sodass sich das Gesamtsystem unter Einwirkung ionisierender Strahlung sichtbar verfärbt. Heutzutage kommen hauptsächlich *triphenylmethane Leukozyanide* zum Einsatz, die unter Bestrahlung stark färbende Salze bilden. Bei geringer Energiedosis

$$D = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm} < 10^4 \text{ Gy} \quad (\text{absorbierte Energie } E_{\text{abs}} \text{ pro Masse } m) \quad (3.4)$$

finden alternativ *Polydiactylene* Anwendung.



(a) Vom Hersteller exemplarisch angegebene optische Dichte des RCF nach Einstrahlung unterschiedlicher Energiedosen. Übernommen aus [48]. (b) Am POLARIS-System mit Protonen bestrahlter RCF. Die Stellen blauer Färbung geben das Protonenprofil wieder. Die gelbliche Farbe ist die eines unbestrahlten Films.

Abb. 3.5: Grafiken zur Nutzung von RCF bei der räumlichen Protonendetektion. Die gezeigten Grafiken zeigen den Typ HD-V2 des Herstellers GAFChromic [48].

Radiochromatische Filme (RCF, auch engl. *Radiochromic Film*) werden heutzutage als initial nahezu transparente Folien verkauft, welche direkt zum Einsatz kommen können. Für wissenschaftliche und medizinische Untersuchungen gibt es dabei zwei Verwendungsmöglichkeiten. Im ersten Moment erlaubt die direkte Färbung eine sichtbare Inspektion von Ort und Fluenz einer einwirkenden Strahlungsquelle (siehe Abbildung 3.5(b)). Ist hingegen eine absolute Messung der eingestrahnten Fluenz nötig, so muss die Färbung ausgemessen werden. Dazu wird die optische Dichte $OD = \log_{10} \left(\frac{I_0}{I_1} \right)$ des Materials bestimmt. Die dafür nötigen Messgrößen sind die Intensität I_0 eines Lichtstrahls vor Durchgang durch das Material und die Intensität I_1 nach Durchgang durch das Material. Der Grund für die Nutzung der optischen Dichte als Parameter liegt im nahezu linearen Verhalten der optischen Dichte zur eingestrahnten Energiedosis. Dieses Verhalten ist stark abhängig von der Wellenlänge des zum Auslesen verwendeten Lichtes, wie in Abbildung 3.5(a) gezeigt. Dies macht in der Regel die Kalibrierung jeder Charge RCF mit jedem Messsystem an einer Referenz nötig. Als Messvorrichtung kommen dabei u. a. optische Densitometer und Flachbettscanner zum Einsatz [49]. Letztere erlauben die direkte Bestimmung einer zweidimensionalen Fluenzverteilung.

Die räumliche Auflösung einer RCF-Messung ist durch die chemische Wechselwirkung im RCF limitiert, erreicht aber eine Genauigkeit auf wenige zehn Mikrometer [48]. Die Vorteile und Nachteile von RCF bei Einsatz zur Charakterisierung laserbeschleunigter Protonen decken sich weitestgehend mit denen der SSNTD. Dabei ist die direkte Sichtbarkeit der vermessenen Strahlprofile, der entfallende Fixierungsschritt und die vergleichsweise einfache Vermessung nützlich für eine schnelle Anwendung in großer Zahl. Nachteilig ist die Notwendigkeit einer externen Kalibrierung.

4 Untersuchung der Vorplasmaerzeugung

Die Kenntnis über Vorplasmabedingungen ist aufgrund der starken Abhängigkeit der Elektronenheizung von Elektronendichtegradienten essentiell zum Verständnis und zur Optimierung der Laserprotonenbeschleunigung (siehe Unterabschnitt 2.6). An modernen Systemen der Petawattklasse ist die Strahlzeit dabei stark begrenzt und kostenintensiv. Am POLARIS-System steht beispielsweise eine Repetitionsrate von 1/50 Hz zur Verfügung. Noch größere Anlagen wie das *Petawatt High-Energy Laser for Heavy Ion Experiments* (PHELIX) mit einem Puls pro 90 Minuten können teilweise nur wenige Laserpulse am Tag bereitstellen. Daher werden typischerweise Experimente durchgeführt, die einen hohen Alleinstellungsgrad aufweisen. Während auch dabei systematisches Vorgehen unerlässlich ist, können die komplexen Parameterräume, wie sie beispielsweise der Vorplasmaentstehung zugrunde liegen, an solchen Systemen nicht umfassend untersucht werden.

Aus diesem Grund wurde im Rahmen der Masterarbeiten von A. Massinger [15] und F. Irshad [16] ein dedizierter optischer Aufbau zur Vorplasmauntersuchung entwickelt. Im folgenden Unterabschnitt der vorliegenden Masterarbeit wird zunächst der weiterentwickelte Zustand dieses Systems beschrieben und ausführlich charakterisiert. Darauf basierend wird im zweiten Teil ein umfangreiches Experiment zur Untersuchung der Vorplasmaentwicklung von Aluminiumplasmen diskutiert.

4.1 Spezifikation des Systems

Der Vorplasmauntersuchungsaufbau wurde als von POLARIS getrenntes System entwickelt. Dies erlaubt eine hohe Flexibilität in der Wahl des Experiments und eine universelle Anpassung an andere Systemparameter. Trotzdem basiert die zugrundeliegende Spezifikation auf Gegebenheiten, wie sie am POLARIS-Hauptlaser vorliegen.

Untersuchungsgegenstand sollten zunächst laserinduzierte Plasmen sein, welche mit Intensitäten bis zu $10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ erzeugt wurden. Dies entspricht der Nachahmung eines Vorpulses am POLARIS-Hauptlaser (vergleiche Abb. 2.5). Daher wurde die Pulsdauer des vorplasmaerzeugenden Laserpulses, auch als *Pumpuls* bezeichnet, analog zu POLARIS im Bereich von ca. 100 fs gewählt. Weitere Parameter, die übernommen wurden, sind die Zentralwellenlänge $\lambda = 1030 \text{ nm}$ und die finale FWHM-Fokusflächen-größe von etwa $10 \mu\text{m}^2$. Anhand dieser Parameter konnte mit der geforderten Pumpuls-Intensität $I_{\text{P,Pu}} \approx \frac{E_{\text{P,Pu}}}{A_{\text{FWHM,Pu}} \cdot \tau_{\text{FWHM,Pu}}}$ die nötige Pumpuls-Energie $E_{\text{P,Pu}}$ zu mindestens 0,1 mJ auf dem Target abgeschätzt werden.

Der Laserverstärker musste eine dafür ausreichende Pulsenergie zur Verfügung stellen. Ein großer Vorteil gegenüber Petawattlasern war dabei eine erhöhte Repetitionsrate, welche im Experiment zunächst als 1 Hz gewählt wurde. Bei höheren Repetitionsraten würden sowohl die erfassten Datenmengen als auch die Kühlung des Verstärkers schwieriger handhabbar. Weiterhin musste sichergestellt werden, dass der zeitliche Intensitätskontrast des nachgebildeten Vorpulses ausreichend hoch ist. Selbst bei Intensitäten von $10^{12} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ käme es zu einer messbaren Plasmaerzeugung, welche die Messergebnisse verfälscht. Im gleichen Sinne entstünde bereits in der Nähe des eigentlichen Fokuspunktes ein Luftplasma, das zur Defokussierung des Pumpulses und Störung des eigentlich untersuchten Plasmas

führt, sofern an Luft experimentiert wird. Um dies zu verhindern, musste die finale Fokussierung und das eigentliche Experiment unter geeigneten Vakuumbedingungen bei weniger als 1 mbar stattfinden. Dieser Druck wird in Anhang A abgeschätzt – dafür werden auch einige weitere der im restlichen Teil dieses Unterabschnitts diskutierten Größen vorausgesetzt.

Als Target kamen Festkörper zum Einsatz. Für die ersten Versuche wurde analog zu jüngsten Experimenten am POLARIS-System und ähnlichen Anlagen Aluminium genutzt. Die dabei verwendete Geometrie entspräche idealerweise einer dort verwendeten Folie von 5 – 20 000 nm Dicke. Langfristig ist neben der Verwendung anderer Materialien auch die Untersuchung oberflächenstrukturierter Targets denkbar.

Die eigentliche Charakterisierung des erzeugten Plasmas sollte optisch erfolgen. Dabei wird die von der Elektronendichte abhängige Brechzahl gemäß Gleichung 2.26 ausgenutzt. Beim Durchlaufen eines Plasmas sammeln Lichtstrahlen einen dichteabhängigen Gangunterschied auf. Es ergibt sich sofort die Begrenzung der höchsten messbaren Plasmaelektronendichte in Form der kritischen Dichte, welche von Licht einer bestimmten Wellenlänge nicht mehr durchdrungen werden kann. Prinzipiell ist es daher gemäß Gleichung 2.25 vorteilhaft, eine möglichst geringe Wellenlänge zu nutzen.

Neben der räumlichen Ausdehnung des nachgebildeten Vorplasmas sollte auch dessen zeitliche Entwicklung vermessen werden. Um die Evolution des Plasmas innerhalb der ersten Piko- bis Nanosekunden nach Impulsanregung durch einen Laserpuls untersuchen zu können, war es auch nötig, kurze Abfragepulse zu nutzen. Diese werden in Anlehnung an das englische Wort *probe* (deutsch: *Sonde*) *Probepulse* genannt. Ein solcher kurzer Probepuls kann eine Momentaufnahme des Plasmas liefern. Die tatsächliche Zeitauflösung ist durch die Pulsdauer des Probepulses und seine Laufzeit durch das Plasma begrenzt. Neben der Interaktionsdauer war auch die zeitliche Lage des Probepulses t_{Pr} gegenüber dem Pumpimpuls t_{Pu} entscheidend. Diese Verzögerung $\Delta t = t_{Pr} - t_{Pu}$ musste möglichst präzise bekannt sein, um die zeitliche Entwicklung wiederholbar zu vermessen. Dazu war eine Synchronisierung zwischen Pump- und Probepuls erforderlich. Eine dafür übliche Vorgehensweise ist die Erzeugung beider Pulse aus einer gemeinsamen Quelle. In diesem Fall konnte ein Strahlteiler genutzt werden, um einen Teil des Pumpimpulses als Probepuls abzuzweigen. Dies brachte den Vorteil eines inhärent geringen zeitlichen *Jitters* (der zufälligen Streuung von Δt) mit sich, steht aber in Widerspruch zur avisierten Nutzung einer geringen Wellenlänge. Für den im Experiment genutzten Prototypen konnte hierbei mit $\lambda = 1030$ nm gearbeitet werden, was einer kritischen Elektronendichte von $n_c = 1,13 \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{cm}^3}$ entspricht. Eine Verringerung der Wellenlänge war z. B. durch *Frequenzverdopplung* (SHG, von engl. *Second Harmonic Generation*) möglich. Da der Pumpimpuls selbst im Plasma ebenfalls Oberschwingungen der Grundwelle erzeugt, könnten diese das mit dem Probepuls aufgenommene Bild des Plasmas überstrahlen. Idealerweise wird daher eine unabhängige Wellenlänge, z. B. generiert aus einem *Optisch-Parametrischen-Verstärker* (OPA, von engl. *Optical-Parametric-Amplifier*) genutzt.

Vorteilhaft für die Messgeschwindigkeit und auch die Überprüfbarkeit der zeitlichen Zuordnung war die gleichzeitige Nutzung mehrerer Probepulse. Dadurch konnten verschiedene Zeitschritte jeder einzelnen Plasmaentwicklung aufgezeichnet werden und geprüft werden, inwiefern die Plasmaentwicklung zwischen verschiedenen Pumpimpulsen tatsächlich vergleichbar ist. Ein derartiges Verfahren sollte im Rahmen des Vorplasmauntersuchungsaufbaus getestet werden.

Zur räumlichen Vermessung der Plasmaausdehnung wird eine entsprechende Auflösung vorausgesetzt. Aus Simulationen und früheren Untersuchungen war bekannt, dass charakteristische Skalenlängen des Elektronendichtegradienten im Bereich weniger Mikrometer erwartet werden. Gemäß des Abbeschen Auflösungskriteriums $d_{\min} \simeq \frac{\lambda}{2\text{NA}}$ war bei einer Wellenlänge von knapp einem Mikrometer entsprechend das Abbelimit mit hoher numerischer Apertur anzustreben. Es wurde weiterhin abgeschätzt, dass sich die messbaren Plasmadichten im Zeitbereich bis 1 ns auf etwa 100 μm ausdehnen können (Ausdehnungsgeschwindigkeit $v_{\text{exp}} \approx 100 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$). Diese Schätzung basiert auf vergleichbaren Messungen mit Intensitäten bis zu $4 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ [50]. Eine Plasmafront konstanter Dichte ($2 \cdot 10^{19} \frac{1}{\text{cm}^3}$) erreichte dort eine axiale Ausdehnung von 25 μm in 100 ps bei deutlich abflachender Ausdehnungsgeschwindigkeit. Dies definierte die Ansprüche an Auflösung, Vergrößerung und Bildfeld des Abbildungssystems. Es musste ein Kompromiss zwischen einer ausreichenden Belichtung, d. h. Intensität für eine Abbildung und der Gefahr einer zusätzlichen Plasmaheizung gefunden werden. Die zur Auflösung der zeitlichen Evolution nötigen Pulseigenschaften konnten anhand der maximal geschätzten Ausdehnungsgeschwindigkeit von Elektronenbereichen gleicher Dichte bis zu $100 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$ bei einer räumlich limitierten Auflösung von 1 μm abgeschätzt werden. Es sollten folglich Probepulse mit einer Pulsdauer $\tau_{\text{FWHM,Pr}} < \frac{1}{100}$ ns zum Einsatz kommen, deren absolute Verzögerung Δt auf $< \frac{1}{100}$ ns genau bekannt ist.

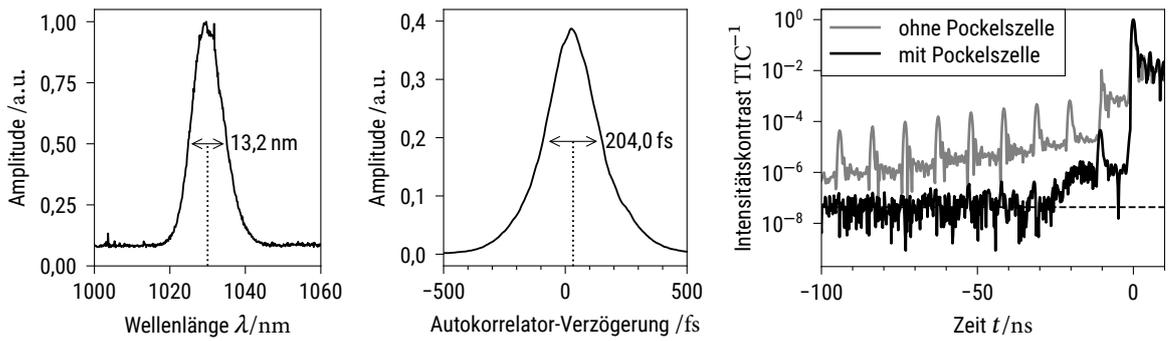
Ziel war es, das beschriebene System auf einem einzelnen optischen Tisch aufzubauen. Dies erleichterte nicht nur die Handhabung, sondern erforderte auch eine optimierte Strahlführung. Dadurch wurde eine einfache Anwendung und dauerhafte Etablierung des Vorplasmauntersuchungsaufbaus gesichert. Außerdem wurde die Störresistenz gegenüber beispielsweise Vibrationen in einem kompakten Aufbau verbessert. Da die Erzeugung eines modengekoppelten, ultrakurzen Laserpulses nicht trivial ist, wurde hierbei zunächst auf ein bestehendes Laser- und Verstärkersystem zurückgegriffen.

4.2 Experimenteller Aufbau

Anhand der im vorangegangenen Unterabschnitt beschriebenen Spezifikation wurde im Rahmen dieser Masterarbeit im Oktober 2018 ein bestehender Prototyp übernommen. Dieser Ausgangszustand ist in [15] dokumentiert und wurde in [16] erstmalig zur Untersuchung von Aluminiumplasmen eingesetzt. Darauf aufbauend erfolgten eine Reihe von Verbesserungen und Anpassungen. In den folgenden Unterpunkten wird das finale Gesamtsystem ausführlich vorgestellt und charakterisiert.

4.2.1 Übersicht

Ausgangspunkt des Systems war ein modengekoppelter Laserozillator *Mira 900* des Herstellers *Coherent*. Aus dessen Pulszug (76 MHz Repetitionsrate) wurde mittels einer Pockelszelle ein Puls pro Sekunde selektiert und in einem regenerativen CPA-Verstärker auf ca. 1 mJ Pulsenergie verstärkt. Die am Vorplasmauntersuchungsaufbau ankommenden Pulse hatten danach eine zentrale Wellenlänge von 1030 nm bei einer Bandbreite von 13,2 nm und einer Pulsdauer von etwa 130 fs (siehe Abb. 4.1(a) und 4.1(b), Umrechnungsfaktor 0,65 zwischen FWHM im Autokorrelator und der Pulsdauer bei sech²-Pulsen).



(a) Spektrum der Pulse – vermessen mit Spektrometer *Ocean Optics 2000+*. (b) Autokorrelatorsignal zur Vermessung der Pulsdauer der Pulse – aufgenommen mit *Avesta ASF-20*. Siehe Fließtext für Umrechnung der Pulsdauer. (c) Zeitlicher Intensitätskontrast im Nanosekundenbereich – vermessen mit einer Photodiode. Die gestrichelte Linie deutet das Rauschlevel der Messung an.

Abb. 4.1: Charakterisierung der Laserpulse am Eingang des Vorplasmauntersuchungsaufbaus.

Es zeigt sich, dass der TIC des regenerativen Verstärkers nicht ausreichte, um eine Plasmaentstehung vor Eintreffen des Hauptpulses komplett zu unterdrücken. Der über einen Nanosekundenbereich vermessene TIC (siehe Abb. 4.1(c)) zeigte deutlich eine Abfolge von unerwünschten Vorpulsen, die Intensitäten bis zu $10^{13} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ erreichten. Der zeitliche Abstand dieser Vorpulse (etwa 10,4 ns) entsprach der Umlaufzeit der Pulse im regenerativen Verstärker. Zur weiteren Unterdrückung dieser Vorpulse wurde eine Pockelszelle eingebaut. Diese unterdrückte alle bis auf einen Vorpuls soweit, dass sie unterhalb des Rauschlevels der Photodiode lagen. Die maximale Intensität in diesem einen Puls kleiner $10^{11} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ genügte nicht um ein im System messbares Plasma zu induzieren. Alle folgenden Messungen, mit Ausnahme einiger Referenzmessungen zur Untersuchung des Kontrasteinflusses, wurden mit dieser Pockelszelle durchgeführt.

Direkt am Eingang des Vorplasmauntersuchungsaufbaus wurde jeder Laserpuls in zwei Teilpulse aufgespalten. Ca. 90 % der Pulsenergie wurden als Pumpstrahl zur Plasmaerzeugung genutzt, während 10 % als abbildende Probepulse zum Einsatz kamen. Der gesamte weitere Aufbau ist schematisch in Abb. 4.2 dargestellt. Der Pumpstrahl durchlief zunächst eine Verzögerungsstrecke, um später die gewünschte zeitliche Verzögerung Δt einstellen zu können. Danach wurde er aufgeweitet, sodass er den final fokussierenden 90° -Off-Axis Parabolspiegel mit 5 cm projiziertem Durchmesser optimal ausleuchtete. Dieser letzte Teil der Fokussierung fand in einer Vakuumkammer bei einem Druck kleiner $4 \cdot 10^{-1}$ mbar statt. Im Fokus wurde letztlich das Target oder weitere Diagnostik zur Vermessung der Fokusparameter positioniert (siehe detaillierten Aufbau in Abb. 4.3). Dabei erfolgte der Einbau unter senkrechtem Einfall,

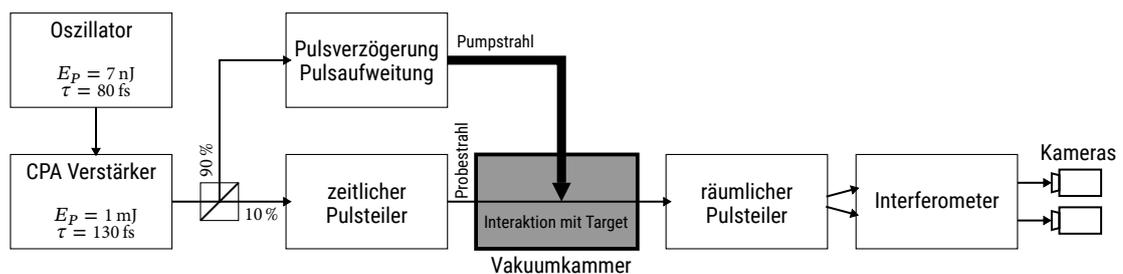


Abb. 4.2: Darstellung des gesamten Vorplasmauntersuchungsaufbaus als Blockdiagramm.

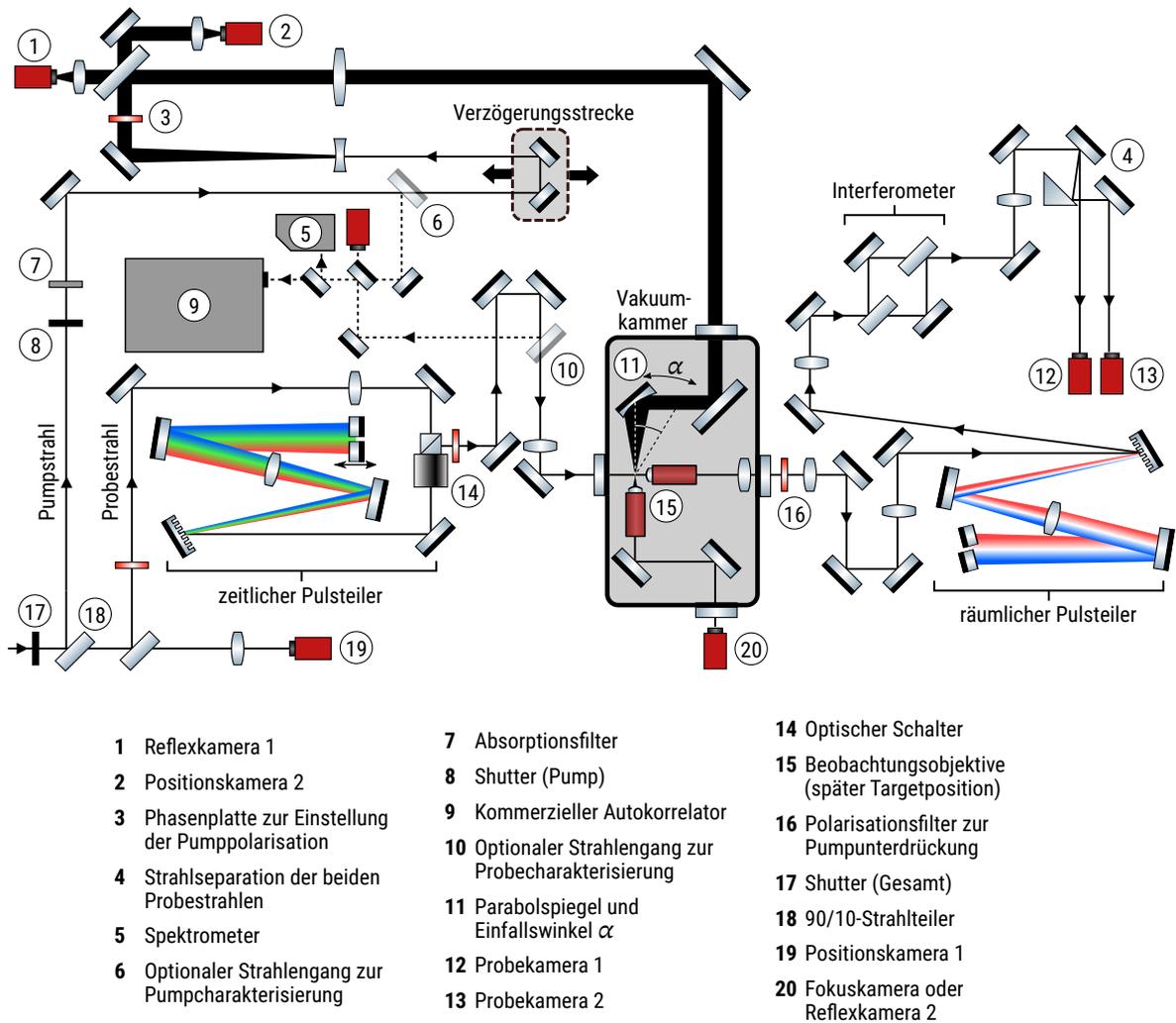


Abb. 4.3: Schematische Darstellung des gesamten Vorplasmauntersuchungsaufbaus.

wie in der Abbildung gezeigt oder unter einem Winkel $\alpha = 20^\circ$ zum Lot der Targetoberfläche. Dieser Winkel konnte in der Anordnung auf etwa 1° genau eingestellt werden.

Die Probestrahlstrecke, welche ebenfalls in Abb. 4.2 gezeigt ist, umfasste eine größere Anzahl von Komponenten und Teilsystemen. Zunächst wurde jeder Pumpimpuls spektral in zwei Teilpulse zerlegt. Dieser *zeitliche Pulsteiler* erzeugte zwei spektral getrennte Teilpulse, die eine individuell einstellbare Verzögerung Δt_1 und Δt_2 bezüglich des Pumpimpuls und somit der Plasmaerzeugung aufwiesen. Jeder Teilpuls durchlief danach in der Vakuulkammer das vom Pumpimpuls induzierte Plasma und wurde anschließend im *räumlichen Pulsteiler* durch einen Winkel zur optischen Achse separiert. Dadurch konnten beide Teilpulse jeweils auf einer eigenen Kamera abgebildet werden (Probekameras 1 und 2 in Abb. 4.3). Diese beiden Aufnahmen stellten das eigentliche Messsignal dar und trugen die Information über die Vorplasmaentwicklung zu den Zeitpunkten Δt_1 und Δt_2 . Da es sich bei einem Plasma überwiegend um ein Phasenobjekt gemäß Gleichung 2.26 handelt, musste zusammen mit der Abbildung die Phaseninformation zurückgewonnen werden. Dies geschah in einem Interferometer, sodass im Bild als Messsignal Interferenzstreifen aufgezeichnet wurden, deren Verformung zur Rekonstruktion der dreidimensionalen Plasmadichteverteilung $n_e(\vec{r}, \Delta t_i)$ genutzt werden konnte.

Damit eine zeitlich korrelierte Aufnahme von Interferogrammen gegenüber den Pumpimpulsen erfolgen konnte, standen weiterhin zwei elektromagnetische *Shutter* (Verschlussblenden) bereit, die den Gesamtstrahl oder nur den Pumpstrahl blockieren konnten. Die beiden Blenden wurden während des Experiments von einem Computer angesteuert, um zunächst den Pumpstrahl zu blockieren, sodass das Target ohne Zerstörung der Oberfläche durch ein Plasma positioniert werden konnte. Danach wurden beide Blenden derartig geöffnet und geschlossen, dass isolierte Laserpulse auf dem Target beobachtet wurden und in den gespeicherten Bildern klar zeitlich zuzuordnen waren. Die folgenden Unterpunkte stellen die Teilsysteme Pumpstrahl mit Target, Probestrahl sowie Abbildungssystem mit Interferometer detailliert vor.

4.2.2 Charakterisierung von Pumpimpulsen und Target

Der Pumpstrahl und das Target bildeten gemeinsam den Teil des Systems, welcher das eigentliche laserinduzierte, nachgebildete Vorplasma erzeugte. Im Kontext eines Lasersystems der Petawattklasse könnte an dessen Stelle prinzipiell auch der POLARIS-Hauptlaser mit allen in Unterabschnitt 4.1 aufgeführten Vor- und Nachteilen treten. Entscheidend für die Berechnung der Intensität $I_{p,Pu}$ der Pumpimpulse sind die Pulsenergie $E_{p,Pu}$, die Fokussfläche $A_{FWHM,Pu}$ und -qualität $q_{FWHM,Pu}$, sowie die Pulsdauer $\tau_{FWHM,Pu}$. Letztere war gegenüber dem ankommenden Laserstrahl unverändert. Die Einstellung der tatsächlichen Pulsenergie und -polarisation erfolgte durch *Neutraldichtefilter* (ND-Filter, auch engl. *Neutral-Density Filter*) und eine Phasenplatte. Genauer wurden durch $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Phasenplatten die Polarisationen p-linear, s-linear und zirkular realisiert. Bei senkrechtem Einfall und linearer Polarisation lag dabei das elektrische Feld etwa parallel zu den Probepulsen (dies ist der Grenzfall p-polarisierten Lichtes für $\alpha \rightarrow 0$). Als fokussierende Optik kam ein Off-Axis Silberparabolspiegel *ThorLabs MPD249-P01* zum Einsatz, welcher eine F-Zahl von etwa 2 besaß. Zur Charakterisierung der anderen Pumpimpulsparameter standen im Aufbau insgesamt vier CCD-Kameras zur Verfügung.

Aus experimenteller Sicht erfüllten die Positionskameras 1 und 2 (siehe Abb. 4.3) eine doppelte Funktion. Auf beiden Kameras wurde mittels einer Linse ein, durch einen dielektrischen Spiegel ausgekoppeltes, optisches Fernfeld des Laserpulses beobachtet. Während Justage und Experiment standen sie

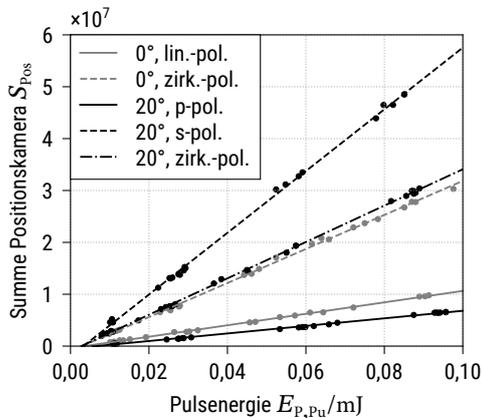


Abb. 4.4: Kalibrierung des aufsummierten Signals der Positionskamera 2 gegenüber der Pulsenergie.

Tab. 4.1: Zusammenfassung der nötigen Konstanten für die Kalibrierung und Charakterisierung der Pulsenergie.

α	Polarisation	$a/10^6 \text{mJ}^{-1}$	$b/10^6$
0°	linear	$110,39 \pm 0,94$	$-0,396 \pm 0,048$
	zirkular	$328,1 \pm 3,1$	$-0,96 \pm 0,18$
20°	p-linear	$72,86 \pm 0,78$	$-0,474 \pm 0,047$
	s-linear	$594,9 \pm 4,1$	$-1,95 \pm 0,20$
	zirkular	$350,5 \pm 1,7$	$-0,957 \pm 0,090$

für eine Überwachung der Position und Richtung des ankommenden Laserstrahls zur Verfügung. Zur eigentlichen Messung kamen sie zusätzlich zur Kontrolle der Pulsenergie $E_{p,pu}$ zum Einsatz. Da zwischen der Messposition von Positionskamera 1 und dem Fokus variable ND-Filter eingesetzt wurden, wird im Weiteren vom Signal der Positionskamera 2 ausgegangen. Dieses diskretisierte, zweidimensionale Bild $k_{pos,i,j}$ ($i, j \in \mathbb{N}$ Indizierung von Kamerazeile und -spalte) in der Kameraebene wurde aufsummiert ($S_{pos} \equiv \sum_{i,j} k_{pos,i,j}$). Diese Summe entspricht in etwa dem Signal einer einzelnen Photodiode, in die ein ausgekoppelter Teil der Pulsenergie fokussiert wird und war in einem gewissen Bereich linear zur tatsächlichen Pulsenergie $E_{p,pu}$ auf dem Target. Zur Vermessung dieser Abhängigkeit wurde an der Fokusposition, wo sich später das Target befand, ein pyroelektrischer Energiemesskopf eingebaut, welcher die Pulsenergie $E_{p,pu}$ direkt maß. Aus der nahezu linearen Abhängigkeit $S_{pos}(E_{p,pu}) = a \cdot E_{p,pu} + b$ (siehe Abb. 4.4) ergaben sich zwei Konstanten, mit denen während des eigentlichen Experiments für jeden einzelnen Pumpuls die Pulsenergie berechnet wurde. Die bestimmten Konstanten sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Hierbei waren verschiedene Fälle zu unterscheiden: Während der Änderung des Einfallswinkels α zwischen Pumpstrahl und Target kam es zwangsläufig zur Änderung der Fokuseigenschaften und somit zur Änderung der Konstanten, da der Fokusparabolspiegel bewegt werden musste (siehe Abb. 4.3). Außerdem kamen verschiedene Polarisierungen bezüglich des Targets zum Einsatz. Da die dielektrischen Spiegel, hinter denen sich die Positionskameras befanden, eine starke Abhängigkeit der Transmission zur Polarisierung aufwiesen, musste auch für jede Polarisierung eine neue Kalibrierung $S_{pos} \rightarrow E_{p,pu}$ ermittelt werden. Die Kurven in Abb. 4.4 wurden für diese Kalibrierung nicht durch Einsatz von ND-Filtern, sondern durch Änderung des regenerativen Verstärkers abgetastet.

In ähnlicher Art und Weise wurden auch die Reflexe nicht absorbiertes Pumpenergie von Target und Plasma untersucht. Hierzu standen die Reflexkameras 1 und 2 zur Verfügung, deren Signale ebenfalls zu $S_{R,1}$ und $S_{R,2}$ aufsummiert wurden. Reflexkamera 1 stand dabei immer zur Verfügung und sammelte einen Teil jenes Lichtes auf, das über den Parabolspiegel rückwärts gelenkt wurde (Rückreflex). Reflexkamera 2 konnte nur unter schrägem Einfall zum Einsatz kommen, da sie einen, auf einen Schirm projizierten, vorwärts reflektierten Anteil aufnahm (Vorwärtsreflex). In dieser Richtung befand sich unter senkrechtem Einfall der Parabolspiegel. Zur Kalibrierung der Rückreflexe wurde ein Silberspiegel mit einer bekannten Reflektivität R_{ref} von etwa 98 % anstelle des Targets eingesetzt. Dann wurde das

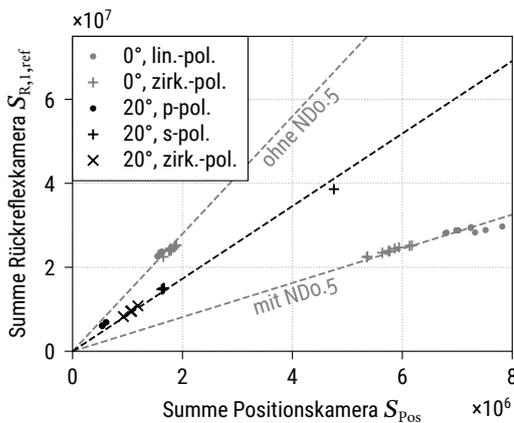


Abb. 4.5: Kalibrierung des aufsummierten Signals der Rückreflexkamera gegenüber der Pulsenergie gemessen in Form von S_{pos} .

Tab. 4.2: Zusammenfassung der nötigen Konstanten für die Kalibrierung und Charakterisierung der Reflexe. Für einen Teil der Messung wurde ein zusätzlicher ND-Filter (optische Dichte 0,5) auf der Kamera angebracht, wodurch sich eine andere Kalibrierung ergab.

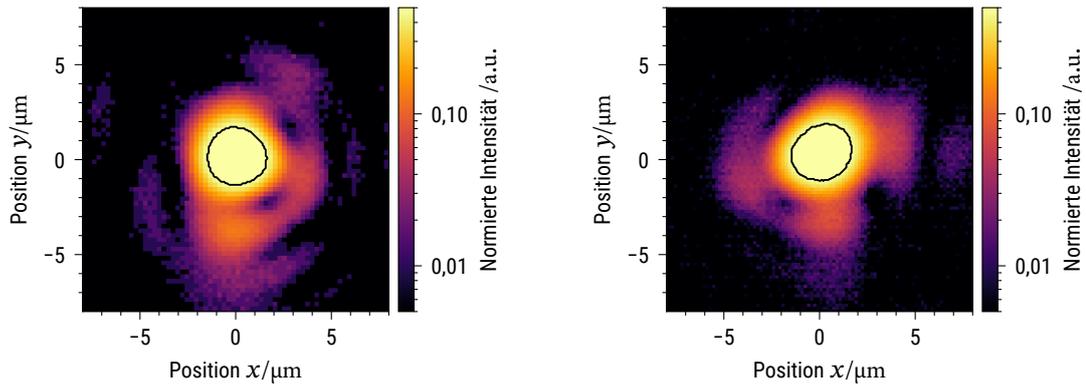
α	Filter	Reflex 1 d_1	Reflex 2 $d_2/10^3$
0°	-	13,98 ± 0,12	-
	ODo.5	4,067 ± 0,028	-
20°	-	8,64 ± 0,18	87,41 ± 0,99

Verhalten von Pulsenergie, hier wiedergegeben durch Positionskamera 2 in Form von S_{Pos} , zu den beiden Referenzrückreflexen $S_{R,\text{ref},i}$, $i \in \{1, 2\}$ angepasst mittels des Modells $S_{R,\text{ref},i}(S_{\text{Pos}}) = d_i \cdot S_{\text{Pos}}$ (siehe Abb. 4.5 und Tabelle 4.2). Sollte nun die Reflektivität R eines erzeugten Plasmas gemessen werden, wurde diese in Relation zur Reflektivität des Silberspiegels geschätzt. Es gilt

$$\frac{R_i}{R_{\text{ref}}} \approx \frac{S_{R,i}}{S_{R,\text{ref},i}(S_{\text{Pos}})} \quad \Rightarrow \quad R_i(S_{R,i}, S_{\text{Pos}}) \approx \frac{R_{\text{ref}} \cdot S_{R,i}}{d_i \cdot S_{\text{Pos}}}. \quad (4.1)$$

Beide vorgestellten Messungen setzten ein reproduzierbares Verhalten der Kameras gegenüber den Pulsen voraus. Im System wurden diese daher bezüglich des Laserpulses ausgelöst (von engl. *triggered*) und nutzten eine fest definierte Integrationszeit. Das Triggersystem stellte eine Genauigkeit auf Nanosekundenbruchteile zur Verfügung, während die Kameras des Typ *AlliedVision Manta* als limitierendes Element nur auf Mikrosekundenbasis genau operierten. Um einen möglichst geringen Anteil des Umgebungslichtes auf den Messbildern zu erfassen, wurde daher eine möglichst kurze Integrationszeit gewählt. Für einen Femtosekundenpuls war bei korrekter Verzögerung jede Integrationszeit im Mikrosekundenbereich lang genug, solange der eigentliche Puls überstrichen wird. Im Versuch wurde letztlich immer eine Integrationszeit von $50 \mu\text{s}$ gewählt.

Die Vermessung der Fokusfläche analog zu Gleichungen 2.6 und 2.7 erfolgte mittels Abbildung der Fokusebene auf die Reflexkamera 2. Dazu kam ein 20-fach vergrößerndes Objektiv des Typs *Mitutoyo Plan Apo NIR Infinity Corrected* zum Einsatz. Aus diesen Messungen, exemplarisch gezeigt in Abb. 4.6, konnte eine Fokusfläche von etwa $A_{\text{FWHM}} \approx 8 \mu\text{m}^2$ bei einem Qualitätsfaktor von $q_{\text{FWHM}} \approx 0,45$ ermittelt werden. Dabei war zu beachten, dass die Fokusebene sich durch das Abpumpen der Vakuumkammer leicht verschob, da es z. B. zu einer zusätzlichen Krümmung der Eintrittsfenster kam. Diese Verschiebung von etwa $20 \mu\text{m}$ wurde nach Vermessung bestmöglich vorkompensiert.



(a) Fokus bei einem Einfallswinkel $\alpha = 0^\circ$.

(b) Fokus bei einem Einfallswinkel $\alpha = 20^\circ$.

Abb. 4.6: Darstellung des (senkrecht zum Strahl gemessenen) Fokus nach Justierung der beiden genutzten Einfallswinkel, vermessen mit einer CCD-Kamera. Dabei ist zu beachten, dass die farbliche Darstellung so modifiziert ist, dass eine Abweichung von einem idealen gaußförmigen Fokus ($q_{\text{FWHM}} = 0,5$) deutlich wird. Der schwarze Ring zeigt jeweils die Grenze zum Bereich der FWHM-Fläche. Die hellste dargestellte Farbe entspricht bereits der Hälfte des Maximalwertes, und die Farbskala ist logarithmisch skaliert. So wird deutlich, dass der Fokus zwar in guter Näherung gaußförmig war, es allerdings noch kleine Seitenbereiche gibt, in denen Energie vorlag. Diese sind auf die endlichen Aperturen von Parabolspiegel und vorangehenden optischen Komponenten, sowie eine nicht exakt ebene Wellenfront und eine nicht exakt gaußförmige Nahfeldverteilung der Pumppulse zurückzuführen.

Während des Experiments trat an die Stelle des Fokusbeobachtungsobjektivs das Target samt Halterung. In den durchgeführten Experimenten kam als Target ein Aluminiumrad mit 6 cm Durchmesser zum Einsatz, auf dessen 1 mm dicken Rand der Pumpstrahl fokussiert wurde (siehe Abb. 4.7). Diese Wahl war hauptsächlich durch die Größenbeschränkung der verwendeten Vakuumkammer begründet, da diese kein größeres Portalsystem für eine Targetpositionierung aufnehmen konnte. Eine Motorisierung war hierbei unabdingbar, da ein Belüftungs- und Evakuierungszyklus mindestens 15 min in Anspruch nahm und folglich die Experimentiertrate massiv begrenzt hätte. Das Bewegungssystem der Targethalterung erlaubte eine Positionierung in drei Achsen: Parallel zur z -Achse mit einem Schrittmotor, parallel zur x -Achse mit einem Piezomotor auf Slip-Stick-Basis und in Rotation ebenfalls durch einen Schrittmotor. Durch Rotation des Rades wurde während des Experiments kontinuierlich neue Targetoberfläche zur Plasmaerzeugung bereitgestellt. Da das Aluminiumrad auf dieser Rotationsachse im Rahmen der Fertigungstoleranzen ein starkes Taumeln aufwies, wurde die Position während des Experiments mit den anderen beiden motorisierten Achsen nachgeführt. Die verbleibende kartesische Position Achse parallel zur y -Achse (senkrecht zur Ebene des optischen Tisches) ist dabei weniger relevant, da sie einzig den Einfallswinkel des Pumpstrahls um wenige Zehntel-Grad verändert – eine Unsicherheit, die ohnehin vorliegt.

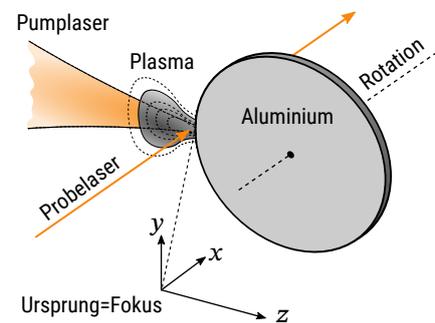
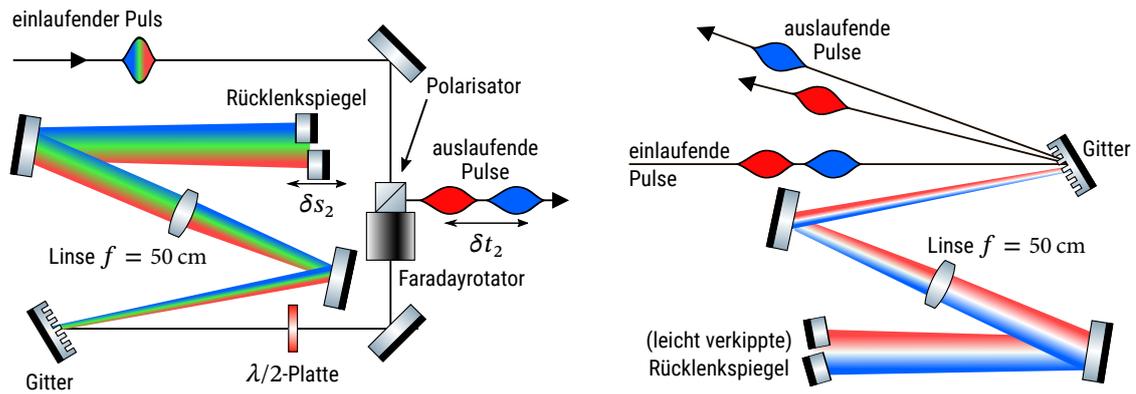


Abb. 4.7: Schematische Darstellung der Targetanordnung. Oft werden im Text statt der angegebenen kartesischen Koordinaten (x, y, z) auch die kanonischen Zylinderkoordinaten (r, ϕ, z) (mit $\phi = 0$ parallel zur y -Achse) genutzt.

4.2.3 Charakterisierung der Probepulse

In den folgenden Betrachtungen wird die Erzeugung und Nutzung der Probepulse untersucht. Dabei wird die optische Abbildung zunächst vernachlässigt. Stattdessen wird auf das zeitliche Verhalten der Probepulse bezüglich der Pumppulse eingegangen. Prinzipiell wurde pro Pumpuls (1 Hz Repetitionsrate) mittels eines Strahlteilers auch genau ein Probepuls erzeugt. Dieser Probepuls konnte genau einen Zeitschritt der Plasmaevolution gemäß der eingestellten Verzögerung Δt zwischen Pump- und Probepuls abtasten. Um eine größere Anzahl von Zeitschritten abzutasten, wurde im Rahmen des Vorplasmauntersuchungsaufbaus das *Sequentially Timed All-Optical Mapping Photography* (STAMP) Verfahren genutzt [51].

Hierfür wurde jeder ankommende Probepuls spektral in mehrere Einzelpulse unterschiedlicher Wellenlänge zerlegt, die eine individuell verschiedene Verzögerung $\Delta t_i = \Delta t + \delta t_i$ gegenüber dem Pumpuls aufwiesen. Diese zeitliche Pulsteilung erfolgte zunächst durch spektrale Zerlegung des ankommenden Probepulses an einem *geblazten* Gitter (*ThorLabs GR50-1210*, Gitterkonstante $1200 \frac{1}{\text{mm}}$, 36° Blazewinkel). Das Gitter wurde danach über eine 4f-Anordnung (1:1 Mikroskop) auf sich selbst abgebildet, wobei zur Rücklenkung zwei einzelne Spiegel zum Einsatz kamen (siehe Abb. 4.8(a)). Durch die zwei Spiegel kam es zur Pulsteilung, da auf jeden Spiegel nur ein räumlich getrennter Anteil des Wellenlängenspektrums fiel. Durch eine zusätzliche axiale Verschiebung dieser Spiegel konnte eine



(a) Zeitlicher Pulsteiler. Die Regenbogenfarben symbolisieren die spektralen Anteile in den Pulsen, die im tatsächlichen Aufbau jedoch komplett im infraroten Spektralbereich liegen.

(b) Räumlicher Pulsteiler. Die Winkelseparation zwischen den Teilpulsen ist übertrieben dargestellt. Im tatsächlichen Aufbau betrug sie nur Bruchteile eines Grades. Außerdem schematisch dargestellt ist das Fehlen des mittleren (grünen) Spektralanteils, der schon im zeitlichen Pulsteiler abgeschnitten wurde.

Abb. 4.8: Schematische Darstellung der Anordnungen im Vorplasmauntersuchungsaufbau für das STAMP-Verfahren. Diese sind direkt aus Abb. 4.3 übernommen, aber vergrößert dargestellt.

individuelle Verzögerung für jeden der entstehenden Teilpulse eingestellt werden. Diese, in sehr guter Näherung lineare, zusätzliche Verzögerung $\delta t_i = 2 \frac{\delta s_i}{c}$, $i \in \{1, 2\}$ resultierte aus dem veränderten Strahlweg δs_i gegenüber der 4f-Anordnung. Die maximale Verzögerung war limitiert, da nur eine perfekte 4f-Anordnung zu einem kollimierten Strahl in Richtung des ankommenden Strahls führte. Eine Veränderung δs_i , welche groß gegenüber der Brennweite der Linse (50 cm) war, führte zu einer nicht vernachlässigbaren Divergenz und einem quasi vollständigen Energieverlust dieses Teilstrahls während der weiteren Propagation. Daher wurde im Experiment die Verzögerung $\delta t_1 = 0$ für den ersten, dauerhaft in idealer 4f-Anordnung gehaltenen Spiegel ausschließlich durch eine Verzögerungsstrecke im Pumpstrahlengang realisiert. Der zweite Spiegel erzeugte hingegen einen Probepuls der Gesamtverzögerung $\Delta t_2 = \Delta t + \delta s_2$ mit leicht verschlechterten Strahleigenschaften. Die Anordnung benötigte darüber hinaus einen optischen Schalter zur Auskopplung der zeitlich verzögerten Einzelpulse, die das Gitter auf demselben Strahlengang in umgekehrter Richtung verließen. Im vorgestellten System wurde dieser durch einen Faradayrotator und eine $\lambda/2$ -Platte realisiert. Diese sorgten bei zweifachem Durchlauf in gegenläufiger Richtung zu einer Drehung der linearen Polarisation um 90° . Anhand dieser Polarisation konnten einlaufende und auslaufende Pulse mit einem Polarisator getrennt werden.

Der räumliche Pulsteiler, als logisches Gegenstück des zeitlichen Pulsteilers, hatte die Aufgabe, die spektral separierten Einzelpulse unterschiedlicher Verzögerung nach der Interaktion mit dem Plasma räumlich zu trennen und sie so auf unterschiedliche Kameras zu lenken. Dazu kam eine leicht modifizierte Anordnung zum Einsatz, wobei einlaufende und auslaufende Strahlen einen räumlichen Winkelversatz aufwiesen und so getrennt werden konnten. Im räumlichen Pulsteiler wurden die beiden Rücklenkspiegel nicht axial verschoben sondern verkippt, sodass eine räumliche Trennung entstand (siehe Abb. 4.8(b)). Diese Art der Trennung hatte einen optischen Strahlengang abseits der optischen Achse zur Folge, wodurch stärkere sphärische Aberrationen als im zeitlichen Pulsteiler auftraten.

Zeitlicher und räumlicher Pulsteiler mussten genau aufeinander abgestimmt sein, damit sie identische spektrale Anteile trennen konnten. Es kam zwangsläufig zu einem Energieverlust gegenüber

dem Ursprungspuls, da zwischen den verwendeten Rücklenkspiegeln eine Lücke existierte. Diese war auch im Spektrum des erzeugten Pumpstrahls als fehlender spektraler Anteil erkennbar (siehe Abb. 4.9 oben). Weiterhin wiesen die separierten Pulse geringerer spektraler Bandbreite eine erhöhte Pulsdauer auf. Diese lag bei ca. 300 fs gegenüber den Pumpspulsen mit 140 fs Pulsdauer, was für die in Unterabschnitt 4.1 gegebene Spezifikation ausreichte. Darüber hinaus limitierte der Kristall des Faradayrotators die maximal mögliche Energie im Probestrahl, da er bei hohen Intensitäten starke nichtlineare, räumliche Phasenaberrationen eintrug. Bei erreichten Energien unter $1 \mu\text{J}$ auf einer FWHM-Fläche von mehr als $\pi(200 \mu\text{m})^2$ wurden nahe dem Plasma folglich nur Intensitäten $I_{\text{P,Pr}} < 10^{10} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ erreicht. Ein starker ionisierender oder heizender Einfluss auf die Elektronen war somit ausgeschlossen. Eine weitergehende Diskussion der eingesetzten zeitlichen und räumlichen Pulsteiler ist in der Masterarbeit von A. Massinger zu finden [15]. Bereits dort wurde eine veränderte Anordnung vorgeschlagen, die einen Teil der aufgelisteten Probleme verbessert. Diese wurde im Rahmen der vorliegenden Masterarbeit weiterentwickelt. Dazu wurde eine Software implementiert und die grundsätzliche Funktionalität des Systems getestet, siehe Anhang B.

Ebenso wichtig für die zeitliche Auflösung, wie die Pulslänge der Probepulse, war die Kenntnis der tatsächlich eingestellten Verzögerung Δt . Dazu stand im Aufbau primär eine Verzögerungsstrecke von 1 m Länge zur Verfügung, die jedoch doppelt durchlaufen wurde und so einen Gangunterschied zwischen den Pulsen erzeugte. Diese bestand für große Verzögerungen aus einer Schiene, auf der die Position X auf ca. $\Delta X = 0,5 \text{ mm}$ Genauigkeit abgelesen werden konnte. Für kleine Verzögerungen war auf der Schiene eine Mikrometerschraube befestigt, deren Position x mit Mikrometergenauigkeit $\Delta x = 5 \mu\text{m}$ bekannt war. Insgesamt berechnete sich die Verzögerung Δt des im zeitlichen Pulsteiler fixierten Probepulses gegenüber dem Pumpspuls an der Targetposition als

$$\Delta t = t_{\text{Pr}} - t_{\text{Pu}} = 2 \frac{(X - X_0) + (x - x_0)}{c}. \quad (4.2)$$

Dabei stellte (x_0, X_0) genau jenes Paar – im Folgenden als *zeitliche Nullposition* bezeichnet – von Positionen dar, für das die exakte Verzögerung $\Delta t = 0$ bestimmt wurde. Es gibt prinzipiell unendlich viele solcher Paare. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein Interferenzverfahren genutzt, um eines zu bestimmen.

Zunächst wurden dazu Pump- und Probestrahl auf eine im Fokus des Pumpstrahls positionierte Nadel ausgerichtet. Diese wurde zur Bestimmung der zeitlichen Nullposition danach durch ein Stück *Polyethylenterephthalat-Kunststoff* (PET) mit $125 \mu\text{m}$ Dicke ersetzt, welches als Strahlteiler fungierte. Dessen Position wurde so lange angepasst, bis beide Strahlen anteilig in Richtung des aus der Kammer laufenden Probestrahls propagierten. Dort wurde ein Spektrometer positioniert, welches folglich die spektrale Interferenz von Pump- und Probepul-

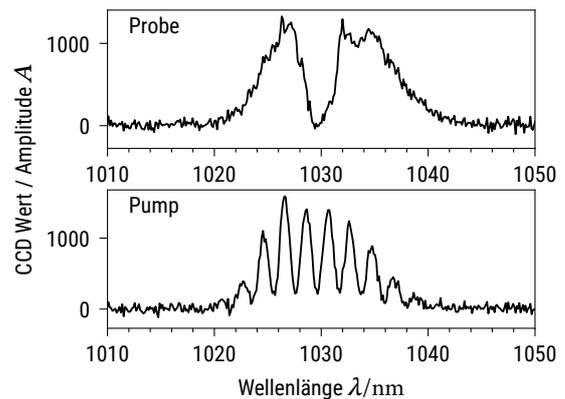


Abb. 4.9: Einzelmessung der Spektren von Pump- und Probepuls während der Bestimmung der zeitlichen Nullposition. Auffällig sind der Einschnitt im Probespektrum, welches durch den Multiplexer erzeugt wird, und die Modulationen im Pumpspektrum infolge der Nutzung einer dünnen Kunststofffolie als Strahlteiler.

sen aufzeichnete. Wurden diese einzeln betrachtet (siehe Abb. 4.9), waren der Einschnitt im Probestrahl infolge der zeitlichen Pulsteilung, sowie eine Modulation auf dem Pumpstrahl erkennbar. Diese Modulation war auf Dünnschichtinterferenz bei Reflexion an der PET-Folie zurückzuführen.

In Abhängigkeit der zeitlichen Lage Δt zwischen Pump- und Probepuls kam es zu zusätzlichen Interferenzerscheinungen. Diese Interferenzen konnten zunächst gut numerisch nachgebildet und idealisiert werden, um ein Verständnis für die erwarteten Spektren zu gewinnen.

Ausgangssituation waren die zeitliche Funktion der elektrischen Felder $E_{\text{Pu}}(t)$ und $E_{\text{Pr}}(t)$ von Pump- und Probestrahl nach Gleichung 2.11 am Ort des Spektrometers. Diese wurden als gaußförmige Pulse der Frequenz f , gleicher Amplitude E_0 und FWHM-Dauer τ_{FWHM} , aber unterschiedlicher Schwerpunktlage (verschoben um Δt) modelliert:

$$E_{\text{Pu}}(t) = E_0 \cos [2\pi f t] \cdot \exp \left[-2 \ln(2) \left(\frac{t}{\tau_{\text{FWHM}}} \right)^2 \right] \quad \text{und} \quad (4.3)$$

$$E_{\text{Pr}}(t) = E_0 \cos [2\pi f t] \cdot \exp \left[-2 \ln(2) \left(\frac{t - \Delta t}{\tau_{\text{FWHM}}} \right)^2 \right]. \quad (4.4)$$

Für $\Delta t > 0$ erreicht der Probepuls das Spektrometer zeitlich nach dem Pumpimpuls. Das Spektrometer maß davon ausgehend die spektrale Strahldichte $S(\omega)$ der Überlagerung beider Felder. Dies wird mathematisch durch die Fouriertransformation der Summe von E_{Pu} und E_{Pr} ausgedrückt

$$S_\omega(f) = |\mathcal{F}_t [E_{\text{Pu}} + E_{\text{Pr}}](f)|^2. \quad (4.5)$$

Da das genutzte Spektrometer Wellenlängenspektren aufzeichnete, musste die Umrechnung in die spektrale Strahldichte bezüglich Wellenlängen erfolgen

$$S_\lambda(\lambda) = \frac{df}{d\lambda} \cdot S_f\left(\frac{c}{\lambda}\right) = \frac{f^2}{c} S_f\left(\frac{c}{\lambda}\right). \quad (4.6)$$

Die so berechneten Ergebnisse sind im linken und mittleren Teil von Abb. 4.10 dargestellt. Gut erkennbar ist, dass mit steigendem zeitlichen Abstand Δt die Modulation im gemessenen Spektrum eine höhere Frequenz annimmt. Um diese in einem einzelnen Parameter zu charakterisieren, der sich auch auf die tatsächliche Messung übertragen lässt, wurde die spektrale Strahldichte $S_\lambda(\lambda)$ erneut fouriertransformiert. Das entspricht ausdrücklich nicht einer Rücktransformation, da die spektrale Phase bei dieser Messung keine Beachtung fand. Das Ergebnis $\mathcal{F}_\lambda [S_\lambda(\lambda)](\xi)$ ist im rechten Teil von Abb. 4.10 dargestellt. ξ ist hierbei eine transformierte Koordinate und reziprok zur Wellenlänge. Große Werte von ξ stehen für eine hochfrequente Modulation im Wellenlängenspektrum. Für den größten zeitlichen Abstand in der Simulation wurde beispielsweise ein deutliches Maximum von $\mathcal{F}_\lambda [S_\lambda(\lambda)](\xi)$ bei $\xi \approx 0,5 \text{ nm}^{-1}$ sichtbar. Als Parameter der Modulationsfrequenz kann daher z. B. die Schwerpunktlage des transformierten Spektrums

$$\xi_c \equiv \frac{\int \xi \cdot \mathcal{F}_\lambda [S_\lambda(\lambda)](\xi) d\xi}{\int \mathcal{F}_\lambda [S_\lambda(\lambda)](\xi) d\xi} \quad (4.7)$$

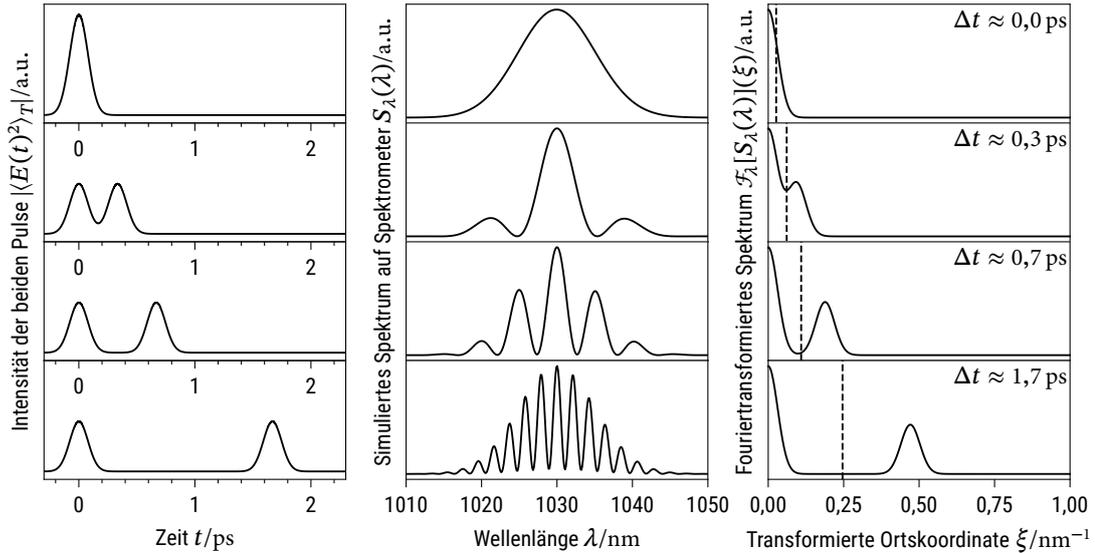


Abb. 4.10: Numerische Simulation der Messung des Spektrums zweier aufeinanderfolgender Pulse mit verschiedenen zeitlichen Abständen Δt (jeweils eine Zeile mit fixem Δt), einer Pulsdauer von $\tau_{\text{FWHM}} = 130$ fs und einer Zentralwellenlänge $\lambda_c = 1030$ nm. Im linken Bereich ist die zeitliche Lage der beiden Pulse zueinander in Form des zeitlichen Intensitätsverlauf dargestellt (zeitliche Mittelung jeweils über eine Oszillation $T = \frac{1}{f}$). In der Mitte befindet sich das berechnete Wellenlängenspektrum, wie es von einem Spektrometer gemessen würde (spektrale Strahldichte). Rechts ist das daraus berechnete fouriertransformierte Spektrum (in reziproken Wellenlängenkoordinaten ξ) zu sehen, in welches auch die Schwerpunktlage ξ_c eingezeichnet ist (gestrichelte Linie).

genutzt werden. Im rechten Teil von Abb. 4.10 ist diese als vertikale, gestrichelte Linie jeweils angedeutet. Im Sinne der Bestimmung der zeitlichen Nullposition war folglich das Ziel, einen möglichst kleinen Wert für ξ_c zu erreichen.

Für eine experimentelle Anwendung dieser Minimierung zur Bestimmung von (X_0, x_0) war es wichtig zu wissen, wie genau die Positionen initial bekannt sein müssen, um eine Interferenz beobachten zu können. Dies hing prinzipiell von der Kohärenzlänge l_c der Laserpulse und der spektralen Auflösung des Spektrometers ab. Das führte zur im Experiment angewandten Vorschrift der Bestimmung des zeitlichen Nullpunktes: Im ersten Moment konnte die optische Weglänge von Pump- und Probestrahl dazu ausgemessen und ausgeglichen werden. Dies genügte während der Justage für eine Genauigkeit von X_0 auf wenige Zentimeter. Danach wurde der Schlitten nahe dieser vermuteten Position in 0,5 mm-Schritten bewegt, bis eine zusätzliche Modulation (neben der Modulation aufgrund der Dünnschichtinterferenz) im Spektrum sichtbar wurde. An dieser gefundenen Stelle wurde X_0 festgelegt und der Schlitten arretiert.

Die Bestimmung von x_0 mit hoher Genauigkeit erfolgte nach der rechnerisch motivierten Methode der Minimierung von ξ_c . Dazu wurde die Mikrometerschraube in etwa 10 μm -Schritten bewegt und jeweils die spektrale Strahldichte der Überlagerung aufgezeichnet. Auszüge dieser Messung sind im linken Teil von Abb. 4.11 dargestellt. Hierbei ist zu beachten, dass die Messung für die beiden im zeitlichen Pulsteiler getrennten Teilpulse unabhängig voneinander durchgeführt werden musste, da sie über eine zusätzliche Verschiebung δt_2 verfügen konnten. In der hier gezeigten Abbildung erfolgt die Messung bezüglich des langwelligen Spektralanteils (Rechnungen nur für $\lambda > 1030$ nm entspricht $\Delta t_1 = \Delta t$ bei $\delta t_1 = 0$), welcher zunächst als Referenz diente. Im Falle dieser tatsächlichen Messung war das transformierte Signal $\mathcal{F}_\lambda[S_\lambda(\lambda)](\xi)$ gegenüber der Simulation aufgrund der zusätzlich vorhandenen

Modulationen mit einem Hintergrund überlagert. Trotzdem ließ sich eine Veränderung ausmachen, die eine Verschiebung der Schwerpunktfrequenz bewirkte. Insbesondere ist es hierfür nicht relevant, ob die Intensitäten von Pump- und Probepuls auf dem Spektrometer initial identisch waren. Dieser Fall führt allerdings zu einer maximalen Dynamik von ξ_c , weshalb er in den vorliegenden Messungen angestrebt wurde (siehe Abb. 4.9).

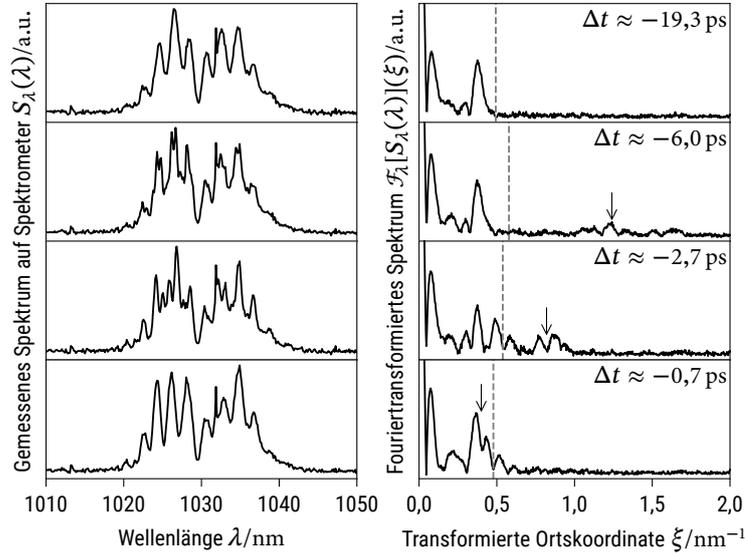


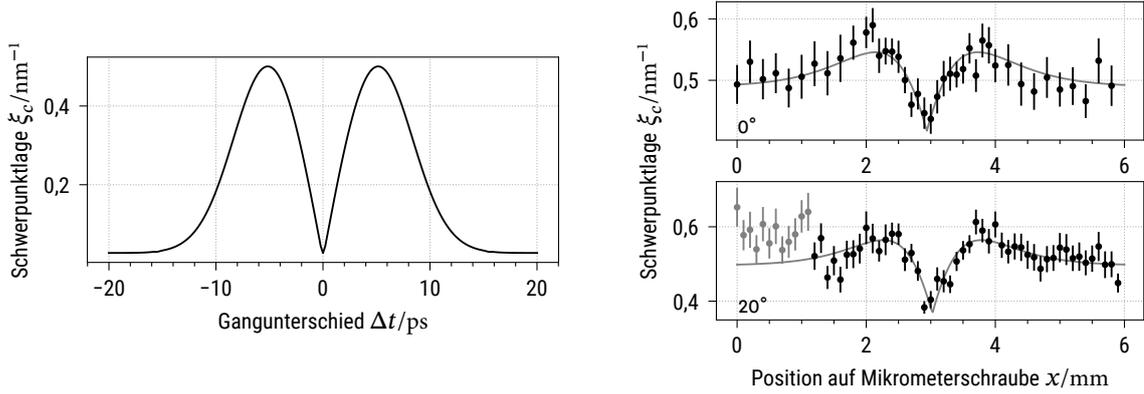
Abb. 4.11: Messwerte für die Bestimmung des zeitlichen Nullpunktes der Messung unter $\alpha = 0^\circ$ – ähnlich dargestellt wie die Simulationsergebnisse in Abb. 4.10. Pro Zeile wird jeweils eine Einstellung der Mikrometerschraube der Verzögerungsstrecke gezeigt (als Angabe findet sich die letztlich abgeschätzte Verzögerung Δt zwischen Pump- und Probepuls). Links befindet sich jeweils das gemessene Wellenlängenspektrum und rechts das zugehörige fouriertransformierte Spektrum. Die Pfeile markieren jeweils auffällige Veränderungen gegenüber der Messung bei $-19,3$ ps und die gestrichelte Linie die errechnete Schwerpunktlage ξ_c .

Prinzipiell kann diese Methode zur Justage in Echtzeit genutzt werden, indem der Wert von ξ_c beobachtet und von Hand minimiert wird. Dies wurde für das vorliegende Experiment getan. Dadurch stand eine vermutete Position x_0 zur Verfügung, von der ausgehend sofort experimentiert werden konnte. Ein genauerer Wert für x_0 ergab sich durch Auftragen von ξ_c über der Position x . Dies ist immer sinnvoll, da alle eingestellten Verzögerungen $(X, x) \rightarrow \Delta t$ so mit noch höherer Genauigkeit bekannt werden. Gemäß Simulation sollte das Verhalten von $\xi_c(\Delta t)$ eine Nullstelle genau am zeitlichen Nullpunkt (siehe Abb. 4.12(a)) haben. Dazu symmetrisch sollte der Wert von ξ_c zunächst ansteigen und dann wieder abfallen. Dieses Abfallen wird durch die Kohärenzlänge und durch die begrenzte Auflösung eines Spektrometers begründet, welches aufgrund seiner *Punktantwort* (PSF, von engl. *Point Spread Function*) hochfrequent modulierte Signale nicht unterscheiden kann.

In der tatsächlichen Messung war die Dynamik von ξ_c aufgrund der zusätzlichen Modulationen nicht so stark ausgeprägt (siehe Abb. 4.12(b)). Trotzdem ließ sich das grundsätzliche Verhalten und lokale Minimum von ξ_c wiederfinden. Das zur Kurvenanpassung empirisch gefundene Modell

$$\xi_c(x) = a \cdot \frac{s|x - x_0| + \frac{2}{a}(\xi_{\min} - \xi_{\text{base}})}{1 + [\exp(s|x - x_0|)]^2} \quad (4.8)$$

bildete einen Verlauf wie in Abb. 4.12(a) näherungsweise ab. Als Parameter konnte x_0 so mit hoher Genauigkeit direkt bestimmt werden. Die anderen Parameter definieren das verbleibende Aussehen



(a) Ergebnis der Simulation mit Parametern wie in Abb. 4.10. (b) Ergebnis der Messung für das Experiment unter $\alpha = 0^\circ$ (oben) bzw. $\alpha = 20^\circ$ (unten).

Abb. 4.12: Darstellung der gemessenen und simulierten Schwerpunktlage ξ_c über dem Gangunterschied Δt zwischen den beiden Einzelpulsen. Die Position auf der Mikrometerschraube hing mit dem Gangunterschied gemäß $2(x - x_0) = c\Delta t$ zusammen, wobei das Ziel die Ermittlung von x_0 war (siehe Fließtext). In der Messung bei einem Einfallswinkel $\alpha = 20^\circ$ konnte ein Teil der Messreihe (grau markiert) nicht genutzt werden, da vermutlich das Spektrometer versehentlich bewegt wurde.

der Kurve. ξ_{\min} ist der minimale Wert von ξ_c bei $x = 0$, während ξ_{base} den Wert von ξ_c für $|x| \rightarrow \infty$ annimmt. s und a sind respektive horizontale und vertikale Streckungsfaktoren je nach Modulationstiefe des Signals. In den Messungen wurde jeweils ein zeitlicher Nullpunkt für jeden Einfallswinkel α für jeden der beiden Spiegel bestimmt. Die Bestimmung des Nullpunktes Δt_2 erfolgte jeweils ausgehend von Δt_1 durch Anpassung von δt_2 . Dadurch besaßen beide den gleichen zeitlichen Nullpunkt (X_0, x_0) mit verdoppelten Unsicherheiten für Δt_2 . Alle Werte sind in Tabelle 4.3 am Ende des Unterabschnitts aufgelistet.

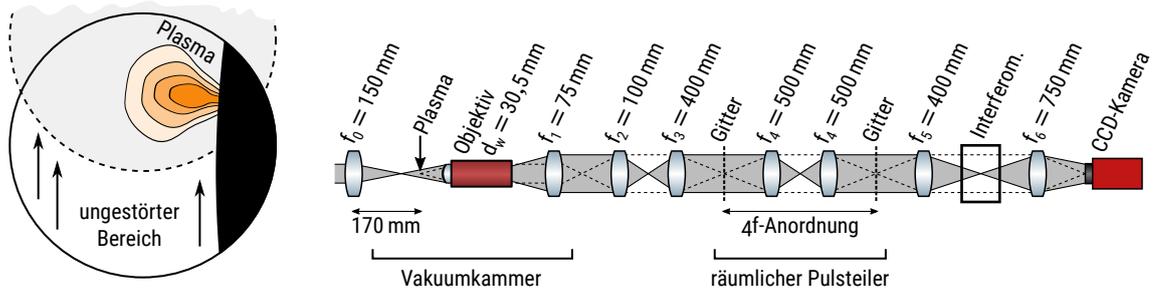
Um ausgehend vom zeitlichen Nullpunkt (X_0, x_0) kleine Verzögerungen Δt präzise einstellen zu können, musste im Experiment zweistufig gearbeitet werden. Zunächst wurde bei zunächst weiterhin arretierter Schiene nur die Mikrometerschraube bewegt. Dadurch entstanden keine zusätzlichen Ungenauigkeiten durch die Schienenposition, und die Unsicherheit von Δt wurde allein durch die Mikrometerschraube definiert. Erst sobald Gangunterschiede größer der doppelten maximalen Auslenkung der Mikrometerschraube ($\max |x| = 10\,000\ \mu\text{m}$) benötigt wurden, kam die Schiene zum Einsatz. Die Unsicherheit $\Delta(\Delta t)$ der so eingestellten Verzögerung Δt war somit insgesamt gegeben durch

$$\Delta(\Delta t) = \begin{cases} 2\frac{\Delta x + \Delta x_0}{c} & \text{für } X = X_0 \\ 2\frac{\Delta X + \Delta X_0 + \Delta x + \Delta x_0}{c} & \text{sonst} \end{cases} = \begin{cases} 2\frac{\Delta x + \Delta x_0}{c} & \text{für } X = X_0 \\ 2\frac{2\Delta X + \Delta x + \Delta x_0}{c} & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.9)$$

$$\approx \begin{cases} 0,2\ \text{ps} & \text{für } X = X_0 \\ 6,7\ \text{ps} & \text{sonst d. h. etwa } \Delta t > 67\ \text{ps} \end{cases} \quad (4.10)$$

4.2.4 Charakterisierung von Abbildungssystem und Interferometer

Um eine räumlich aufgelöste Information aus den Probepulsen zu erhalten, mussten diese abgebildet werden. Zusätzlich war zur Rekonstruktion der räumlich aufgelösten, zeitlichen Phase ein Interferometer nötig. Dieses Interferometer sowie der räumliche Pulsteiler mussten sich auf der abbildenden



(a) Shearing - Interferometer aus Sicht des Probestrahls. Gestrichelt angedeutet ist die Verschiebung des zweiten Teilarms im Interferometer, sodass der ungestörte Bereich mit dem Plasma überlagert wird.

(b) Entfaltete Darstellung des Abbildungssystems. Oberhalb der Linsen sind jeweils die Brennweiten, bzw. im Falle des Objektivs der Arbeitsabstand angegeben. Hierbei ist das Reflexionsgitter zur besseren Übersicht als Transmissionsgitter gezeichnet. Die gestrichelten Strahlen markieren den gegenstandsseitigen Brennpunktstrahl als Randstrahl der optischen Abbildung. An Schnittpunkten der gestrichelten Strahlen kamen jeweils Abbildungen zustande. Die durchgehenden Strahlen markieren die Randstrahlen der Beleuchtung als nahezu gegenstandsseitige Parallelstrahlen. Da die Beleuchtung nicht kollimiert erfolgte, ist dies nur als näherungsweise Darstellung zu verstehen. Leicht abgewandelt übernommen aus [15].

Abb. 4.13: Schematische Skizzen zu Abbildungssystem und Funktionsweise des Interferometers.

Strahlstrecke der Probepulse nach der Interaktion befinden. Daraus ergaben sich eine Reihe von technischen Besonderheiten, die im folgenden Unterabschnitt vorgestellt werden.

Ein klassisches *Mach-Zehnder-Interferometer* besitzt zwei räumlich getrennte Teilarme, wobei ein Arm als ungestörte Referenz dient. Diese Anordnung würde im vorgestellten System (siehe Abb. 4.3) einen erheblichen Aufwand erfordern, da u. a. auch dieser Referenzstrahl den räumlichen Pulsteiler durchlaufen müsste. Daher wurde die Bauart eines sogenannten *Shearing-Interferometers* genutzt. Bei diesem durchlief der im Vergleich zum Objekt stark aufgeweitete Probestrahls die Interaktionsregion, sodass ein Teil des Strahlprofils vom Plasma ungestört blieb (siehe Abb. 4.13(a)). Dieser Teil des Strahls konnte in der Mach-Zehnder Anordnung (siehe Abb. 4.3) dann in einem Teilarm durch leichte Verkipfung mit dem anderen Teilstrahl zur Überlagerung gebracht werden. Bei anschließender Abbildung entstanden analog zum klassischen Mach-Zehnder-Interferometer Interferenzstreifen. Ein Nachteil dieser Konfiguration im Zusammenspiel mit dem räumlichen Pulsteiler war, dass mindestens einer der winkelseparierten Teilpulse das Interferometer mit einem nicht optimalen Wegunterschied durchlief. In Abhängigkeit dieser Abweichung und der Kohärenzlänge ergab sich im Interferogramm ein verschlechterter Interferenzkontrast. Im vorliegenden Experiment wurde der Puls auf Probekamera 1 mit optimiertem Interferenzkontrast verwendet. Der andere Probepuls kam mit verschlechtertem Interferenzkontrast als zusätzliche Referenz zum Einsatz.

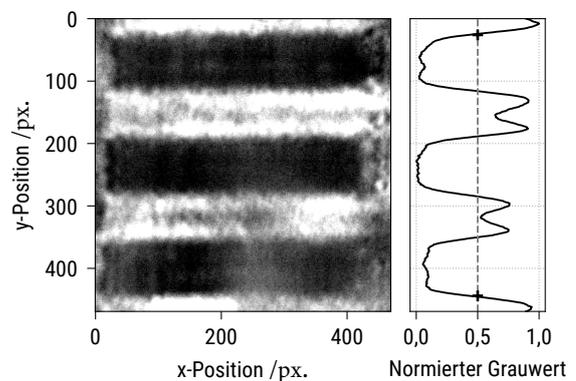
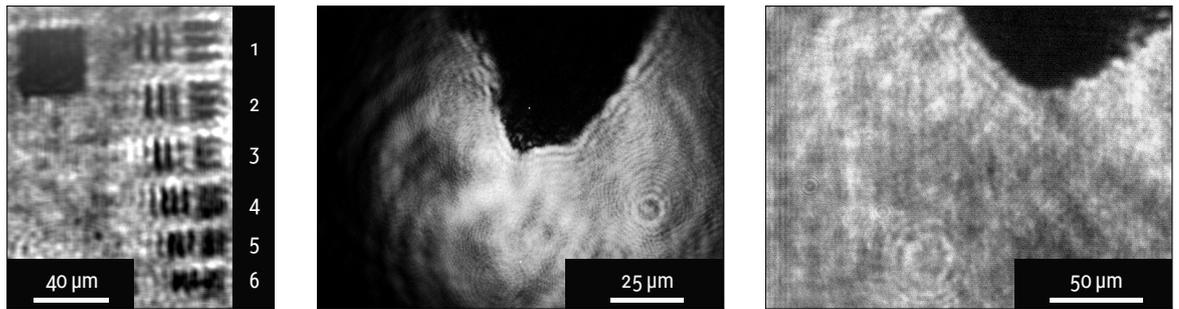


Abb. 4.14: Bestimmung des Abbildungsmaßstabs einer Kamera anhand des zweiten Linienelements der vierten Strukturgruppe auf einem USAF-Testbild. Jeder Streifen hat eine Breite von etwa $27,8 \mu\text{m}$.

Aufgrund der für das Shearing-Interferometer nötigen Aufweitung des Probestrahls nahe des Plasmas musste eine mehrstufige Abbildung erfolgen, um letztlich eine ausreichende Belichtung der



(a) Strukturgruppe 7, Linienelemente 1 bis 6 eines USAF-Testbildes (siehe Fließtext). (b) Nadelspitze, gesehen aus Sicht des Pumpstrahls (z -Richtung gemäß Abb. 4.7). Diese wurde zur Justage der Targetposition genau im Fokus des Pumpstrahls positioniert. (c) Dieselbe Nadelspitze, gesehen aus Sicht des Probestrahls ($-x$ -Richtung gemäß Abb. 4.7). Hier kann sie als Referenz zur Targetpositionierung genutzt werden.

Abb. 4.15: Aufnahmen der Probekameras zur Kalibrierung des Abbildungssystems und der Positionierung des gesamten Vorplasmauntersuchungssystems.

CCD-Kameras zu erreichen. Dies war auf die deutlich unterschiedlichen Divergenzen der Beleuchtung und der Bildinformation zurückzuführen (siehe Abb. 4.13(b)). Zur Bestimmung von Abbildungsmaßstab, Vergrößerung und Auflösung dieses Abbildungssystems wurde ein standardisiertes USAF-Testbild verwendet [52]. Anhand des daraus für beide Probekameras und beide Einfallswinkel α bestimmten Abbildungsmaßstabs $\beta \approx 3,03 \frac{\text{px}}{\mu\text{m}}$ ergab sich bei einer Pixelgröße von $7,4 \mu\text{m}$ [53] eine Vergrößerung des Gesamtsystems von etwa 22. Die Auflösungsgrenze des Systems konnte anhand der kleinsten Strukturen auf dem Testbild bestimmt werden. Diese sind exemplarisch für die Probekamera 1 in Abb. 4.15(a) gezeigt. Die drei horizontalen und vertikalen Linien oben rechts entsprechen dem ersten Linienelement der siebten Strukturgruppe des USAF-Testbildes. Je weiter unten die Blöcke liegen (höherzahlige Linienelemente), desto geringer ist der Linienabstand. Im Bild konnten Linienelemente 1 bis 3 gut dargestellt werden. Linienelemente 4 und 5 zeigten nur eine Auflösung der horizontalen Struktur bei zunehmenden Beugungsartefakten, während Linienelement 6 überhaupt nicht aufgelöst wurde. Daraus lässt sich eine minimale Strukturauflösung von etwa $2,5 \mu\text{m}$ ableiten, wobei die horizontale Auflösung durch einen leichten Astigmatismus besser war, als die vertikale.

Die in Unterabschnitt 4.2.2 beschriebene Beobachtung der Fokusebene hat eine weitere Bedeutung bei der finalen Positionierung eines Targets. Dieses musste so genau wie möglich im Fokuspunkt positioniert werden, um die vermessenen Spitzenintensitäten tatsächlich zu erreichen. Dazu wurde eine Nadelspitze in den Strahlengang gebracht, sodass diese genau in der Fokusebene scharf abgebildet wurde (gezeigt in Abb. 4.15(b)). Als Beleuchtung kam der Pumpstrahl selbst zum Einsatz, indem seine Apertur künstlich begrenzt und dadurch die Fokusfläche massiv vergrößert wurde. Die gespeicherte Position der Nadel als Schattenbild auf den Probekameras (siehe Abb. 4.15(c)) wurde dann genutzt, um das Target in die Zielposition zu bringen. Die Position lateral zur Abbildungsebene des Probestrahls (z und y Richtung gemäß Abb. 4.7) konnte dabei direkt im Schattenbild erfolgen. Die longitudinale Position (x Richtung) wurde anhand der Schärfe des Probekamerabildes eingestellt. Insgesamt konnte die Position des Targets so auf eine Genauigkeit von etwa $10 \mu\text{m}$ in allen Richtungen eingestellt werden. Zusammen mit dieser Information ist die gesamte Charakterisierung und Kalibrierung des Vorplasmauntersuchungssystems in Tabelle 4.3 zusammengefasst.

Tab. 4.3: Zusammenfassung der nötigen Konstanten für die Kalibrierung und Charakterisierung der Messdaten.

Parameter	Einfallswinkel		$\alpha/^\circ$	
			$0,0 \pm 1,0$	$20,0 \pm 1,0$
Zeitlicher Nullpunkt	X_0/cm		$33,55 \pm 0,05$	$32,35 \pm 0,05$
	x_0/mm		$2,938 \pm 0,027$	$3,023 \pm 0,025$
Fokusfläche	$A_{\text{FWHM}}/\mu\text{m}^2$		$7,79 \pm 0,11$	$8,9 \pm 1,0$
Qualitätsfaktor	q_{FWHM}		$0,473 \pm 0,030$	$0,341 \pm 0,035$
Pulsdauer (Pump)	$\tau_{\text{FWHM}}/\text{fs}$		140 ± 10	
Bandbreite (Pump)	$\Delta\lambda_{\text{FWHM}}/\text{nm}$		$13,2 \pm 1,1$	
Pulsenergie	E_p		siehe Tabelle 4.1	
Reflektivität	R		siehe Tabelle 4.2	
Maßstab Probekamera 1	$\beta_1/\frac{\text{px.}}{\mu\text{m}}$		$3,018 \pm 0,020$	$3,039 \pm 0,020$
	Probekamera 2	$\beta_2/\frac{\text{px.}}{\mu\text{m}}$	$3,067 \pm 0,032$	$3,046 \pm 0,036$
Auflösung Probekamera 1	$d_{\text{min},1}/\mu\text{m}$		$\approx 2,5$	
	Probekamera 2	$d_{\text{min},2}/\mu\text{m}$	$\approx 3,5$	

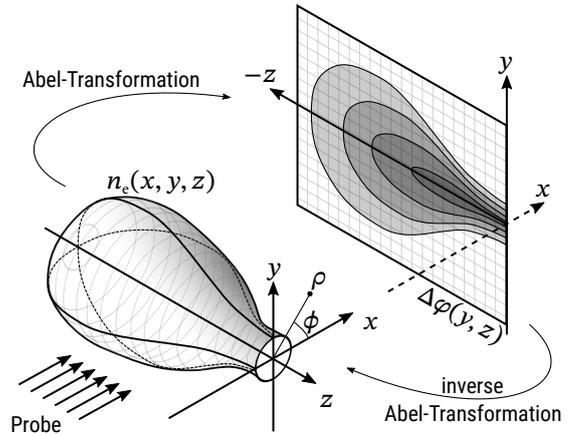
4.3 Analyse der Interferogramme

Im vorherigen Unterabschnitt wurde beschrieben, in welcher Art und Weise die Aufnahme der Interferogramme erfolgte. Diese tragen ein von der Elektronendichte des untersuchten Plasmas abhängiges, zweidimensionales Phasemuster. Um daraus die dreidimensionale Elektronendichte zu berechnen, musste zunächst die Phasendifferenz $\Delta\varphi(y, z)$ gegenüber einem ungestörten Probepuls zurückgewonnen, gefiltert und schließlich transformiert werden. Anschließend mussten geeignete Parameter ausgewählt werden, um die verschiedenen Elektronendichten untereinander und mit Simulationen vergleichen zu können.

4.3.1 Zusammenhang zwischen Phasendifferenz und Plasmaelektronendichte

Die im Experiment gemessenen Phasenbilder können als eine zweidimensionale Projektion der dreidimensionalen Elektronendichteverteilung $n_e(x, y, z)$ verstanden werden (siehe Abb. 4.16). Diese Elektronendichteverteilung erzeugt eine Brechungsindexverteilung $\eta(x, y, z)$ gemäß Gleichung 2.26, welche zu *optischen Wegunterschieden* (OPD, von engl. *Optical Path Difference*) gegenüber einem ungestörten Puls ohne Plasma entlang der Strahlen S führt:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(y, z) &= \frac{2\pi c}{\lambda} \Delta t(y, z) = \frac{2\pi}{\lambda} \text{OPD}(y, z) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} \int_S (\eta - 1) ds. \end{aligned} \quad (4.11)$$


Abb. 4.16: Schematische Darstellung der Projektion der Elektronendichte auf einer (mit Pixeln diskretisierten) Phasenkarte.

Im Experiment konnte aufgrund des symmetrischen Fokus in guter Näherung von einem zylindersymmetrischen Elektronendichteprofil $n_e(x, y, z) = n_e(\rho, z)$ ausgegangen werden. In diesem Fall ließ sich die Elektronendichte für $n_e < n_c$ aus der Phasendifferenzkarte unter Verwendung der inversen *Abel-Transformation* berechnen als

$$n_e(\rho, z) = n_c \left[\left(\frac{\lambda\beta}{2\pi} A'(\rho', z') + 1 \right)^2 - 1 \right] \quad \text{mit } A'(\rho', z') = \mathcal{A}_{y'}^{-1}[\Delta\varphi'(y', z')](\rho', z'). \quad (4.12)$$

Diese Formeln beinhalten neben der inversen Abel-Transformation \mathcal{A}^{-1} auch den Abbildungsmaßstab des Abbildungssystems β , da alle Kamerabilder mit ca. 22-facher Vergrößerung als Pixelbilder auf einer CCD-Kamera aufgezeichnet wurden. Die gestrichenen Koordinaten ρ', x', y' und z' ergeben sich jeweils durch Multiplikation mit dem Abbildungsmaßstab als $\xi' = \beta\xi$. In diesem Sinne können die gestrichenen Größen als Koordinaten in Pixeln verstanden werden, während die ungestrichenen Größen in SI-Einheiten gegeben sind. Eine ausführliche Herleitung von Gleichung 4.12 inklusive einer Diskussion der damit einhergehenden Beschränkungen ist in Anhang C zu finden.

4.3.2 Phasenextraktion

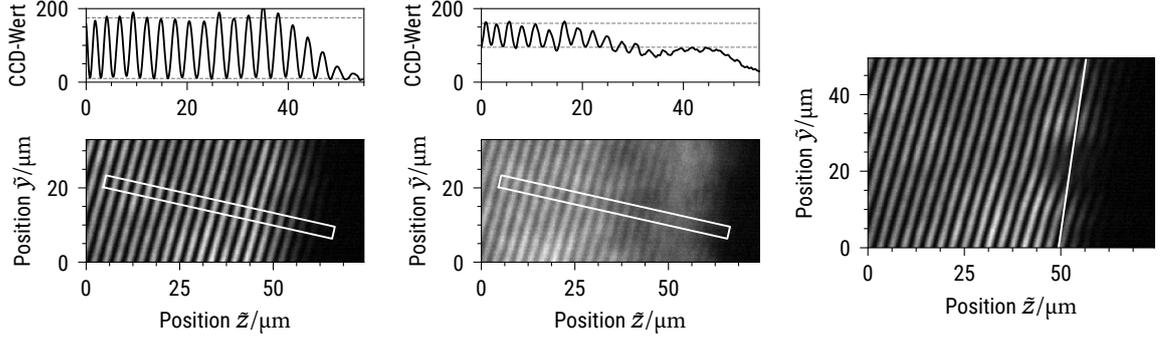
Zunächst musste aus den Probekameraaufnahmen die Phasendifferenzkarte $\Delta\varphi(y, z)$ extrahiert werden. Die mit den Probekameras aufgezeichneten Interferogramme zeigten deutliche Streifen als Interferenzmuster mit einem Abstand in der Objektebene von $(3,0 \pm 0,1) \mu\text{m}$ (siehe Abb. 4.17). Diese Streifen weisen eine Verformung in Abhängigkeit der auf den Probepuls aufgeprägten, räumlich variierenden Phasendifferenz (siehe Abb. 4.17(c)) auf. Zudem war in der Plasmaregion eine Abschwächung der Helligkeit in Folge von Absorption und starker Beugung erkennbar. Um die absolute Phasendifferenz $\Delta\varphi(y, z)$ gegenüber einem ungestörten Puls zu berechnen, wurde für jede Probenaufnahme eine weitere ungestörte Referenzaufnahme (gezeigt in Abb. 4.17(a) und 4.17(b)) zeitlich direkt vor der eigentlichen Messung aufgezeichnet. Diese musste unter identischen optischen Bedingungen erfolgen, damit die folgenden Überlegungen gültig sind.

Zunächst kann in den Referenzinterferogrammen der Interferenzkontrast V (Sichtbarkeit) des Streifenmusters berechnet werden. Dieses ergibt sich aus maximalem CCD-Kamerawert K_{\max} und minimalem CCD-Kamerawert K_{\min} im Interferenzmuster als

$$V = \frac{K_{\max} - K_{\min}}{K_{\max} + K_{\min}}. \quad (4.13)$$

Für Probekamera 1 ergab sich im Experiment ein Wert von $V = 0,892 \pm 0,051$, während er für Probekamera 2 nur $V = 0,255 \pm 0,029$ betrug (siehe auch die Diagramme oben in Abb. 4.17(a) und 4.17(b)). Dies zeigt noch einmal, dass im Experiment aufgrund der Limitierungen im räumlichen Pulsteiler nur Probekamera 1 ideal genutzt werden konnte (sowohl für Interferenzkontrast als auch Auflösung). Daher wird im Folgenden grundsätzlich immer von Probekamera 1 ausgegangen.

Die Interferenzstreifen auf der Probekamera können mathematisch modelliert werden, indem das Feld des Probestrahls $E_{\text{pr}}(\vec{p}, t)$ nach Durchlaufen des Plasmas in der Kameraebene ($\vec{p} = p_{y'}\vec{e}_{y'} + p_{z'}\vec{e}_{z'}$)



(a) Referenzbild aufgezeichnet mit Probe- (b) Referenzbild aufgezeichnet mit Probe- (c) Streifenmuster auf Probekamera 1
kamera 1. kamera 2. nach Störung durch ein Plasma.

Abb. 4.17: Mit den Probekameras aufgezeichnete Interferenzmuster während des Experiments. Die angegebenen Positionen \tilde{y} und \tilde{z} sind bezüglich der Koordinaten y, z noch durch eine Drehung und Verschiebung transformiert. In Abb. 4.17(c) wurde zusätzlich die später bestimmte Targetoberfläche eingezeichnet (etwa die Stelle an der die maximale Intensität auf die Hälfte abgefallen ist). Durch die begrenzte Schärfe der Abbildung und da keine Kante dieses Rades perfekt in der Abbildungsebene lag, bildeten sich durchaus auch Streifen hinter dieser abgeschätzten Oberfläche.

betrachtet wird. Dieses wurde im Shearing-Interferometer mit einer dazu leicht verkippten ($\vec{k}_u = \vec{k} + \vec{\psi}_0$), ungestörten Welle $E_{Pr,u}(\vec{p}, t)$ realisiert:

$$E_{Pr}(\vec{p}, t) = E_{Pr,0} \cos(\vec{k}\vec{p} - \omega t + \Delta\varphi) \quad \text{und} \quad E_{Pr,u}(\vec{p}, t) = E_{Pr,0} \cos(\vec{k}\vec{p} + \vec{\psi}_0\vec{p} - \omega t). \quad (4.14)$$

In der Überlagerung ergibt sich die Feldverteilung

$$E_{Pr} + E_{Pr,u} = E_{Pr,0} \left[\cos(\vec{k}\vec{p} - \omega t + \Delta\varphi) + \cos(\vec{k}\vec{p} + \vec{\psi}_0\vec{p} - \omega t) \right]. \quad (4.15)$$

Nach $\cos(\gamma) = \frac{1}{2}(e^{i\gamma} + e^{-i\gamma}) = \frac{1}{2}e^{i\gamma} + \text{c.c.}$ kann diese umgeformt werden zu

$$E_{Pr} + E_{Pr,u} = \frac{1}{2}E_{Pr,0} \left[e^{i(\vec{k}\vec{p} - \omega t + \Delta\varphi)} + e^{i(\vec{k}\vec{p} + \vec{\psi}_0\vec{p} - \omega t)} \right] + \text{c.c.} \quad (4.16)$$

$$= \frac{1}{2}E_{Pr,0} \left[e^{i\left(\vec{k}\vec{p} - \omega t + \frac{\Delta\varphi}{2} + \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right)} \cdot \left(e^{i\left(\frac{\Delta\varphi}{2} - \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right)} + e^{-i\left(\frac{\Delta\varphi}{2} - \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right)} \right) \right] + \text{c.c.} \quad (4.17)$$

$$= \frac{1}{2}E_{Pr,0} \left[e^{i\left(\vec{k}\vec{p} - \omega t + \frac{\Delta\varphi}{2} + \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right)} \cdot 2 \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2} - \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right) \right] + \text{c.c.} \quad (4.18)$$

$$= E_{Pr,0} \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2} - \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right) e^{i\left(\vec{k}\vec{p} - \omega t + \frac{\Delta\varphi}{2} + \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right)} + \text{c.c.} \quad (4.19)$$

$$= E_{Pr,0} \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{2} - \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right) \cos\left(\vec{k}\vec{p} - \omega t + \frac{\Delta\varphi}{2} + \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right). \quad (4.20)$$

Mit der CCD-Kamera wurde die Intensität $\langle E^2 \rangle_T$ dieses Feldes gemessen, also

$$\langle (E_{Pr} + E_{Pr,u})^2 \rangle_T = \left\langle E_{Pr,0}^2 \cos^2\left(\frac{\Delta\varphi}{2} - \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right) \cos^2\left(\vec{k}\vec{p} - \omega t + \frac{\Delta\varphi}{2} + \frac{\vec{\psi}_0\vec{p}}{2}\right) \right\rangle_T. \quad (4.21)$$

In dieser zeitlichen Mittelung verschwindet der zweite Kosinus-Term und nimmt seinen zeitlichen

Mittelwert $|\langle \cos(\omega t)^2 \rangle_T| = \frac{1}{2}$ an. Außerdem gilt $2 \cos^2 \gamma = \cos(2\gamma) + 1$, sodass insgesamt auf der Kamera ein Intensitätssignal

$$I = I_0 \left[1 + \cos(\Delta\varphi - \vec{\psi}_0 \vec{p}) \right] \quad (4.22)$$

mit einer Amplitude I_0 entsteht. Im Allgemeinen (siehe oben) war der Interferenzkontrast nicht perfekt, sodass im Kamerasignal $K \propto I$ eine Grundamplitude $K_0(\vec{p})$ mit einer darüber liegenden Modulation $\hat{K}(\vec{p})$ sichtbar war (siehe Abb. 4.17)

$$K(\vec{p}) = K_0(\vec{p}) + \hat{K}(\vec{p}) \cos \left[\Delta\varphi(\vec{p}) - \vec{\psi}_0 \vec{p} \right]. \quad (4.23)$$

Um daraus die räumliche Phaseninformation $\Delta\varphi(\vec{p})$ zu gewinnen, wurde die zweidimensionale Fouriertransformation $\mathcal{F}_{\vec{p}} [K(\vec{p})](\vec{\psi})$ betrachtet (mit Raumfrequenzen $\vec{\psi} = (u, v)$ in respektive z' - bzw. y' -Richtung) [54]. In dieser zeigen sich gemäß der komplexen Darstellung von $c(\vec{p}) \equiv \frac{\hat{K}}{2} e^{i\Delta\varphi(\vec{p})}$ und Gleichung 4.23 die drei Anteile

$$K(\vec{p}) = K_0(\vec{p}) + c(\vec{p})e^{-i\vec{\psi}_0 \vec{p}} + \bar{c}(\vec{p})e^{+i\vec{\psi}_0 \vec{p}}. \quad (4.24)$$

Unter einer Fouriertransformation werden diese Summanden einzeln transformiert. Zunächst ist $A(\vec{\psi}) \equiv \mathcal{F}_{\vec{p}} [K_0(\vec{p})](\vec{\psi})$ der konstante Hintergrund unabhängig der Modulation mit $\vec{\psi}_0 \vec{p}$. Die Fouriertransformierte von c , definiert als $C(\vec{\psi}) \equiv \mathcal{F}_{\vec{p}} [c(\vec{p})](\vec{\psi})$, findet sich im zweiten und dritten Term wieder. Gemäß Faltungstheorem gilt

$$\mathcal{F}_{\vec{p}} [c(\vec{p})e^{-i\vec{\psi}_0 \vec{p}}](\vec{\psi}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\mathcal{F}_{\vec{p}} [c(\vec{p})](\vec{\psi}) * \mathcal{F}_{\vec{p}} [e^{-i\vec{\psi}_0 \vec{p}}](\vec{\psi}) \right) \quad (4.25)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left(\mathcal{F}_{\vec{p}} [c(\vec{p})](\vec{\psi}) * \sqrt{2\pi} \cdot \delta(\vec{\psi} + \vec{\psi}_0) \right) \quad (4.26)$$

$$= \mathcal{F}_{\vec{p}} [c(\vec{p})](\vec{\psi} + \vec{\psi}_0) \quad (4.27)$$

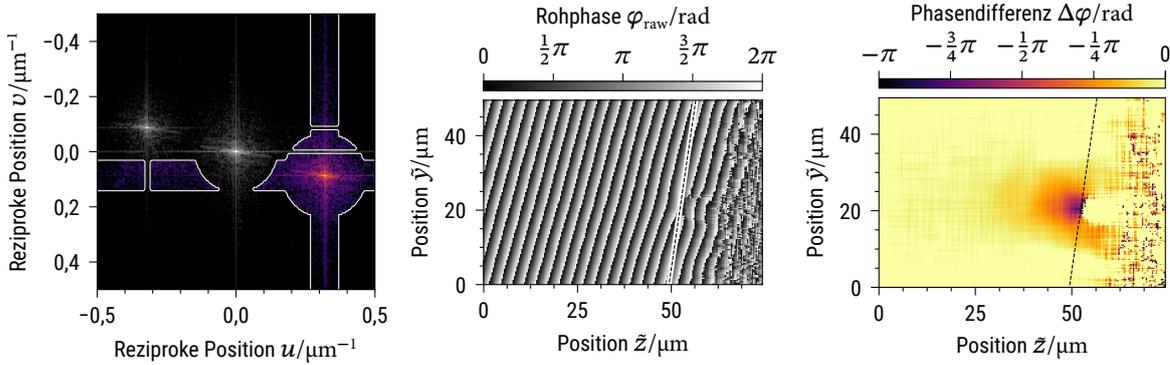
$$= C(\vec{\psi} + \vec{\psi}_0). \quad (4.28)$$

Also ist die Fouriertransformierte des CCD-Kamerabildes insgesamt gegeben durch

$$\mathcal{F}_{\vec{p}} [K(\vec{p})](\vec{\psi}) = A(\vec{\psi}) + C(\vec{\psi} + \vec{\psi}_0) + \bar{C}(\vec{\psi} - \vec{\psi}_0). \quad (4.29)$$

Dies entspricht drei Peaks im zweidimensionalen Phasenbild (siehe Abb. 4.18(a)): Einem zentralen, welcher dem konstanten Hintergrund entspricht und zwei Peaks symmetrisch dazu bei der Trägerfrequenz der Streifenmodulation $\vec{\psi}_0$ (diese entspricht insbesondere direkt dem Unterschied der Wellenvektoren der beiden ebenen Wellen, welche zur Überlagerung gebracht wurden). Zur weiteren Extraktion wurde der Peak bei $C(\vec{\psi} + \vec{\psi}_0)$ aus jedem transformierten Bild durch Maskierung herausgelöst. Dabei wurden zunächst nur räumliche Frequenzen entsprechend einer Ortsauflösung von etwa $1 \mu\text{m}$ selektiert (d. h. ein Kreis mit Radius $|\vec{\psi}| = 0,15 \frac{1}{\mu\text{m}}$ in Abb. 4.18(a) um $\vec{\psi}_0$). Die hierbei gewählte Filterung entscheidet maßgeblich über den Erfolg der gesamten Phasenseparation. Wird die Selektion zu groß gewählt überwiegen Rauschen und eventuell Anteile der eigentlich zu maskierenden Peaks. Eine zu kleine Selektion entspräche einer Tiefpassfilterung und könnte Skalenlängen und aufgelöste Bildelemente verzerren

und sich durch die Art der später durchgeführten Abel-Transformation ebenfalls als starkes Rauschen äußern. In diesem Fall erfolgte die Einschränkung der Selektionsgröße auf $1\ \mu\text{m}$ Ortsauflösung aufgrund der ohnehin auf $2,5\ \mu\text{m}$ limitierten Ortsauflösung, die damit sicher wiedergegeben wird. Der tatsächliche Wert wurde letztlich mit einer zusätzlichen Sicherheit gewählt, die auf einer stichprobenartigen Untersuchung und numerischen Simulationen beruht, aber im Rahmen dieser Masterarbeit nicht erschöpfend betrachtet werden konnte (siehe Diskussion des Filterdesigns in Unterabschnitt 4.5). Hierbei wurde die Selektion so lang vergrößert bis alle folgenden Prozessschritte mit hoher Verlässlichkeit funktionierten. Zusätzlich wurden dazu alle Raumfrequenzen in horizontaler und vertikaler Richtung selektiert (Breite des Fensters jeweils $|\vec{\psi}| = 0,10\ \frac{1}{\mu\text{m}}$, sichtbar als horizontaler und vertikaler Balken in Abb. 4.18(a)). Dies stellte sicher, dass die Ränder des Bildes (mit endlicher Größe) als hochfrequentes Bildelement in ausreichender Qualität wiedergegeben wurden. Wieder maskiert wurden ausgehend von dieser Selektion die entsprechenden Bereiche der anderen beiden Peaks (d. h. z. B. ein Kreis mit Radius $|\vec{\psi}| = 0,15\ \frac{1}{\mu\text{m}}$ um das Zentrum und horizontale bzw. vertikale Balken bei $\vec{\psi} - \vec{\psi}_0$), sodass dominant nur $C(\vec{\psi} + \vec{\psi}_0)$ verblieb. Es entstand die in Abb. 4.18(a) durch weiße Ränder gezeigte Selektion. Diese trennte die drei Anteile nicht perfekt, aber in guter Näherung.



(a) Fouriertransformierte Probeaufnahme $\mathcal{F}_{\vec{p}}[K(\vec{p})](\vec{\psi})$ gemäß Text mit Farben in logarithmischer Darstellung. Unten rechts ist der selektierte Peak bei $\vec{\psi} + \vec{\psi}_0$. (b) Nach der Rücktransformation des selektierten Bereichs gewonnene Rohphase. Zur besseren Einordnung wurde die Targetoberfläche analog zu Abb. 4.17(c) eingezeichnet. (c) Insgesamt berechnete Phasendifferenz. Zur besseren Einordnung wurde die Targetoberfläche analog zu Abb. 4.17(c) eingezeichnet.

Abb. 4.18: Grafiken zur Extraktion der Phasendifferenzen aus den aufgezeichneten Interferogrammen. Diese basieren auf dem in Abb. 4.17(c) gezeigten Interferogramm. Die angegebenen Positionen \tilde{y} und \tilde{z} sind bezüglich der Koordinaten y, z noch durch eine Drehung und Verschiebung transformiert.

Nach Rücktransformation wurde aus dem selektierten Anteil das komplexe Argument extrahiert:

$$\varphi_{\text{raw}}(\vec{p}) = \arg\left(\mathcal{F}_{\vec{\psi}}^{-1}\left[C(\vec{\psi} + \vec{\psi}_0)\right](\vec{p})\right) = \arg\left(\mathcal{F}_{\vec{\psi}}^{-1}\left[\mathcal{F}_{\vec{p}}\left[c(\vec{p})\right](\vec{\psi} + \vec{\psi}_0)\right](\vec{p})\right) \quad (4.30)$$

$$= \arg\left(e^{i\vec{\psi}_0\vec{p}}\mathcal{F}_{\vec{\psi}}^{-1}\left[\mathcal{F}_{\vec{p}}\left[c(\vec{p})\right](\vec{\psi})\right](\vec{p})\right) = \arg\left(e^{i\vec{\psi}_0\vec{p}}c(\vec{p})\right) = \arg\left(\frac{\hat{K}}{2}e^{i(\vec{\psi}_0\vec{p} + \Delta\varphi(\vec{p}))}\right) \quad (4.31)$$

$$= \vec{\psi}_0\vec{p} + \Delta\varphi(\vec{p}) \pmod{2\pi}. \quad (4.32)$$

Für numerische Berechnungen war diese *Rohphase* nur bezüglich des Intervalls 2π bekannt, da die komplexe e-Funktion 2π -periodisch ist, d.h. $e^{i\gamma} = e^{i\gamma + n2\pi}$, $n \in \mathbb{Z}$. Daher sahen die so berechneten Rohphasenkarten aus, wie in Abb. 4.18(b) gezeigt. Zum einen war noch das Streifenmuster, gegeben

durch den Term $\vec{\psi}_0 \vec{p}$, sichtbar. Dieser sollte eigentlich eine kontinuierlich steigende Phase senkrecht zu den Streifen erzeugen, welche jedoch zum anderen durch die 2π -Periodizität Sprungstellen aufwies. Nichtsdestotrotz ist in Abb. 4.18(b) bereits gut der Bereich erkennbar, in dem die Rohphase vom periodischen Muster abweicht, welcher also durch $\Delta\varphi(\vec{p})$ bzw. das Plasma induziert wurde (insbesondere im Vergleich zum Gesamtergebnis in Abb. 4.18(c) bzw. dem originalen Interferogramm in Abb. 4.17(c)). Im Bereich des Targets, wo in Abb. 4.17(c) kontinuierlich weniger Transmission möglich war, wurde ein zunehmendes Rauschen erzeugt. Auffällig war außerdem, dass nahe der Targetoberfläche (jedoch bereits im Bereich der Abfalls der Maximalintensität unter die Hälfte ihrer Maximalwertes) noch eine Phase rekonstruiert werden konnte, diese allerdings durch Phasensprünge verzerrt war.

Zur Verstetigung der Rohphase kam der Algorithmus von Herráez, Burton, Lalor und Gdeisat aus dem `scikit-image` Python-Paket zum Einsatz [55, 56]. Dieser folgt verschiedenen Pfaden in der Rohphasenkarte und schätzt die Lage von Phasensprüngen ab. Weiterhin konnte dadurch jener Teil der Phasenkarte maskiert werden, in dem die Verstetigung nicht funktionierte, da die Phasensprünge zu groß waren. Insgesamt konnte so aus der Rohphase die verstetigte Phase $\varphi_{\text{cont}}(\vec{p}) = \vec{\psi}_0 \vec{p} + \Delta\varphi(\vec{p})$ berechnet werden. Aus den Referenzaufnahmen ohne Plasma ergab sich analog $\varphi_{\text{cont,ref}}(\vec{p}) = \vec{\psi}_0 \vec{p}$, sodass letztlich die gesuchte Phasendifferenz $\Delta\varphi(\vec{p})$ aus jedem Interferogramm berechnet wurde als:

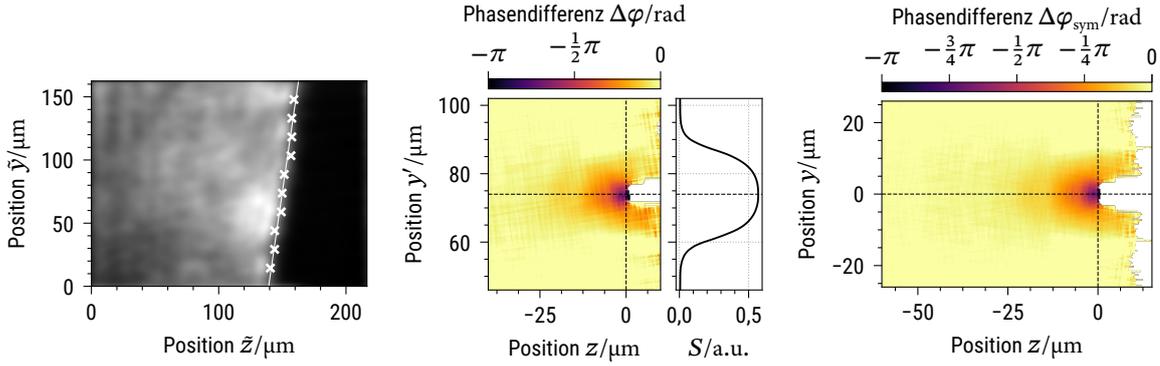
$$\Delta\varphi(\vec{p}) = \varphi_{\text{cont}}(\vec{p}) - \varphi_{\text{cont,ref}}(\vec{p}). \quad (4.33)$$

In den so berechneten Phasenkarten $\Delta\varphi(\vec{p})$ (siehe Abb. 4.18(c)) war im Experiment die Targetoberfläche (bei $z = 0$) noch um etwa 11° gegenüber der Senkrechten gedreht. Weiterhin befanden sich Targetoberfläche und Plasma durch die minimale korrigierbare Schrittweite der Targethalterung in z -Richtung von ca. $25 \mu\text{m}$ bei verschiedenen Aufnahmen an unterschiedlichen Positionen im Interferogramm. Für numerische Algorithmen zur inversen Abel-Transformation war die Kenntnis der Symmetrieachse $y = 0$ – in diesem Fall die Targetnormalenrichtung an etwa der Stelle maximaler Phasendifferenz – notwendig. Daher wurde ein einfacher Algorithmus entwickelt, um die Phasendifferenzkarten zunächst so zu drehen, dass das Target genau senkrecht im Bild lag und diese anschließend bezüglich des Plasmas zu symmetrisieren. Zur Bestimmung der Lage und Neigung der Targetoberfläche in den Bildern wurde eine Tiefpassfilterung der Referenzaufnahmen durchgeführt und in den erzeugten Bildern horizontal jeweils eine Kante gesucht (Stelle maximaler numerischer Ableitung). An all diese gefundenen Positionen wurde eine lineare Funktion angepasst, welche die Targetoberfläche bei $z = 0$ in guter Näherung wiedergab (siehe Abb. 4.19(a)).

Im nächsten Schritt wurde anhand der nun bereits richtig orientierten Phasendifferenzkarten $\Delta\varphi$ in Koordinaten (y', z) – wobei y' nur noch um eine unbekannte Verschiebung gegenüber der y -Koordinate verschoben ist – die vertikale Position des Plasmas y'_0 bestimmt. Dazu wurde entlang der abgeschätzten Targetoberfläche die durchschnittliche Phasendifferenz innerhalb eines Halbkreises in negativer z -Richtung mit $5 \mu\text{m}$ Radius durchgeführt:

$$S(\xi) = \left| \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \int_0^{5 \mu\text{m}} \Delta\varphi(y' = \xi + r \sin(\vartheta), z = r \cos(\vartheta)) dr d\vartheta \right| \quad (4.34)$$

Die daraus entstehende Kurve $S(y')$ zeigte jeweils ein deutliches Maximum nahe der vertikalen Plasmaposition y'_0 (siehe Abb. 4.19(b)). Zuletzt wurde das Phasendifferenzbild bezüglich dieser Position



(a) Extraktion der Lage der Targetoberfläche aus der tiefpassgefilterten Referenzaufnahme. (b) Rotierte Phasendifferenzkarte mit der im Text beschriebenen Summe zur Charakterisierung der vertikalen Plasmaposition. (c) Symmetrisierte Phase mit Maskierung als Grundlage aller weiteren Berechnungen.

Abb. 4.19: Grafische Darstellungen zur Nachbearbeitung der Phasendifferenzkarten. Die angegebenen Positionen \tilde{y} und \tilde{z} sind bezüglich der Koordinaten y, z noch durch eine Drehung und Verschiebung transformiert und y' ist nur noch gegenüber y um einen konstanten Wert y'_0 verschoben. In den Bildern wird auch ein Teil der rekonstruierten Phasen im Bereich des Targets gezeigt. Gut sichtbar ist, dass bis zur Targetoberfläche eine Phaseninformation gewonnen werden konnte, während im Bereich des Targets das Phasenrauschen überwog und die Verstetigung nicht sinnvoll funktionierte.

symmetrisiert (also mit $y = y' - y'_0$), da diese Bedingung für die Abel-Transformation vorausgesetzt wurde und eine Reduktion des Rauschens zur Folge haben sollte

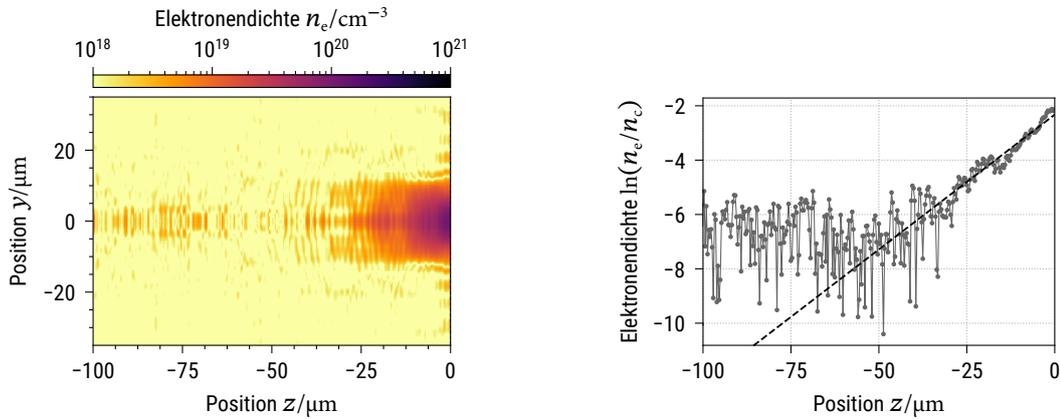
$$\Delta\varphi_{\text{sym}}(y, z) = \frac{1}{2} [\Delta\varphi(y, z) + \Delta\varphi(-y, z)]. \quad (4.35)$$

Alle weiteren Berechnungen wurden auf Basis dieser symmetrisierten Phasendifferenzkarten $\Delta\varphi_{\text{sym}}$ durchgeführt (siehe z. B. Abb. 4.19(c)). Dabei wurde nur der nicht maskierte Teil – also im wesentlichen das Phasendifferenzbild für $z < 0$ außerhalb des Targets – verwendet. Der gesamte dargestellte Ablauf erfolgte im wesentlichen automatisiert, wobei ein händischer Eingriff nötig wurde, wenn beispielsweise das Rauschen so stark war, dass überhaupt kein Plasma identifiziert werden konnte.

4.3.3 Diskrete, inverse Abel-Transformation

Im letzten Schritt der Berechnungen wurde eine diskrete, inverse Abel-Transformation gemäß Gleichung 4.12 durchgeführt. Dazu kam das `pyabel` Python-Paket zum Einsatz [57]. Dieses stellt verschiedene numerische Verfahren zur Abel-Transformation zur Verfügung, aus denen die *Basis Set Expansion Methode* (BASEX) nach Dribinski, Ossadtchi, Mandelshtam und Reisler ausgewählt wurde. Diese stellt eine der „[...] schnellen, robusten [...] de facto Standardmethoden der Photoelektronen-/Photoionenspektroskopie [...]“ („[...] quick, robust [...] de facto standard methods in photoelectron/photoion spectroscopy [...]“) dar und greift somit auf eine gut untersuchte mathematische Basis zurück [57, 58]. Eine Eigenschaft derartiger diskreter Abel-Transformationen ist ein verstärktes Rauschen nahe der zentralen Symmetrieachse $y = 0$ (siehe Abb. 4.20(a)), welches auf die Definition selbst zurückzuführen ist. In dieser (siehe Gleichung C.18) wird die zentrale Achse durch die Integralgrenzen von allen weiter außen liegenden Rauschanteilen in den Phasendifferenzkarten beeinflusst. Die berechneten Elektronendichteverteilungen (z. B. in Abb. 4.20(a)) geben einen direkten, qualitativen Eindruck von Form

und Ausdehnung der untersuchten Plasmen. Um die Plasmaentwicklung zusätzlich bei verschiedenen Parametern (z. B. verschiedenen Verzögerungen Δt) vergleichbar zu machen, war es notwendig, einzelne Parameter aus den Elektronendichteverteilungen zu extrahieren. Dafür wurde in Anlehnung an Unterabschnitt 2.6 versucht, jeder Plasmaelektronendichte eine Skalenlänge σ zuzuordnen. Prinzipiell ist diese Skalenlänge abhängig von der Raumrichtung und Position. Der Einfachheit halber wurde die zentrale z -Achse für einen solchen Parameter gewählt. Dies entspricht der Skalenlänge in zentraler Targetnormalenrichtung. Für alle folgenden Zwecke ist daher $\sigma = \sigma_z$. Es wurde zusätzlich versucht, ein radiales Skalenlängenprofil $\sigma(\vartheta = \arctan(y/z))$ zu bestimmen. Dies war im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch nicht erfolgreich, da für eine solche Berechnung ein klarer Ursprung vorliegen muss. Der aus den obigen Algorithmen abgeschätzte zentrale Punkt der Targetoberfläche ($(y, z) = (0, 0)$) schien für eine derartige Prozedur zu stark in z -Richtung zu variieren.



(a) Berechnete Elektronendichte aus Abb. 4.19(c).

(b) Zentrales, horizontales Profil aus der links dargestellten Elektronendichteverteilung.

Abb. 4.20: Grafiken zur Extraktion einer Skalenlänge aus einem Elektronendichteprofil. Im Beispiel wurde ein Wert von $\sigma = (10,07 \pm 0,33) \mu\text{m}$ bestimmt.

Für die Ermittlung von $\sigma = \sigma_z$ wurde aus jeder ermittelten Elektronendichteverteilung zunächst ein zentrales Profil $n_e(y = 0, z)$ extrahiert. Dieses wurde zur zusätzlichen Rauschunterdrückung über einen Bereich von $\Delta y = 3 \mu\text{m}$ gemittelt. An dieses Profil wurde bei Darstellung von $\ln(n_e/n_c)$ eine Gerade $\ln(n_e/n_c) = \frac{z}{a} + b$ angepasst (siehe Abb. 4.20(b)). Gemäß Gleichung 2.27 entsprach dann der Betrag des Parameters a gerade der gesuchten Skalenlänge ($\sigma = |a|$).

4.4 Ergebnisse

Im Rahmen dieser Masterarbeit konnte am vorgestellten Vorplasmauntersuchungssystem bereits ein umfangreiches Experiment mit Aluminiumplasmen durchgeführt werden. Der folgende Unterabschnitt wird zunächst den dabei untersuchten Parameterraum vorstellen und dann die gewonnenen Ergebnisse präsentieren.

4.4.1 Übersicht des untersuchten Parameterraums

Im durchgeführten Experiment wurden laserinduzierte Aluminiumplasmen bei senkrechtem Laserfall sowie unter 20° Einfallswinkel mit linearer und zirkularer Pump polarisation untersucht. Da-

bei wurden verschiedene, diskrete Verzögerungsschritte ($\Delta t \in \{0 \text{ ps}, 10 \text{ ps}, 20 \text{ ps}, 35 \text{ ps}, 50 \text{ ps}, 100 \text{ ps}, 200 \text{ ps}, 350 \text{ ps}, 500 \text{ ps}, 750 \text{ ps}, 1000 \text{ ps}, 1900 \text{ ps}\}$) abgetastet und jeweils vier verschiedene Intensitätsstufen durch ND-Filter (bezeichnet als A,B,C und D mit aufsteigender Intensität) realisiert. Für jede einzelne Parameterkombination wurden ca. 10 bis 15 Wiederholungen an neuen Targetpositionen durchgeführt, um die statistische Signifikanz zu steigern. Dabei wurde durch die im System vorhandenen Shutter sichergestellt, dass immer eine neue, unbeschädigte Targetoberfläche zur Verfügung stand, aber die Position des Targetrades zur Justierung auch ohne eintreffende Pumpulse im Probesignal als Schattenbild beobachtet werden konnte. Um die Messdatenaufnahme zu vereinfachen, eine konsistente Messdatenspeicherung zu gewährleisten und die Ansteuerung der Shutter bei 1 Hz Repetitionsrate im System zeitlich korreliert zu steuern, wurde dazu eine Software entwickelt (siehe Anhang D). Außerdem wurde für jede Targetposition nicht nur das erste laserinduzierte Plasma auf der noch unbeschädigte Targetoberfläche aufgezeichnet. Zusätzlich wurden auch einige nachfolgende, auf der gleichen Targetposition erzeugte Plasmen bei weiterhin geöffneten Shuttern aufgenommen. Für alle folgenden Betrachtungen wird allerdings von den ersten, auf einer unbeschädigten, quasi glatten Aluminiumoberfläche erzeugten Plasmen ausgegangen. Im Folgenden wird ein Paar aus Interferogramm und Referenzaufnahme (sowie die daraus extrahierte Elektronendichteverteilung usw.) als *Datenpunkt* bezeichnet.

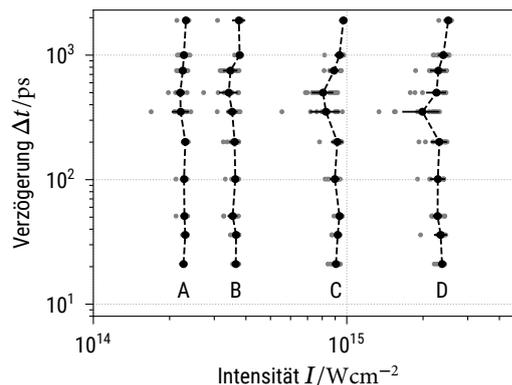


Abb. 4.21: Verteilung der gemittelten Intensität für die verschiedenen eingestellten Verzögerungen für einen Teildatensatz (Einfallswinkel 20° , p-polarisierter Pumplaser). Für jeden derartigen Teildatensatz wurden zur Realisierung verschiedener Intensitäten vier ND-Filter (A,B,C und D) genutzt. Für jeden Filter ergab sich ein klar separiertes Energieintervall, weshalb die Skalenlängen in den folgenden Grafiken bezüglich dieser gemittelten Intensitäten als zusammenhängende Kurve dargestellt sind.

Zunächst wurde untersucht, wie stabil die Pumpintensität für eine der Intensitätsstufen bei sonst gleichen Parametern, aber verschiedenen Einstellungen der Verzögerungsstrecke der Pumpulse war. In Abb. 4.21 ist exemplarisch dargestellt, dass die Intensitäten tatsächlich unabhängig von der eingestellten Verzögerung nahezu identisch und zwischen den Stufen A,B,C und D klar separiert war. Für ausnahmslos alle Parameterkombinationen (d. h. auch beide Einfallswinkel), war dabei jedoch eine stärkere Streuung der Intensitäten bei ca. $\Delta t \approx 100 - 750 \text{ ps}$ sichtbar. Diese trat an verschiedenen Messtagen wiederholt auf und ist vermutlich auf eine ungünstige Justage der Verzögerungsstrecke in diesem Verzögerungsbereich zurückzuführen. Aufgrund der klaren Separation der Intensitätsbereiche für die Stufen A bis D, wird diese Einteilung für die folgende Auswertung trotzdem genutzt.

Um eine Übersicht über die Grenzen des Messsystems zu erhalten, sind in Abb. 4.22(a) alle 2600 aufgezeichneten Datenpunkte als kleine, halbtransparente Quadrate dargestellt, die im Rahmen des

Experiments erreicht wurden (d. h. jedes Quadrat steht für einen Datenpunkt). Dabei wurden alle verschiedenen Polarisierungen und Einfallswinkel gemischt. Als orangefarbene Teilmenge wurde daraus jener Teil der Aufnahmen (ca. 800 Datenpunkte) hervorgehoben, aus denen erfolgreich eine Skalenlänge extrahiert werden konnte. Je schwärzer die Färbung in Abb. 4.21 ist, desto unwahrscheinlicher war die erfolgreiche Detektion eines Plasmas für diesen Bereich. Für diese Punkte gibt die Legende in Abb. 4.22(b) wieder, was der anschauliche Grund für diese Limitierung ist. Für sehr kurze Verzögerungen $\Delta t \leq 20$ ps war die Ausdehnung der Plasmen zu gering, um räumlich aufgelöst zu werden. Ähnliches galt, wenn geringe Laserintensitäten ($< 3 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$) verwendet wurden. In diesen Fällen reichte die Intensität nicht aus, um eine ausreichend dichte Elektronenverteilung zu erzeugen, die über das Rauschen des Messsystems hinaus ging. Mit zunehmender Verzögerung nach der Impulsanregung verringerte sich bei geringen Intensitäten die Plasmaelektronendichte soweit, dass auch diese nicht mehr gemessen werden konnten, sodass sich hier eine diagonale Linie im Diagramm ergab. Für sehr hohe Intensitäten war die Plasmadichte zumindest stellenweise so hoch, dass die Phasen nicht mehr rekonstruiert werden konnten. In diesen Fällen war dadurch der verstetigte Bereich der Phasendifferenzkarten so eingeschränkt, dass keine Skalenlänge mehr extrahiert werden konnte. Alle weiteren Betrachtungen beschränken sich auf die ca. 800 selektierten, orangefarben markierten Datenpunkte in Abb. 4.22.

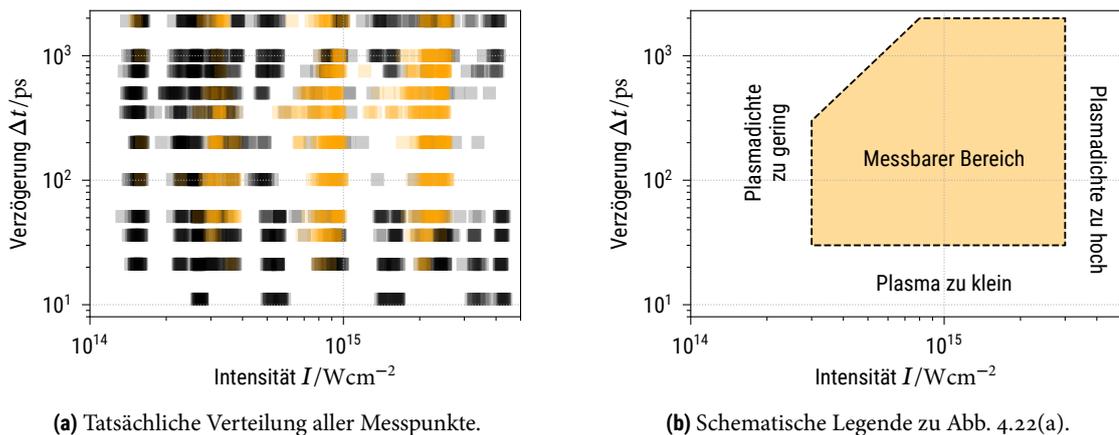


Abb. 4.22: Die beiden dargestellten Grafiken repräsentieren den untersuchten Parameterraum. Es wurden alle Datenpunkte unabhängig von Polarisation und Einfallswinkel eingetragen. In Abb. 4.22(a) wurde für jeden Datenpunkt (d. h. jede Probingaufnahme), aus der erfolgreich eine Skalenlänge extrahiert wurde, ein blass orangefarbener Punkt, und für alle anderen Punkte ein blass schwarzer Punkt eingezeichnet. In Bereichen, in denen die Fläche eher orange wirkt, war die Messung tendenziell erfolgreich, während sonst entweder kein Plasma oder keine Skalenlänge vermessen wurde. Abb. 4.22(b) stellt eine schematische Legende dieser Verteilung dar und wird im Fließtext weiter erläutert.

4.4.2 Qualitative Darstellung der Vorplasmadynamik

Zunächst konnte die Ausdehnung der Plasmen qualitativ untersucht werden. Dazu wurden die berechneten Elektronendichten je nach Intensität und Verzögerung exemplarisch verglichen (siehe Abb. 4.23). Es zeigte sich, dass bei gleicher Intensität die Ausdehnung der Plasmen mit zunehmender Verzögerung gegenüber dem Eintreffen des Pumpimpulses wuchs. Die dabei erreichten Geschwindigkeiten von messbaren Plasmadichtebereichen fester Intensität (scheinbare Geschwindigkeit der eingezeichneten Isolinien) betrug in den ersten 50 ps bis zu $1000 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$ und später maximal $100 \frac{\mu\text{m}}{\text{ns}}$. Für große Verzögerungen

rungen und niedrige Intensitäten ist in den Elektronendichteverteilungen die oben dargestellte Grenze niedriger Elektronendichten ohne nennenswertes eigentliches Signal erkennbar.

Bei gleicher Verzögerung aber sinkender Intensität sank auch die scheinbare Ausdehnung des Plasmas, d. h. jener vom System messbaren Bereiche. Dies ist auf den geringeren Energieeintrag des Lasers in Elektronenheizung in diesen Fällen zurückzuführen, wodurch nur geringere Elektronendichten erreicht werden konnten. Gut sichtbar in Abb. 4.23 ist gerade in diesen Fällen das stärkere Rauschen auf der Symmetrieachse ($y = 0$), welches das verbleibende Signal zusätzlich überdeckt.

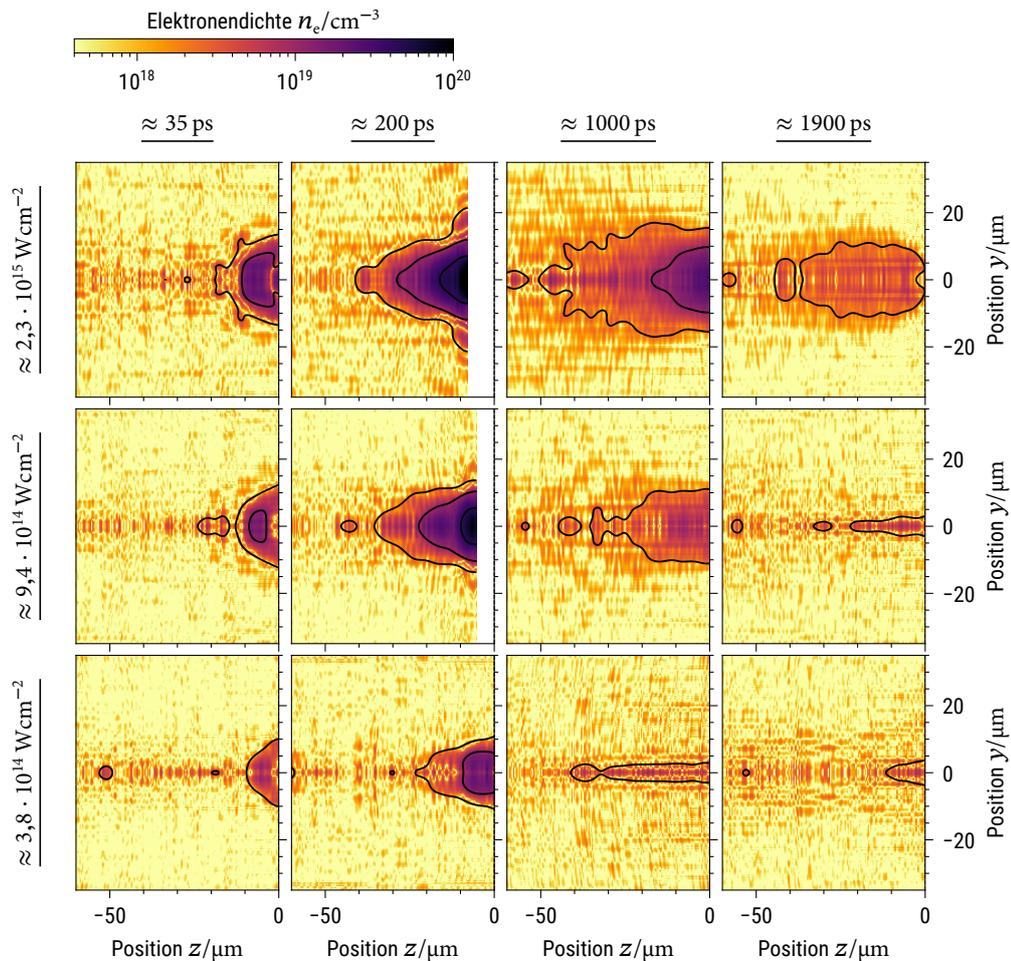


Abb. 4.23: Qualitative Darstellung verschiedener, exemplarischer Elektronendichteverteilungen $n_e(y, z)$ in tabellarischer Form für einen Einfallswinkel von 20° und p-polarisierte Pumpulse. Von links nach rechts sind ansteigende Verzögerungen Δt und von oben nach unten sind sinkende Intensitäten aufgetragen. Gut erkennbar ist, dass bei höheren Intensitäten ein ausgedehnteres Plasma höherer absoluter Elektronendichte erzeugt wurde. Für niedrige Intensitäten und lange Verzögerungen wurde die Plasmadichte so gering, dass sie nicht mehr detektiert werden konnte. Außerdem ist das deutliche zentrale Rauschen als Artefakt der diskreten Abel-Transformation bei $y = 0$ dort gut erkennbar.

Es wurden in den Elektronendichtebildern verschiedene charakteristische Plasmaformen identifiziert. Namentlich waren diese der „Halbellipsentyp“ (siehe Abb. 4.24(a)) und der „Ballontyp“ (siehe Abb. 4.24(b)). Diese schienen bei einem Einfallswinkel von 20° gehäuft bei gewissen Polarisationsarten aufzutreten. Dies konnte jedoch nicht durch einen einzelnen Parameter verifiziert werden, sondern beruht auf der Betrachtung und Klassifizierung einer Vielzahl der berechneten Elektronendichteverteilungen durch den Autor. Problematisch für eine statistische Auswertung waren hierbei die zahlrei-

chen Grenzfälle. Es wäre möglich, dass die Polarisation des Pumplasers durch die unterschiedlichen Heizmechanismen diese Formen beeinflusst (z. B. ponderomotives Heizen oder Resonanzabsorption). Denkbar wäre auch, dass Abb. 4.24(a) auf eine ungünstige Targetpositionierung zurückzuführen ist, bei der der Pumplaser gerade die Kante der Oberfläche des Rades traf und sich das Plasma folglich in eine Richtung ausbreitete, die nicht transversal zum Probelaser lag. Derartige Phänomene konnten mit bloßem Auge von oben beobachtet werden, da die erzeugten Plasmen durch die Rekombination von Elektronen auch im sichtbaren Spektralbereich leuchteten. Wurde das Targetrad nicht mittig getroffen, erfolgte die sichtbare Plasmaexpansion in unerwarteten Winkeln. Diese Eigenschaft wurde teilweise direkt zum Justieren genutzt. Es ist nicht auszuschließen, dass ein Teil der untersuchten Aufnahmen unter solchen ungünstigen Situationen – möglicherweise auch durch eine fabrikationsbedingt unebene Aluminiumoberfläche – entstand.

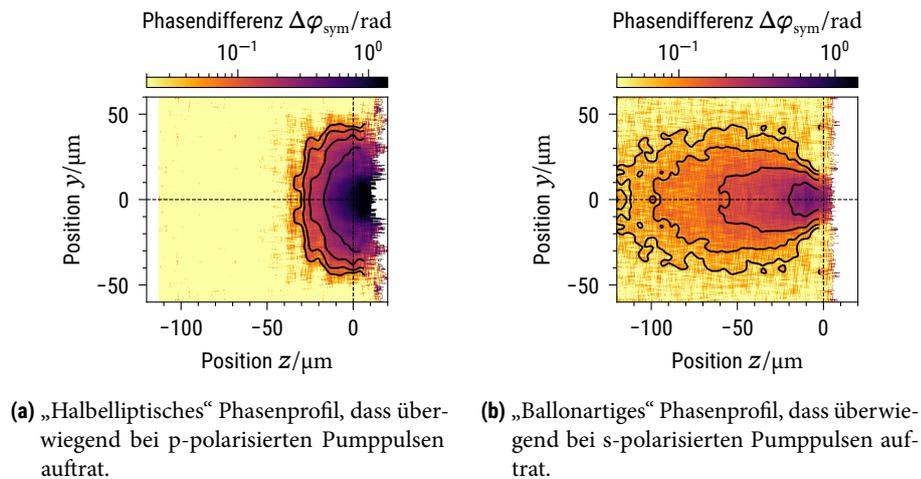


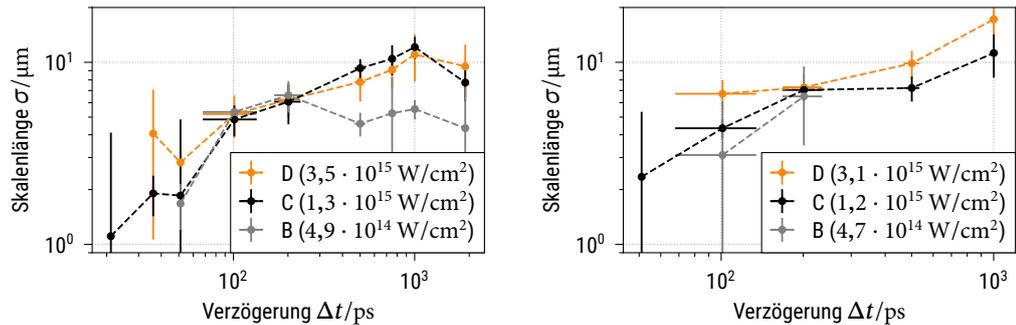
Abb. 4.24: Darstellung verschiedener Phasenprofile, die bei einem Einfallswinkel von 20° regelmäßig beobachtet wurden. Dabei traten die Profile zwar nicht immer auf, schienen aber charakteristisch für die Polarisation zu sein.

4.4.3 Quantitatives Verhalten der gemessenen Skalenlängen

Über die Dauer des Experiments wurden noch einige Verbesserungen vorgenommen, so stand z. B. bei 20° Einfallswinkel eine zusätzliche Überwachung der Targetposition zur Verfügung. Entsprechend mussten die Daten für das zuerst durchgeführte Experiment unter senkrechtem Einfall stärker gefiltert werden. Dies ist auch in den extrahierten Skalenlängen sichtbar. Unter senkrechtem Einfall (Abb. 4.25(a), 4.25(b) und 4.27(a)) gab es hier ein stärkeres Rauschen und größere Standardabweichungen. In den Diagrammen sind teilweise Punkte ohne Standardabweichung dargestellt, wenn diese so groß wären, dass sie die gesamte Grafik dominieren würden, oder wenn nur ein einzelner Datenpunkt zur Verfügung stand. In fast allen Fällen ergab sich, wie schon in der qualitativen Betrachtung exemplarisch dargestellt, eine wachsende Skalenlänge mit wachsender Verzögerung Δt . Dies erklärt sich durch die Expansion eines impulsartig angeregten Plasmas mit thermischer Temperaturverteilung.

Vermutlich ebenfalls durch nicht optimale Positionskontrolle zeigten sich dabei trotz verschiedener Intensitäten bei immer linearer Polarisation nur minimale Unterschiede (siehe Abb. 4.25(a)). Grundsätzlich wäre bei höherer Intensität und gleicher Verzögerung eine größere Skalenlänge zu erwarten, da

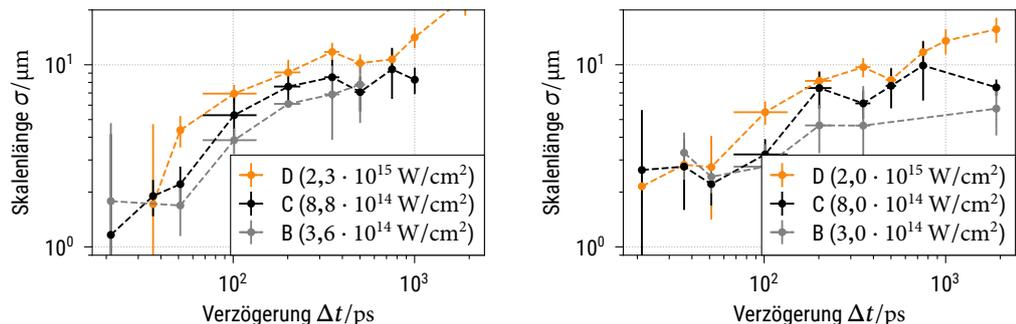
im Allgemeinen von einer stärkeren Elektronenheizung ausgegangen werden kann. Einzig für Intensitätsgruppe B und große Verzögerungen zeigte sich hier ein deutlich abweichendes Verhalten. Auffällig ist außerdem, dass für $\Delta t \in \{100 \text{ ps}, 200 \text{ ps}\}$ die gemessenen Werte für alle Intensitätsgruppen nahezu identisch waren. Bereits hier und auch in allen folgenden Grafiken konnte für Intensitätsgruppe A (geringste Intensität) kein ausreichendes Plasma erzeugt werden, um dieses zu vermessen. Im direkten Vergleich dazu war bei zirkularer Polarisierung unter senkrechtem Einfall ein deutlicherer Unterschied zwischen den Intensitätsgruppen erkennbar (siehe Abb. 4.25(b)), dafür konnte hier in der Intensitätsgruppe B nur für zwei Verzögerungen Δt eine Skalenlänge bestimmt werden.



(a) Skalenlängen bei senkrechtem Einfall und linearer Polarisation des Pumplasers. (b) Skalenlängen bei senkrechtem Einfall und zirkularer Polarisation des Pumplasers.

Abb. 4.25: Ermittelte zeitliche Entwicklung der Skalenlängen bei Einfall unter 20° .

Deutlich ausgeprägter – vermutlich aufgrund der bereits verbesserten Positionskontrolle – waren die unterschiedlichen Skalenlängen je nach Intensität für die Messungen mit p-polarisiertem (Abb. 4.26(a)) und s-polarisiertem (Abb. 4.26(b)) Pumplicht bei Einfall unter 20° . Besonders für p-polarisiertes Pumplicht zeigte sich eine klare Steigerung der Skalenlänge mit steigender Intensität. In beiden Diagrammen sichtbar ist ein nicht monotonen Verhalten der Kurven im Bereich $\Delta t \approx 300 - 750 \text{ ps}$. Die berechneten Skalenlängen scheinen hier geringer zu sein, als es der Gesamttrend erwarten ließe. Dies kann vermutlich durch die systematisch verringerte Intensität in diesem Verzögerungsbereich erklärt werden (vergleiche Abb. 4.21).



(a) Skalenlängen bei Einfall unter 20° und p-linearer Polarisation des Pumplasers. (b) Skalenlängen bei Einfall unter 20° und s-linearer Polarisation des Pumplasers.

Abb. 4.26: Ermittelte zeitliche Entwicklung der Skalenlängen bei senkrechtem Einfall.

Für zirkulare Polarisation bei Einfall unter 20° konnte nur für die Intensitätsgruppe D mehr als eine Skalenlänge bestimmt werden, weshalb diese nur im Vergleich der Polarisationsrichtungen untereinander dargestellt wird (siehe Abb. 4.27(b)). Hierbei ist zu beachten, dass die gezeigten Kurven nicht direkt

vergleichbar sind, da neben der Pump polarisation auch die Intensitäten signifikant unterschiedlich waren. Prinzipiell schien, auch unter senkrechtem Einfall (siehe Abb. 4.27(a)), zirkular polarisiertes Licht die größten Skalenlängen bei gleicher Verzögerung zu erzeugen, da diese Messungen insbesondere mit einer geringeren Intensität erfolgten. Dies ist aus den in Unterabschnitt 2.6 vorgestellten Grundlagen nicht direkt zu erklären, da für zirkulare Polarisation das ponderomotive Heizen unterdrückt werden und somit ein Heizungsmechanismus weniger vorliegen sollte. Die Tatsache, dass p-polarisiertes Pumplicht längere Skalenlängen erzeugte als s-polarisiertes Pumplicht, ist in diesem Kontext einfacher zu motivieren. Nur bei p-polarisiertem Pumplicht kommt es zur Resonanzabsorption und potentiell zum Vakuum-Heizen. Allerdings ist auch diese Folgerung anhand von Abb. 4.27(b) fragwürdig, da die verschiedenen Intensitäten diesen Trend ebenfalls erklären würden. Die dargestellten Unterschiede der Skalenlängen liegen im Bereich, der für ähnliche Intensitätsunterschiede beispielsweise auch in Abb. 4.26(a) erreicht wurde. Insgesamt kann der Einfluss der Polarisation anhand der gezeigten Messdaten somit nicht genauer untersucht werden. Vielmehr scheint er wenig ausgeprägt zu sein – die gezeigten Daten lassen sich eher durch Intensitätsunterschiede erklären.

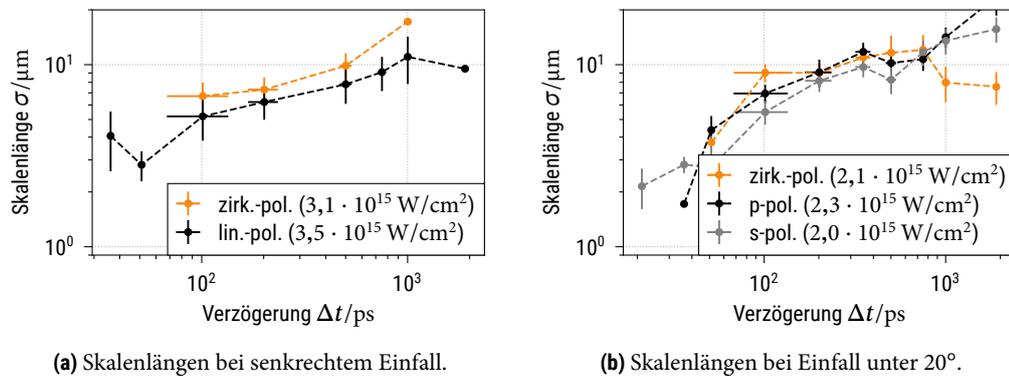


Abb. 4.27: Ermittelte zeitliche Entwicklung der Skalenlängen bei verschiedenen Einfallswinkeln im Vergleich.

4.4.4 Vergleich mit Simulationen mit MULTI-fs

Ein erklärtes Ziel der vorgestellten Untersuchungen war der Vergleich mit und die Überprüfung von Simulationen. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurden Simulationen mit dem MULTI-fs Paket durchgeführt. Dieses basiert auf hydrodynamischen Berechnungen und kann eine eindimensionale Plasmaevolutionen simulieren [17]. Dafür können verschiedene Targetsymmetrien ausgenutzt werden (z. B. sphärisch). Für die vorliegenden Untersuchungen wurde eine ebene Targetsymmetrie genutzt und Pulse mit den gemessenen Parametern nachgebildet. In diesem Fall wird ein transversal unendlich ausgedehntes Plasma simuliert. Dies entspricht natürlich nicht den Verhältnissen der Messung, da deutlich andere Symmetrien beobachtet wurden (siehe Abb. 4.23). Daher wurde ein einfaches Modell entwickelt, um die berechneten, eindimensionalen Elektronendichten $n_{e,\text{sim}}(z)$ (mit $z = 0$ auf der Targetoberfläche und Plasmaausbreitung für positive z) bezüglich anderer Geometrien zu skalieren. Im einfachsten Fall wurde hierbei eine halbkugelförmige Ausbreitung der Plasmen angenommen. Diese Form schien insbesondere bei geringen Verzögerungen häufig in den Messungen aufzutreten. Dabei wurde angenommen, dass eine Plasmadichte der Fokusfläche auf eine Halbkugelschale ausgedehnt

wird, also:

$$n_{e,\text{sim,korr}}(z) = \frac{A_{\text{FWHM}}}{\frac{2}{3}\pi z^2} n_{e,\text{sim}}(z). \quad (4.36)$$

Werden die Simulationsergebnisse gegenüber den Messdaten dargestellt, zeigt sich, dass dieses einfache Modell noch nicht ausreicht, um das gemessene Verhalten hinreichend nachzubilden (siehe Abb. 4.28). Allerdings sind die simulierten Werte nichtsdestotrotz in der korrekten Größenordnung. Es galt fast immer

$$\sigma_{e,\text{sim}} > \sigma_{e,\text{mess}} > \sigma_{e,\text{sim,korr}}. \quad (4.37)$$

Insofern scheint es plausibel, dass auf Basis einer genaueren Kenntnis der sich ausdehnenden Plasma-geometrien geeignete Umrechnungsmodelle gefunden werden könnten.

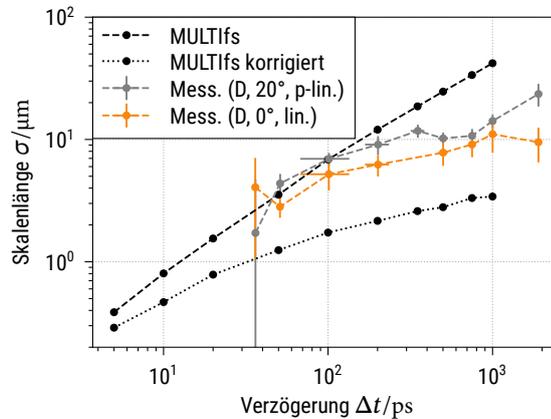


Abb. 4.28: Exemplarischer Vergleich der berechneten Skalenlängen bei maximaler Intensität für verschiedene Einfallswinkel mit in MULTI-fs durchgeführten Simulationen. Dabei wurden beide im Text vorgestellten Modelle berücksichtigt.

4.4.5 Verhalten der Reflektivität

Zuletzt wurden im Rahmen der Masterarbeit die gemessenen Reflektivitäten untersucht. Dabei ergab sich für jeden Datenpunkt eine Reflektivität, die jedoch unabhängig von der eingestellten Verzögerung war. Werden alle Datenpunkte R_1 – zunächst für senkrechten Pumpplasmareinfall – in einem Diagramm dargestellt (siehe Abb. 4.29(a)), war für jede Intensitätsgruppe eine scheinbar zufällig verteilte Wolke von Reflektivitäten sichtbar. Dies erklärt sich durch das Taumeln des Targetrades, welches ein kontinuierliches Nachstellen der Targetposition erforderte. Während die dadurch leicht veränderten Einfallswinkel keine signifikante Abweichung für den Einfallswinkel bedeuteten, wurde der Rückreflex soweit abgelenkt, dass er im schlechtesten Fall die Rückreflexkamera überhaupt nicht mehr traf. Insofern ist in diesem Fall bezogen auf jede Intensitätsgruppe und Polarisation nur der Maximalwert aussagekräftig. Aufgrund der hohen Anzahl von Messwerten ist $\max(R_1)$ eine gute Schätzung für die tatsächliche Reflektivität, da die Richtung in wenigstens einem Fall gut getroffen werden sollte. Hier zeigt sich ein klarer Trend, der in Abb. 4.29(a) durch eine angepasste, lineare Funktion verdeutlicht wurde. Bei höheren Intensitäten kam es zu einer geringeren Reflektivität. Dies kann durch eine höhere Absorption

von Pumplaserlicht in Elektronenheizung (mehr Heizmechanismen) und zusätzliche Streuung am sich bildenden Plasma erklärt werden.

Auch bei Einfall unter 20° ergab sich ein ähnliches Verhalten (siehe Abb. 4.29(b)). Hier musste die Vorwärtsreflexkamera ausgenutzt werden, da zwar auch auf der Rückreflexkamera ein Signal sichtbar war, dieses aber im Bereich $R_1 < 0.01$ lag. Diese Messung wurde allerdings ohnehin auf einen senkrecht im Fokus positionierten Silberspiegel bezogen und war folglich keine geeignete Referenz. Auch das Signal der Vorwärtsreflexkamera ist von diesem Problem durch stärkere Streuung betroffen. Daher sind die in Abb. 4.29(b) gezeigten Werte viel weniger als absolute Messwerte zu verstehen, als als Darstellung eines grundsätzlichen Trends. Zunächst zeigen sich wieder die Punktwolken. Diese sind im Gegensatz zur Rückreflexkamera deutlich näher am Maximalwert verteilt. Dies liegt an der kürzeren Entfernung zwischen Schirm und Target, weshalb hier ein Taumeln des Targetrades einen geringeren Einfluss hatte. Auch hier zeigte sich die für senkrechten Einfall gemachte Beobachtung, dass steigende Intensitäten zu geringerer Reflektivität führen. Interessanterweise war dieser Trend für s- und zirkular-polarisiertes Licht weniger ausgeprägt.

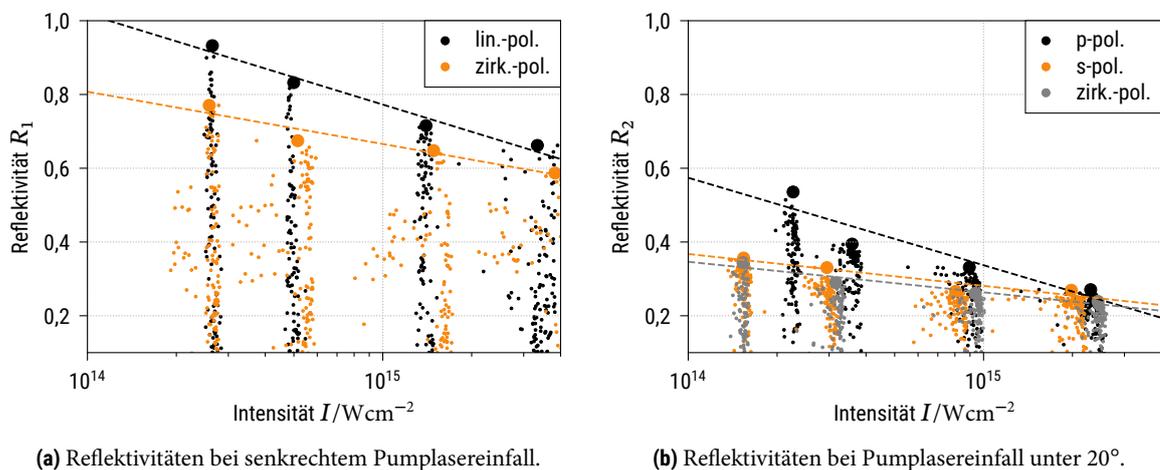


Abb. 4.29: Grafische Darstellung des Verhaltens der Reflektivität, gruppiert nach Einfallswinkel und Polarisation. Es zeigte sich, dass die gemessenen Reflektivitäten bei sonst gleicher Intensität stark streuen, was vermutlich auf leichte Schwankungen in der Strahlrichtung zurückzuführen war. Allerdings konnte für jede Gruppe ein klares Maximum festgemacht werden, welches sich aus statistischer Sicht, der tatsächlichen Reflektivität annähern sollte. Diese Maximalwerte stellen die vermutete Entwicklung der Reflektivität bei verschiedenen Intensitäten dar.

4.5 Diskussion der Ergebnisse

Die vorgestellten Ergebnisse bieten einen detaillierten Einblick in die Plasmaentwicklung eines nachgebildeten, mit Experimenten am POLARIS-Hauptlaser vergleichbaren Parametern erzeugten Vorplasmas während der ersten 2 ns. Dabei konnten erfolgreich ein mathematisches Grundgerüst angewandt, algorithmisch implementiert und Skalenlängen rekonstruiert werden. Die gezeigten Elektronendichteverteilungen des Aluminiumplasmas zeigen eine Reihe von Effekten, die sich gut im Rahmen der bekannten Heizmechanismen erklären lassen. Dazu zählen beispielsweise das grundsätzliche Verhalten der Skalenlänge bei steigender Verzögerung und Intensität. Es gibt allerdings auch eine Reihe von Effekten, die im Rahmen dieser Interpretation nicht erklärbar sind oder noch nicht abschließend untersucht werden konnten. Dazu zählt z.B der Einfluss der Polarisation des Pumplasers. Um das volle

Potential derartiger Messungen auszuschöpfen, sind eine Reihe von Verbesserungen an Messsystem und -methodik notwendig, die im Rahmen dieser Masterarbeit identifiziert wurden.

Ein Grundproblem, welches auch schon in [15, 16] bekannt war, war weiterhin die nicht gut reproduzierbare Justierung und Kontrolle der Positionierung des Targets. Dieser Parameter konnte nur initial exakt definiert werden und war höchstwahrscheinlich während eines längeren Experiments bei geschlossener Vakuumkammer nicht ausreichend stabilisiert. Zur Verbesserung sind eine zusätzliche Diagnostik – im Versuch deuteten sich die Vorteile einer Beobachtung des Targets von vorn oder oben an – und eine mechanisch stabilere Halterung samt Portalsystem vonnöten. Weniger ein Problem als schlichtweg eine experimentelle Limitierung war die auf $4 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ begrenzte Intensität. Diese könnte mit aktueller Technik bei sonst identischen Parametern in einem ähnlichen Verstärker um mindestens eine Größenordnung gesteigert werden.

Aus Sicht des Probesystems waren die maßgeblichen Probleme die begrenzte räumliche Auflösung und der mangelnde Interferenzkontrast. Hierbei war das STAMP-System ein entscheidender Schwachpunkt, da es im vorgestellten Aufbau ein komplexes Abbildungssystem erforderte. Es konnte gezeigt werden, dass in diesem Zustand quasi nur ein Probestrahl sinnvoll nutzbar war. Stattdessen wurden bereits einige Verbesserungen vorgeschlagen. Durch derartige Vereinfachungen würde sich vermutlich auch die Intensität des Probestrahls und somit die Kamerabelichtung verbessern. Im gleichen Sinne war ein experimentelles Problem das Plasmaleuchten, welches auf den Probekameras sichtbar war und das eigentlich zu messende Interferogramm störend überdeckte (siehe Abb. 4.30(b)). Dieses wird sich vermutlich nicht vollständig filtern lassen, könnte aber durch Nutzung einer stark begrenzten, von der Pumpwellenlänge verschiedenen Wellenlänge und Polarisierung reduziert werden. Die Nutzung von kürzeren Wellenlängen würde prinzipiell auch die kritische Elektronendichte vorteilhaft erhöhen und die Auflösungsgrenze intrinsisch verbessern. Die verwendeten Streifenabstände von $3 \mu\text{m}$ haben sich als geeignet erwiesen, könnten aber inklusive des Winkels bezüglich des Targets weiter optimiert werden. Hierbei führt ein geringerer Streifenabstand und ein größerer Winkel zur Targetoberfläche grundsätzlich zu einer besseren Separation vom unmodulierten Hintergrund, aber macht die Phasenverstärkung schwieriger. Durch zusätzliche Teilpulse nach STAMP-Prinzip könnte im Probesystem die tatsächliche Korrelation der einzelnen Aufnahmen gesichert werden.

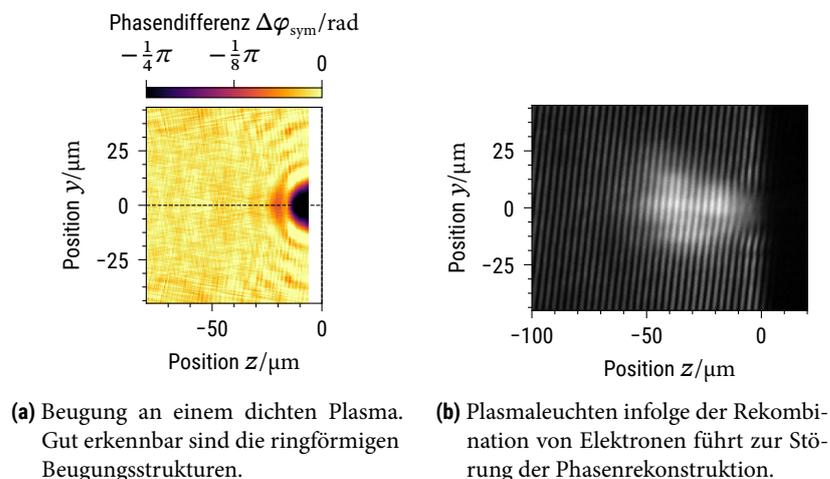


Abb. 4.30: Grafiken zu problematischen Effekten während der Phasen- und Elektronendichterekonstruktion.

Auch die algorithmische Auswertung wies in der vorgestellten Form einige Limitierungen auf. Prinzipiell sollte es möglich sein, die Abel-Transformation für gewisse Asymmetrien in den Phasenbildern zu optimieren und gleichzeitig das Rauschen während der Rekonstruktion zu minimieren. Ein grundsätzliches Problem hierbei war, dass trotz aller Automatisierung immer noch ein Eingriff in die algorithmische Auswertung nötig war. Da im wesentlichen manuell klassifiziert wurde, welche Probingaufnahmen für die weitere Auswertung geeignet waren, könnten die präsentierten Skalenlängen durch die Erwartungshaltung des Autors beeinflusst worden sein. Im vorliegenden Fall wurde eine unbeteiligte Person nach kurzer Einweisung aber ohne größeres Hintergrundwissen gebeten, eine derartige Einordnung stichprobenartig durchzuführen. Die Klassifizierung entsprach weitestgehend der des Autors, weshalb die Ergebnisse als plausibel eingestuft wurden. Die automatisierte Einstufung gestaltete sich auch deshalb schwierig, weil die rekonstruierten Phasen oft von einer deutlichen Beugungsstruktur überlagert waren. Diese könnten durch geeignete räumliche Filter eventuell reduziert werden. Allgemein basierte das Design von Filtern im Rahmen dieser Arbeit auf stichprobenartigen Entwicklungen anhand von einfachen Kriterien. Letztlich kam nur eine einzelne Fourierfilterung gezielt zum Einsatz. Durch Nutzung angepasster Filter, welche anhand von numerisch simulierten Daten überprüft werden, könnte hier eine Verbesserung erzielt werden.

Um die verschiedenen gezeigten Plasmaformen zu erklären, sollte eine Untersuchung des Einflusses der Richtung des elektrischen Pumpfeldes bezüglich des Probestrahls auch bei senkrechtem Einfall durchgeführt werden. Im Sinne der weitergehenden Verwendung der Messdaten wäre weiterhin die Nutzung einer zweidimensionalen oder dreidimensionalen hydrodynamischen Simulation als Referenz interessant. Aus mathematischer Sicht existieren neben der Abel-Transformation weitere Methoden zur Lösung des inversen Problems der Rekonstruktion von Elektronendichteverteilungen. Diese könnten ebenfalls das Rauschen in den berechneten Bildern reduzieren, setzen aber deutlich aufwändigere Algorithmen voraus.

5 Räumliche Protonendetektion mit Radiochromatischen Filmen (RCF)

Am POLARIS-System kommen bereits verschiedene Detektoren zur räumlichen Protonendetektion zum Einsatz. Dazu zählen GCCD-Kameras oder CR-39 Spurendetektoren. Mit RCF soll in Zukunft ein weiteres experimentelles Instrument dauerhaft zur Verfügung stehen. RCF können aufgrund der geringeren Kosten weiträumiger eingesetzt werden als CR-39 und bieten eine höhere Ortsauflösung als jede GCCD-Kamera.

Der folgende Abschnitt stellt experimentelle Arbeiten vor, die im Rahmen dieser Masterarbeit durchgeführt wurden, um RCF als derartiges Werkzeug am POLARIS-System zu etablieren. Zunächst werden die Ansprüche an den geplanten Einsatz umrissen und dafür passende RCF vorgestellt. Danach werden die zur Kalibrierung der RCF nötigen Schritte erläutert und abschließend der erfolgreiche Einsatz am Experiment demonstriert.

5.1 Spezifikation und Auswahl geeigneter RCF

Die Vorteile von RCF liegen, wie bereits in Unterabschnitt 3.3 beschrieben, in der einfachen Handhabung und Prozessierung, was einen schnellen Einsatz in größerer Zahl ermöglicht. Am POLARIS-System werden RCF nicht als alleiniger Detektor zum Einsatz kommen. Der Einsatz eines RCF als zusätzliche Diagnostik wird vielmehr während eines laufenden Experiments entschieden. In diesem Fall muss ein RCF-Detektor ferngesteuert in den Protonenstrahl gebracht werden. Während er nicht benötigt wird, muss er so weit aus dem Strahlengang entfernt werden, dass eine Störung anderer Experimente und ein versehentlicher Protonenbeschuss ausgeschlossen ist. Da alle 50 s ein Laserpuls und somit auch ein Protonenpuls erzeugt wird, sollte das Laden eines RCF-Detektors in den Strahlweg weniger als 50 s dauern. Gleichzeitig muss sich der Detektor dann in einer fest definierten Position bezüglich des Laserfokus befinden, um eine anschließende Vermessung des Profils zu erlauben. Ziel ist die Positionierung eines RCF parallel zum Target und somit senkrecht zum Protonenstrahl.

Die axiale Positionierung entscheidet über die Winkelzuordnung und Amplitude der vermessenen Fluenzen. Ein größerer Abstand führt zu einem lateral ausgedehnteren Profil des divergenten Protonenpulses, wodurch sich gleichzeitig die Protonenfluenz verringert. Die axiale Positionierung muss für die Winkelumrechnung somit zum einen auf < 1 mm genau bekannt sein, zum anderen aber so gewählt sein, dass das Protonenprofil komplett abgebildet wird. Aus vorherigen Experimenten ist bekannt, dass in den Pulsen mit etwa 30° Öffnungswinkel bis zu 10^{11} Protonen zu finden sind [46].

Die laterale Positionierung und der Neigungswinkel entscheiden, wie gut ein RCF getroffen wird. Verkippungen gegenüber dem Target verzerren das Bild, während ein Rollwinkel um die Laserachse zur Rotation des abgebildeten Profils führt. Diese Neigungen sollten daher alle so gering wie möglich sein. Erst dann kann das lateral vermessene Profil tatsächlich bezüglich des Fokus angegeben werden. Es kann nützlich sein, neben der räumlichen gleichzeitig eine energetische Information über die Protonen zu erhalten. Dazu kommt am POLARIS-System eine Thomson-Parabel zum Einsatz, in deren Öffnungsapertur ein schmaler, zentraler Teil des Protonenprofils einfallen muss. Dieser Teil kann einen RCF nur durch eine Aussparung in Form eines zentralen Lochs ungehindert durchdringen. In diesen

Fällen muss die Positionierung folglich genau genug erfolgen, um das Loch im RCF auf die Strahlachse zu justieren.

Alle Aufbauten mussten dabei so konzipiert sein, dass eine Störung anderer experimenteller Vorrichtungen ausgeschlossen ist und der Laserstrahlengang nicht blockiert wurde. Aus diesen Erwägungen heraus wurde entschieden, dass RCF ca. 4 cm hinter dem Fokuspunkt des Lasers positioniert werden sollten. Damit deckte ein RCF-Stück von ebenfalls etwa 4 cm Ausdehnung einen Öffnungswinkel von mindestens 45° ab. Die Geometrie des POLARIS-Targetsystems ließ hier sogar eine Ausdehnung der RCF von bis zu 5 cm zu, bevor diese den auf den fokussierenden Parabolspiegel zulaufenden Strahl berührten. Die erreichten Protonenfluenzen sollten in diesem Fall voraussichtlich bei maximal $10^{11} \frac{1}{\text{cm}^2}$ liegen.

RCF wurden zum Zeit der Erstellung dieser Masterarbeit – ausgenommen selbst präparierte Filme – ausschließlich vom Hersteller *GAFchromic* produziert. Dessen Produktportfolio orientierte sich am Bedarf medizinischer Großabnehmer der Strahlentherapie, die einen Großteil des Marktes ausmachten. In diesem Produktportfolio fanden sich zwei Typen, die für die beschriebenen Untersuchungen geeignet sind: HD-V2 und EBT3 [48, 59]. Ersterer konnte Energiedosen von 10 – 1000 Gy abbilden, während Letzterer auch Energiedosen im Bereich 0,1 – 20 Gy wiedergab. Beide erzielten eine hohe räumliche Auflösung bis zu 25 μm und waren als Mehrschichtsystem, wie in Abb. 5.1 gezeigt, aufgebaut.

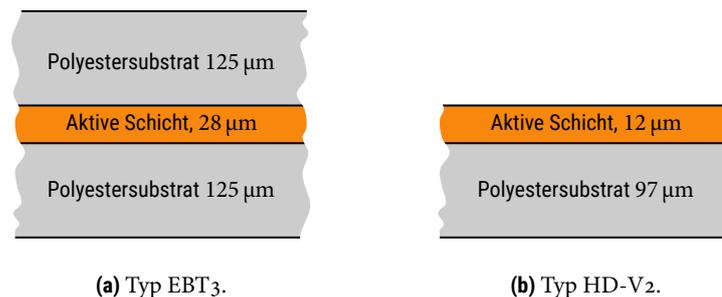


Abb. 5.1: Die Schichtsysteme der verwendeten RCF. Während für den EBT3 Typ die Orientierung im Strahl irrelevant war, musste der HD-V2 Typ mit der aktiven Schicht zur Strahlenquelle orientiert sein.

Beide wurden als 25,4 cm \times 20,38 cm große Blätter geliefert. Wie in Abb. 5.1(b) zu sehen, besaßen RCF des HD-V2 Typs dabei eine Orientierung. Die Blätter können direkt in kleinere Teile zerschnitten und beschriftet werden, wobei es nahe von Schnittkanten zu einer *Delamination* (Trennung der Schichten im Schichtsystem) und folglich Unbrauchbarkeit des Schichtsystems kam.

5.2 Bremsvermögen von Materie und RCF-Stapel

Aus Gleichung 3.3 folgt, dass die Energieabgabe $\frac{dE}{dz}$ eines geladenen Teilchens innerhalb von Material stark von dessen Energie abhängt. Daraus resultieren unter anderem die bekannten *Bragg-Peaks*, welche bei Darstellung von $\frac{dE}{dz}$ über der Eindringtiefe sichtbar werden. Meist wird von einem sogenannten *Bremsvermögen* gesprochen. Bekannt ist, dass Teilchen einer gegebenen kinetischen Energie E_{kin} nur eine endliche *Reichweite* im Material haben und einen großen Teil ihrer Energie nahe des Bragg-Peaks, kurz vor Erreichen dieser maximalen Eindringtiefe abgeben. Dieser Prozess ist statistisch und kann gut mittels numerischer Simulationen angenähert werden. Für die vorliegende Arbeit kam dazu die

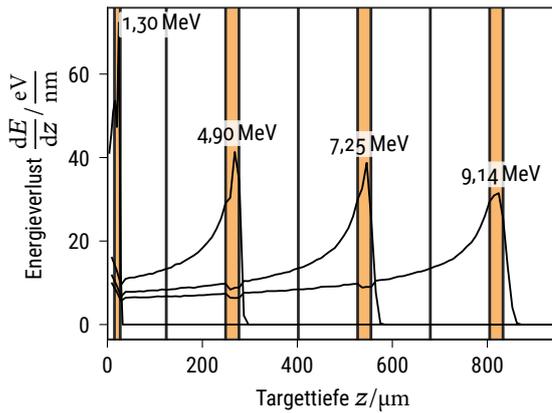


Abb. 5.2: Mit SRIM berechnete Energieabgabe und Eindringtiefe von Protonen in einem der verwendeten RCF-Stapel. Die Kurven sind jeweils mit der simulierten Protonenenergie beschriftet. Die orangefarbenen Streifen symbolisieren die aktiven Schichten der einzelnen RCF-Lagen.

Tab. 5.1: Stoffliche Zusammensetzung der aktiven Schichten und Substrate, aus denen ein RCF-Stapel besteht. Angegeben sind die dominanten Elemente Wasserstoff, Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff. Spurenelemente wurden in der Simulation zwar berücksichtigt, werden aber hier der Übersichtlichkeit halber nicht wiedergegeben. Angegeben sind jeweils die Massenanteile in Prozent (übernommen aus [61]). Darüber hinaus wird für die aktiven Schichten eine Massendichte von $1,08 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ und für die Substrate $1,35 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ angenommen.

Schichttyp	H	C	N	O
HD-V ₂ (aktiv)	56,80	29,14	6,94	7,12
HD-V ₂ (Subs.)	36,36	45,44	0,00	18,20
EBT ₃ (aktiv)	58,33	29,61	0,06	10,79
EBT ₃ (Subs.)	36,36	45,44	0,00	18,20

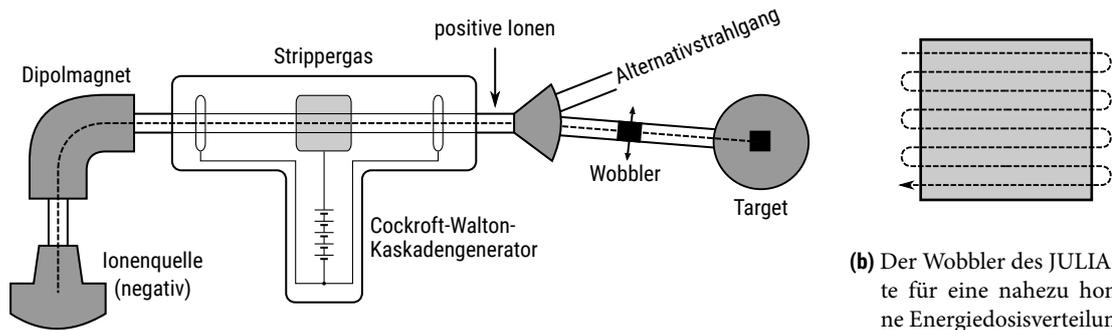
Stopping Range of Ions in Matter Software (SRIM) zum Einsatz [60]. Diese berechnet die Trajektorien verschiedener Ionen in einem definierten Schichtsystem.

Interessant ist das Verhalten von Protonen, die nicht nur auf einen einzelnen RCF, sondern auf einen Stapel derselben treffen (siehe Abb. 5.2). Der hier simulierte und später verwendete Stapel bestand aus einer dünnen Aluminiumfolie (15 μm Dicke zum Abblenden von Streulicht), einer Schicht HD-V₂ und drei empfindlicheren EBT₃ Lagen. Die für die Simulation nötigen Materialparameter sind in Tabelle 5.1 aufgelistet.

Es zeigte sich, dass Protonen höherer Energie weiter in den Stapel vordringen. So konnten die niederenergetischen Protonen bis maximal 4,8 MeV allenfalls die aktive Schicht der ersten Lage HD-V₂ belichten. Protonen schneller als 4,8 MeV erreichten auch die erste Lage EBT₃. Noch schnellere Protonen konnten in immer tiefere Lagen vordringen, wobei sie einen Teil ihrer Energie und somit eine Signatur auch in weiter vorn liegenden Schichten hinterließen. Auf diese Art und Weise wurde durch Nutzung eines sogenannten *RCF-Stapels* eine energetische Auflösung des Protonenprofils möglich. Problematisch an diesem Verhalten war jedoch die tatsächliche Bestimmung von Protonenfluenzen, da RCF ein Färbungsverhalten proportional zur Energiedosis und nicht zur Teilchenfluenz aufwies. Die Protonenfluenz konnte unter Kenntnis des gesamten energetischen Spektrums aus einer anderen Messung zurückgerechnet werden. Dies war im vorliegenden Experiment nicht geschehen, weshalb in den folgenden Unterabschnitten nur eine Energiedosiskalibrierung statt einer Fluenzkalibrierung gezeigt wird.

5.3 Referenzbestrahlung von RCF zur Kalibrierung

Vor dem Einsatz war die Kalibrierung jeder Herstellungscharge RCF notwendig, da seitens des Herstellers Schwankungen im Schichtgefüge zu erwarten waren [62]. D. h., dass eine Zuordnung der optischen



(a) JULIA in vereinfachter Zeichnung von oben betrachtet. Die gestrichelte Linie stellt den Strahlengang während des Experiments dar. Es standen weitere Alternativstrahlengänge zu Verfügung, die für andere Experimente genutzt wurden.

(b) Der Wobbler des JULIA sorgte für eine nahezu homogene Energiedosisverteilung, indem er den kleinen Strahl kontinuierlich über das Target bewegte.

Abb. 5.3: Schematische Darstellungen des JULIA-Tandatron-Beschleunigers. Im Cockroft-Walton-Generator liegen bis zu $2 \cdot 3$ MV an.

Dichte OD zur eingestrahlten Energiedosis D mithilfe einer Protonenquelle bekannter Fluenz ermittelt werden musste. Im Rahmen der vorliegenden Masterarbeit kam als Referenz das *Jena University Laboratory for Ion Acceleration* (JULIA), ein $2 \cdot 3$ MV Tandatron-Beschleuniger, zum Einsatz.

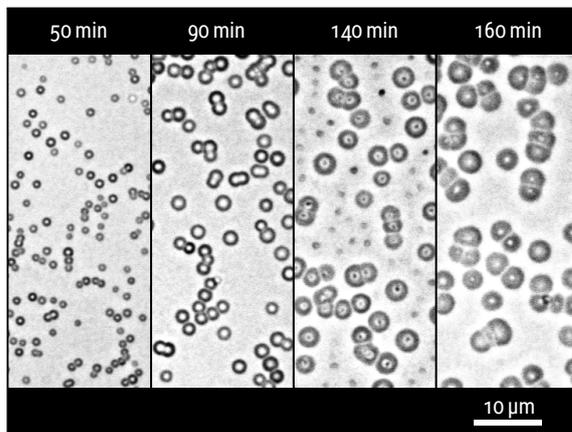
Dieser (siehe Skizze in Abb. 5.3(a)) beschleunigte negative Wasserstoffionen $^1\text{H}^-$ (Protiumanionen) aus einer Sputterquelle heraus mit einer Spannung von bis zu 3 MeV. Diese aus einem Cockroft-Walton-Kaskadengenerator erzeugte Spannung konnte erneut zur Beschleunigung genutzt werden, indem die negativen Wasserstoffionen durch ein sogenanntes *Strippergas* geleitet wurden. In diesem gab ein großer Teil der Ionen durch Stöße seine Hüllenelektronen ab, sodass nun positive $^1\text{H}^+$ Protiumkationen – auch Protonen genannt – vorhanden waren. Diese durchliefen die Spannung des Kaskadengenerators erneut in umgekehrter Richtung, sodass die Beschleunigungsspannung effektiv doppelt anlag. Nach einer Selektionsstrecke für verschiedene Ionensorten und Strahlführungsrichtungen trafen die Protonen in einer Targetkammer auf die RCF. Die RCF Stücke wurden in einem Mehrachsgoniometer gehalten und konnten durch eine Abkopplung der Targetkammer schnell ins Vakuumsystem des Beschleunigers ein- und ausgeschleust werden.

Der Strahldurchmesser des JULIA-Protonenstrahls betrug etwa 1 mm. Um trotzdem eine ausgedehnte, quadratische, 1 cm^2 große Fläche homogen mit Protonen zu bestrahlen, kam ein sogenannter *Wobbler* (von engl. *to wobble* für *wackeln*) zum Einsatz. Dieser bewegt den Protonenstrahl mit hoher Geschwindigkeit (einige Kilohertz) über das Target, sodass jeder Teil etwa der gleichen Protonenfluenz ausgesetzt wurde (siehe Abb. 5.3(b)). Als Protonenenergie wurden 3,4 MeV für EBT₃ und 2,4 MeV für HD-V₂ genutzt, um sicherzustellen, dass die Protonen die aktive Schicht sicher erreichen und ihre Energie dort vorzugsweise deponierten. Dies kann sofort anhand der Simulationen mit SRIM bestätigt werden (siehe Abb. 5.2). Gleichzeitig lag diese Protonenenergie in der Größenordnung, die auch am POLARIS-System regelmäßig erreicht wird.

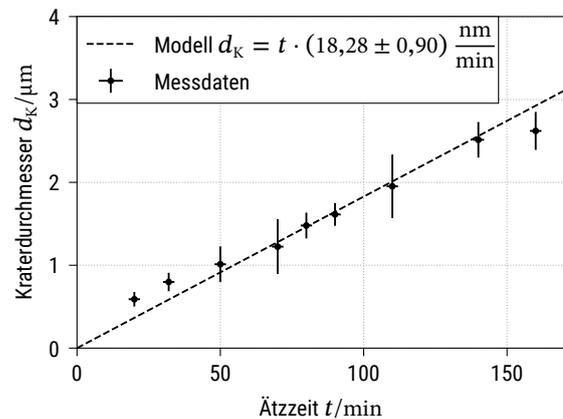
Entscheidend war eine genaue Kenntnis der Protonenfluenz Φ_p durch eine externe Messung. An JULIA stand dafür ein *Faradaybecher* zur Verfügung, in dem ein bekannter Anteil des Protonenstrahls landete. Der darüber abfließende Strom wurde mit einem hochgenauen Pikoamperemeter gemessen und zeitlich integriert. Aus der gesamten so abgeflossenen Ladung konnte unter Kenntnis der Strahlteilung zwischen Faradaybecher und Target bestimmt werden, welche Protonenzahl und somit

Protonenfluenz das Target erreicht hatte. Diese Messung war durch die begrenzte Messgenauigkeit des Amperemeters unterhalb von $\Phi_p = 4 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{cm}^2}$ nicht mehr zuverlässig und erforderte eine externe Kontrolle.

Für diese externe, absolute Referenz kam CR-39 als SSNTD zum Einsatz. Dazu wurde im JULIA-Beschleuniger, auf einem nahezu quadratischen RCF-Stück von etwa 1,5 cm Kantenlänge, zusätzlich ein nur halb so breites Stück CR-39 platziert. In dieser Anordnung wurden CR-39 und RCF jeweils zur Hälfte vom JULIA-Protonenstrahl getroffen. Anschließend konnte die Protonenfluenz auf dem CR-39-Stück absolut bestimmt werden. Dazu mussten Krater von Protoneneinschüssen auf dem CR-39 ausgezählt werden. Diese wurden durch ein 6,25-molares NaOH-Ätzbad bei 80 °C herausgebildet. Im ersten Schritt wurde untersucht, welche Ätzzeit nötig ist, um eine ausreichende Kratergröße zu erreichen. Dabei musste gleichzeitig die Kratergröße so klein bleiben, dass sich benachbarte Krater selbst bei den höchsten verwendeten Protonenfluenzen noch nicht überlagerten (siehe z. B. 160 min Ätzzeit in Abb. 5.4(a)). Es zeigte sich, dass analog zu diversen Literaturquellen [63] ein initial etwa lineares Verhalten der Kraterdurchmesser d_K zur Ätzzeit bestand (Diagramm in Abb. 5.4(b)).



(a) Darstellung einiger mit dem Lichtmikroskop untersuchten Kratergrößen nach verschiedenen Ätzdauern t .

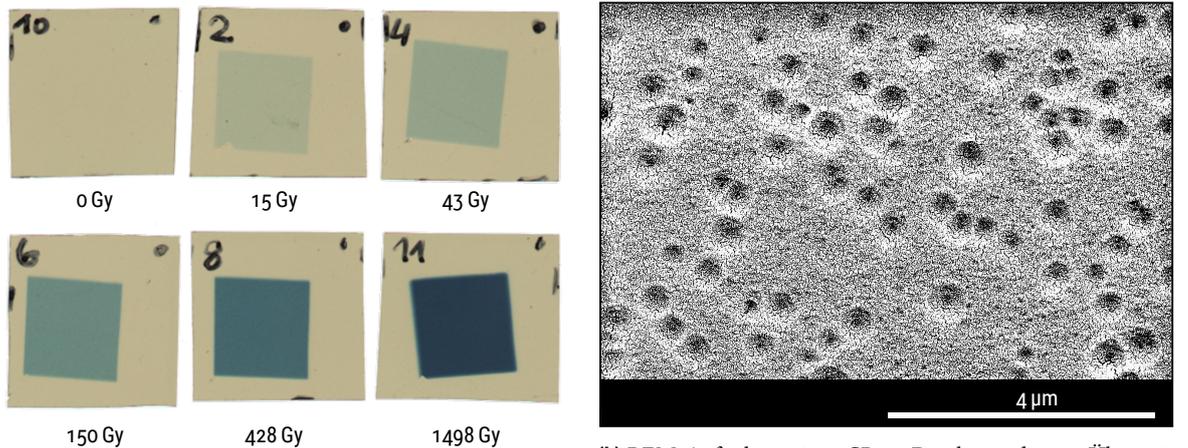


(b) Darstellung der gemessenen Kraterdurchmesser (jeweils gemittelt über viele Einzelkrater) über der Ätzzeit. Die Fehlerbalken geben die einfache Standardabweichung wieder. Das lineare Modell repräsentiert ein lineares Wachstum des Durchmessers mit der Zeit.

Abb. 5.4: Bestimmung der Ätzrate von 80 °C warmen, 6,25-molare NaOH-Lauge bei den bestrahlten CR-39 Referenzproben.

Aufgrund der vergleichsweise hohen Protonenfluenzen bis zu $4 \cdot 10^8 \frac{1}{\text{cm}^2}$, die mittels eines SSNTD bestimmt werden sollten, wurde abgeschätzt, dass bis zu vier Krater pro μm^2 zu erwarten sind. Entsprechend wurde gemäß Abb. 5.4(b) eine Ätzzeit von 20 min gewählt, was in Kraterdurchmessern $d_K \approx 360 \text{ nm}$ resultieren sollte. Die Krater konnten entsprechend nicht mehr mit einem Lichtmikroskop vermessen werden. Stattdessen wurde ein *Rasterelektronenmikroskop* (REM) des Typs *Helios NanoLab 600i* des Herstellers *FEI* verwendet.

Da CR-39 als Polymer selbst keine ausreichende Leitfähigkeit besaß, musste als Zwischenschritt eine wenige Nanometer dicke Goldschicht auf die Proben gebracht werden. Dazu wurde eine Feinsputteranlage *JFC-1200 Fine Coater* des Herstellers *Jeol* genutzt. Mit einer derartigen Goldschicht konnten die Proben im REM untersucht und Bilder der Krater aufgenommen werden (siehe Abb. 5.5(b)). Die Bestimmung der eigentlichen Fluenz auf den RCF-Stücken (Abb. 5.5(a)) erfolgte dann durch händisches



(a) Einige am JULIA-Beschleuniger bestrahlte RCF-Stücke (ca. 1,5 cm Kantenlänge). Die verwendeten Energiedosen D sind jeweils unterhalb des Stücks angegeben.

(b) REM-Aufnahme eines CR-39 Detektors, der zur Überprüfung der nominellen Fluenzen des JULIA-Beschleunigers genutzt wurde. Im Bild können die Krater ausgezählt werden, um die Fluenz abzuschätzen.

Abb. 5.5: Bilder von zur Kalibrierung nötigen Messaufnahmen.

Auszählen der Krater auf einer Fläche von mindestens $200 \mu\text{m}^2$. Insgesamt zeigte sich, dass die Protonenfluenzen aus den mit Faradaybecher bestimmten Messungen auf ca. 10 % mit den ausgezählten Kraterzahlen des CR-39 übereinstimmten. Zuletzt wurden die Protonenfluenzen in Energiedosiswerte umgerechnet, da die Färbung nur proportional zu Energiedosis erfolgte. Die dazu nötige Herleitung ist in Anhang E beschrieben.

5.4 Digitalisierung und Kalibrierung der RCF

Um die bestrahlten RCF, wie auch schon in Abb. 5.5(a) gezeigt, zu digitalisieren, wurde ein Flachbettscanner des Typs *EPSON Perfection V750 Pro* verwendet. Alle in dieser Arbeit ausgewerteten RCF wurden mit einer Auflösung von 300 dpi im *Rot-Grün-Blau Farbformat (RGB)* mit 16 Bit pro Farbkanal digitalisiert. Dabei kam der Positivdia-Modus des Flachbettscanners zum Einsatz, welcher eine Durchlichtbeleuchtung nutzt. Da der verwendete Flachbettscanner häufig zur Digitalisierung von RCF genutzt wird, gibt es eine große Zahl an Veröffentlichungen, in denen verschiedene mögliche Probleme eines derartigen Prozesses beschrieben sind [38, 49, 62]. Essentiell war, dass nur ein zentraler Ausschnitt des Scanbereichs tatsächlich verwendet wurde und alle softwareseitigen Bildoptimierungen deaktiviert blieben. Die Literatur beschreibt darüberhinausgehende Möglichkeiten der Schärfep Optimierung, die jedoch erst für Auflösungen über 1200 dpi relevant werden. Die gewählte Auflösung von 300 dpi resultierte bei 4 cm Abstand des RCF in einer Winkelauflösung von mindestens $0,12^\circ$ aus Sicht des Fokuspunktes.

Die gewählten 16 Bit pro Farbkanal bedeuteten, dass pro aufgezeichnetem Pixel drei Farbwerte C_R, C_G und $C_B \in \{0, 1, 2, \dots, 2^{16} - 1\}$ für respektive roten, grünen und blauen Farbkanal gespeichert wurden. Diese konnten nun in den Referenzaufnahmen gegenüber der Energiedosis kalibriert werden. Dabei ist wiederholt zu betonen, dass eine Kalibrierung nur für eine bestimmte Kombination aus Scanner und RCF-Charge gültig ist. Weiterhin ist die zeitliche Nutzbarkeit einer Kalibrierung begrenzt, da sowohl der Flachbettscanner, als auch die RCF eine Degradierung zeigen [62].

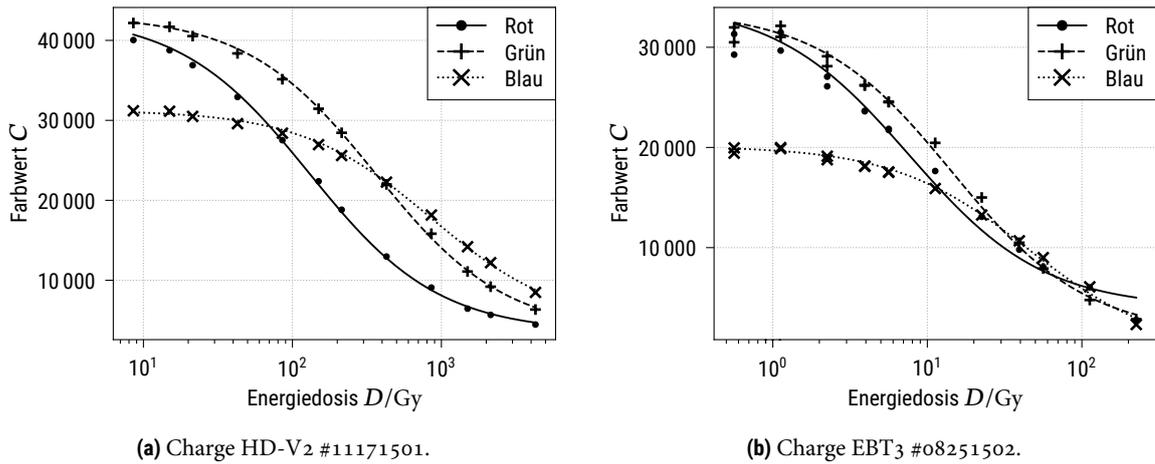


Abb. 5.6: Kalibrierungskurven der RCF-Chargen, welche im Rahmen der Messkampagne bereits zum Einsatz gekommen sind. Die Kurven wurden mit dem im Text beschriebenen Modell angepasst. Die dabei bestimmten Parameter sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Die Unsicherheit der einzelnen Messpunkte wird für eine verbesserte Übersichtlichkeit nicht als Fehlerbalken eingetragen. Diese beträgt ca. 5 % der Fluenz und weniger als 1 % des Farbwertes.

Im ersten Schritt wurde aus den Referenzstücken bekannter Energiedosis jeweils ein durchschnittlicher Farbwert pro Kanal über der gesamten bestrahlten Fläche bestimmt. Wurden diese wie in Abb. 5.6 über der zuvor ermittelten Energiedosis aufgetragen, ergab sich ein charakteristisches, monotoneres Verhalten. Zur praktischen Anwendung der Energiedosiskalibrierung wurde dazu pro Farbkanal $i \in \{R, G, B\}$ ein monotoneres, umkehrbares Modell $D \rightarrow C_i$ angepasst:

$$C_i(D) = \frac{a_i + b_i D}{c_i + D}. \quad (5.1)$$

Dieses in der Literatur ausführlich beschriebene Modell [49, 61, 64] passte im gegebenen Energiedosisbereich in sehr guter Näherung zu den Messpunkten. Die entsprechenden Konstanten für alle vier im Rahmen dieser Arbeit genutzten RCF-Chargen sind in Tabelle 5.2 aufgelistet. Zur späteren Dosisberechnung kam dieses Modell im einfachsten Fall zum Einsatz, indem die Umkehrung $D_i(C_i) = \frac{c_i C_i - a_i}{b_i - C_i}$ auf jeden einzelnen Pixelwert angewandt wurde. Da drei Farbkanäle vorlagen, gab es die Möglichkeit, die zusätzliche Information zur Erhöhung der erreichten Genauigkeit zu nutzen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine einfache Fehlererkennung implementiert, bei der die Umrechnung pixelweise in drei getrennten Kanälen erfolgte. Der rote Farbkanal wies in der Regel den höchsten Farbwertebereich im untersuchten Energiedosisbereich auf und kam als primäres Ergebnis zum Einsatz ($D = D_R$). Der Quotient $E = \left| \frac{D_R}{D_G} - 1 \right|$ diente hingegen zur Fehlererkennung. Für $E > 0,1$ kann von einem Messfehler ausgegangen werden. Dies trat z. B. auf, wenn eine Beschriftung auf dem RCF angebracht wurde, da hier eine nicht im Rahmen des Modells erklärable Verfärbung vorlag. Diese Art der Fehlererkennung erlaubte letztlich eine einfache Maskierung jenes Bildausschnittes, der zum eigentlichen RCF gehörte. Der gesamte Kalibrierungsprozess wurde in einer Software, beschrieben in Anhang F, implementiert.

Tab. 5.2: Auflistung der im Text definierten Kalibrierungskonstanten a_i , b_i und c_i für die mit dem EPSON-Scanner kalibrierten RCF-Chargen. Die oberen beiden Chargen wurden im Experiment tatsächlich genutzt, während die unteren beiden Chargen für zukünftige Experimente vorgesehen sind. Zum Vergleich sind in Abbildung 5.6 die entstehenden Zuordnungen grafisch gezeigt.

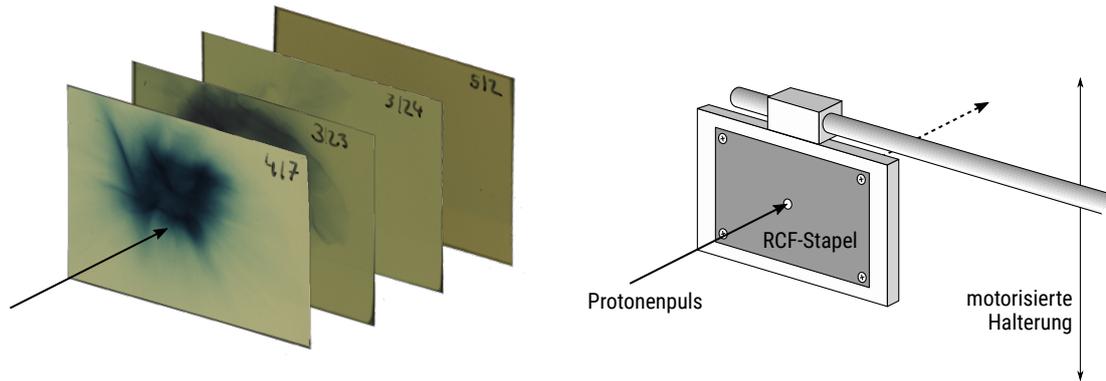
Charge	Kanal i	a_i/MGy	$b_i/10^3$	c_i/Gy
HD-V2 #11171501	R	$5,62 \pm 0,27$	$3,54 \pm 0,40$	$130,1 \pm 6,9$
	G	$15,61 \pm 0,64$	$3,51 \pm 0,43$	362 ± 16
	B	$26,6 \pm 1,6$	$4,35 \pm 0,56$	850 ± 54
EBT3 #08251502	R	$0,263 \pm 0,043$	$4,0 \pm 1,2$	$7,6 \pm 1,4$
	G	$0,489 \pm 0,059$	$1,3 \pm 1,0$	$14,5 \pm 1,9$
	B	$0,91 \pm 0,10$	$-0,50 \pm 0,83$	$45,2 \pm 5,3$
HD-V2 #01091801	R	$7,44 \pm 0,37$	$6,53 \pm 0,43$	$158,5 \pm 8,6$
	G	$19,35 \pm 0,83$	$6,71 \pm 0,46$	427 ± 19
	B	$35,9 \pm 2,4$	$8,08 \pm 0,67$	986 ± 67
EBT3 #09071704	R	$0,221 \pm 0,040$	$5,3 \pm 1,4$	$6,1 \pm 1,2$
	G	$0,434 \pm 0,060$	$2,7 \pm 1,3$	$12,7 \pm 1,9$
	B	$0,863 \pm 0,096$	$3,54 \pm 0,97$	$33,9 \pm 3,9$

5.5 Präparation und experimenteller Einsatz von RCF-Stapeln

Wie in Unterabschnitt 5.2 motiviert, kamen im Rahmen dieser Masterarbeit keine einzelnen RCF zum Einsatz. Stattdessen wurden mehrere Lagen verschiedener RCF-Typen in einem Stapel kombiniert. Genauer wurde jeweils eine Lage HD-V2 in Richtung Protonenstrahl und dahinter mindestens drei Lagen EBT3 kombiniert. In dieser Ausführung wurden gemäß SRIM-Simulation in den Schichten dominant Protonen der Energie 1,3 MeV, 4,9 MeV, 7,3 MeV und 9,1 MeV in dieser Reihenfolge sichtbar. Da bei TNSA-Protonen überwiegend ein thermisches Energiespektrum vorlag, wurden viele Protonen in den ersten RCF-Ebenen detektiert, während in die hinteren Ebenen nur wenige Protonen vorstießen. Aus diesem Grund kam dort der empfindlichere Typ EBT3 zum Einsatz.

Zur effizienten Nutzung der verfügbaren RCF-Blätter wurden diese in jeweils 5 mal 5 Stücke von ungefähr 5 cm Breite und 4 cm Höhe zerschnitten. Jedes Stück erhielt eine eindeutige Nummerierung, die gemeinsam mit dem Format eine Orientierung festlegt und auf dem RCF notiert wurde. Die gewünschte Anzahl Ebenen wurde dann in der korrekten Reihenfolge in einer Aluminiumfolie von 15 μm Dicke eingewickelt, sodass auf der Vorderseite genau eine Lage Aluminium zu finden war, um transmittiertes Laserlicht und Streulicht abzublenden (Explosionsansicht eines Stapels dargestellt in Abb. 5.7(a)). Zur Fixierung der Position und zum potentiellen Durchlass eines zentralen Protonenstrahlanteils zur Thomson-Parabel wurden danach Löcher von 1,5 mm Durchmesser in die Stapel eingebracht. Die Untersuchung verschiedener Methoden zur Erzeugung dieser Löcher resultierte in der Nutzung einer Bohrmaschine oder Fräse zu diesem Zweck, da so nicht nur ein möglichst geringer Schaden in den RCF entstand. Verglichen mit gestanzten Löchern konnte durch gemeinsames Durchbohren zudem eine hohe Positionsgenauigkeit erreicht werden.

In jeden RCF-Stapel wurden zuletzt nahe den vier Ecken, etwa 3 mm vom Rand entfernte Löcher gebohrt. Diese dienen dazu, den RCF-Stack auf einem Träger zu verschrauben und eine eindeutige



- (a) Jeder einzelne RCF-Stapel bestand aus mehreren RCF-Filmen, in denen Protonen unterschiedlicher Energie deponiert und sichtbar werden. Vor den gezeigten Stack wurde weiterhin eine dünne Aluminiumfolie angebracht, um transmittiertes Laserlicht und Streulicht abzublenden.
- (b) Zeichnung des Halters, der für die beschriebenen Experimente eingesetzt wurde. Der gestrichelte Strahlengang war ein optionaler Strahlengang für Protonen, um deren Energieverteilung mit einer Thomson-Parabel zu bestimmen. Dafür wurde ein zentraler Durchlass sowohl im RCF-Stapel als auch im Halter vorgesehen.

Abb. 5.7: Die experimentelle Anordnung beim Einsatz von RCF am POLARIS-System. Dargestellt sind der Aufbau der RCF-Stapel und die Art und Weise der Halterung.

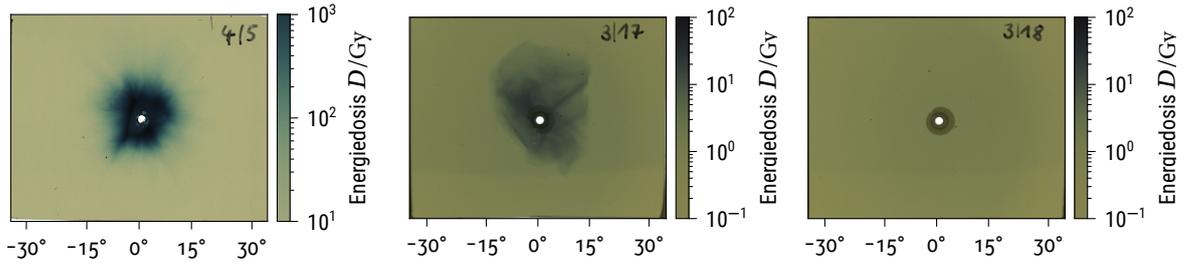
Positionsreferenz zwischen den Schichten und gegenüber dem Träger zu erzeugen (siehe Abb. 5.7(b)). Der Träger selbst wurde bezüglich des Laserfokus justiert und auf einer mit einem Schrittmotor vertikal verfahrbaren, etwa 15 cm langen Schiene montiert. Dadurch konnten bis zu zwei übereinander gehaltene RCF-Stapel in der POLARIS-Targetkammer vorgehalten und bei Bedarf in den Strahlengang gebracht werden. Der Vorteil dieser Anordnung lag in der Flexibilität und im schnellen Auf- bzw. Umbau. Allerdings war die Anzahl von zwei RCF-Stapeln zu gering, um während einer einzelnen Versuchskampagne eine statistisch signifikante Datenmenge zu erzeugen. Daher wurde die Konzeption einer neuen RCF-Stapel-Wechseleinheit, welche in Anhang G vorgestellt wird, angeregt und begonnen.

5.6 Ergebnisse der ersten Messungen

Mit der beschriebenen Vorarbeit war es im Rahmen dieser Masterarbeit möglich, während der Messkampagne im Sommer 2018 am POLARIS-System insgesamt 32 RCF-Stapel zu verwenden. Alle Experimente erfolgten hierbei mit Targets aus Aluminium oder *Diamantartigem Kohlenstoff* (DLC, von engl. *Diamond-Like-Carbon*) und unter senkrechtem Lasereinfall beschleunigten Protonen. In den dargestellten Grafiken ist dazu jeweils die maximale Pulsintensität angegeben. Die Winkel wurden in allen Fällen bezüglich des Fokuspunktes berechnet und die Energiedosen gemäß des vorigen Unterabschnitts kalibriert.

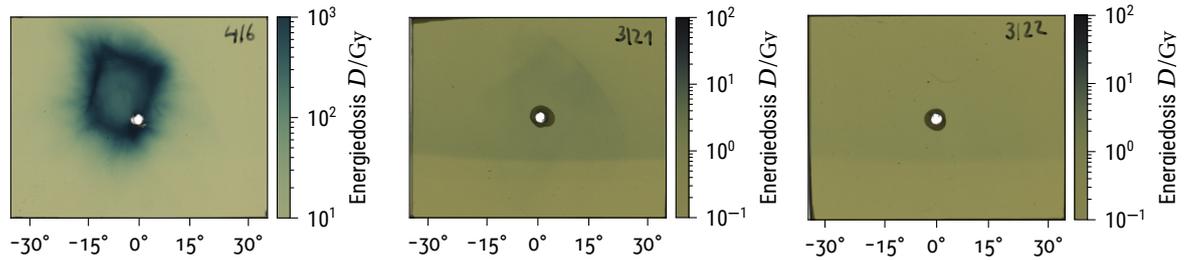
Auf den in Abb. 5.8 bis 5.11 dargestellten Stapeln ist gut zu erkennen, dass zwar viele niederenergetische Protonen detektiert wurden, die Zahl der Protonen mit einer kinetischen Energie größer 4,8 MeV im untersuchten Beschleunigungsregime noch stark begrenzt war. Die Öffnungswinkel des divergenten Protonenstrahls (ca. 30°) decken sich gut mit aus vorigen Untersuchungen bekannten Ergebnissen [46]. Gut zu erkennen ist darüber hinaus, dass die Abstrahlrichtung der Protonen nicht immer auf der Laserachse (d. h. zentral auf dem RCF), sondern teilweise unter einem bestimmten Winkel erfolgte.

5 RÄUMLICHE PROTONENDETEKTION MIT RADIOCHROMATISCHEN FILMEN (RCF)



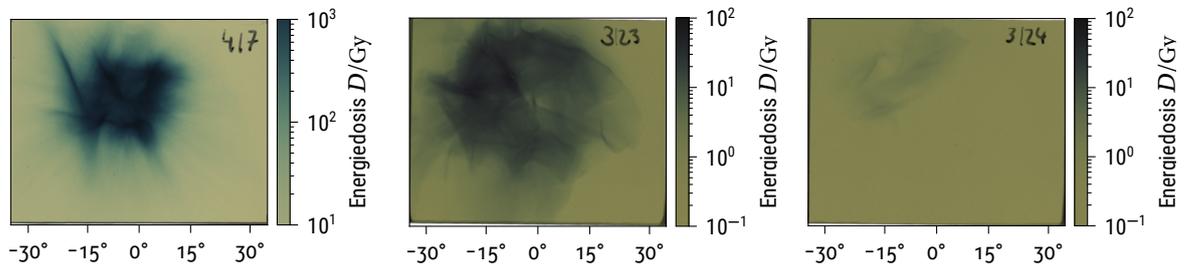
(a) Erster Film (HD-V2, ca. 1,3 MeV). (b) Zweiter Film (EBT₃, ca. 4,9 MeV). (c) Dritter Film (EBT₃, ca. 7,3 MeV).

Abb. 5.8: RCF-Stapel nach Beschuss durch laserbeschleunigte Protonen am POLARIS-System. Genutzt wurde ein DLC-Target mit 50 nm Dicke bei linearer Laserpolarisation (senkrechter Einfall) und einer Intensität von $2,4 \cdot 10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.



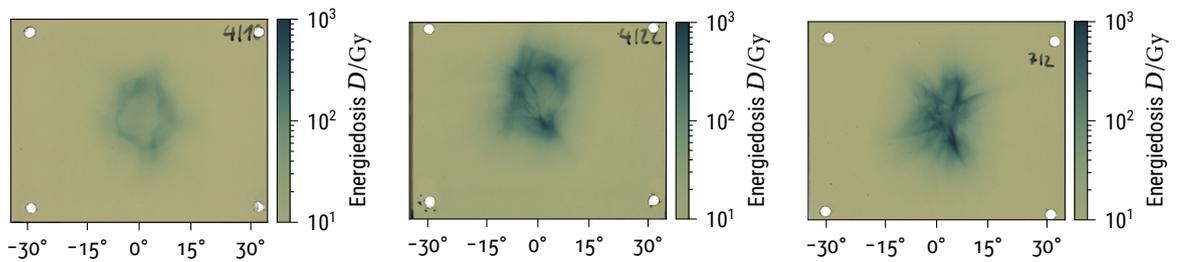
(a) Erster Film (HD-V2, ca. 1,3 MeV). (b) Zweiter Film (EBT₃, ca. 4,9 MeV). (c) Dritter Film (EBT₃, ca. 7,3 MeV).

Abb. 5.9: RCF-Stapel nach Beschuss durch laserbeschleunigte Protonen am POLARIS-System. Genutzt wurde ein DLC-Target mit 30 nm Dicke bei linearer Laserpolarisation (senkrechter Einfall) und einer Intensität von $2,4 \cdot 10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.



(a) Erster Film (HD-V2, ca. 1,3 MeV). (b) Zweiter Film (EBT₃, ca. 4,9 MeV). (c) Dritter Film (EBT₃, ca. 7,3 MeV).

Abb. 5.10: RCF-Stapel nach Beschuss durch laserbeschleunigte Protonen am POLARIS-System. Genutzt wurde ein DLC-Target mit 30 nm Dicke bei linearer Laserpolarisation (senkrechter Einfall) und einer Intensität von $3,4 \cdot 10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.



(a) Aluminium-Target, 400 nm Dicke, lineare Polarisation, $2,0 \cdot 10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. (b) DLC-Target, 5 nm Dicke, zirkuläre Polarisation, $2,2 \cdot 10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$. (c) DLC-Target, 5 nm Dicke, lineare Polarisation, $3 \cdot 10^{20} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$.

Abb. 5.11: Auszugsweise RCF des Typs HD-V2 nach Beschuss durch laserbeschleunigte Protonen am POLARIS-System. Dargestellt ist jeweils die erste Schicht des Stapels, welcher zum Einsatz kam. Der Laser traf das Target in allen Fällen senkrecht.

Analog zu [46] wurden beispielsweise in Abb. 5.9(a), 5.11(a) und 5.11(b) ringförmige Strukturen sichtbar, welche vermutlich durch je nach Richtung unterschiedlich schnell expandierende, Protonen und ihre induzierten Felder entstanden. Die Existenz dieser Strukturen hängt womöglich stark von der Targetbeschaffenheit ab und ist folglich nicht in allen gezeigten Fällen sichtbar. Eine deutliche Modulation der Protonenfluenz entlang der Profils war nichtsdestotrotz immer vorhanden.

Auffällig war die Verteilung der schnellsten Protonen in Abb. 5.10. Die langsamsten Protonen wiesen ein zerfasertes Profil, mit einer hohen Zentralfluenz auf, während schnellere Protonen nicht nur über eine größere Fläche gleichmäßiger verteilt waren. Die schnellsten Protonen fanden sich darüber hinaus deutlich außerhalb der Laserachse. Dies zeigt, dass es in Zukunft nötig sein wird, räumliche und energetische Profile immer gemeinsam zu betrachten.

In einigen Fällen, wie in Abb. 5.9(b) zeigten die empfindlichen EBT₃ Schichten eine auffällige horizontale Linie, welche ein Gebiet ohne Färbung und eines mit leichter, gleichmäßiger Färbung trennt. Diese konnte auf eine unzureichende rückseitige Abschirmung der Stapel zurückgeführt werden. Während die schnellen Elektronen als Nebenprodukt einer einzelnen TNSA-Beschleunigung keine ausreichende Energiedosis in den Schichten deponierten, um eine nennenswerte Färbung zu erzeugen, trat dieser Effekt integriert auf. Die RCF-Stapel befanden sich während eines längeren Experiments mit vielen TNSA-Protonenpulsen innerhalb der Targetkammer. Dabei waren sie dauerhaft den an Kammer und sonstigen Aufbauten gestreuten Elektronen ausgesetzt, welche über die Zeit integriert eine messbare Energiedosis erreichten. Die Elektronen waren dabei insbesondere nicht homogen verteilt. Bei genauer Betrachtung ist erkennbar, dass oben rechts in den Bildern ein geringeres Hintergrundsignal vorhanden ist. Die horizontale Linie ergab sich durch eine unterschiedliche Dicke der rückseitigen Aluminiumumwicklung und ihre dadurch erfolgende Abschirmung. Dies wurde in späteren Experimenten verifiziert und durch bessere Abschirmung unterdrückt.

Gut sichtbar ist neben den Profilen selbst die Schädigung der RCF, welche durch Bohren oder Stanzen entsteht. In Abb. 5.8(c) oder Abb. 5.9(a) ist noch eine deutliche Schädigung erkennbar. Diese ist insbesondere nicht mit einem tatsächlichen Signal zu verwechseln. Die in Unterabschnitt 5.4 vorgestellte Fehlermaskierung erkannte solche Bereiche jedoch zuverlässig, sodass sie im Rahmen einer weitergehenden Auswertung entfernt werden konnten. Durch verbesserte Präparation wurde die Schädigung in später genutzten Stapeln (Abb. 5.11(a) bis 5.11(c)) minimiert.

Für alle gezeigten Stapel wurde keine weitere Auswertung der energieabhängigen Profile durchgeführt. Mit weitergehenden Methoden, wie aus [64] oder [65], könnte aus den Profilen durch schrittweise Entfaltung ein räumlich und energetisch aufgelöstes Protonenprofil berechnet werden.

6 Fazit und Ausblick

Die lasergetriebene Beschleunigung von Protonen mittels TNSA hat ein erhebliches Potential, die physikalische Grundlagenforschung um ein weiteres Instrument zur Untersuchung hochenergetischer Wechselwirkungen zu ergänzen. Um die erreichten Protonenenergien und die Stabilität für derartige Anwendungen weiter zu steigern, ist ein grundlegendes Verständnis der innerhalb weniger Pikosekunden ablaufenden Prozesse nötig. Im Rahmen dieser Masterarbeit wurde ein Teil der Diagnostik für die Entstehung solcher Protonenstrahlen untersucht. Dadurch stehen in Zukunft weitere Instrumente zur Charakterisierung von Protonen am POLARIS-System zur Verfügung.

Zunächst wurde die Entstehung von Vorplasmen an Aluminiumtargets analysiert. Dazu kam ein dediziertes Vorplasmauntersuchungssystem zum Einsatz, welches die optische Beobachtung der Vorplasmadynamik im Zeitbereich 10 – 2000 ps ermöglichte. Dieses System erzeugte zu diesem Zweck laserinduzierte Plasmen aus einem 130 fs Laserpuls bei einer Intensität von bis zu $4 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ und einer Repetitionsrate von 1 Hz. Diese Laserpulse waren in vielen Eigenschaften jenen des POLARIS-Hauptlasers nachempfunden, um eine hohe Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu erlauben. Die optische Beobachtung der Prozesse erfolgte durch 300 fs Laserpulse, welche die Vorplasmen zu einer variabel einstellbaren Verzögerung gegenüber dem Eintreffen des Pumpulses tangential zur Targetoberfläche durchliefen. Als Phasenobjekt induzierte das Vorplasma eine räumliche Phasenverzögerung in diesen Probestrahlen, welche interferometrisch in Form von Interferenzstreifen abgebildet wurden. Das ausführlich charakterisierte Abbildungssystem erreichte dabei räumliche Auflösungen von bis zu $2 \mu\text{m}$, bei einer zeitlichen Auflösung im Bereich weniger Pikosekunden. Zur zusätzlichen Erweiterung der diagnostischen Möglichkeiten wurde in diesem Rahmen das STAMP-Prinzip getestet, sodass immer zwei Probepulse gleichzeitig zum Einsatz kamen. Außerdem wurden Reflexe des Pumpulses aufgezeichnet, um eine Abschätzung der Reflektivität der Plasmen zu ermöglichen.

Mithilfe einer angepassten Blendensteuerung und einer spezifisch dazu entwickelten Steuerungssoftware konnte ein umfangreiches Parameterfeld von Vorplasmen abgetastet werden. Zur Auswertung dieses Datensatzes wurde im Rahmen dieser Arbeit ein teilautomatisiertes Analyseprogramm genutzt. Dieses extrahierte unter minimalem Anwendereingriff unter anderem die Elektronendichteskalenlängen aus den Interferogrammen. Dazu kamen geeignete Algorithmen zur Phasenberechnung und Objekterkennung zum Einsatz, sodass eine Berechnung der dreidimensionalen Elektronendichteverteilung $n_e(r, \phi)$ über eine inverse Abeltransformation möglich wurde.

Die rekonstruierten Elektronendichten zeigten eine Expansion des nachgebildeten Vorplasmas in den ersten 2 ns über mehr als $100 \mu\text{m}$ im auflösbaren Dichtebereich. Bei geringerer Pumpulaserintensität waren die erreichten Elektronengeschwindigkeiten und Ausdehnungen deutlich geringer. Anhand der Messdaten konnten qualitativ deutliche Unterschiede zwischen Pumpstrahlen verschiedener Intensität beobachtet werden, während der Einfluss der Pumpulaserpolarisation weitestgehend fraglich blieb. Die gemessenen Skalenlängen im Bereich 1 – $10 \mu\text{m}$ ähnelten den Werten, die aus Simulationen des MULTI-fs-Pakets gewonnen wurden. Dabei konnten die eindimensional simulierten Ergebnisse mit einem vereinfachten Expansionsmodell die tatsächlich gemessenen Werte noch nicht vollständig erklären, wenngleich der prinzipielle Trend bei unterschiedlichen Intensitäten bestätigt wurde. In den

Messdaten war eine Verringerung der Reflektivität mit steigender Pumpintensität sichtbar, der mit steigender Absorption erklärt werden könnte. Es wurde darüber hinaus gezeigt, dass der Einsatz zweier Probestrahlen nach dem STAMP-Prinzip zwar funktioniert, aber gegenüber der verwendeten Konfiguration verbessert werden muss, um eine u. a. höhere Abbildungsqualität zu erreichen.

Zur Detektion von Protonen wurden im Rahmen dieser Masterarbeit die Möglichkeiten von RCF ausführlich untersucht. Diese erforderten zunächst eine Kalibrierung der eingestrahlten Energiedosis gegenüber der letztlich erreichten Verfärbung. Durch Bestrahlung mit 3,4 MeV Protonen am JULIA-Beschleuniger konnten vier Chargen der RCF-Typen HD-V2 und EBT₃ einer bekannten Energiedosis ausgesetzt werden. Die Vermessung dieser RCF Stücke erfolgte mit einem Flachbettscanner, wobei auf eine gut dokumentierte Standardprozedur zurückgegriffen wurde. Insgesamt wurde dadurch ein Energiedosisbereich von 0,2 Gy bis über 1000 Gy abgedeckt. Die Auswertung der Proben erfolgte dabei teilautomatisch, unterstützt durch eine spezifisch entwickelte Software. Zur Umrechnung tatsächlicher Fluenzen und Unterscheidung verschiedener Protonenenergien in einem RCF-Stapel kam die SRIM-Simulationssoftware zum Einsatz. Anhand dieser Vorarbeit konnten bereits 32 RCF-Stapel mit laserbeschleunigten Protonen am POLARIS-System bestrahlt werden. Die vermessenen Profile zeigten eine Reihe von Eigenschaften, die mittels anderer Detektoren gewonnene Ergebnisse verifizieren. Bei Strahlöffnungswinkeln von etwa 30° wurden Protonen mit Maximalenergien größer 7 MeV aufgezeichnet. Dabei waren die Protonenprofile räumlich moduliert und zeigten teilweise ringförmige Strukturen, die auch in anderen Experimenten beobachtet wurden. Eine Reihe von störenden Effekten konnte durch eine verbesserte Abschirmung im Laufe der Arbeit beseitigt werden.

Die verwendeten experimentellen Techniken werden am POLARIS-System in Zukunft angewandt und ausgebaut. Dazu wurde im Rahmen dieser Masterarbeit bereits essentielle Planungs- und Vorarbeit geleistet. Die Vorplasmauntersuchungen sollen an einem erweiterten Aufbau fortgesetzt werden und dabei voraussichtlich auf Intensitäten über $4 \cdot 10^{16} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ zurückgreifen können. Durch eine optimierte Vakuumkammergeometrie wird dabei auch der Einsatz von anderen Targets, z. B. aus verschiedenen Materialien oder mit Oberflächenstrukturierung möglich. Dazu wird ein verbessertes Probing-System mit optimiertem zeitlichen und räumlichen Pulsteiler zum Einsatz kommen, dessen Entwicklung auf den Erfahrungen am vorgestellten System basiert und bereits technische Tests durchlief. Durch die Verbesserungen wird es möglich, einen Probestrahl anderer Wellenlänge mit einer höheren räumlichen Auflösung zu nutzen und bis zu fünf Zeitschritte nach STAMP-Prinzip gleichzeitig zu erfassen. Durch umfassende Untersuchungen können dadurch nicht nur die Ergebnisse hydrodynamischer Vorplasmaberechnungen wie MULTI-fs geprüft, sondern auch die nötigen Initialbedingungen für *Particle-In-Cell-Simulationen* (PIC) direkt gemessen werden.

Die Detektion von Protonenstrahlen mit RCF wird in kommenden Experimentierkampagnen durch einen verbesserten RCF-Stapel-Wechsler vereinfacht. Dadurch kann eine größere Zahl räumlich hoch aufgelöster Protonenprofile aufgezeichnet und zur Optimierung von Target und Laserparametern genutzt werden. Die vorgestellten Techniken zur Kalibrierung und die zugehörige Software ermöglichen den unkomplizierten Einsatz auch bei neuen RCF-Chargen. So stehen am Ende dieser Masterarbeit ein zukünftig einfach einsetzbares Protonendetektionssystem und eine umfangreiche Vorarbeit für weitergehende Vorplasmastudien zur Verfügung.

Literatur

- [1] P. J. Bryant, „A Brief history and review of accelerators“, in *CERN Yellow Reports*, 1992, S. 1–16.
- [2] J. D. Cockcroft und E. T. S. Walton, „Experiments with High Velocity Positive Ions. (I) Further Developments in the Method of Obtaining High Velocity Positive Ions“, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Jg. 136, Nr. 830, S. 619–630, Juni 1932. DOI: 10.1098/rspa.1932.0107.
- [3] R. W. Hamm, „An Exploration of Proton and Electron Accelerator Business Opportunities“, (Kopenhagen, Dänemark), Mai 2017.
- [4] R. Bingham und R. Trines, „Introduction to Plasma Accelerators: the Basics“, in *CERN Yellow Reports*, Bd. 1, CERN, Genf, 2016. DOI: 10.5170/cern-2016-001.67.
- [5] A. Macchi, M. Borghesi und M. Passoni, „Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction“, *Reviews of Modern Physics*, Jg. 85, Nr. 2, S. 751–793, Mai 2013. DOI: 10.1103/revmodphys.85.751.
- [6] H. Daido, M. Nishiuchi und A. S. Pirozhkov, „Review of laser-driven ion sources and their applications“, *Reports on Progress in Physics*, Jg. 75, Nr. 5, S. 056 401, Apr. 2012. DOI: 10.1088/0034-4885/75/5/056401.
- [7] W. I. Linlor, „Ion Energies Produced by Laser Giant Pulse“, *Applied Physics Letters*, Jg. 3, Nr. 11, S. 210–211, Dez. 1963. DOI: 10.1063/1.1753852.
- [8] S. J. Gitomer, R. D. Jones, F. Begay u. a., „Fast ions and hot electrons in the laser-plasma interaction“, *Physics of Fluids*, Jg. 29, Nr. 8, S. 2679, 1986. DOI: 10.1063/1.865510.
- [9] T. Tajima und J. M. Dawson, „Laser Electron Accelerator“, *Physical Review Letters*, Jg. 43, Nr. 4, S. 267–270, Juli 1979. DOI: 10.1103/physrevlett.43.267.
- [10] D. Strickland und G. Mourou, „Compression of amplified chirped optical pulses“, *Optics Communications*, Jg. 55, Nr. 6, S. 447–449, Okt. 1985. DOI: 10.1016/0030-4018(85)90151-8.
- [11] F. Wagner, O. Deppert, C. Brabetz u. a., „Maximum Proton Energy above 85 MeV from the Relativistic Interaction of Laser Pulses with Micrometer Thick Targets“, *Physical Review Letters*, Jg. 116, Nr. 20, Mai 2016. DOI: 10.1103/physrevlett.116.205002.
- [12] A. Higginson, R. J. Gray, M. King u. a., „Near-100 MeV protons via a laser-driven transparency-enhanced hybrid acceleration scheme“, *Nature Communications*, Jg. 9, Nr. 1, Feb. 2018. DOI: 10.1038/s41467-018-03063-9.
- [13] M. Borghesi, „Laser-driven ion acceleration: State of the art and emerging mechanisms“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, Jg. 740, S. 6–9, März 2014. DOI: 10.1016/j.nima.2013.11.098.
- [14] M. Roth und M. Schollmeier, „Ion Acceleration – Target Normal Sheath Acceleration“, in *CERN Yellow Reports*, Bd. 1, CERN, Genf, 2016. DOI: 10.5170/cern-2016-001.231.
- [15] A. Massinger, „Aufbau und Charakterisierung eines zeitaufgelösten 2D Plasma Anrege-Abfrage-Systems“, Masterarb., Friedrich-Schiller-Universität Jena, 22. Nov. 2018.

- [16] F. Irshad, „Single-Shot Optical Probing of Laser-Generated Plasmas“, Masterarb., Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2018.
- [17] R. Ramis, K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn u. a., „MULTI-fs – A computer code for laser-plasma interaction in the femtosecond regime“, *Computer Physics Communications*, Jg. 183, Nr. 3, S. 637–655, März 2012. DOI: 10.1016/j.cpc.2011.10.016.
- [18] F. Träger, *Springer Handbook of Lasers and Optics*. Springer New York, 2007. DOI: 10.1007/978-0-387-30420-5.
- [19] F. F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer International Publishing, 2016. DOI: 10.1007/978-3-319-22309-4.
- [20] J. A. Bittencourt, *Fundamentals of Plasma Physics*. Springer Science+Business Media, 2004, ISBN: 9781-4419-1930-4. DOI: 10.1007/978-1-4757-4030-1.
- [21] P. Gibbon, *Short Pulse Laser Interactions with Matter, An Introduction*. London: Imperial College Press, 2005.
- [22] P. McKenna, D. Neely, R. Bingham u. a., Hrsg., *Laser-Plasma Interactions and Applications*. Springer International Publishing, 2013. DOI: 10.1007/978-3-319-00038-1.
- [23] S. Keppler, „Räumlich-zeitliche Optimierung der Laserimpulse Yb³⁺-basierter Hochleistungs-Lasersysteme“, Diss., Friedrich-Schiller-Universität Jena, 4. Juli 2017. URN: nbn:de:gbv:27-dbt-20171212-1435420.
- [24] S. Nolte, F. Schrepel und F. Dausinger, *Ultrashort Pulse Laser Technology*. Springer International Publishing, 2016, ISBN: 978-3-319-17658-1.
- [25] J. R. Rumble, Hrsg., *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 100th Edition*. Taylor & Francis Ltd., 7. Juni 2019, 1700 S., ISBN: 978-1138367296.
- [26] M. C. Kaluza, *Skript zur Vorlesung „High-Intensity and Relativistic Optics“*, 2017.
- [27] N. B. Delone und V. P. Krainov, „Tunneling and barrier-suppression ionization of atoms and ions in a laser radiation field“, *Physics-Uspekhi*, Jg. 41, Nr. 5, S. 469–485, Mai 1998. DOI: 10.1070/ps1998v041n05abeh000393.
- [28] D. Umstadter, „Relativistic laser plasma interactions“, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Jg. 36, Nr. 8, R151–R165, Apr. 2003. DOI: 10.1088/0022-3727/36/8/202.
- [29] T. Liseykina, P. Mulser und M. Murakami, „Collisionless absorption, hot electron generation, and energy scaling in intense laser-target interaction“, *Physics of Plasmas*, Jg. 22, Nr. 3, S. 033 302, März 2015. DOI: 10.1063/1.4914837.
- [30] M. Cerchez, „Ultrashort laser pulse interaction with overdense plasmas“, Diss., Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2008.
- [31] A. Bigongiari, „High Intensity Laser-Plasma Grating Interaction: Surface Wave Excitation and Particle Acceleration“, Diss., Ecole Polytechnique Paris, 2012.
- [32] A. Sunahara, T. Asahina, H. Nagatomo u. a., „Efficient laser acceleration of deuteron ions through optimization of pre-plasma formation for neutron source development“, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Jg. 61, Nr. 2, S. 025 002, Nov. 2018. DOI: 10.1088/1361-6587/aaeb7b.

- [33] J. Ferri, E. Siminos und T. Fülöp, „Enhanced target normal sheath acceleration using colliding laser pulses“, *Communications Physics*, Jg. 2, Apr. 2019. DOI: 10.1038/s42005-019-0140-x.
- [34] G. C. Holst und T. S. Lomheim, *CMOS/CCD Sensors and Camera Systems*, Second Edition. SPIE, Apr. 2011. DOI: 10.1117/3.2524677.
- [35] Stanford Computer Optics. (2018). ICCD camera technology, Adresse: <https://stanfordcomputeroptics.com/technology.html> (besucht am 22. Aug. 2019).
- [36] S.-L. Guo, B.-L. Chen und S. A. Durrani, „Solid-State Nuclear Track Detectors“, in *Handbook of Radioactivity Analysis*, Elsevier Academic Press, 2012, Kap. 4, S. 233–298. DOI: 10.1016/b978-0-12-384873-4.00004-9.
- [37] M. F. L'Annunziata, Hrsg., *Handbook of Radioactivity Analysis*. Academic Press, 2012, 1418 S., ISBN: 978-0-12-384873-4. DOI: 10.1016/B978-0-12-384873-4.05001-5.
- [38] M. J. Butson, P. K. N. Yu, T. Cheung u. a., „Radiochromic film for medical radiation dosimetry“, *Materials Science and Engineering: R: Reports*, Jg. 41, Nr. 3-5, S. 61–120, Sep. 2003. DOI: 10.1016/S0927-796X(03)00034-2.
- [39] S. Reinhardt, „Detection of laser-accelerated protons“, Diss., Ludwig-Maximilians-Universität München, 2012.
- [40] J. L. Wiza, „Microchannel plate detectors“, *Nuclear Instruments and Methods*, Jg. 162, Nr. 1-3, S. 587–601, Juni 1979. DOI: 10.1016/0029-554X(79)90734-1.
- [41] Stanford Computer Optics. (2018). ICCD ultra high speed camera family providing 200 picosecond gating time., Adresse: <https://stanfordcomputeroptics.com/products/picosecond-iccd.html#technical-details> (besucht am 1. Aug. 2019).
- [42] OXFORD Instruments. (2019). An Introduction to the ICCD Camera, Adresse: <https://andor.oxinst.com/learning/view/article/intensified-ccd-cameras> (besucht am 1. Aug. 2019).
- [43] P. Kalsi, A. Ramaswami und V. K. Manchanda, *Solid State Nuclear Track Detectors and their Applications*, Aug. 2018.
- [44] A. M. Bhagwat, *Solid State Nuclear Track Detection: Theory and Applications*. Indian Society for Radiation Physics, 1993.
- [45] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2002, ISBN: 978-3-519-13223-3. DOI: 10.1007/978-3-322-84876-5.
- [46] G. A. Becker, S. Tietze, S. Keppler u. a., „Ring-like spatial distribution of laser accelerated protons in the ultra-high-contrast TNSA-regime“, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, Jg. 60, Nr. 5, S. 055 010, Apr. 2018. DOI: 10.1088/1361-6587/aab319.
- [47] R. Bhattacharyya, S. Dey, S. K. Ghosh u. a., „Detection threshold of a SSNTD“, in *Proceedings of the DAE-BRNS Symp. on Nucl. Phys.*, 2016.
- [48] Ashland Global Specialty Chemicals Inc., *GAFChromic™ Dosimetry Media, Type HD-V2*, 2019. Adresse: <http://www.gafchromic.com/documents/gafchromic-hdv2.pdf> (besucht am 17. Juni 2019).
- [49] A. Micke, D. F. Lewis und X. Yu, „Multichannel film dosimetry with nonuniformity correction“, *Medical Physics*, Jg. 38, Nr. 5, S. 2523–2534, 2011. DOI: 10.1118/1.3576105.

- [50] A. Flacco, A. Guemnie-Tafo, R. Nuter u. a., „Characterization of a controlled plasma expansion in vacuum for laser driven ion acceleration“, *Journal of Applied Physics*, Jg. 104, Nr. 10, S. 103 304, Nov. 2008. DOI: 10.1063/1.3021316.
- [51] K. Nakagawa, A. Iwasaki, Y. Oishi u. a., „Sequentially timed all-optical mapping photography (STAMP)“, *Nature Photonics*, Jg. 8, Nr. 9, S. 695–700, Aug. 2014. DOI: 10.1038/nphoton.2014.163.
- [52] Armed Force Supply Support Center, *MIL-STD-150A Military Standard Photographic Lenses*, Washington, 1959.
- [53] Allied Vision, *Manta G-032 Datasheet*, 2019.
- [54] M. Takeda, H. Ina und S. Kobayashi, „Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry“, *Journal of the Optical Society of America*, Jg. 72, Nr. 1, S. 156, Jan. 1982. DOI: 10.1364/josa.72.000156.
- [55] M. A. Herrerez, D. R. Burton, M. J. Lalor u. a., „Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path“, *Applied Optics*, Jg. 41, Nr. 35, S. 7437, Dez. 2002. DOI: 10.1364/ao.41.007437.
- [56] S. van der Walt, J. L. Schönberger, J. Nunez-Iglesias u. a., „scikit-image: image processing in Python“, *PeerJ*, Jg. 2, e453, Juni 2014. DOI: 10.7717/peerj.453.
- [57] S. Gibson, D. D. Hickstein, R. Yurchak u. a., *PyAbel/PyAbel: vo.8.3*, 2019. DOI: 10.5281/zenodo.594858.
- [58] V. Dribinski, A. Ossadtchi, V. A. Mandelshtam u. a., „Reconstruction of Abel-transformable images: The Gaussian basis-set expansion Abel transform method“, *Review of Scientific Instruments*, Jg. 73, Nr. 7, S. 2634–2642, Juli 2002. DOI: 10.1063/1.1482156.
- [59] Ashland Global Specialty Chemicals Inc., *GAFChromic™ Dosimetry Media, Type EBT-3*, 2019. Adresse: http://www.gafchromic.com/documents/EBT3_Specifications.pdf (besucht am 17. Juni 2019).
- [60] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler und J. P. Biersack, „SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010)“, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, Jg. 268, Nr. 11-12, S. 1818–1823, Juni 2010. DOI: 10.1016/j.nimb.2010.02.091.
- [61] F. Nürnberg, „Laser-Accelerated Proton Beams as a New Particle Source“, Diss., Technische Universität Darmstadt, 2010.
- [62] Ashland Global Specialty Chemicals Inc., *Efficient Protocols for Accurate Radiochromic Film Calibration and Dosimetry*, 2019. Adresse: <http://www.gafchromic.com/documents/Efficient%20Protocols%20for%20Calibration%20and%20Dosimetry.pdf> (besucht am 17. Juni 2019).
- [63] M. I. Al-Jarallah, F. Abu-Jarad, A. B. Hallak u. a., „Investigation of proton response of CR-39“, *Nuclear Tracks and Radiation Measurements*, Jg. 22, Nr. 1-4, S. 191–194, Jan. 1993. DOI: 10.1016/0969-8078(93)90044-5.

- [64] D. Kirby, S. Green, F. Fiorini u. a., „Radiochromic film spectroscopy of laser-accelerated proton beams using the FLUKA code and dosimetry traceable to primary standards“, *Laser and Particle Beams*, Jg. 29, Nr. 2, S. 231–239, Apr. 2011. DOI: 10.1017/s0263034611000206.
- [65] F. Nürnberg, M. Schollmeier, E. Brambrink u. a., „Radiochromic film imaging spectroscopy of laser-accelerated proton beams“, *Review of Scientific Instruments*, Jg. 80, Nr. 3, S. 033 301, März 2009. DOI: 10.1063/1.3086424.
- [66] E. E. Fill, „Focusing limits of ultrashort laser pulses: analytical theory“, *Journal of the Optical Society of America B*, Jg. 11, Nr. 11, S. 2241, Nov. 1994. DOI: 10.1364/josab.11.002241.
- [67] S. C. Rae, „Ionization-induced defocusing of intense laser pulses in high-pressure gases“, *Optics Communications*, Jg. 97, Nr. 1-2, S. 25–28, März 1993. DOI: 10.1016/0030-4018(93)90611-8.
- [68] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1*. Springer Berlin Heidelberg, 2018. DOI: 10.1007/978-3-662-54847-9.
- [69] SmarAct. (2019). SLC-1750, Adresse: <https://www.smaract.com/linear-stages/product/slc-1750#specifications> (besucht am 25. Juli 2019).
- [70] National Instruments Corporation. (2019). Was ist LabView?, Adresse: <http://www.ni.com/labview> (besucht am 25. Juli 2019).
- [71] R. Bracewell, *Fourier Analysis and Imaging*. Springer US, 2003. DOI: 10.1007/978-1-4419-8963-5.

Abkürzungsverzeichnis

ASE	Verstärkte spontane Emission (von engl. <i>Amplified Spontaneous Emission</i>)
BASEX	Basis Set Expansion Methode
BSI	Barrier-Suppression Ionisation
CCD	Lichtempfindlicher Matrix-Bildsensor (von engl. <i>Charge-Coupled Device</i>)
CPA	Verstärkung gechirpter Pulse (von engl. <i>Chirped Pulse Amplification</i>)
DLC	Diamantartiger Kohlenstoff (von engl. <i>Diamond-Like-Carbon</i>)
FWHM	Halbwertsbreite (von engl. <i>Full Width at Half Maximum</i>)
GCCD	Durchlassgesteuerte CCD (von engl. <i>Gated CCD</i>)
JULIA	Jena University Laboratory for Ion Acceleration
KLM	Kerr-Linsen Modenkopplung (auch engl. <i>Kerr-Lens-Modecoupling</i>)
MCP	Mikrokanalplatte (von engl. <i>Microchannel-Plate</i>)
MPI	Multiphotonenionisation
MULTI-fs	MULTIgroup femtosecond radiation transport in MULTIlayer foils Software
ND-Filter	Neutraldichtefilter (auch engl. <i>Neutral-Density Filter</i>)
OPA	Optisch-Parametrischer-Verstärker (von engl. <i>Optical-Parametric-Amplifier</i>)
OPD	Optischer Wegunterschied (von engl. <i>Optical Path Difference</i>)
OTBI	Over-the-Barrier Ionisation
PET	Polyethylenterephthalat-Kunststoff
PHELIX	Petawatt High-Energy Laser for Heavy Ion Experiments
PIC	Particle-In-Cell Simulation
POLARIS	Petawatt Optical Laser Amplifier for Radiation Intensive Experiments
PSF	Punktantwort (von engl. <i>Point Spread Function</i>)
RCF	Radiochromatischer Film (auch engl. <i>Radiochromic Film</i>)
REM	Rasterelektronenmikroskop
RGB	Rot-Grün-Blau Farbformat
SEV	Sekundärelektronenvervielfacher
SHG	Frequenzverdopplung (von engl. <i>Second Harmonic Generation</i>)
SRIM	Stopping Range of Ions in Matter Software
SSNTD	Festkörper-Spurendetektor (von engl. <i>Solid-State-Nuclear-Track-Detector</i>)
STAMP	Sequentially Timed All-Optical Mapping Photography
TIC	Zeitlicher Intensitätskontrast (von engl. <i>Temporal Intensity Contrast</i>)
TNSA	Target-Normal-Sheath-Acceleration

A Abschätzung des benötigten Vakuums für die Vorplasmauntersuchung

Die Untersuchung von Aluminiumplasmen im Experiment erforderte geeignete Vakuumbedingungen. Liegen diese nicht vor, wird u. a. bereits vor dem Fokuspunkt ein Luftplasma erzeugt, welches mit Pump- und Probepulsen wechselwirkt. Mögliche Effekte im untersuchten Intensitätsbereich bis $4 \cdot 10^{15} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ umfassen:

- Erzeugung eines Luftplasmas, welches das eigentliche Aluminiumplasma überlagert bzw. komplett überdeckt.
- Begrenzung der Ausdehnung des Aluminiumplasmas durch eine zu geringe freie Weglänge der geheizten Elektronen im Restgas.
- *Ionisations-Defokussierung* des Pumpulses durch ein induziertes Luftplasma.

An dieser Stelle soll der störende Einfluss dieser drei Effekte abgeschätzt und so ein benötigter Maximaldruck bestimmt werden .

Ionisations-Defokussierung Erzeugt ein Laserpuls mit transversal gaußförmigem Intensitätsprofil ein Luftplasma, so weist dieses eine höhere freie Elektronendichte n_e nahe der Laserachse auf, als weiter von ihr entfernt. Dies führt gemäß Gleichung 2.26 auch zu einem höheren Brechungsindex nahe der Laserachse. Die so entstehende Brechzahlverteilung entspricht etwa der Wirkung einer negativen *Gradientenindexlinse* und führt zu einer Defokussierung des Strahls, welcher das Luftplasma induziert. Dadurch sinkt zum einen die Strahlqualität gegenüber einem Gaußstrahl und zum anderen die minimal erreichte Strahltaile w_0 . Anhand des analytischen Modells von Fill [66] kann abgeschätzt werden, wie hoch die maximal erreichte Intensität I_{\max} für eine gegebene Fokusoptik (beschrieben durch ihren Gaußstrahl-Fernfeld-Divergenzwinkel $\Omega = \frac{D}{f}$, analog zu Unterabschnitt 2.1) sein kann:

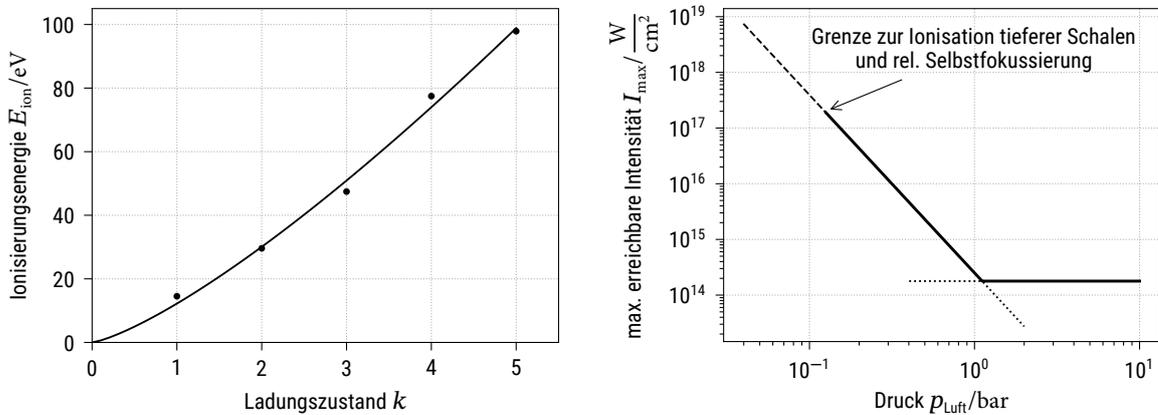
$$I_{\text{th},1} = 4 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{eV}^4} \cdot E_{\text{ion},1}^4, \quad q_0 = {}^{2-4\kappa} \sqrt{4 \cdot 10^9 \frac{1}{\text{eV}^4} \cdot \hat{E}_{\text{ion}}^4}, \quad I_m = \left(\frac{\Omega^2 n_c}{4q_0 n_{\text{Gas}}} \right)^{4\kappa-2}, \quad (\text{A.1})$$

$$I_{\max} = \max\{I_m, I_{\text{th},1}\}. \quad (\text{A.2})$$

In diesen Formeln stellt $E_{\text{ion},k}$ die Ionisierungsenergie der untersuchten Gasatomsorte bei bereits erreichter Ladung $(1 - k)q_e$ ist. $E_{\text{ion},1}$ ist insofern die Ionisierungsenergie des Grundzustandes. Für die Abschätzung wurde Luft als reiner, atomarer Stickstoff angenähert. Die Parameter \hat{E}_{ion} und κ beschreiben den Verlauf der Ionisierungsenergien der äußersten Hüllenelektronen in einem stetigen Modell $E_{\text{ion}}(k) = \hat{E}_{\text{ion}} \cdot k^\kappa$. Aus der Kurvenanpassung der entsprechenden Daten aus [25] (siehe Abb. A.1(a)) ergaben sich $\hat{E}_{\text{ion}} \approx 12,2 \text{ eV}$ und $\kappa \approx 1,30$. n_c beschreibt weiterhin die kritische Elektronendichte aus Sicht des Pumpstrahls und n_{Gas} die Dichte der Gasatome. Für initial molekularen Stickstoff N_2 wurde anhand des idealen Gasgesetzes und des Restdrucks im Vakuum p_{Luft} abgeschätzt

$$n_{\text{Gas}} \approx 2n_{\text{N}_2} \approx 2 \frac{p_{\text{N}_2}}{k_B T} \approx 2 \frac{p_{\text{Luft}}}{k_B T}. \quad (\text{A.3})$$

Hierbei ist k_B die Boltzmann-Konstante und $T \approx 295,15$ K die Raumtemperatur des Labors. Das beschriebene Modell berücksichtigt nur Tunnel-Ionisation und weist daher eine Grenze bei $I_{\text{th},1}$ auf (berücksichtigt durch die Bildung des Maximums in Gleichung A.2), welche jene Intensitätsgrenze zur Tunnelionisation des ersten Elektrons beschreibt. Es ergibt sich die in Abb. A.1(b) gezeigte Abhängigkeit zwischen Luftdruck p_{Luft} und maximal erreichbarer Fokusintensität bei den gegebenen Parametern. Bei zu hohen Drücken wird das Modell durch die waagerechte Linie $I_{\text{max}} = I_{\text{th},1}$ begrenzt. Für niedrige Drücke, d. h. hohe Intensitäten ist das Modell durch die fehlende Betrachtung tieferer Schalen, OTBI und *relativistischer Selbstfokussierung* begrenzt. Letztere wird erst ab Pumpstrahlleistungen größer $P_{\text{FWHM}} > 17,4$ GW erreicht [15, 21], während im Experiment maximal $P_{\text{FWHM}} \approx 0,36$ GW erreicht wurden. Aus Experimenten [66, 67] ist weiterhin bekannt, dass das vorgestellte Modell den Einfluss von Ionisations-Defokussierung eher überschätzt. Daher kann sicher angenommen werden, dass unter den gegebenen Bedingungen ein leichter Unterdruck von 200 mbar bereits ausreicht, um starke Effekte durch Ionisations-Defokussierung nahezu vollständig zu unterdrücken.



- (a) Anpassung der Energie der Ionisationsstufen von Stickstoff in Abhängigkeit des erreichten Ladungszustandes an ein stetiges Modell. Der Ladungszustand wird angegeben für das Auslösen des nächsten Elektrons bei bereits erreichter Ladung $(1 - k)q_e$.
- (b) Abschätzung der maximalen erreichten Intensität des Laserpulses bei verschiedenen Stickstoffdrücken. Die waagerechte Linie symbolisiert die untere Grenze des Modells bei noch nicht erreichter Intensität für Tunnel-Ionisation.

Abb. A.1: Darstellungen zur Abschätzung der Ionisations-Defokussierung eines Laserpulses mit $\lambda = 1030$ nm bei Raumtemperatur $T = 295,15$ K in Stickstoff (N_2). Für die fokussierende Optik wurde ein Divergenzwinkel von $\Omega = 39,97^\circ$ berechnet.

Überlagerung des eigentlichen Plasmas Während MPI in der vorangegangenen Betrachtung nicht berücksichtigt wurde, wird an dieser Stelle angenommen, dass bereits MPI ausreicht, um alle Luftatome – wieder angenommen als Stickstoffmoleküle – vollständig zu ionisieren. Dies entspricht einer Elektronendichte von

$$n_{e,\text{max}} \approx 7n_{\text{Gas}} \approx 14 \frac{p_{\text{Luft}}}{k_B T}. \quad (\text{A.4})$$

Der Aufbau erlaubte letztlich eine Auflösung aller Elektronendichten bis etwa $3 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$. Soll diese Elektronendichte vom Luftplasma nicht überschritten werden, ergibt sich ein maximaler Druck von etwa 10 mbar.

Freie Weglänge der Elektronen Die mittlere freie Weglänge Λ eines Teilchens (hier eines Elektrons des Aluminiumplasmas) beschreibt, wie weit sich dieses Teilchen im Mittel durch ein Gas der Teilchen-

dichte n_{Gas} bewegen kann, ohne einen Stoß mit einem der Gasatome auszuführen [68]:

$$\Lambda \approx \frac{1}{n_{\text{Gas}} \sigma_{\text{Gas}}} \quad (\text{A.5})$$

Dazu wird der Stoßquerschnitt σ_{Gas} jedes Atoms (bzw. Atomkerns) benötigt. Für Luft wird in diesem Fall ein Gemisch aus 22 % Sauerstoff ($\sigma_{\text{O}} \approx 0,40$) und 78 % Stickstoff ($\sigma_{\text{N}} \approx 0,43$) angenommen [68]. In dieser Schätzung ist $\sigma_{\text{Gas}} \approx 0,22\sigma_{\text{O}} + 0,78\sigma_{\text{N}} \approx 0,42$. Mit der Druckumrechnung aus Gleichung A.3 ergibt sich für Elektronen damit ein Verhalten der mittleren freien Weglänge gegenüber dem Luftdruck, wie in Abb. A.2 dargestellt. Aus Unterabschnitt 4.1 ist bekannt, dass eine ungestörte Ausdehnung der Elektronen über mindestens $\Lambda > 100 \mu\text{m}$ beobachtet werden soll. Daher sollte gemäß Abb. A.2 der Kammerdruck maximal 1 mbar betragen

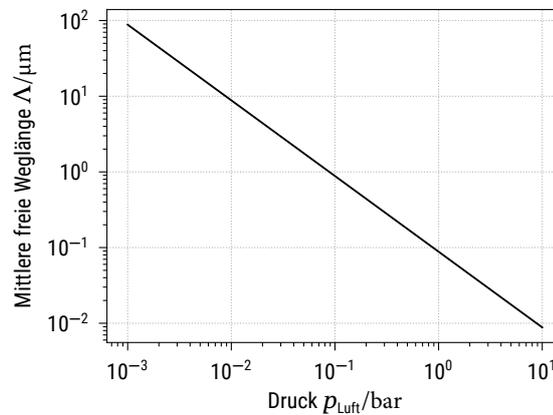


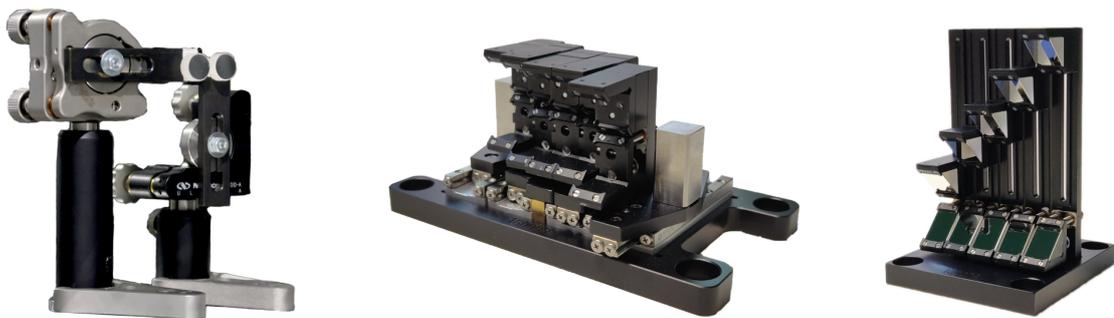
Abb. A.2: Zusammenhang zwischen Luftdruck und mittlerer freier Weglänge für Elektronen.

Zusammenfassend können die Anforderungen an die Bedingungen in der Vakuumkammer durch einen maximalen Druck von 1 mbar beschrieben werden. Dieser wird maßgeblich von der Forderung diktiert, dass die Plasmaausdehnung des Aluminiumplasmas nicht von einem Luftplasma überlagert oder durch die Luftatome gestört werden soll. Experimentell wurde diese Annahme verifiziert, indem bei dem später im Experiment verwendeten Vakuumkammerdruck von $4 \cdot 10^{-1}$ mbar Probing-Aufnahmen ohne installiertes Aluminium-Target aufgezeichnet wurden. Auf keiner dieser Aufnahmen konnte im Rahmen der Auflösungsgrenzen des Systems ein Plasma nachgewiesen werden.

B Planung einer verbesserten Pulsteilereinheit

Die im Experiment verwendete, im Unterabschnitt 4.2.1 vorgestellte Umsetzung zur zeitlichen Puls- teilung und später zur räumlichen Aufspaltung (siehe auch [15]) wies einige Probleme auf. Sie war primär als Prototyp entstanden, um das verwendete Verfahren zu demonstrieren. Problematisch war unter anderem der vergleichsweise große Abstand zwischen den beiden Rückklenkspiegeln, dargestellt in Abb. B.1(a), welcher in einem großen Energieverlust resultierte, da der zentrale Teil des Wellenlän- genspektrums nicht genutzt wurde. Weiterhin führte die nötige Verkippung zur Trennung der Wel- lenlängen am räumlichen Pulsteiler dazu, dass das Interferometer von den beiden separierten Pulsen mit unterschiedlichen Weglängen durchlaufen wurde. Dadurch konnte nur ein Kompromiss für den Kontrast in den resultierenden Interferogrammen oder, wie im vorliegenden Experiment geschehen, für einen der beiden Pulse ein optimaler Kontrast erreicht werden. Weitere Nachteile in der experimen- tellen Handhabung lagen in der schwierig zu justierenden Grundanordnung, die eine gute Einstell- ung der beiden Einzelspiegel zueinander sehr erschwerte. Dies war insbesondere von Belang, da der zeit- liche Pulsteiler als Verzögerungseinheit fungierte, also im Experiment einfach und schnell verstellt werden muss. Eine Erweiterung der gegebenen Anordnung auf zusätzliche Teilpulse wäre aufgrund des Platzbedarfs der verwendeten Halterungen schwierig.

Aus diesen Gründen wurde bereits vor Beginn dieser Masterarbeit eine neue Spiegelanordnung kon- zipiert, welche die beschriebenen Probleme lösen und die Aufspaltung in bis zu fünf Teilpulse erlauben soll. Geplant war, diese verbesserte Variante im Rahmen der Masterarbeit im vorgestellten Vorplas- mauntersuchungsaufbau zu testen. Während dies aus organisatorischen Gründen nicht mehr erfolgen konnte, wurde nichtsdestotrotz eine Software entwickelt, welche die Ansteuerung der verwendeten Slip-Stick-Piezomotoren ermöglicht und testet.



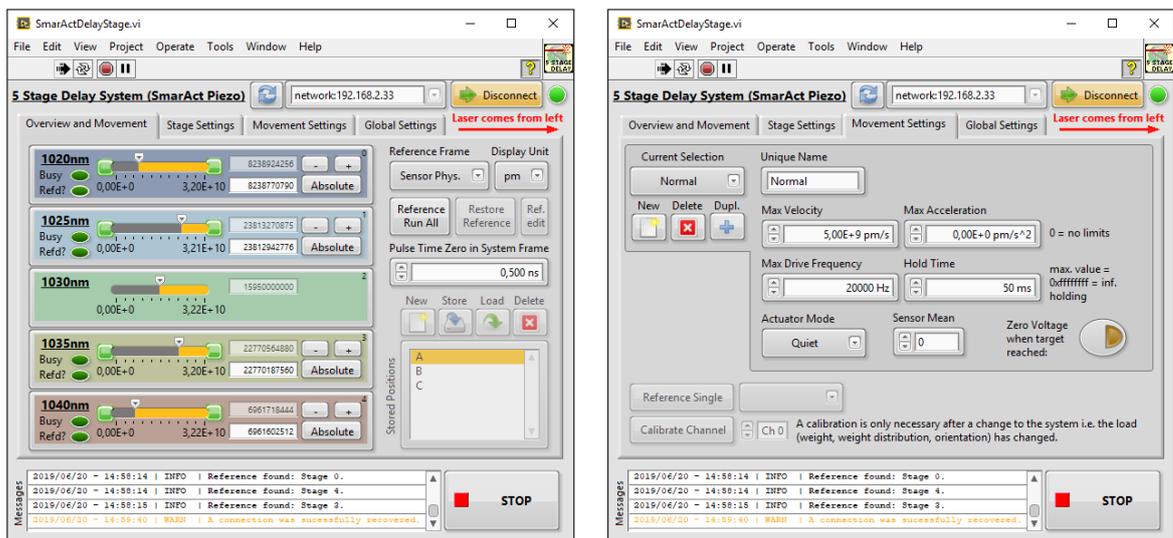
(a) Alte Spiegelanordnung im Proto-
typen. Die beiden kleinen runden
Halbzollspiegel befinden sich oben
rechts im Bild. (b) Neue Spiegelanordnung für den zeitlichen
Pulsteiler (ohne eingebaute Prismen). (c) Neue Spiegelanordnung für
den räumlichen Pulsteiler.

Abb. B.1: Fotos der Rückklenkspiegelanordnung für die verschiedenen Varianten.

Der verbesserte Aufbau lässt die grundsätzliche Funktionsweise der Puls- teilung unberührt und ver- bessert die mechanische Halterung und Bewegung der Spiegel. In der zeitlichen Pulsteilereinheit läuft der spektral aufgespaltene, kollimierte Strahl auf eine Reihe von fünf Umlenkspiegeln (realisiert durch je zwei übereinander angeordnete Dachkantspiegel, siehe Abb. B.1(b)). Diese sind in ihrem Winkel händ- lich mittels Verstellerschrauben justierbar, sodass eine Rücklenkung mit leichtem Versatz durch die rest-

liche Pulsteileranordnung erfolgen kann. Die axiale Position der Umlenkung, welche die Verzögerung der einzelnen Pulse zueinander bzw. zum Pumpuls einstellt, ist für die mittlere Umlenkung fixiert und für die verbleibenden vier Rücklenkeinheiten durch jeweils einen Slip-Stick-Piezomotor (Typ *SmarAct SLC1750lc-8* [69]) verstellbar. Diese Linearmotoren mit integrierter Positionsmessung erlauben eine nanometergenaue Verstellung, Genauigkeit und Reproduzierbarkeit der Verzögerungsstrecke auf einer Schiene (entspricht einer Einstellgenauigkeit auf Subfemtosekunden, stabile Temperaturverhältnisse vorausgesetzt). Neben der neuen Spiegeleinheit werden ein anderes Interferometer und gegebenenfalls größere optische Komponenten benötigt.

Auch im räumlichen Pulsteiler (siehe Abb. B.1(c)) wird die Spiegelanordnung durch fünf Prismenpaare ersetzt. Hierbei wird die räumliche Pulsteilung durch eine Separation in der Höhe erreicht. Da diese für das Experiment fixiert wird, ist keine Motorisierung notwendig. Durch die Höhenseparation kann eine Winkelseparation entfallen und die Einzelpulse können parallel zueinander verlaufen. Nachteilig ist die mögliche Notwendigkeit der Verwendung größerer Optiken für die folgende Interferometeranordnung. Alternativ wäre für den räumlichen Pulsteiler die Verwendung geeignet beschichteter dielektrischer Spiegel als Farbfilter möglich.



(a) Ansicht während der Ansteuerung der Motoren. Gut erkennbar ist, dass die Anzeige der Position automatisch umgerechnet als Verzögerung in ns erfolgt. (b) Ansicht diverser Einstellungsmöglichkeiten für die Motoren.

Abb. B.2: Grafische Benutzeroberfläche der entwickelten Software zur Ansteuerung der neuen zeitlichen Pulsteilereinheit.

Im Rahmen dieser Masterarbeit wurden die konstruierten Bauteile soweit in Betrieb genommen, dass die Prismen eingesetzt und die mechanische Funktionsweise geprüft werden konnte. Dazu wurde ein Programm mit grafischer Benutzeroberfläche (gezeigt in Abb. B.2) zur Ansteuerung der Piezomotoren in LabVIEW [70] entwickelt, welches für einen produktiven Experimentiereinsatz geeignet ist. Dieses ermöglicht unter anderem:

- Einfache Ansteuerung der fünf Motoren in einer übersichtlichen Darstellung.
- Positionierung der Rücklenkeinheiten sowohl in räumlichen Koordinaten (z. B. interne Schritte des Motorsystems oder relative Strecke zwischen den Schienen in nm) als auch in zeitlichen Verzögerungen (z. B. relative zeitliche Verzögerung der Schienen untereinander, absolute zeitliche

Verzögerung bezüglich des Pumppulses in ps).

- Verstellung der Parameter der Piezomotoren.
- Wiederherstellung der Position der Motoren nach Stromverlust anhand der integrierten Referenzmarker.
- Abspeichern und Laden verwendeter Positionseinstellung.
- Protokollierung der Position und Fahrwege während eines Experiments.

C Elektronendichteberechnung mittels Abel-Transformation

Das Ziel des folgenden Abschnittes ist die Berechnung von Elektronendichteverteilungen $n_e(x, y, z)$ aus zweidimensional projizierten Phasenkarten $\Delta\varphi(y, z)$. Er basiert gedanklich auf der Darstellung in *Fourier Analysis and Imaging* von Bracewell [71] und den in [50] vorgestellten Methoden, erweitert diese jedoch. Die Koordinatensysteme werden analog zur restlichen Arbeit wie in Abb. C.1 gezeigt definiert. Dafür wird angenommen, dass die Elektronendichteverteilung rotationssymmetrisch zur z -Achse ist, sodass $n_e(x, y, z) = n_e(\rho, z)$ für $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$. Eine derartige Elektronendichteverteilung erzeugt einen veränderlichen Brechungsindex η entlang des Pfades der Probestrahlen (deren Ausbreitung als parallel zur x -Achse angenommen wird). Der Brechungsindex hängt direkt mit der Elektronendichte gemäß Gleichung 2.26 zusammen:

$$\eta(\rho, z) = \sqrt{1 - \frac{n_e(\rho, z)}{n_c}}, \text{ wobei } n_c = \frac{\varepsilon_0 m_e \omega_0^2}{e^2}. \quad (\text{C.1})$$

Die akkumulierte Phasendifferenz $\Delta\varphi(y, z)$ für einen Probestrahl (Winkelfrequenz ω_0 des Laserfeldes) an Position y, z ergibt sich aus dem OPD gegenüber der ungestörten Situation dann als:

$$\Delta\varphi(y, z) = \omega_0 \Delta t(y, z) = \frac{\omega_0}{c} \text{OPD}(y, z) = \frac{\omega_0}{c} \int_{S(y, z)} \eta(\rho, z) - 1 \, ds. \quad (\text{C.2})$$

In dieser Formel ist $S(\mu, \zeta)$ schlichtweg eine zur y -Achse parallele Linie bei konstantem $y = \mu, z = \zeta$. Diese kann mit der Funktion $s_{\mu, \zeta}(x)$ parametrisiert werden als

$$s_{\mu, \zeta}(x) : \mathbb{R} \rightarrow S(\mu, \zeta), \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ \mu \\ \zeta \end{pmatrix} \Rightarrow \left| \frac{ds_{\mu, \zeta}}{dx} \right| = 1, \quad (\text{C.3})$$

sodass sich für die Phasendifferenz insgesamt

$$\Delta\varphi(y, z) = \frac{\omega_0}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \eta(\rho_{x, y}, z) - 1 \, dx \quad (\text{C.4})$$

ergibt (hier ist $\rho_{x, y} = \sqrt{x^2 + y^2}$ eine Funktion von x und y und keine Koordinate).

Es ist nützlich, die Größe $\nu(\rho, z) = \eta(\rho, z) - 1$ zu definieren, welche unter dem Integral in Gleichung C.4 auftaucht. Mit der Taylorentwicklung der Funktion $f(p) = \sqrt{1 - p}$ für $p \approx 0$ wird

$$f(p) \approx f(0) + p \left. \frac{df}{dp} \right|_{p=0} = 1 - \frac{1}{2}p \quad (\text{C.5})$$

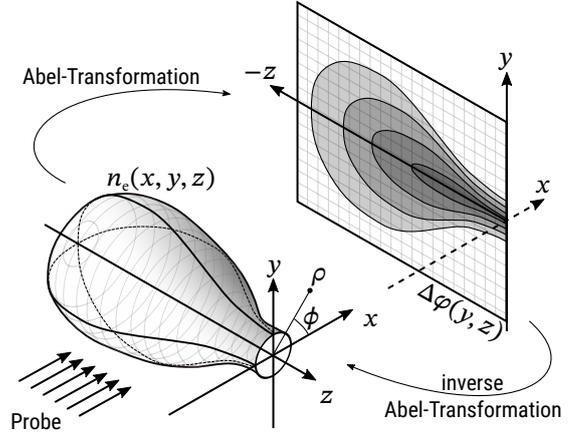


Abb. C.1: Schematische Darstellung der im Text beschriebenen Situation zur Koordinatendefinition.

$$\Rightarrow \quad \eta = f(n_e/n_c) \approx 1 - \frac{n_e}{2n_c} \text{ for } n_e \ll n_c. \quad (\text{C.6})$$

Diese Überlegungen führen also zu

$$\Delta\varphi(y, z) = \frac{\omega_0}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \nu(\rho_{x,y}, z) dx, \quad (\text{C.7})$$

mit einer Größe ν , für die sowohl ein exakter Ausdruck als auch eine Näherung bekannt ist:

$$\nu(\rho, z) \equiv \sqrt{1 - \frac{n_e(\rho, z)}{n_c}} - 1 \approx -\frac{n_e(\rho, z)}{2n_c}. \quad (\text{C.8})$$

Es ist nicht nötig, diese Näherung für die folgenden Überlegungen zu nutzen, daher wird mit der allgemeineren Form von ν gerechnet.

Koordinatentransformation

Das Integral in Gleichung C.7 wird durch Koordinatentransformation von x in die angepassten Zylinderkoordinaten $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ (d. h. $x = \sqrt{\rho^2 - y^2}$) gelöst, also auch

$$\frac{dx}{d\rho} = \frac{\rho}{\sqrt{\rho^2 - y^2}}. \quad (\text{C.9})$$

Die Zylindersymmetrie von n_e und damit auch ν bedeutet, dass $\nu(\rho_{x,y}, z) = \nu(\rho_{-x,y}, z)$. Damit lässt sich schreiben:

$$\Delta\varphi(y, z) = \frac{\omega_0}{c} \int_{-\infty}^{\infty} \nu(\rho_{x,y}, z) dx \quad (\text{C.10})$$

$$= \frac{\omega_0}{c} \left(\int_{-\infty}^0 \nu(\rho_{x,y}, z) dx + \int_0^{\infty} \nu(\rho_{x,y}, z) dx \right) \quad (\text{C.11})$$

$$= \frac{\omega_0}{c} \left(-\int_{\infty}^0 \nu(\rho_{-x,y}, z) dx + \int_0^{\infty} \nu(\rho_{x,y}, z) dx \right) \quad (\text{C.12})$$

$$= \frac{\omega_0}{c} \left(\int_0^{\infty} \nu(\rho_{x,y}, z) dx + \int_0^{\infty} \nu(\rho_{x,y}, z) dx \right) \quad (\text{C.13})$$

$$= \frac{2\omega_0}{c} \int_0^{\infty} \nu(\rho_{x,y}, z) dx. \quad (\text{C.14})$$

Die Transformation der Integrationsgrenzen ist gegeben durch $\rho(x=0) = y$ und $\lim_{x \rightarrow \infty} \rho = \infty$. Hierbei ist wieder zu beachten, dass es zunächst zwei verschiedene mathematische Objekte gab: Eine Funktion $\rho_{x,y}$ und eine Integrationsvariable bzw. Koordinate ρ . An dieser Stelle wird jedoch letztlich $\rho = \rho_{x,y}$, was diese Benennung erklärt. Das Integral wird also zu:

$$\Delta\varphi(y, z) = \frac{2\omega_0}{c} \int_0^{\infty} \nu(\rho_{x,y}, z) dx = \frac{2\omega_0}{c} \int_y^{\infty} \nu(\rho, z) \frac{dx}{d\rho} d\rho \quad (\text{C.15})$$

$$= \frac{2\omega_0}{c} \int_y^{\infty} \frac{\nu(\rho, z)\rho}{\sqrt{\rho^2 - y^2}} d\rho. \quad (\text{C.16})$$

Für den nächsten Schritt ist es vorteilhaft, die Größen $\nu_z(\rho) \equiv \nu(\rho, z)$ und $\Delta\varphi_z(y) \equiv \Delta\varphi(y, z)$ zu definieren, um die Abhängigkeit von der Integrationsvariable ρ hervorzuheben:

$$\Delta\varphi_z(y) = \frac{2\omega_0}{c} \int_y^\infty \frac{\nu_z(\rho)\rho}{\sqrt{\rho^2 - y^2}} d\rho. \quad (\text{C.17})$$

Die Abel-Transformation

Die Umrechnung zwischen 3D Elektronendichte und 2D Phasendifferenzkarte in Gleichung C.17 ist, mathematisch gesprochen, ein Spezialfall der allgemeineren *Abel-Transformation* \mathcal{A} für eine Funktion $f(r)$:

$$\mathcal{A}_r[f(r)](y) = F(y) = 2 \int_y^\infty \frac{f(r)r}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr. \quad (\text{C.18})$$

Der Index r an der Abel-Transformation gibt an, dass die Abel-Transformation bezüglich r durchgeführt wird. Die Inverse dieser Transformation ist gegeben als:

$$\mathcal{A}_y^{-1}[F(y)](r) = f(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^\infty \frac{dF}{dy} \frac{dy}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad (\text{C.19})$$

sodass $\mathcal{A}_y^{-1}[\mathcal{A}_r[f(r)](y)](r) = f(r)$ (oder kurz $\mathcal{A}^{-1} \circ \mathcal{A} = \text{id}$). Dabei fällt auf, dass die Anwendung von \mathcal{A}^{-1} linear unter Multiplikation mit einer Konstanten $c \in \mathbb{C}$ ist, also $\mathcal{A}^{-1}[a \cdot F(y)](r) = a \cdot \mathcal{A}^{-1}[F(y)](r)$ (dies folgt direkt aus der Linearität von Differentiation und Integration in Gleichung C.19).

Mit diesen Definitionen kann Gleichung C.17 geschrieben werden als:

$$\Delta\varphi_z(y) = \frac{\omega_0}{c} \mathcal{A}_\rho[\nu_z(\rho)](y). \quad (\text{C.20})$$

Unter Anwendung der inversen Abel-Transformation auf beiden Seiten dieser Gleichung folgt:

$$\mathcal{A}_y^{-1}[\Delta\varphi_z(y)](\rho) = \mathcal{A}_y^{-1} \left[\frac{\omega_0}{c} \mathcal{A}_\rho[\nu_z(\rho)](y) \right](\rho) \quad (\text{C.21})$$

$$= \frac{\omega_0}{c} \mathcal{A}_y^{-1} [\mathcal{A}_z[\nu_z(\rho)](y)](\rho) \quad (\text{C.22})$$

$$= \frac{\omega_0}{c} \nu_z(\rho) \quad (\text{C.23})$$

$$\Rightarrow \nu_z(\rho) = \frac{c}{\omega_0} \mathcal{A}_y^{-1}[\Delta\varphi_z(y)](\rho). \quad (\text{C.24})$$

Werden alle Größen gemäß ihrer Definition ersetzt, ergibt sich:

$$\nu(\rho, z) = \frac{c}{\omega_0} A(\rho, z), \quad \text{mit} \quad A(\rho, z) \equiv \mathcal{A}_y^{-1}[\Delta\varphi(y, z)](\rho, z). \quad (\text{C.25})$$

Einfluss des Abbildungsmaßstabs

Im Experiment wurden die zweidimensionalen Phasendifferenzkarten $\Delta\varphi(y, z)$ in vergrößerten Einheiten gemäß eines Abbildungsmaßstabes β gemessen (z. B. $\beta = 3 \frac{\text{px}}{\mu\text{m}}$). Dies bedeutet, dass die Messdaten

eigentlich in Phasendifferenzkarten $\Delta\varphi'(y', z')$ bezüglich transformierten Einheiten $y' = \beta y, z' = \beta z$ (also y' in px, während y in μm) gegeben waren, so dass

$$\Delta\varphi(y, z) = \Delta\varphi'(y', z') = \Delta\varphi'(\beta y, \beta z). \quad (\text{C.26})$$

Daher musste die Elektronendichte ebenfalls umgerechnet werden, soweit das Ergebnis in SI-Einheiten vorliegen soll. Es ist konsequent die Größe $A'(\rho', z') = \mathcal{A}_{y'}^{-1}[\Delta\varphi'(y', z')](\rho', z')$ zu definieren und die Umrechnung von $A'(\rho', z')$ nach $A(\rho, z)$ zu untersuchen. $A'(\rho', z')$ kann direkt numerisch aus einem CCD-Kamerabild in Pixeln berechnet werden. Es zeigt sich, dass

$$A'(\rho', z') = \mathcal{A}_{y'}^{-1}[\Delta\varphi'(y', z')](\rho', z') \quad (\text{C.27})$$

$$= -\frac{1}{\pi} \int_{\rho'}^{\infty} \frac{d(\Delta\varphi'(y', z'))}{dy'} \frac{dy'}{\sqrt{\rho'^2 - y'^2}} \quad (\text{C.28})$$

unter Benutzung von $y \equiv y'/\beta, z = z'/\beta$

$$= -\frac{1}{\pi} \int_{\rho'/\beta}^{\infty} \frac{d(\Delta\varphi'(\beta y, \beta z))}{dy} \frac{dy}{\sqrt{\rho'^2 - (\beta y)^2}} \quad (\text{C.29})$$

$$= -\frac{1}{\pi} \int_{\rho'/\beta}^{\infty} \frac{d(\Delta\varphi(y, z))}{dy} \frac{dy}{\sqrt{\rho'^2 - (\beta y)^2}} \quad (\text{C.30})$$

und außerdem $\rho \equiv \rho'/\beta$

$$= -\frac{1}{\pi} \int_{\rho}^{\infty} \frac{d(\Delta\varphi(y, z))}{dy} \frac{dy}{\sqrt{(\beta\rho)^2 - (\beta y)^2}} \quad (\text{C.31})$$

$$= \frac{1}{\beta} \left(-\frac{1}{\pi} \int_{\rho}^{\infty} \frac{d(\Delta\varphi(y, z))}{dy} \frac{dy}{\sqrt{\rho^2 - y^2}} \right) \quad (\text{C.32})$$

$$= \frac{1}{\beta} A(\rho, z). \quad (\text{C.33})$$

Also ist insgesamt

$$A(\rho, z) = \beta A'(\rho', z') = \beta A'(\beta\rho, \beta z). \quad (\text{C.34})$$

Ergebnis

Insgesamt kann das Ergebnis aus Gleichung C.25 zusammen mit Gleichung C.8 genutzt werden, um eine Gesamtdarstellung der Elektronendichte zu erhalten. Dabei wird berücksichtigt, dass der Brechungsindex nur für $n_e \leq n_c$ reell ist:

$$\sqrt{1 - \frac{n_e(\rho, z)}{n_c}} - 1 = \frac{c}{\omega_0} A(\rho, z) \quad (\text{C.35})$$

$$\Rightarrow \left| 1 - \frac{n_e(\rho, z)}{n_c} \right| = \left(\frac{c}{\omega_0} A(\rho, z) + 1 \right)^2 \quad (\text{C.36})$$

$$\Rightarrow n_e(\rho, z) = n_c \left[1 - \left(\frac{c}{\omega_0} A(\rho, z) + 1 \right)^2 \right] \quad \text{für } n_e \leq n_c \quad (\text{C.37})$$

oder alternativ, wenn die Näherung genutzt wird

$$\frac{n_e(\rho, z)}{2n_c} \approx -\frac{c}{\omega_0} A(\rho, z) \quad (\text{C.38})$$

$$\Rightarrow n_e(\rho, z) \approx -\frac{2n_c c}{\omega_0} A(\rho, z). \quad (\text{C.39})$$

Mit der Beziehung $\frac{c}{\omega_0} = \frac{c}{2\pi f} = \frac{\lambda}{2\pi}$ und unter Einbeziehung der Vergrößerung (Gleichung C.34) kann dies statt in Winkelfrequenzen ω_0 letztlich auch in Laserwellenlängen λ des Probelasers geschrieben werden als:

$$n_e(\rho, z) = \begin{cases} -n_c \frac{\lambda \beta}{\pi} A'(\rho', z') & \text{für } n_e \ll n_c \\ n_c \left[1 - \left(\frac{\lambda \beta}{2\pi} A'(\rho', z') + 1 \right)^2 \right] & \text{für } n_e \leq n_c \end{cases} \quad (\text{C.40})$$

$$\text{mit } A'(\rho', z') = \mathcal{A}_{y'}^{-1}[\Delta\varphi'(y', z')](\rho', z') = -\frac{1}{\pi} \int_{\rho'}^{\infty} \frac{d(\Delta\varphi'(y', z'))}{dy'} \frac{dy'}{\sqrt{\rho'^2 - y'^2}}$$

und $\rho' = \beta\rho, z' = \beta z$.

Diskussion

In den vorangegangenen Herleitungen wurden zwei Näherungen genutzt:

- Die Strahlengänge der Probestrahlen durch das Plasma wurden als geradlinig angenommen. Diese Näherung ist nicht gültig für starke Brechungsindexgradienten.
- Die Abelsche Integralgleichung ist nur gültig für Funktionen $f(r)$, die schneller als $\frac{1}{r}$ gegen Null fallen (für $r \rightarrow \infty$). Dies bedeutet effektiv, dass $n_e(\rho)$ radial schneller als $1/\rho$ fallen muss.

D Software zur Messdatenaufnahme am Vorplasmauntersuchungsaufbau

Die zügige Aufnahme von Messdaten am Vorplasmauntersuchungsaufbau erforderte eine schnelle Verarbeitung der bis zu sechs Kamerabilder pro Puls und eine klare Separation der Pulse. Dabei war sicherzustellen, dass jeder einzelne Pumpuls erfasst wurde. Weiterhin mussten die elektromagnetischen Shutter im Strahlengang des Pump- und Probestrahls zu korrekten Zeiten geöffnet und geschlossen werden. Dies stellte sicher, dass eine unbenutzte Oberflächenposition auf dem Targetrad nicht schon vor der eigentlichen Messwertaufnahme dem Pumpstrahl ausgesetzt wurde. Die Verwendung zahlreicher Kameras erforderte dabei eine optimierte Nutzung der Ethernet-Netzwerkcapazität.

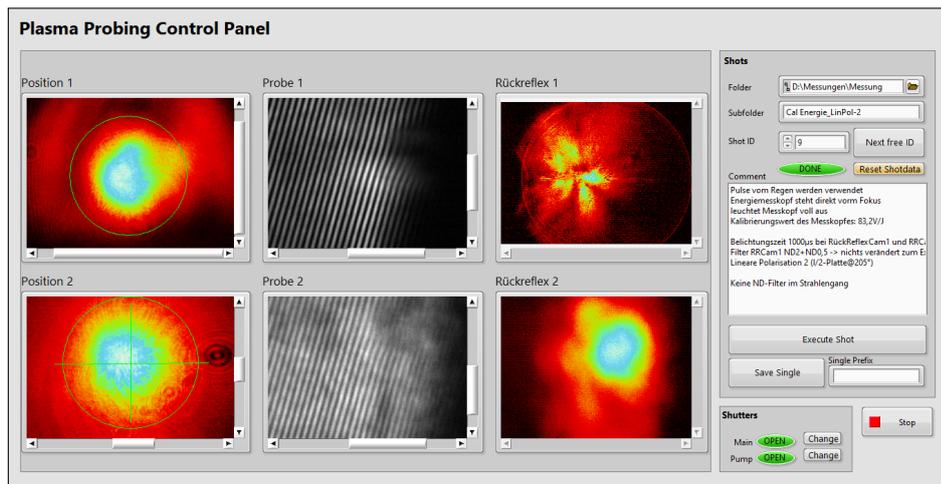


Abb. D.1: Bildschirmfoto der entwickelten Benutzeroberfläche. Gut sichtbar ist die Darstellung der zuletzt aufgenommenen Bilder im linken Teil und die Protokollierung bzw. Shutteransteuerung im rechten Teil.

Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, wurde eine Software in LabView entwickelt (siehe Abb. D.1), die einen Großteil der Aufgaben erfüllen konnte:

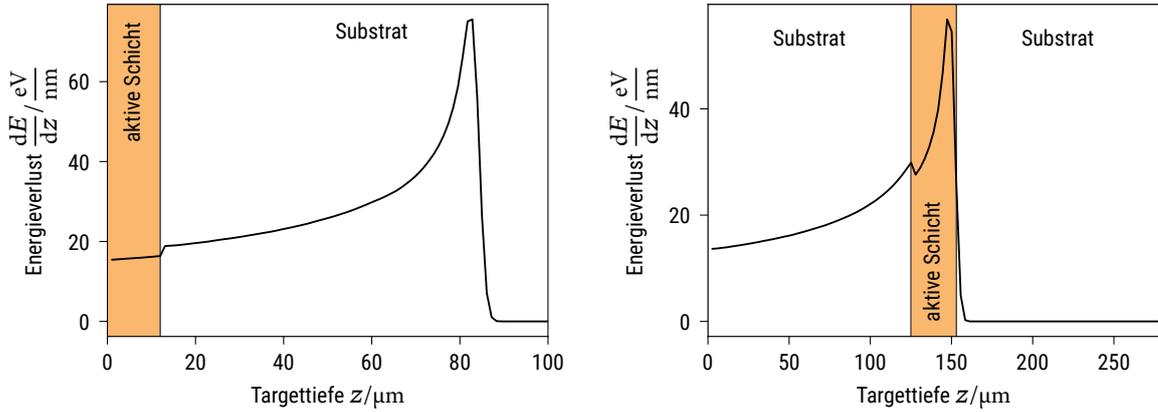
- Automatische Ansteuerung der Shutter und korrelierte Aufnahme von Kamerabildern erfolgte auf Knopfdruck.
- Die Bildersequenz deckte Referenzbilder, den ersten tatsächlichen Puls aufs Target und bis zu vier weitere Pulse ab, bevor die Verschlüsse wieder geschlossen werden (siehe Tabelle D.1).
- Automatische Protokollierung wichtiger Parameter ist mit minimalem Nutzereingriff möglich.
- Es wurde sichergestellt, dass Messdaten aufsteigend nummeriert und nicht versehentlich überschrieben werden.

Tab. D.1: Zeitliche Abfolge der Datenaufnahme im Programm (Zeitachse von links nach rechts).

Puls	...	0	1	2	3	4	5	6	...
Nutzereingabe		Start							
Bilderaufnahme			Ref.	1	2	3	4		
Gesamt-Shutter		zu	offen	offen	offen	offen	offen	zu	
Pump-Shutter		zu	zu	offen	offen	offen	offen	zu	

E Berechnung der Energiedosisumrechnungsfaktoren

Die optische Dichte von RCF reagiert etwa linear mit der eingestrahelten Energiedosis. Daher war es notwendig, die während der Kalibrierung verwendeten Fluenzen Φ_p in eine Energiedosis D umzurechnen. Gemäß Gleichung 3.1 gilt $\Phi_p = \frac{dN_p}{dA}$ und nach Gleichung 3.4 gilt $D = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm}$. Für eine aktive Schicht fester Dicke d_a und Dichte ρ wird das Massenelement zu $dm = \rho d_a dA$.



(a) SRIM Rechnung der Energieabgabe von Protonen mit einer kinetischen Energie von 2,4 MeV in HD-V2. (b) SRIM Rechnung der Energieabgabe von Protonen mit einer kinetischen Energie von 3,4 MeV in EBT₃.

Abb. E.1: Grafiken zur Bestimmung der deponierten Energie in der aktiven Schicht während der Kalibrierung von RCF.

Die Energie E_a , die ein einzelnes Proton in der aktiven Schicht deponiert, kann mittels SRIM bestimmt werden (siehe Abb. E.1). Dazu wird die Energieabgabe im Bereich der aktiven Schicht integriert (numerisch mit der Trapezregel):

$$E_a = \int_{z_{a,\text{Anfang}}}^{z_{a,\text{Ende}}} \frac{dE}{dz} dz. \quad (\text{E.1})$$

Für die Kalibrierung mit HD-V2 ergab sich hieraus $E_a = 0,173$ MeV und für EBT₃ wurde der Wert $E_a = 1,061$ MeV bestimmt. So kann auch die infinitesimal absorbierte Energie dE_{abs} umgeschrieben werden zu $dE_{\text{abs}} = E_a dN_p$, also

$$D = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm} = \frac{E_a}{\rho d_a} \frac{dN_p}{dA} = \frac{E_a}{\rho d_a} \Phi_p \quad \Rightarrow \quad \frac{D}{\Phi_p} = \frac{E_a}{\rho d_a}. \quad (\text{E.2})$$

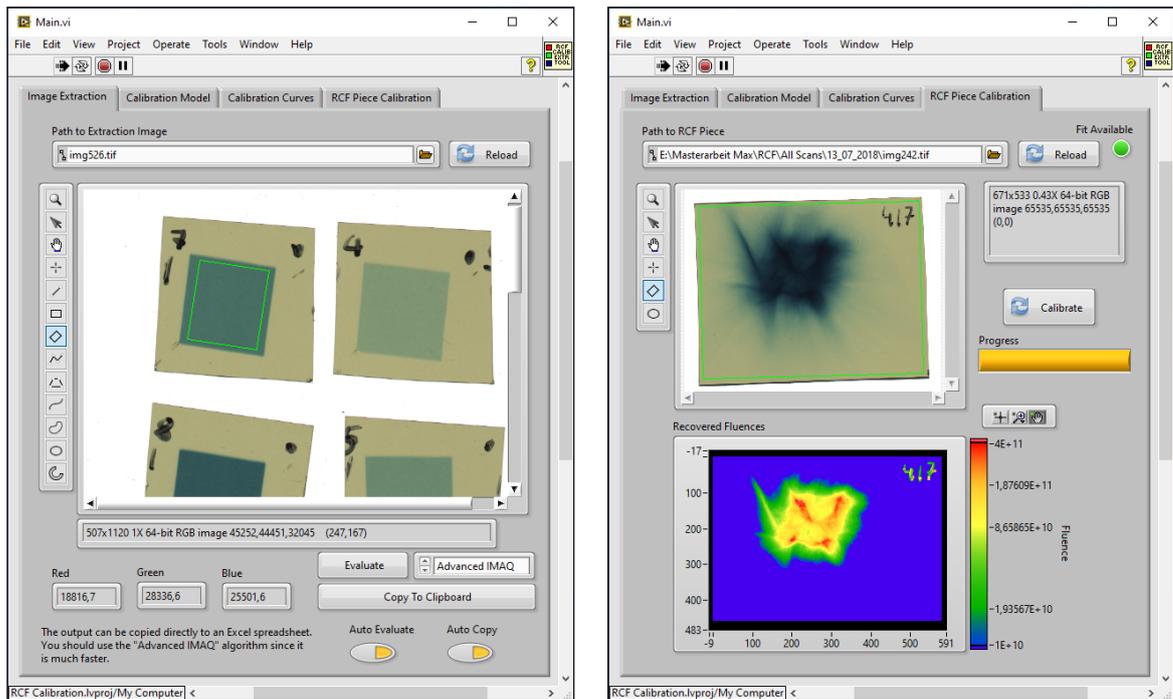
Mit den gegebenen Werten ergaben sich die in Tabelle E.1 aufgelisteten Umrechnungsfaktoren.

Tab. E.1: Umrechnungsfaktoren für die Kalibrierung von HD-V2 und EBT₃ in der vorliegenden Arbeit.

Typ	E_a/MeV	$\rho/\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$d_a/\mu\text{m}$	$\frac{D}{\Phi_p}/10^{-8} \text{ cm}^2 \text{ Gy}$
HD-V2	0,173	1,08	12,0	2,14
EBT ₃	1,061	1,08	28,0	5,62

F Software zur Kalibrierung von RCF

Die Aufnahme von Referenzkurven zur Kalibrierung von bestrahlten RCF ist regelmäßig notwendig, da sich einzelne Chargen deutlich unterscheiden können [62]. Weiterhin macht z. B. die Anschaffung eines neuen Scanners oder die zeitliche Degradierung der Filme ebenfalls eine Neureferenzierung nötig. Daher wurde im Rahmen dieser Masterarbeit eine einfach zu bedienende Software zur Kalibrierung von RCF in LabVIEW entwickelt (siehe Abb. F.1).



(a) Ansicht während der Extraktion von durchschnittlichen Färbungen aus der Referenzmessung. (b) Ansicht während der Kalibrierung eines gescannten RCF.

Abb. F.1: Grafische Benutzeroberfläche der entwickelten Software zur Kalibrierung von RCF.

Der typische Nutzungsablauf der Software beginnt mit dem Scannen der bestrahlten Referenzflächen bekannter Strahlungseinwirkung. Aus diesen wird für jede dieser Flächen ein mittlerer Rot-, Grün- und Blauwert ermittelt. Dieser wird teilautomatisch in einer Tabelle protokolliert. Dazu wird jeweils die Fluenz angegeben, mit der die entsprechende Fläche bestrahlt wurde. Anhand dieser Tabelle kann die Software automatisch mittels der in Unterabschnitt 5.3 beschriebenen Kurvenanpassungen die notwendigen Parameter für die Kalibrierung weiterer RCF errechnen.

Im zweiten Schritt wird der z. B. mit Protonen aus Laserteilchenbeschleunigung bestrahlte RCF unter gleichen Bedingungen gescannt und in das Programm geladen (siehe Abb. F.1(b)). Daraus kann die räumliche Verteilung der Protonenfluenz berechnet werden. Zusätzlich ist es möglich, eine Fehlerabschätzung durchzuführen, indem die Korrelation der verschiedenen Farbkanäle untersucht wird [49].

G Konzeption eines neuen RCF-Stapel-Wechslers

Der in Unterabschnitt 5.5 vorgestellte Aufbau zur Positionierung von RCF-Stapeln in den Strahlengang des POLARIS-Protonenstrahls hat einige Vorzüge: Er ist leicht auf- und abzubauen und kann somit kurzfristig anderen Experimenten weichen. Weiterhin ist er flexibel genug, um auch bei geänderten Platzbedingungen in der Targetkammer eingesetzt zu werden. Die größte Limitierung bei Einsatz am POLARIS-System ist die stark begrenzte Anzahl von zwei RCF-Stapeln, die gleichzeitig in die Kammer geladen werden können. Da POLARIS mit einer Repetitionsrate von 1/50 Hz betrieben wird und die Vakuumkammer für die Dauer eines Experiments (ca. 100 Pulse) geschlossen bleibt, kann so in der Regel nur eine kleine Anzahl von Protonenpulsen auf RCF aufgenommen werden. So konnten beispielsweise im Rahmen der POLARIS-Messkampagne im Sommer 2018 insgesamt weniger als 30 RCF-Stapel zum Einsatz kommen, obwohl insgesamt mehrere Tausend Protonenpulse erzeugt wurden.

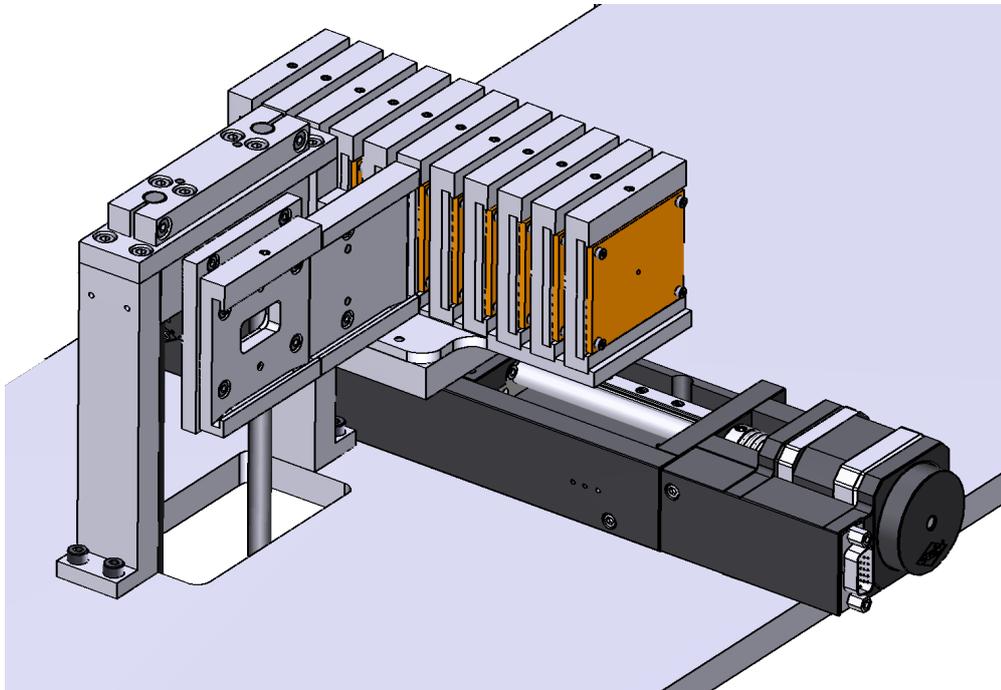


Abb. G.1: Gerenderte Darstellung des konstruierten 3D-CAD Modells des neuen RCF-Stapel-Wechslers. Hauptsächlich dunkelgrau/schwarz dargestellt ist eine Schiene, auf der mittels eines Schrittmotors eine Reihe von RCF-Stapeln (orange) bewegt wird. Diese können in den Strahlengang geladen werden, indem sie nach links vorn in einen Aufzug geschoben werden und durch eine Aussparung in der Bodenplatte nach unten abgelassen werden.

Daher wurde frühzeitig ein neuer Mechanismus geplant, um eine größere Anzahl von RCF-Stapeln in der Vakuumkammer vorhalten zu können. Grundlegende Randbedingungen hierfür sind der limitierte verfügbare Raum nahe des Targets und die Flexibilität, die bei wechselnden Experimenten nötig ist. Weiterhin sollen mindestens 10 RCF-Stapel gleichzeitig in der Kammer gehalten und in den Strahlengang geladen werden können. Die endgültige Positionierung muss auf wenige Zehntelmillimeter in alle Raumrichtungen bei minimalen Verkippungswinkeln ($<0,5^\circ$) genau sein, um potentiell einen zentralen Strahldurchlass zur Thomson-Parabel zu erlauben.

Die grundlegende Idee ist die Verwendung eines Mechanismus ähnlich dem eines Diaprojektors mit automatischem Wechsler. Die RCF-Stapel werden oberhalb des Targets vorgehalten und mit ei-

ner Art Aufzug geladen. Die Konstruktion wurde in den technischen Werkstätten der Physikalisch-Astronomischen-Fakultät der Universität Jena begonnen. Eine CAD-Zeichnung des aktuellen Standes ist schematisch in Abb. G.1 dargestellt. Weitere Randbedingungen sind die nötige Geschwindigkeit, um mit der Repetitionsrate von POLARIS mitzuhalten und der Einsatz im Vakuum. Die gesamte Konstruktion wird auf einer von flexibel positionierbaren Säulen getragenen Platte aufgebaut, damit darunter verlaufende Strahlwege nicht blockiert werden.

H Selbstständigkeits- und Nutzungserklärung

Ich erkläre, dass ich die vorliegende Masterarbeit selbständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Quellen angefertigt habe. Aus fremden Quellen übernommene Gedanken, Werte und Zitate sind als solche deutlich kenntlich gemacht. Die Masterarbeit ist an keiner anderen Stelle als Prüfungsleistung verwendet worden oder als Veröffentlichung erschienen. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium.

Seitens des Verfassers bestehen keine Einwände, die vorliegende Masterarbeit für die öffentliche Nutzung zur Verfügung zu stellen.

Ort, Datum

Max Mäusezahl