

Aufbau und Optimierung einer Laser-Beamline für den Ionisationslaser des Plasmabeschleunigungsexperiments bei PITZ

Masterarbeit

zur Erlangung des akademischen Grades

Master of Engineering „M.Eng.“

Technische Hochschule Wildau

Fachbereich: Ingenieurwesen- und Naturwissenschaften

Studiengang: Photonics

eingereicht von: Marc Schinkel

geboren am : 14.01.1985

Reg.-Nr.: P10/31/SS2013

eingereicht am: 20.11.2015

Betreuer/Einrichtung: Dr.-Ing. Matthias Gross / DESY Zeuthen

Betreuer/Hochschule: Dipl.-Physiker Harald Beyer / TH Wildau

Themenstellendes Institut: Deutsches Elektronen-Synchrotron

Bibliografische Beschreibung und Referat

Marc Schinkel

*Aufbau und Optimierung einer Laser-Beamline für den Ionisationslaser
des Plasmabeschleunigungsexperiments bei PITZ*

Masterarbeit 2015, Technische Hochschule Wildau (FH), 85 Seiten, 78 Abbildungen, 10 Tabellen, 23 Literaturangaben

Zielsetzung:

Mechanischer Aufbau einer Laserbeamline für einen Argon-Fluorid (ArF)-Hochleistungs-Ionisationslaser ($\lambda = 193 \text{ nm}$) für die Strahldiagnostik direkt im Labor sowie einer zweiten Laserbeamline vom optischen Labor bis zum Beschleunigertunnel zur Erzeugung eines Plasmas in einer Plasmazelle. Dazu ZEMAX-Simulationen und experimenteller Abgleich mit letztendlichem Aufbau.

Abstract:

Bei PITZ (Photoinjektor Teststand am DESY, Standort Zeuthen) wird derzeit ein Experiment zur Plasmabeschleunigung aufgebaut. Ein wesentliches Element dabei ist die Ionisierung von Lithium Metaldampf in einer Plasmazelle mit einem UV-Laser. Das Laserlicht wird dafür in einer Beamline transportiert, die verrohrt und mit Stickstoff gefüllt ist, um Absorption durch Sauerstoff zu minimieren. Kriterien zur Beurteilung der Laserbeamlines waren dabei unter anderen die Energieverteilung des Strahlprofils und die Pulsenergie nach Durchlaufen einer 12,49 m langen Strahlführung bevor die UV-Photonen die Plasmazelle durchqueren und das gewünschte Plasma

erzeugen.

Zur Charakterisierung und Bewertung der Leistungsfähigkeit der untersuchten Laserbeamlines, wurden experimentelle Daten, wie z.B. Energie- und Strahlprofilmessungen ausgewertet. Im weiteren Verlauf der Analyse des Laserstrahlverlaufs wurden optische Simulationen des real aufgebauten Gesamtsystems durchgeführt. Zum analytischen Teil des Projekts gehörten Simulationen bezüglich der transmittierten Gesamtenergie, des Einflusses von Aperturen auf die Gesamtenergie sowie Tests hinsichtlich der Sensitivität des Gesamtsystems beim Verkippen bzw. bei nicht optimaler Ausrichtung der Laserbeamlines. Weiterhin werden Lösungsansätze für die Maximierung der, durch die Beamline, transmittierten Energie sowie für die Optimierung der Stickstoffspülung und der Kollimatoroptik in der Laserbeamline 2, vorgeschlagen.

Currently an experiment to demonstrate plasma wakefield acceleration is in preparation at PITZ (photoinjector test facility at DESY, location Zeuthen). One main element is the ionization of lithium metal vapor in a plasma cell with a UV laser. The laser light is guided in a beamline which is located in a nitrogen filled pipe to minimize absorption by oxygen.

The goal of this master thesis was to practically construct a theoretical existing optical system which was modelled at the institut. General criteria of the analyses were the cross section of the emitted laser profile and performance ability of the whole optical system which has to be of high quality. The transmitted laser energy has to be high enough with correct dimensions of the profile. The intended criteria are in order to generate a homogeneous plasma inside a plasma cell at a distance of 12,49 m from laser output aperture.

The laserbeamlines were characterized with energy measurements directly at the beamlines. These experimental data were analysed and compared to optical simulations of the whole optical system. The optical simulations addressed the transmitted maximum energy, influence of apertures on the transmitted energy and tests of sensitivities within the system. With these analyses some basic understanding on the two laser beamlines was developed. In addition, some solution approaches were made to maximise the transmitted energy. Like optimising the purging with nitrogen and enhance the performance ability of the collimator optics box.

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe, dass alle Stellen der Arbeit, die wörtlich oder sinngemäß aus anderen Quellen übernommen wurden, als solche kenntlich gemacht und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegt wurde.

Datum/Unterschrift:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie Excimer-Laser	4
3	Theorie UV-Licht	9
4	Beschreibung der Laserbeamlines	15
4.1	Laserbeamline 1	16
4.2	Laserbeamline 2	19
5	Simulationen mittels ZEMAX	24
5.1	Simulation der Laserbeamline 2	25
5.2	Analyse der Transmittivität des Gesamtsystems mit sphärischen Linsen	26
5.3	Optimierung der Kollimierungsoptiken	33
5.4	Test der optischen Systeme auf deren Sensitivität	41
6	Umsetzung und Abgleich mit den optischen Simulationen	46
6.1	Messungen an der Laserbeamline 1	46
6.1.1	Bestimmung des Strahlprofilverlaufes	46
6.1.2	Intensitäts- und Energiemessungen	48
6.1.3	Einfluss von molekularen Sauerstoff	50
6.2	Messungen an der Laserbeamline 2	50
6.2.1	Vermessung und Analyse des Ausgangslaserstrahls . .	51
6.2.2	Energiemessungen an der Laserbeamline 2	53
6.2.3	Optimierung der Stickstoffspülung	57
7	Zusammenfassung und Ausblick	59
	Quellenverzeichnis	63
	Literatur	63
A	Anhang	66

Abbildungsverzeichnis

1.1	Simulation von stabilen selbstmodulierten Kielwellen [22] . .	2
2.1	ArF-Laser-Spektrum des verwendeten Lasers von COHERENT. Grafik von COHERENT zur Verfügung gestellt.	7
3.1	Absorptionsquerschnitte von den Molekülen O ₂ , N ₂ , O ₃ http://www.eumetcal.org/euromet/german/satmet/s2500/s2500004.htm am 31.08.15 11:39Uhr	10
3.2	schematische Darstellung der Absorption von verschiedenen Sauerstoffspezies http://www.chemieunterricht.de/dc2/ozon/o2-o3-uv.htm	11
3.3	Transmissionskurve für Fused Silica für eine 10 mm dicke Pro- be. Grafik von Präzisions Glas und Optik GmbH http://www.pgo-online.com/de/katalog/index.html	13
4.1	konstruktiver Aufbau Laserbeamline 2 bis Plasmazelle im Be- schleunigertunnel. Grafik von Gerald Koss (DESY Zeuthen) .	16
4.2	konstruktiver Aufbau Laserbeamline 1 bis Optiktisch mit Plas- mazelle (Grafik von Gerald Koss, DESY Zeuthen)	17
4.3	mechanischer Aufbau Laserbeamline 1 bis Optiktisch mit Gas- anschlüssen für ArF-Laser	18
4.4	konstruktiver Aufbau Laserbeamline 2 bis Plasmazelle im Be- schleunigertunnel. Grafik von Gerald Koss (DESY Zeuthen) .	20
4.5	Justierlaser zur ersten Ausrichtung der Spiegel und des Strahl- führungsrohres auf die Laserstrahlachse	22
4.6	Kollimatoroptikbox mit Anschluss an erstes langes Rohr durch Wandbohrung	23
5.1	ArF-Laser als Modell und Detektoren zur Überprüfung der Divergenzen	25
5.2	homogenes ArF-Laserprofil im Modell mit 10 x 24 mm ²	26
5.3	homogenes ArF-Laserprofil im Modell mit 20 x 54 mm ²	27
5.4	Zweidimensionale Darstellung der Laserbeamline 2 mit opti- schen Elementen von Matthias Gross und James Good	28

5.5	Kollimatoroptikbox als Shaded Model mit Positionen der Energiedetektoren (weiße Kreisflächen), der sphärischen Linsen und der Apertur des Ausgangsstutzens	28
5.6	Detektorbild: 72 mm vor der Kollimatoroptikbox	29
5.7	Detektorbild: 5,3 mm nach der Zerstreuungslinse	29
5.8	Detektorbild: 15 cm nach Kollimatoroptikbox mit Stutzen; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung	29
5.9	Detektorbild: 15 cm nach Kollimatoroptikbox mit Stutzen; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung	29
5.10	Detektorbild: 3,9 m nach Kollimatoroptikbox; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung	30
5.11	Detektorbild: 3,9 m nach Kollimatoroptikbox; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung	30
5.12	Detektorbild: 10 cm nach viertem Spiegel; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung	31
5.13	Detektorbild: 10 cm nach viertem Spiegel; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung	31
5.14	Strahlexpanderoptikbox als Shaded Model mit Positionen der beiden Prismen und der Plasmazelle	31
5.15	Detektorbild vor Strahlexpanderoptikbox - sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung	32
5.16	Detektorbild vor Strahlexpanderoptikbox - sphärische Linsen mit AR-Beschichtung	32
5.17	Detektorbild nach Strahlexpanderoptikbox - sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung	33
5.18	Detektorbild nach Strahlexpanderoptikbox - sphärische Linsen mit AR-Beschichtung	33
5.19	dreidimensionale Darstellung einer Kollimatoroptikbox mit vier Zylinderlinsen	34
5.20	Profil und transmittierte Energie durch zwei Zylinderlinsen ohne Antireflexbeschichtung	35
5.21	Profil und transmittierte Energie durch zwei Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung	35
5.22	Profil und transmittierte Energie durch vier Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 12 cm nach letzter Linse	35
5.23	Profil und transmittierte Energie durch vier Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 12,49 m zur Laserausgangsapertur	35
5.24	dreidimensionale Darstellung einer Kollimatoroptikbox mit zwei Zylinderlinsen	36
5.25	Profil und transmittierte Energie durch zwei Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 12 cm nach letzter Linse	37

5.26	Profil und transmittierte Energie durch zwei Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 12,49 m zur Laserausgangsapertur	37
5.27	Profil und transmittierte Energie durch eine toroidale und zwei sphärischen Linsen, jeweils mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 8 m zum Kollimator	39
5.28	Profil und transmittierte Energie durch eine toroidale und zwei sphärischen Linsen, jeweils mit Antireflexbeschichtung; vor Expanderoptikbox	39
5.29	Profil und transmittierte Energie durch drei Zylinderlinsen, jeweils mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 5 m zur Laserausgangsapertur	40
5.30	Profil und transmittierte Energie durch drei Zylinderlinsen, jeweils mit Antireflexbeschichtung; vor Expanderoptikbox	40
5.31	von Newport skizzierter Off-Axis Parabolspiegel: abgerufen am 04.11.2015 auf https://assets.newport.com	41
5.32	Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des ersten Spiegels um $0,1^\circ$ um x-Achse	42
5.33	Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des ersten Spiegels um $0,05^\circ$ um x-Achse	42
5.34	Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; erster Spiegel um $0,1^\circ$ um x-Achse verkippt	43
5.35	Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; erster Spiegel um $0,05^\circ$ um x-Achse verkippt	43
5.36	Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des vierten Spiegels um $0,1^\circ$ um x-Achse	44
5.37	Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des vierten Spiegels um $0,05^\circ$ um x-Achse	44
5.38	Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; vierter Spiegel um $0,1^\circ$ um x-Achse verkippt	44
5.39	Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; vierter Spiegel um $0,05^\circ$ um x-Achse verkippt	44
5.40	Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des fünften Spiegels um $0,1^\circ$ um x-Achse	45
5.41	Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des fünften Spiegels um $0,05^\circ$ um x-Achse	45
5.42	Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; fünften Spiegel um $0,1^\circ$ um x-Achse verkippt	45

5.43	Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; fünften Spiegel um $0,05^\circ$ um x-Achse verkippt	45
6.1	aufgebaute Laserbeamline 1	47
6.2	Messanordnung für die Energiemessung an der Laserausgangsapertur	49
6.3	Messanordnung für die Profilvermessung im Abstand von 21 cm vom Laserausgang	51
6.4	horizontale Energieverteilung an der Laserausgangsapertur mit 1 mm Lochblende vor Detektor	52
6.5	vertikale Energieverteilung an der Laserausgangsapertur mit 1 mm Lochblende vor Detektor	53
6.6	Messanordnung für die Profilvermessung an der Plasmazellenposition; mit 3 mm Irisblende vor dem Detektor und Strahlexpanderoptikbox	54
6.7	horizontale Energieverteilung an der Plasmazellenposition (in Laserstrahlrichtung) mit 3 mm Lochblende vor Detektor . . .	55
6.8	vertikale Energieverteilung an der Plasmazellenposition (in Laserstrahlrichtung) mit 3 mm Lochblende vor Detektor . . .	56
6.9	Laserprofilabbildung an der Plasmazellenposition	56
6.10	Sauerstoffkonzentrationsverlauf bei Dichtheitstest an der Laserbeamline 2	58
A.1	Apertur der Plasmazelle	69
A.2	Profilverlauf x-Achse des modellierten ArF-Lasers	70
A.3	Profilverlauf y-Achse des modellierten ArF-Lasers	70
A.4	Winkelabhängigkeit der Reflektivität eines unbeschichteten Spiegels	71
A.5	3D-Layout der modifizierten Laserbeamline 1 bis Eingang Expanderbox	71
A.6	Dreidimensionale Darstellung der modifizierten Laserbeamline 1 bis Eingang Expanderbox	72
A.7	Detektorbild: 5,3 mm nach der Zerstreuungslinse mit AR-Beschichtung	73
A.8	Detektorbild: 15 cm nach Kollimatoroptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung	73
A.9	Detektorbild: 15 cm nach Kollimatoroptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung	73
A.10	Detektorbild: 3,9 m nach Kollimatoroptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung	74
A.11	Detektorbild: 3,9 m nach Kollimatoroptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung	74
A.12	Detektorbild: vor Expanderoptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung	74

A.13 Detektorbild: vor Expanderoptikbox ohne Stutzen; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung	74
A.14 Detektorbild: nach Plasmazelle; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung	74
A.15 Detektorbild: nach Plasmazelle; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung	74

Tabellenverzeichnis

2.1	Daten des ArF-Ionisationslasers von COHERENT	6
3.1	Einteilung der UV-Spektralbereiche nach DIN 5031-7	9
4.1	Abstände der optischen Bauelemente der Laserbeamline 1 . .	18
4.2	Abstände der optischen Bauelemente der Laserbeamline 2 . .	21
6.1	Strahlabbmessungen mit eingesetzter 3 mm-Lochblende und einer Plankonvexlinse mit $f = 500$ mm	48
6.2	Energiemessungen mit 3 mm Lochblende und 6 mm dicker Plan-konvex-Linse	48
A.1	horizontale Laserprofilvermessung in 15 mm Höhe	66
A.2	vertikale Laserprofilvermessung bei 3 mm seitlichen Versatz .	67
A.3	horizontale Laserprofilvermessung an Plasmazellenposition mit 3 mm-Irisblende	68
A.4	vertikale Laserprofilvermessung an Plasmazellenposition mit 3 mm Irisblende	68

Kapitel 1

Einleitung

In den letzten Jahren ist das Interesse an der Teilchenbeschleunigung mittels Plasmawellen bzw. Plasmakielfeldern stark gestiegen. Durch die starken mikroelektrischen Felder (Gradienten bis zu einer Größenordnung von TV/m) innerhalb des Plasmas werden Beschleunigungen erreicht, die unweigerlich zu neuen Anwendungsmöglichkeiten im Bereich der Grundlagenforschung, wie der Teilchenphysik führen.[8] Auch andere Bereiche, wie Medizin oder Moleküldiagnostik haben mittels Freie-Elektronen-Laser (FEL) neue Möglichkeiten in Forschung und Entwicklung sowie direkte Anwendungen bei medizinischen Eingriffen. In naher Zukunft werden durch die relativ kleinen Abmessungen von Plasmabeschleunigern Table-Top-Beschleuniger möglich, die dann, wie die konventionellen Protonenringbeschleuniger mit einigen Kilometern Durchmesser heutzutage, zur Gehirntumorbehandlung eingesetzt werden können.

Im Rahmen der Kollaboration *Laboratory for Laser- and beam-driven plasma Acceleration* (LAOLA) werden vier große Experimentalprojekte am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg und Zeuthen bearbeitet. Im DESY in Hamburg werden die Plasmabeschleunigungsexperimente, wie Relativistic Electron Gun for Atomic Exploration (REGAE), Large Underground Xenon dark matter experiment (LUX), Freie Elektronen Laser FLASH II und FLASHForward, durchgeführt.

Am Photoinjektor Teststand am DESY, Standort Zeuthen (PITZ) werden Experimente hinsichtlich Plasmawellen-Teilchenbeschleunigung (Plasma Wakefield Acceleration, kurz PWA) mittels Laserstrahlen zur Erzeugung eines Lithiumplasmas in einer Plasmazelle durchgeführt (Particle Beam-Driven Plasma Wakefield Acceleration, kurz PD-PWA). Dabei werden die Selbstmodulationsprozesse der Elektronenbunche genau analysiert, um diese, für z.B. das AWAKE Experiment, wichtigen Prozesse im Detail zu charakterisieren.[1] Ziel ist die Optimierung der transversalen und longitudinalen Emittanz.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es den Laserstrahlverlauf eines Hochleis-

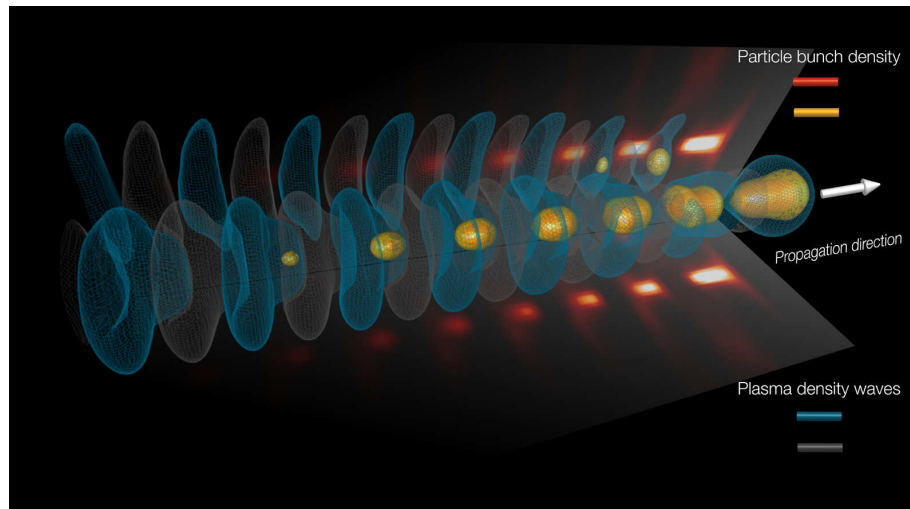


Abbildung 1.1: Simulation von stabilen selbstmodulierten Kielwellen [22]

tungsionisationslasers, einem Argon-Fluorid-Laser (ArF-Laser, siehe Kapitel 2) vom Hersteller COHERENT, zu erfassen und Optimierungen hinsichtlich der transmittierten Gesamtenergie durchzuführen. Der ArF-Laser ist nötig, um ein Lithiumplasma in einer dafür vorgesehenen Plasmazelle zu zünden bzw. zu erzeugen. Aufgrund der abgestrahlten Wellenlänge des ArF-Lasers von $\lambda=193\text{ nm}$ (dies entspricht einer Photonenenergie von $6,44\text{ eV}$), kommt es zu Photoionisationsprozessen, da die 1. Ionisationsenergie von Li bei $5,39\text{ eV}$ liegt.[3] Dadurch entsteht für einige Mikrosekunden ein Plasma. Das erzeugte Lithiumplasma, mit einem gewünschten und theoretisch ausreichenden Ionisationsgrad von 10% , dient dann der Elektronenbeschleunigung eines zuvor erzeugten Elektronenstrahls. Beim Durchlaufen des Plasmas wird ein Elektronenpaket durch die Selbstmodulationsinstabilität in kürzere Bunches aufgeteilt [22], siehe dazu Abbildung 1.1. Mit den modulierten Bunches kann dann die Beschleunigung eines anderen Elektronenpakets realisiert werden.[4], [1] Verglichen mit herkömmlichen Beschleunigern, die aufgrund eines elektrischen Durchschlags in den elektrischen Feldgradienten begrenzt sind, werden mittels Plasmawellenbeschleunigung ca. 10.000 -fache Gradienten erreicht. Dies führt zu kleineren räumlichen Abmessungen des Teilchenbeschleunigers bzw. bei ähnlichen Abmessungen zu 10.000 -facher Energie eines beschleunigten Elektronenpakets. Bereits durchgeführte Simulationen zeigen, dass eine Laserpulsenergie von ca. 50 mJ für den Ionisationsprozess ausreichend ist, wenn der Strahl die Plasmazelle durchquert. Von James Good wurde ein optisches System mittels ZEMAX simuliert.[6] Dieses dient in erster Linie der Strahlaufweitung, um die Energiedichte des Laserpulses gering zu halten. Weiterhin wird es zur Einkopplung in die Plasmazelle benötigt, um die gewünschten Dimensionen des Plasmakanals zu erhalten. Das

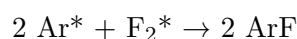
Strahlexpandersystem wurde bisher mit polarisierter Laserstrahlung mittels ZEMAX simuliert. Diese Simulation wird in dieser Arbeit auf einen unpolarisierten Laserpuls erweitert und mit den vorhergehenden Analysen verglichen. Ein weiterer Aspekt der Arbeit ist der Strahltransport vom Laser zur Plasmazelle: Mit dem bereits kontruierten sowie praktisch umgesetzten Strahlkollimatorsystem, das aktuell ein Kompromiss der zwei unterschiedlichen Divergenzen des emittierten Laserstrahls darstellt, und dem Strahlexpander werden verschiedene Messungen durchgeführt, um Theorie und Praxis zu vergleichen. Dazu zählen Intensitätsmessungen und Strahlprofilmessungen. Diese Messungen werden an zwei verschiedenen Beamlines durchgeführt. Eine Beamline wird in einem kleinen Labor aufgebaut.[14] Hier ist die zu durchquerende Laserstrecke sehr gering im Vergleich zu der anderen Beamline und misst rund 5 m. Die zweite 12 m lange Beamline führt zum Einbauort der Plasmazelle in die Elektronenbeschleunigerstrecke von PITZ. Die speziellen Unterschiede im Aufbau dieser zwei Beamlines werden im Kapitel 4 genauer beschrieben. Aufgrund der gesammelten Erkenntnisse aus Experimenten werden Verbesserungen der Stickstoffversorgung durchgeführt sowie eine Neuausrichtung des ArF-Lasers und neue optische Komponenten, wie Zylinderlinsen und Off-Axis Parabolspiegel, werden vorgestellt, um die transmittierte Gesamtenergie zu maximieren und das gewünschte Rechteckprofil vor der Plasmazelle zu erhalten. Dazu wurden in Kapitel 5 ZEMAX-Simulationen aufgeführt und ausgewertet worden. Im Anschluss daran werden in Kapitel 6 Vergleiche von Simulationen mit den experimentell ermittelten Daten durchgeführt. Dort werden Unterschiede vom bestehenden System zu den vorgeschlagenen optimierten Optiksyste men angeführt. Im Kapitel 7 werden die durchgeführten Analysen und Bewertungen zusammengefasst. Abschließend werden potentielle Entwicklungspotentiale betrachtet.

Kapitel 2

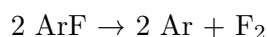
Theorie Excimer-Laser

Excimerlaser gehören zur Familie der Gaslaser und haben den Vorteil, dass sie gut gekühlt werden können und somit hohe Spitzenleistungen erreichbar sind. Allgemein werden Excimerlaser zur Herstellung hochintegrierter Schaltkreise (Lithographie), Gewebeablationen (LASIK), Lasermikrobearbeitung und für Grundlagenforschungen verwendet.

Der zur Plasmaerzeugung am DESY Zeuthen verwendete Laser ist ein **Argon-Fluorid-Excimerlaser** (im Folgenden ArF-Laser genannt). *Excimer* ist hierbei die Abkürzung für *excited dimer* (angeregtes Dimer - also ein Molekülverbund aus zwei identischen Monomeren). Da der ArF-Laser ein Gasgemisch aus dem Edelgas *Argon* und dem Halogen *Fluor* enthält, wird der Laser genauer als Exciplexlaser bezeichnet. *Exciplex* steht für *excited complex* (angeregtes komplexes Molekül). Die Anregung von Argon und Fluor erfolgt über eine elektrische Entladung, wodurch beide zu einem komplexen Molekülverbund, dem Argon-Monofluorid, reagieren, wie folgende Reaktionsgleichung verdeutlicht:



Ein solcher temporär bestehender Molekülkomplex kann spontane und stimulierte Strahlung emittieren. Dabei geht das Komplex in einen metastabilen Zustand über, von dem aus es wieder in die beiden Grundgasarten zerfällt:



Die Laserbedingung der Besetzungsinversion wird aufgrund des Umstandes, dass Exciplexe nur im angeregten Zustand existieren und dem instabilen Grundzustand der Moleküle, realisiert. Die angeregten metastabilen Edelgashalogenide, mit Lebensdauern von ca. $\tau = 10 \text{ ns}$, reichern sich an, wodurch dann mehr Moleküle im angeregten als im Grundzustand vorhanden sind. Sobald die angeregten Moleküle ihre gespeicherte Energie abgeben, fallen sie in den Grundzustand. Dieser photonemittierende Übergang wird

durch rückgekoppeltes einfallendes Licht gleicher Wellenlänge bei allen angeregten Molekülen innerhalb eines sehr kurzen Zeitraums ausgelöst. Die emittierten Photonen sind wegen des kontinuierlichen Spektrums jedoch auf eine ausgedehnte Bandbreite von rund 100 nm verteilt. Dadurch ist der Wirkungsquerschnitt für stimulierte Emission sowie der Gesamtwirkungsgrad von Excimerlasern gering. Für die hohen Pumpleistungen von annähernd 4000 W, die den geringen Wirkungsquerschnitt ausgleichen, sind Hochspannungsentladungen am besten geeignet. Somit ist es möglich kohärente Photonenemission, also Laserstrahlung, zu generieren.

Der Grundzustand der Moleküle selbst ist ein instabiler Zustand mit typischen Lebensdauern im piko-Sekunden-Bereich ($\tau = 10^{-12} \text{ s}$). Nach dieser Zeit zerfallen diese Moleküle in ihre Bestandteile, wodurch ein Pulsbetrieb des Excimerlasers notwendig wird (Pumpzeit zu kurz für cw-Betrieb). Dabei entsprechen die Pulsdauern den Zerfallszeiten und liegen typischerweise zwischen 4-40 ns. Die Repititionsraten variieren abhängig vom Einsatzgebiet des verwendeten Excimerlasers. Bisher maximale Repititionsraten liegen im kHz-Bereich. Die Pulsenergien variieren ebenfalls anwendungsbedingt, jedoch bis zum heutigen Stand der Technik mit maximal 1,2 J je Puls.

Die Energie der emittierten Laserstrahlung, und somit auch Wellenlänge und Frequenz, sind durch den Energieabstand zwischen dem angeregten Molekül und dem Grundzustand der Moleküle festgelegt. Hieraus resultiert die Zentralwellenlänge $\lambda = 193 \text{ nm}$ bzw. die Photonenenergie $E_{\text{photon}} = 6,4 \text{ eV}$. Diese Wellenlänge liegt im Randgebiet des fernen UV-Lichtes bzw. knapp im Vakuum-UV-Bereich. Dadurch werden für die Verwendung dieser Laserstrahlung spezielle Anforderungen an die Umgebung und den verwendeten optischen Bauelementen gestellt, was nachfolgende Erläuterungen in Kapitel [Theorie UV-Licht](#) zeigen werden.

Der für die Plasmaerzeugung am DESY Zeuthen verwendete ArF-Laser von COHERENT (spezielle Bezeichnung: COMPexPro 201) hat die in der Tabelle [2.1](#) aufgeführten, teilweise berechneten Werte. Die verwendeten Formeln sind die folgenden:

$$\text{Vakuumlichtgeschwindigkeit : } c_0 = \lambda\nu = nc_{\text{Medium}} = \frac{n\omega}{k}, \quad (2.1)$$

$$\text{Photonenenergie : } E_{\text{Photon}} = \frac{hc}{\lambda} = h\nu, \quad (2.2)$$

$$\text{Wellenlänge : } \lambda = \frac{hc}{E_{\text{Photon}}} = \frac{c}{\nu}, \quad (2.3)$$

$$\text{Bandbreite : } \Delta\lambda = -\frac{c\Delta\nu}{\nu^2} = -\frac{\lambda^2}{c}\Delta\nu, \quad (2.4)$$

$$\text{Divergenzwinkel : } \Theta\omega_0 = \frac{\lambda}{\pi}, \quad (2.5)$$

$$\text{Beugungsmasszahl : } M^2 = \frac{\Theta\omega_0}{\frac{\lambda}{\pi}} = \frac{SPP}{\frac{\lambda}{\pi}} = \frac{SPP}{SPP_{\text{ideal}}} > 1, \quad (2.6)$$

Tabelle 2.1: Daten des ArF-Ionisationslasers von COHERENT

Wellenlänge	193 nm
Frequenz	$1,55 \cdot 10^{15} \text{ Hz} = 1,55 \text{ PHz}$
Bandbreite	$17,6 \text{ MHz} = 2,19 \text{ fm}$
Photonenenergie	$6,43 \text{ eV} = 1,03 \cdot 10^{18} \text{ J}$
(max.) Pulsenergie	400 mJ
Pulsdauer	25 ns
max. Repititionsrate	10 Hz
Photonenanzahl/Puls	$3,88 \cdot 10^{17}$
durchschnittl. Leistung	4 W
max. Leistung	16 MW
Leistungsdichte	$6,67 \text{ MW/cm}^2$
Energiedichte	$0,167 \text{ J/cm}^2$
Strahlabmessung (VxH)	$24 \cdot 10 \text{ mm}^2$
Divergenz (VxH)	$3 \text{ mrad} \cdot 1 \text{ mrad}$
Strahl-Parameter-Produkt SPP (vertikal)	$36 \cdot 10^{-6} \text{ rad m} = 36 \text{ mrad mm}$
Strahl-Parameter-Produkt SPP (horizontal)	$10^{-6} \text{ rad m} = 1 \text{ mrad mm}$
Strahlguete k (vertikal)	0,0017
Strahlguete k (horizontal)	0,06

Die emittierte Strahlung ist unpolarisiert und weist in vertikaler Richtung die dreifache Divergenz wie in horizontaler auf. Das Rechteckprofil wird somit auf längeren Strecken zu einer Linie (hohes Aspektverhältnis). Um die Strecke der Beamline von rund 12 m ohne erheblichen Energieverlust zu durchqueren, ist eine Kollimatoroptikbox vorgesehen, die einen nahezu parallelen Strahlenverlauf ermöglichen soll. Die Pulsdauer des Lasers beträgt 25 ns, was einer räumlichen Pulslänge von knapp 7,5 m entspricht. Die angegebene maximale Pulsenergie ist 400 mJ und die maximale Repititionsrate

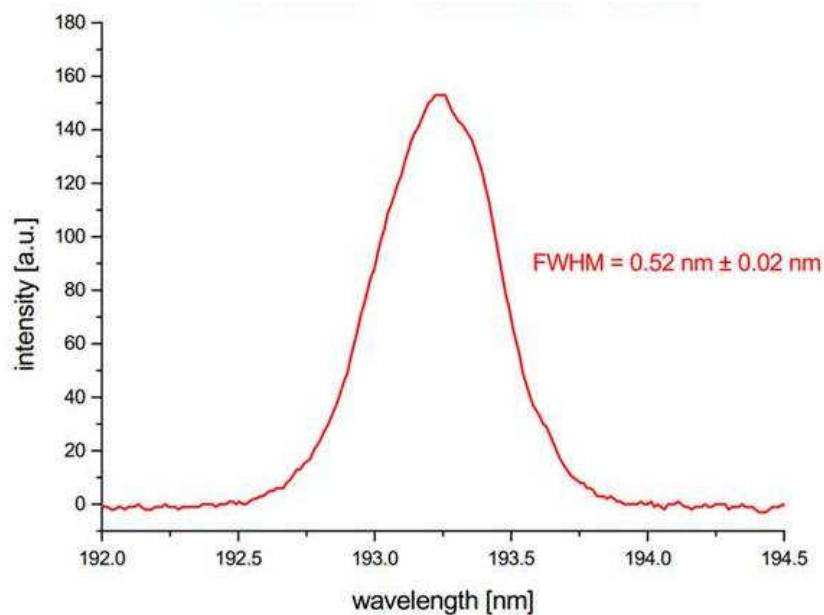


Abbildung 2.1: ArF-Laser-Spektrum des verwendeten Lasers von COHERENT. Grafik von COHERENT zur Verfügung gestellt.

10 Hz. Die entsprechende Energiedichte am Laserausgangsfenster ist demnach $0,167 \text{ mJ/cm}^2$. In Abbildung 2.1 ist das Spektrum des verwendeten Lasers dargestellt. Die Halbwertsbreite (Full Width Half Maximum - FWHM) von $0,52 \text{ nm}$ bedeutet ein schmales Emissionsspektrum mit dem Maximum bei ca. $193,25 \text{ nm}$. Die, im Gegensatz zum erwähnten breiten Emissionsspektrum, sehr schmale Energieverteilung ist gerätetechnisch bedingt. Ein instabiler Resonator, der sich durch überschneidende Krümmungsradien der Spiegel auszeichnet, bewirkt dieses, für die Experimente günstige, Emissionsspektrum. Das Strahl-Parameter-Produkt (SPP) ist für beide Achsen unterschiedlich, und wird aus der numerischen Apertur (NA) und der jeweiligen Ausdehnung berechnet. Diese Kenngröße ändert sich bei Durchgang durch Linsen, also linearen Transformationen, nicht und ist ein Maß für die Strahlqualität.

In der Praxis zeigt sich, dass über die Hochspannungseinstellung die vom Hersteller angegebene Pulsenergie überschritten werden kann. Bei einer maximal einzustellenden Spannung von 30 kV und mit einer frischen Gasfüllung werden Pulsenergien von bis zu 480 mJ möglich. Zur Plasmaerzeugung sind wiederum 50 mJ ausreichend, d.h. eine Abschwächung der Laserstrahlung von ca. 85% wäre zumutbar. Die erwähnte neue Befüllung des ArF-Lasers ist in regelmäßigen Abständen durchzuführen, da sich die Eigenschaften des Gasgemisches innerhalb von 14 Tagen bzw. zwei Mio. Pulsen so

stark verändern, dass kein weiterer Laserbetrieb mehr möglich ist. Hierbei bringt das Fluorgas den größten Anteil an Verunreinigungen, wie O_2 , N_2 , CF_4 u.a., hinein.[12] Der ohnehin sehr geringe Wirkungsgrad nimmt rapide ab. In der Folge dessen sind dann mit der maximalen Spannung von 30 kV weniger als 100 mJ Pulsenergie zu erreichen. Bei einer Energie von knapp 80 mJ schaltet sich der Laser automatisch ab. Dieser Umstand ist besonders im Dauerbetrieb zu beachten, da aufbauende Experimente nicht den selben Ausgangsbedingungen unterliegen würden und somit wertlos wären. Daher wird generell im Modus *constant Energy* gearbeitet, in dem die Spannung variabel eingestellt wird, um die Ausgangsenergie auf einem Niveau zu halten. Die Zusammensetzung des Gasgemisches (lt. Auszeichnung) lautet: 0,16 % Fluor, 6,25 % Argon, 2,97 % Helium und der Rest Neon. Die massive Teuerung des Rohstoffes Neon erhöht den monetären Aufwand erheblich. Die Verwendung des Lasers und die Nutzung der daraus zu gewinnenden Daten ist daher sorgfältig zu planen. Gaslieferanten kündigten jedoch eine Änderung der Zusammensetzung des Gasgemisches an (Neon soll durch Helium ersetzt werden), wodurch die Beschaffungskosten deutlich sinken würden und die Nutzung wieder wirtschaftlicher werden könnte.

Kapitel 3

Theorie UV-Licht

Ultraviolette (UV-) Strahlung hat in der heutigen Technik mannigfaltige Anwendungen. Vor allem in der Mikrotechnik und -bearbeitung wird sie vielseitig genutzt. Darunter zählen z.B. das Aushärten von Klebstoffen, Herstellung strukturierter Faser-Bragg-Gitter, Laserablation oder die Sterilisation von Wasser und medizinischen Gerätschaften.

Der verwendete ArF-Ionisationslaser emittiert eine solche nicht sichtbare UV-Strahlung. Dies bedingt besondere quantenmechanische Effekte und verlangt nach expliziten Maßnahmen bezüglich Materialwahl und deren Handhabung. Im Folgenden wird dies genauer erläutert.

Einteilung der UV-Bereiche

Während der Spektralbereich des sichtbaren Lichtes (380 nm bis 800 nm) durch die Empfindlichkeit des menschlichen Auges festgelegt ist, sind die verschiedenen UV-Spektralbereiche aus vorwiegend apparativen Gründen in das kurzwelligere extreme UV bis Vakuum-UV (10 bis 200 nm) und das langwelligere ferne UV bis nahes UV (200 bis 400 nm) unterteilt. Da unterhalb von 200 nm die Umgebungsluft UV-Strahlung absorbiert, sind Messungen in diesem Bereich nur in besonderen, evakuierbaren bzw. mit Stickstoff (N_2) flutbaren, Beamlines möglich.[\[13\]](#)

Tabelle 3.1: Einteilung der UV-Spektralbereiche nach DIN 5031-7

Bezeichnung	Wellenlängenbereich	Photonenenergie
Nahes UV (UV-A)	380 - 315 nm	3,26 - 3,94 eV
Mittleres UV (UV-B)	315 - 280 nm	3,94 - 4,43 eV
Fernes UV (UV-C-FUV)	280 - 200 nm	4,43 - 6,20 eV
Vakuum-UV (UV-C-VUV)	200 - 100 nm	6,20 - 12,4 eV
Extremes UV (EUV)	121 - 10 nm	10,2 - 124 eV

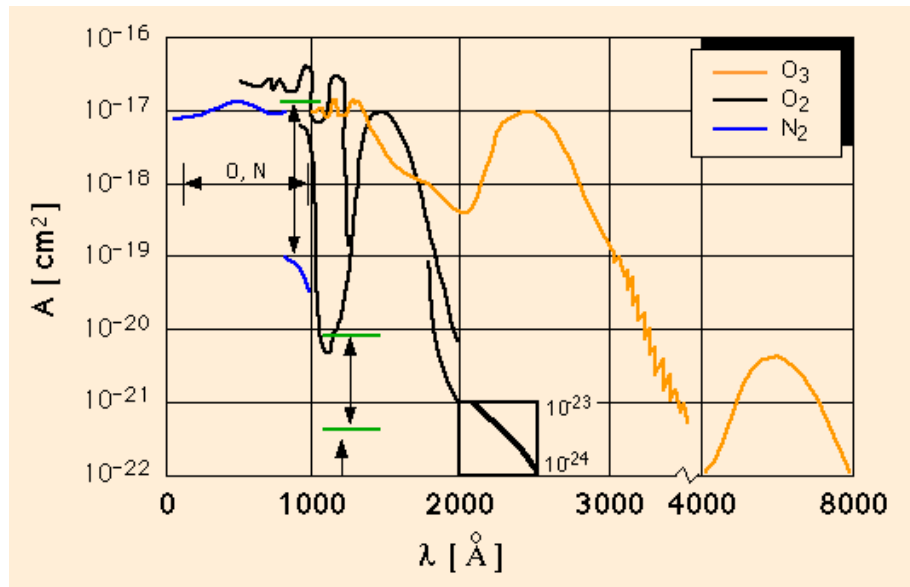
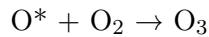
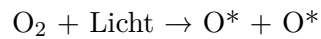


Abbildung 3.1: Absorptionsquerschnitte von den Molekülen O_2 , N_2 , O_3 <http://www.eumetcal.org/euromet/german/satmet/s2500/s2500004.htm> am 31.08.15 11:39Uhr

Im FUV- und VUV-Wellenlängenbereich wird die Strahlung stark durch atmosphärischen molekularen Sauerstoff absorbiert. Die verwendete ArF-Laserstrahlung, mit einer Zentralwellenlänge von $\lambda = 193 \text{ nm}$, wird somit in normaler Luftumgebung, mit einem O_2 -Gehalt von ca. 20,60 %, stark abgeschwächt. Dabei gehen die Elektronen durch Photonenabsorption innerhalb der Moleküle wie O_2 , N_2 , O_3 , von einem niedrigen energetischen Zustand in einen höheren über. Der Quantensprung bzw. elektronische Übergang, den ein Elektron dann vollzieht, wird über quantenmechanische Gesetzmäßigkeiten beschrieben. Die stark vereinfachte Formel für die Energiedifferenz gilt gleichermaßen für die Emission von Photonen und wird definiert als $h\nu = \frac{hc}{\lambda} = E_2 - E_1 = \Delta E$. [13] Hieraus kann ein Linienspektrum von verschiedenen Atomen bei unterschiedlicher Anregung bestimmt werden. [7], [15]

In Abb. 3.1 sind die Absorptionsquerschnitte von O_2 , N_2 , O_3 dargestellt. Die Einheit der Wellenlängen ist hierbei in Ångström ($1 \text{ Å} = 0,1 \text{ nm}$) angegeben. Die Absorptionsspektren sind über die jeweiligen Absorptionsquerschnitte aufgetragen. Es ist zu sehen, dass molekularer Sauerstoff im Bereich zwischen 180-200 nm einen um zwei Größenordnungen geringeren Absorptionsquerschnitt aufweist als im Bereich um 100 nm. Durch diese Absorption wird jedoch im Weiteren das triatomare Ozon gebildet [19], welches wiederum den 10-fachen Absorptionsquerschnitt von Sauerstoff aufweist. Die folgenden simplen Reaktionsgleichungen beschreiben diese Vorgänge anschau-

lich:



Das triatomige Molekül Ozon ist jedoch instabil und zerfällt. Aus diesen Zerfällen und die vorhergehende Dissoziation von Sauerstoff mit Verbindung zu Ozon stellt sich ein Konzentrationsgleichgewicht ein.

In Abbildung 3.2 ist zu sehen, dass der nächste Spektralbereich mit den stärksten Absorptionsbanden von Ozon (O_3) zwischen 200 und 300 nm liegt. Diese werden als Hartley-Banden bezeichnet. Die schwächeren Huggins- Absorptionsbanden, die gleich daneben im langwelligeren Bereich liegen, haben geringen Einfluss auf die verwendete Laserstrahlung, da diese, wie in Kapitel 2 bereits näher erläutert, schmalbandig sind.[16] Die Ausläufer der emittierten Strahlung haben dementsprechend wenig Einfluss auf den Gesamtenergiegehalt der Laserpulse.

Um die Absorption in den kritischen Bereichen auf ein Minimum zu reduzieren, wird eine Stickstoffspülung implementiert. Ein solcher Aufbau ist eine bewährte Methode für Wellenlängen zwischen 150 - 200 nm. Dazu, ist eine abgedichtete Verrohrung der Laserbeamlines nötig (siehe auch Beschreibung der Laserbeamlines auf Seite 15).

Besonderheiten beim Arbeiten mit UV-Licht

Beim Arbeiten mit UV-Strahlung sind Sicherheitsmaßnahmen von Bedeutung.[18] Die bereits beschriebene Verrohrung dient der Reduzierung der

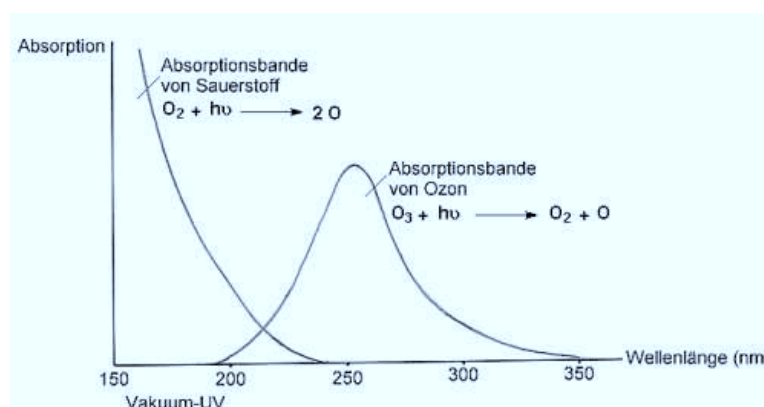


Abbildung 3.2: schematische Darstellung der Absorption von verschiedenen Sauerstoffspezies <http://www.chemieunterricht.de/dc2/ozon/o2-o3-uv.htm>

Absorption und Vermeidung vor Bildung von atemwegsreizendem Ozon und bietet zusätzlich Schutz vor gestreutem Laserlicht. Gestreutes Laserlicht kann zu Augenschäden, wie Katarakt oder Photokeratitis (auch Schneeblindheit), führen.[23] Ähnlich wie der Sonnenbrand der Hornhaut kann die Haut bei direkter Exposition Schaden nehmen. Dabei altert die Haut schneller und im schlimmsten Fall kann die Exposition zu Hautkrebs führen. Die Hyperpigmentierung, d.h. starke Einlagerung von Melanin in die Haut, ist eine sekundäre Erscheinung dieser Hauterkrankungen.[17]

Spezielle Anforderungen an optische Komponenten

Die verwendete Laserstrahlung muss durch spezielle optische Komponenten zum jeweiligen Ziel geleitet werden. Hierbei ist es wichtig, dass die verwendeten Materialien primär eine geringe UV-Absorption aufweisen, um die Laserstrahlung mit einem möglichst hohen Wirkungsgrad zu führen und zu formen. Bei zu hoher Absorption kann es zudem zu Schädigungen der optischen Komponenten durch lokale Veränderung des Materials. Die Langzeitstabilität wäre dadurch gefährdet und die jeweiligen Bauteile müssten in kurzen Intervallen ersetzt werden. Um dies zu umgehen werden möglichst Materialien verwendet, die wenig Einschlüsse, wenige sog. Bubbles und eine hohe optische Zerstörschwelle aufweisen. Die Homogenität des Brechungsindex ist ein weiterer wichtiger Punkt, da im genannten Wellenlängenbereich starke Dispersionen zu unerwünschten Effekten führen könnten. Dazu gehört z.B. die doppelbrechende Wirkung von UV-Optiken, wodurch der Strahl in ordentlichen und außerordentlichen Strahl gesplittet wird. Dies führt zur Ablenkung des Strahls und einer Erniedrigung der transmittierten Energie.[11] Daher ist die optische Isotropie eine wichtige Eigenschaft. Degradation, d.h. die Farbzentrenbildung, und auch die morphologischen Veränderungen des Materials sind auf ein Minimum zu reduzieren. Farbzentren sind im Gegensatz zur intrinsischen Materialveränderung reversible Schäden und können durch Wärmezufuhr ausgeheilt werden. Dies erhöht jedoch den Wartungsaufwand und sollte, auch um Kosten zu sparen, von vornherein unterbunden werden.

Schlussfolgernd daraus wird oft, speziell bei der UV-Lithografie, hochreines CaF_2 mit den folgenden Eigenschaften eingesetzt:

- geringe UV-Absorption
- hohe Homogenität
- geringe Doppelbrechung
- rel. hohe Härte (verglichen mit anderen Fluoriden)
- hohe physikalische Stabilität
- hohe optische Zerstörschwelle
- kann schon ab $\lambda=160\text{ nm}$ verwendet werden

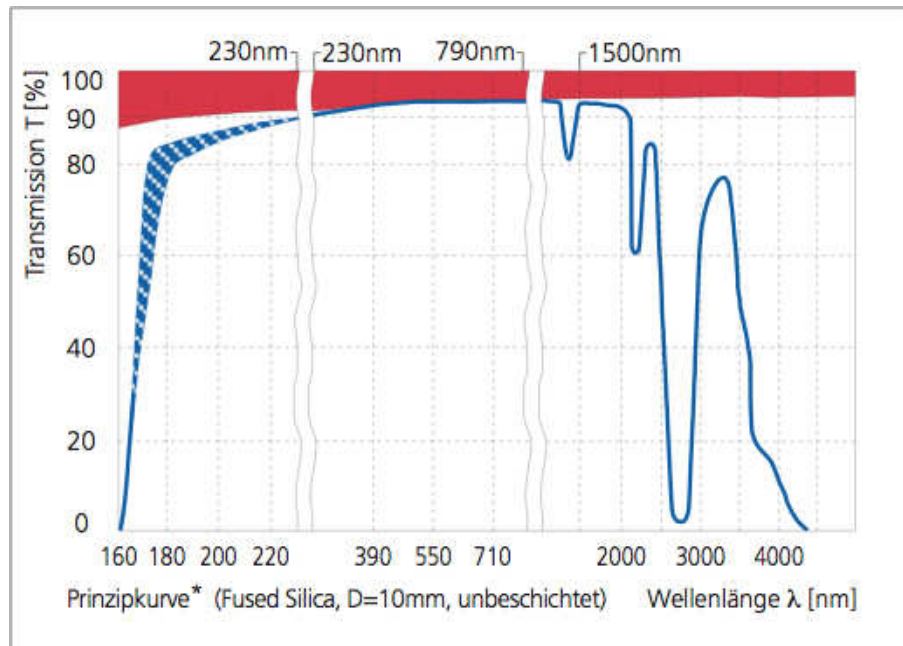


Abbildung 3.3: Transmissionskurve für Fused Silica für eine 10 mm dicke Probe. Grafik von Präzisions Glas und Optik GmbH <http://www.pgo-online.com/de/katalog/index.html>

Nachteilig und deswegen für die verwendete Beamline eher ungeeignet, ist die Wasseranziehung. CaF_2 hat die Eigenschaft hygroskopisch zu sein, wodurch eine Vakuumumgebung notwendig wird, die im Experiment nicht vorgesehen ist. [10], [5], [21]

Eine Alternative zu CaF_2 ist ein spezielles synthetisches Quarz-Glas, auch *SUPRASIL* genannt. Die Abbildung 3.3 zeigt die Transmissionskurve einer 10 mm dicken Quarz-Probe über ein weites UV-Spektrum, den visuellen Bereich bis zum ausgedehnten infraroten Bereich. Im Diagramm ist die höhere Transmission von *Fused Silica* im Bereich um 790 nm deutlich zu erkennen. Trotzdem ist *SUPRASIL* ein oft verwendetes Material für den VUV-Bereich und weist dort Transmissionswerte zwischen 80-90 % auf. Bei den Transmissionswerten sind Verluste, wie partielle Reflektionen und Absorption durch intrinsische Anregung und Ladungstransfer der Metallionen, mit beachtet worden. Durch eine entsprechende Beschichtung vom Linsenmaterial mit einer $\lambda/4$ -Schicht würde zu einer Steigerung der Transmission um 5 % führen, wie die Optiks Simulationen in Kapitel 5 zeigen werden. Dadurch reichen die Werte nahe an die Reflektivitäten der eingesetzten hochreflektierenden Spiegel heran. Durch intensive Laserstrahlung, ab 4 J Pulsenergie, treten signifikante laserinduzierte Materialveränderungen auf. Diese erzeugen irreversible respektive reversible Schäden, wie die Degradation, lokale

Brechungsindexveränderungen u.a.. In Folge dessen ändern sich Dichte und auch die Transmission.[2], [9], [20] Diese beschriebene hohe Pulsenergie wird vom verwendeten Laser nicht emittiert, wodurch dieses Material das beste hinsichtlich Verwendungsmöglichkeiten und dem monetären Aufwand ist.

Die Handhabung solcher hochqualitativen Linsen bedarf besonderer Aufmerksamkeit. Denn durch Kratzer, Fett- und Feuchtigkeitsablagerungen werden die Eigenschaften der Linsen derart verändert, dass das gewünschte Profil und die Energieverteilung verschoben werden können, wodurch vorhergehende Dimensionierungen der Krümmungsradien, die zum Ausgleich der Divergenzen gedacht sind, nicht den Gegebenheiten entsprechen. Die Folge wären divergent propagierende Strahlen und eine resultierende Abschwächung der transmittierten Energie bei einer Laserbeamline mit 12,49 m Länge sowie Wellenfrontdeformationen, die zu unbekannten Voraussetzungen bei der Plasmaerzeugung führen würden. Dies ist jedoch unerwünscht, da keine konkreten Vorhersagen über die absorbierte Energie und den entsprechenden Ionisationsgrad gemacht werden können. Die Reinigung der Linsen erfordert prinzipiell Reinraumqualität der Umgebung und spezielle Reinigungsmittel. Zur Lösung dieses Problems wird mit Aceton oder Isopropanol und speziellen Linsentüchern gearbeitet. Somit sind die Grundvoraussetzungen für den Einsatz der Linsen, wie unterbundene Schlieren- und Kratzer, erfüllt.

Kapitel 4

Beschreibung der Laserbeamlines

Das für die Teilchenbeschleunigung benötigte Plasma wird durch Ionisation mit einem ArF-Laser erzeugt. Dabei ist aus Platz- und Sicherheitsgründen, aufgrund der radioaktiven Strahlung, eine Platzierung des ArF-Lasers in einem Laserlaboratorium, räumlich getrennt von der Plasmazelle, vorgesehen, wo letztendlich das Plasma durch UV-Laserstrahlung erzeugt wird. Daher wird eine Laserbeamline benötigt, um das Laserlicht dorthin zu transportieren. Das Plasma wird durch Ionisation mit einem ArF Laser erzeugt.

Der Übersichtlichkeit halber werden die Teilaufgaben, d.h. die zwei verschiedenen Laserbeamlines, separat beschrieben. Hierbei wird ersichtlich, welchen Zweck die beiden Beamlines haben. Das Hauptaugenmerk der vorliegenden Arbeit liegt auf der Analyse und Optimierung der Laserbeamline 2, die einen komplexen Aufbau hat (siehe dazu beispielhaft die Laserbeamline 2 in Abbildung 4.1).

Die optischen Bauelemente für beide Beamlines setzen sich aus zwei verschiedenen Linsen, 10 baugleichen Umlenkspiegeln und zwei Prismen des Strahlexpanders zusammen. Die Linsen dienen der Strahlkollimierung, d.h. dem Ausgleich der Divergenz des Laserlichts. Die verwendeten Spiegel von ACTON Optics sind für eine Wellenlänge von 193 nm und einen Einfallswinkel von 45° , d.h. 90° Strahlablenkung, ausgelegt. Dies sind spezielle Excimer-Laserspiegel für den UV-Bereich. Die Spiegel sind dielektrische Multischichtsysteme, die für hohe Leistungen ausgelegt sind und hohe Reflektivitäten bieten. Der Durchmesser beträgt 5,08 cm und die Beschichtung ist für Laser mit Repetitionsraten bis 200 Hz geeignet. Der begrenzende Faktor für die Ausdehnung des Laserprofils ist die Verbindung der Strahlführungsrohre durch angebauten Stützen. Die Stützen haben eine relativ dicke Wand, womit sich die Apertur auf nur 18 mm, also einen Durchmesser von 36 mm, verringert. Jede Aufweitung des Laserstrahls die größer als dieser Wert ist, wird abgeschnitten und führt zu Verlusten, die unerwünscht sind und ver-

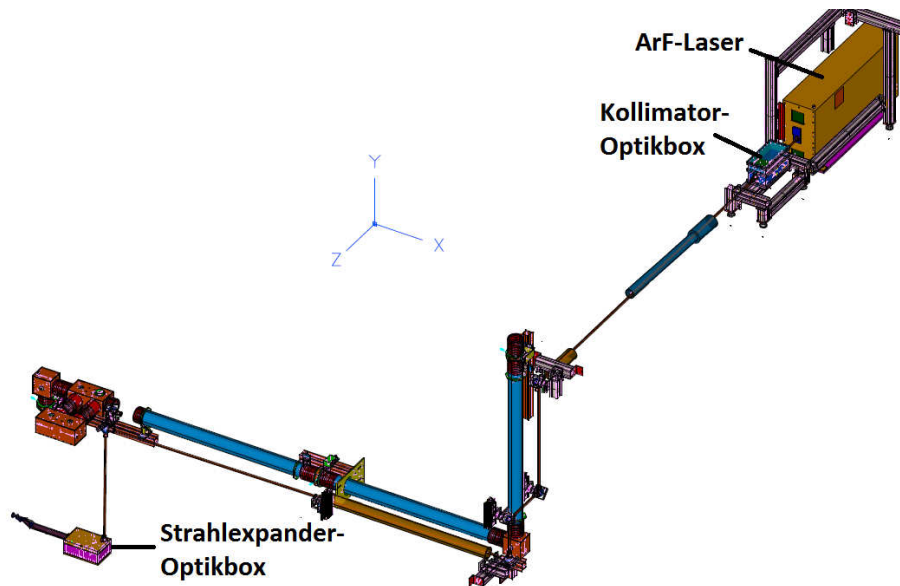


Abbildung 4.1: konstruktiver Aufbau Laserbeamline 2 bis Plasmazelle im Beschleunigertunnel. Grafik von Gerald Koss (DESY Zeuthen)

mieden werden sollen. Weiterhin würde der betroffene Bereich der Stützen, aus Kunststoff gefertigt, schnell korrodieren. Dünnere Wände der Stützen würden eine einfache Möglichkeit darstellen, Abschneidungen, wie z.B. beim Eingang in die erste Optikbox, von vornherein zu minimieren. Die Strahlführungsrohre haben einen Durchmesser von 47 mm.

Um die Absorption des Laserlichts durch Umgebungsluft und den konstruktiven Aufwand sowie die Kosten gering zu halten, wurde ein Stickstoffversorgungsanschluss anstatt einer Vakuumanlage installiert. Sobald die Beamlines geflutet werden, sinkt der Sauerstoffgehalt in diesen rapide auf 0,01 Vol.% ab, die Nachweisgrenze des verwendeten Gerätes. Weitere Messwerte zur N_2 -Versorgung sowie zur Diagnose von Lecks und den resultierenden Konzentrationsanstiegen sind unter Kapitel 6.1.3, [Einfluss von molekularem Sauerstoff](#) auf Seite 50 sowie in Kapitel 6.2.3 auf Seite 57 zu finden.

4.1 Laserbeamline 1

Die Laserbeamline 1 wurde im Optiklabor, wie in Abbildung 4.2 dargestellt, aufgebaut. Sie dient der Erkenntnisgewinnung hinsichtlich des Strahlprofilverlaufes, der Reflektivität der Spiegel und der Transmission des durchquerten Volumens sowie der erstmaligen Erzeugung eines Plasmas in der Plasmazelle. Für diesen Zweck werden zukünftig weitere Messungen, wie Teilchendichtebestimmung und Ionisationsgradbestimmungen mit interfero-

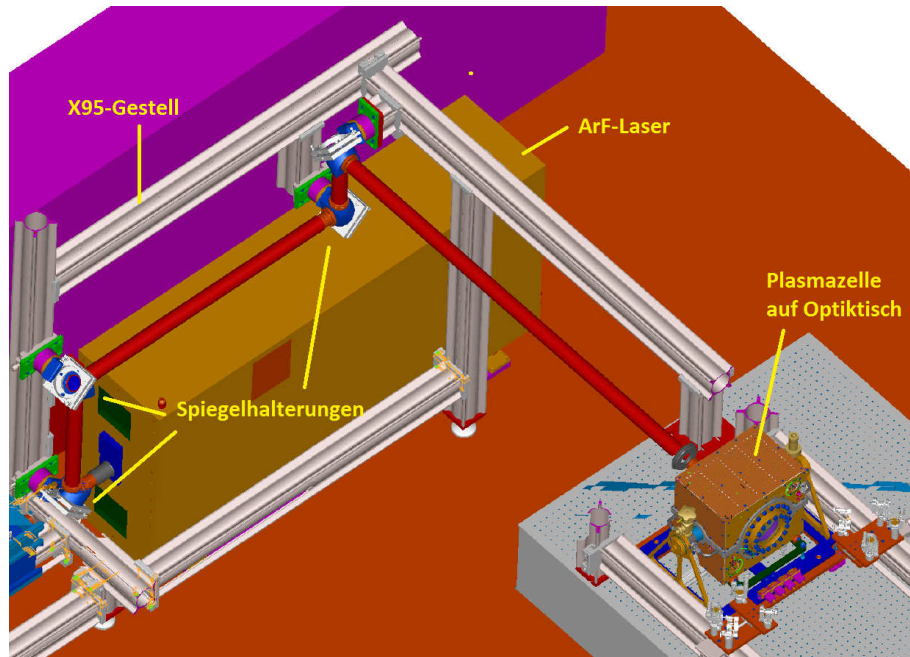


Abbildung 4.2: konstruktiver Aufbau Laserbeamline 1 bis Optiktisch mit Plasmazelle (Grafik von Gerald Koss, DESY Zeuthen)

metrischen Messmethoden, durchgeführt.

Die Laserbeamline 1 ist mit vier Spiegeln ein einfaches optisches System. Die jeweiligen Abstände zu den optischen Komponenten sind in Tabelle 4.1 aufgeführt. Es ist ersichtlich, dass ein Abstand zu einem fünften Spiegel angegeben ist. Die Nutzung eines fünften Spiegels definiert eine Abwandlungsmöglichkeit der Laserbeamline 1. Diese Möglichkeit ist zur zukünftigen Überprüfung vom Strahlverhalten gedacht, das der Laserstrahl beim Durchgang durch die Strahlexpanderbox zeigt. Somit ist es möglich z.B. Absorptionsmessungen, Strahlprofilmessungen und Energiedichtebestimmungen durchzuführen. Die Qualität der dort verbauten Prismen kann, ohne Betreten des Beschleunigertunnels, bestimmt werden. Diese Überprüfungen und Analysen werden im weiteren Verlauf des Plasmabeschleunigungsexperimentes am DESY Zeuthen, auf der vorliegenden Arbeit aufbauend, in Forschungs- und Entwicklungsarbeiten durchgeführt.

Die Justierung der Laserbeamline 1 (und auch 2) wurde mit einem weißem Blatt Papier, als visuelle Detektorfläche dienend, sowie einem Energiemessgerät durchgeführt. Durch die UV-Strahlung beginnt das Papier weißbläulich zu fluoreszieren, d.h. das die unsichtbare Wellenlänge in eine sichtbare transformiert wurde. Dadurch ist eine Justierung ohne großen apparativen Aufwand möglich. Die Energiedichte und die Pulsdauer des ArF-Hochleistungslasers sind zudem gering genug, um das Papier nicht zu entzün-



Abbildung 4.3: mechanischer Aufbau Laserbeamline 1 bis Optiktisch mit Gasanschlüssen für ArF-Laser

den. Aus diesem Grunde ist diese Methode sicherheitstechnisch vertretbar.

Anfänglich wurde die Beamline mittels eines grünen Justierlasers vorjustiert. Hierbei stellten sich die für den UV-Wellenlängenbereich ausgelegten Spiegel als nachteilig heraus, da der Reflektionsgrad bei dieser Wellenlänge sehr gering ist. Teilweise transmittierte die grüne Laserstrahlung das Spiegelmedium und reflektierte wieder an der Rückseite. Die Energie sank schnell ab und war, nach Reflektionen an den verbauten vier Spiegeln, kaum mess-

Tabelle 4.1: Abstände der optischen Bauelemente der Laserbeamline 1

Laserausgangsapertur bis 1. Spiegel	165,3 mm
1. Spiegel bis 2. Spiegel	585 mm
2. Spiegel bis 3. Spiegel	1140 mm
3. Spiegel bis 4. Spiegel	300 mm
4. Spiegel bis Plasmazelle	1700 mm
4. Spiegel bis 5. Spiegel	1280 mm
5. Spiegel bis Strahlexpander-Optikbox	1000 mm
Gesamtstrecke bis Plasmazelle	3890,23 mm
Gesamtstrecke bis Strahlexpander-Optikbox	4470,23 mm

bar. Jedoch war die Laserstrahlung noch sichtbar und wies mehrere Punkte auf. Diese resultieren aus den Mehrfachreflektionen an den Spiegeln. Dadurch entstand am Ende der Beamline ein Array mit Laserpunkten verschiedener Intensität. Derjenige Punkt mit der höchsten Intensität ist der mit den direkten Reflektionen und kann auf Grund derer gut erkannt werden.

Anschließend wurde eine Lochblende mit 3 mm Durchmesser vor der Laserausgangsapertur eingesetzt, um die Ozonbildung beim Justieren gering zu halten, da diese dafür nicht geschlossen werden kann. Die optische Justierung wurde mittels eines Blatt Papiers und die Gegenprobe mit einem Energiedetektor durchgeführt. Die entsprechenden Transmissionsgesamtwerte entsprachen nach mehrmaligem Ausrichten jedoch nicht dem theoretisch Machbaren. Der ideale theoretische Wert errechnet sich aus den Reflektionsgraden der verbauten Spiegel. Dieser liegt bei 9 % von einem Spiegel und somit bei $0,96^4 = 0,8493$, also 84,93 %. Hierbei sind Absorptionsverluste durch Restsauerstoff in der Beamline ausgeschlossen, wodurch der experimentell erreichbare Wert unter dem idealen liegen muss. Die experimentell ermittelte maximale Transmission lag bei Nutzung mit Stickstoff bei 74 % bzw. ohne Stickstoff bei 45,76 %. Die größten Energieverluste entstehen durch die vertikale Strahlaufweitung bzw. den zu schmalen Strahlführungsrohren, da in der Laserbeamline 1 keine Linsen zur Fokussierung vorgesehen waren.

Um jene Verluste einzudämmen, wurde eine Plan-konvex-Linse direkt nach dem zweiten Spiegel eingesetzt. Hierdurch entstehen zwar Verluste durch Absorption und Streuung an der Linse selbst, jedoch sind diese geringer als die Verluste, die durch Abschneidungen des Profils entstehen würden. Der theoretische Gesamttransmissionswert sinkt hierdurch auf 70,82 %, da die eingesetzte Linse eine experimentell bestätigte Transmission von 80 % aufweist. Der gemessene Energiewert von 4,3 mJ (mit Lochblende) ergab, in der Summe mit der am Laserausgang gemessenen Energie, einen Transmissionswert von 68,25 %. Dieser Wert liegt sehr nahe am theoretisch vorhergesagten. Somit ist diese Beamline vermutlich optimal justiert und kann für weitere Messungen verwendet werden. Jene weitere Energiemessungen, welche die hier aufgeführten Schlussfolgerungen untermauern, wurden in einer separaten Facharbeit durchgeführt. Auch die dazugehörigen Simulationen der modifizierten Beamline werden dort behandelt.[14]

4.2 Laserbeamline 2

Überblick und generelle Anordnung der optischen Komponenten in der Laserbeamline 2

Die Laserbeamline 2 führt vom Optiklabor, dem Standort des ArF-Lasers, bis zum Beschleunigertunnel, dem Einbauort der Plasmazelle, wie in Abbildung 4.4 dargestellt. Die Dimensionierungen der mechanischen Bauteile

und deren Anordnung wurde von Gerald Koss entworfen. Für eine Strahlformung wurden zwei optische Teilsysteme verwendet. Nach der Laserausgangsapertur, 465 mm entfernt, ist ein optisches System zur Strahlkollimierung verbaut, das nach Simulationen von Matthias Gross aufgebaut wurde. In dieser Simulation wird mit zwei sphärischen Linsen (plankonkav und plankonvex) der divergente Laserstrahl möglichst parallelisiert, um die weiten Strecken ohne Reflexionen an den Strahlführungsrohren zu durchqueren und Abschneidungen an den Spiegelaperturen zu vermeiden. In der Praxis funktionierte dies jedoch nicht wie geplant, was die Messergebnisse in Kapitel 6 zeigen werden.

Nach der Strahlkollimierung wird der Laserstrahl durch fünf 45°-Spiegel zur Strahlexpander-Optikbox geleitet. In dieser Optikbox wird der Strahl, entsprechend der Apertur an der Plasmazelle durch zwei Prismen, aufgeweitet.[6] Die dazugehörigen ZEMAX-Simulationen wurden mit einem polarisierten Laserstrahl durchgeführt, der in der Praxis nicht gegeben ist. Dies wird im Kapitel 5 nachgeholt.

Aufbau, Abstände und detaillierter Einblick in die Eigenschaften der Laserbeamline 2 und ihre Aufgaben

In Tabelle 4.2 sind die Abstände zu den jeweiligen strahlführenden und -formenden Bauelementen aufgeführt. Initial wird der emittierte Laserstrahl durch eine Kollimatoroptik, mit zwei Linsen, geführt, um die, ArF-Laser

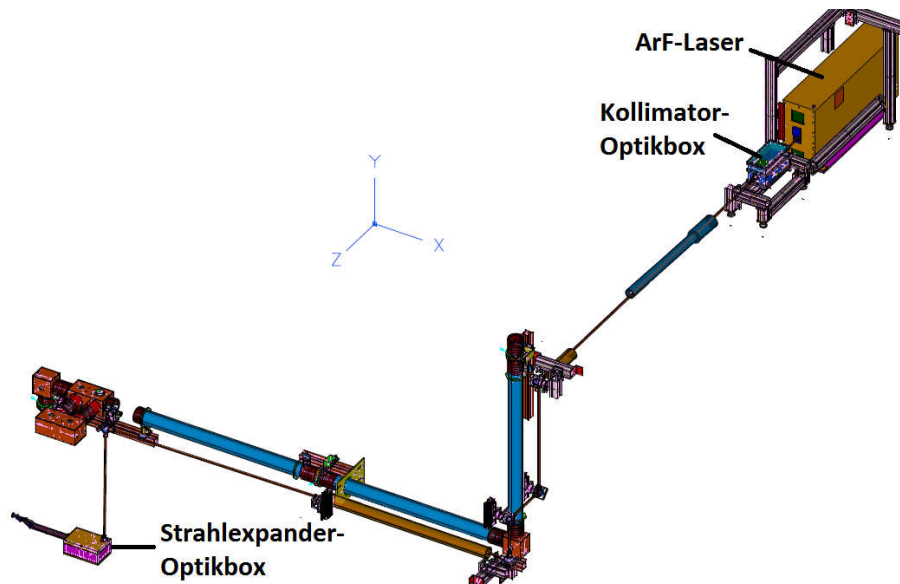


Abbildung 4.4: konstruktiver Aufbau Laserbeamline 2 bis Plasmazelle im Beschleunigertunnel. Grafik von Gerald Koss (DESY Zeuthen)

Tabelle 4.2: Abstände der optischen Bauelemente der Laserbeamline 2

Laserausgangsapertur bis 1. Linse	472 mm
von 1. Linse zur 2. Linse	165,3 mm
2. Linse bis 1. Spiegel (hinter Bleiwand)	4396,7 mm
1. Spiegel bis 2. Spiegel	1040 mm
2. Spiegel bis 3. Spiegel	395 mm
3. Spiegel bis 4. Spiegel	380 mm
4. Spiegel bis 5. Spiegel	4360 mm
5. Spiegel bis Strahlexpander-Optikbox	1280 mm
Gesamtstrecke	12489 mm

bedingen, Divergenzen auszugleichen. Die erste, knapp 4 m lange Strecke, von der zweiten Linse zum ersten Spiegel, ist die erste Hürde und ein wichtiger Abschnitt bezüglich der Maximierung der transmittierten Energie am Ende der Beamline. Hier muss der Strahl sehr gut kollimiert sein, sonst wird ein Strahlprofil geleitet, das Reflektionen enthält, dadurch Hotspots generiert und zudem zu breit ist. Um mechanische Fehler, wie den Versatz des Strahlführungsrohres und des ArF-Lasers selbst zu unterbinden, wurde ein Justierlaser, ähnlich wie bei Laserbeamline 1, angebracht, wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist. Wichtig hierbei ist die variable Einstellung der unterschiedlichen Achsen über die Stellschrauben. Dadurch konnte der Justierlaser genau auf die Hauptachse des ersten langen Rohres eingestellt werden.

Der benötigte Versatz der Linsen zueinander ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Dadurch war es möglich, die nach der relativ langen zu überwindenden Strecke transmittierte Gesamtenergie zu erhöhen. Jedoch reichte dies nicht aus. Als Lösungsansatz hierfür wurde der ArF-Laser schief gestellt (Referenz: Außenwand) und angekippt, um die Achse des Rohres genau zu treffen. Durch diese erste Abwandlung konnte sichergestellt werden, dass die sphärischen Linsen nur im Abstand zueinander, nicht aber seitlich zueinander, versetzt werden müssen. Die Ausgangsbedingungen verbessern sich hierdurch dauerhaft.

Hinter den beiden Linsenhaltern ist ein Shutter eingebaut, der über Kommunikationskabel per Fernsteuerung oder manuell geöffnet bzw. geschlossen werden kann. Aus Sicherheitsgründen kann so austretende intensive UV-Strahlung, die bis in den Beschleunigtunnel führt, wo Mitarbeiter anderer Fachgruppen arbeiten könnten, abgeschottet werden. Erst nach Freigabe und einer Tunnelsuche, wo festgestellt wird, ob sich niemand im Tunnel befindet, kann der Shutter geöffnet werden. Auch in der Abbildung 4.6 deutlich zu erkennen, ist das Bohrloch in der Wand. Bei der Bohrung ist hier ein Fehler unterlaufen, wodurch das Strahlführungsrohr aufmittig durchgeführt werden muss. Ungefähr in der Mitte dieses langen Rohres ist ein Verbindungszwischenstück eingesetzt worden, d.h. dieses Rohr ist zweiteilig. Da-



Abbildung 4.5: Justierlaser zur ersten Ausrichtung der Spiegel und des Strahlführungsrohres auf die Laserstrahlachse

durch bestand die Möglichkeit eines Knickes durch Verspannungen bei der Rohrdurchführung. Da nicht nur das Rohr, sondern auch verschiedene Kabel und Sicherheitsbauelemente, durchgeführt werden müssen, ist der Freiraum begrenzt. Die Möglichkeit ein größeres Strahlführungsrohr zu benutzen, ist ohne eine Aufbohrung ausgeschlossen.

Nach dieser ersten Wanddurchführung wird der Laserstrahl durch vier 45° -Spiegel auf die Achse des zweiten längeren Rohres, das ebenfalls durch eine dicke Wand führt geleitet. Diese Wand dient dem Strahlenschutz vor austretender radioaktiver Strahlung bei Teilchenbeschleunigungsexperimenten. Durch die Bohrung ist ein minimales Sicherheitsleck entstanden, dass durch eine davor aufgestapelte Bleiwand kompensiert wurde. Die Bohrung ist hier 2060 mm lang und mündet direkt im Beschleunigertunnel. Von dort aus führt wiederum ein, über Verschraubungen und Halterungen, verbundenes Rohr zum Gestell der Elektronenbeschleunigeranlage. An dieser Stelle ist der fünfte Spiegel montiert und reflektiert den Laserstrahl in Richtung der Strahlexpanderbox. In der Strahlexpanderbox, die von James Good vom DESY Zeuthen im Rahmen einer Masterarbeit entworfen wurde, wird der Strahl entsprechend der Apertur der Plasmazelle aufgeweitet (Plasmazellen-

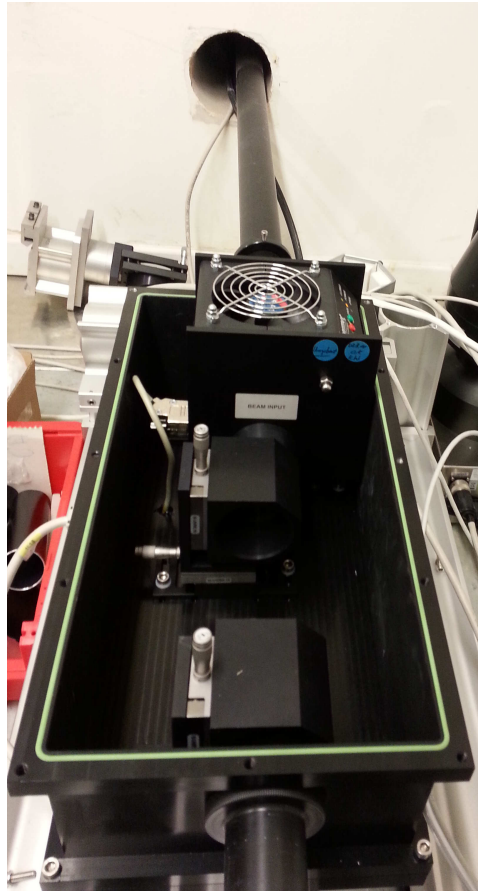


Abbildung 4.6: Kollimatoroptikbox mit Anschluss an erstes langes Rohr durch Wandbohrung

apertur siehe im Anhang die Abbildung [A.1](#)). Dazu wurden zwei Prismen verbaut, die den Strahl auf genau $76 \times 10 \text{ mm}^2$ aufweiten ohne die Propagationsrichtung zu beeinflussen.[6]

Kapitel 5

Simulationen mittels ZEMAX

Im Folgenden werden Ergebnisse von ZEMAX-Simulationen dargestellt. Diese dienen der Abschätzung der durch die gesamten Beamlines transmittierten Energien. Ergebnisse aus den Simulationen werden im Kapitel 6 auf Seite 46 mit den experimentell ermittelten Werten verglichen. Die durch Messungen an den Beamlines gewonnenen Daten haben einen höheren Stellenwert als die Simulationen, welche die Realität nur begrenzt wiedergeben. Für Innovationen in der optischen Komponentenentwicklungen, liefern sie jedoch einen sinnvollen Anhaltspunkt. Die detaillierten Simulationen der Laserbeamline 1 sind in einer separaten Facharbeit zusammengefasst worden.[14] Daher wird in diesem Abschnitt die Laserbeamline 2 optisch simuliert und detailliert analysiert sowie Optimierungen angeführt, sodass in den Simulationen ein komplettes Bild der Laserbeamline 2 für die Plasmabeschleunigungsexperimente entsteht.

ZEMAX wurde wegen den angeforderten Energiewerten nicht im sequentiellen (abbildenden) Modus betrieben, sondern im nicht-sequentiellen. Im betrachteten Aufbau wurde die ArF-Laserquelle durch eine paraxiale Ebene mit zwei unterschiedlichen Brennweiten modelliert, durch welches das Anfangsprofil von 10 x 24 mm dargestellt werden konnte. Die Brennweiten wurden als negativ angenommen, da sich der Laserstrahl divergent ausbreitet. Die fokalen Längen wurden über eine einfache geometrische Berechnung bestimmt. Für die x- bzw. y-Achse ergaben diese Berechnungen die Werte -5000 mm und -4000 mm. Damit sind die unterschiedlichen Divergenzen, basierend auf den Werten aus dem Laserdatenblatt, ausreichend modelliert. In Abbildung 5.1 ist zu sehen, wie sich beide Achsen unterschiedlich aufweiten. Die Ausleuchtung wird in allen Simulationen als homogen angenommen. Dies ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Der Profilverlauf im Querschnitt der x- und y-Achse zeigt dies noch deutlicher (siehe im Anhang ab Seite 70). Die apparativ bedingte Aufweitung im Abstand von 5 m zum Laser-

ausgang ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die entsprechenden Abmessungen sind $20 \times 54 \text{ mm}^2$ (Horizontal x Vertikal, kurz HxV).

Für alle Simulationen wurde ein unpolarisierter Strahl verwendet und die Atmosphäre innerhalb der abgedichteten Strahlführungsrohre außer Acht gelassen. Auf die Realität übertragen, ist dies gleichbedeutend mit einer idealen Stickstoffatmosphäre ohne jeglichen Sauerstoff, in welcher keine Absorptions- oder Streuverluste auftreten. Dementsprechend ist der simulierte Energiewert höher als der letztendliche Wert aus Messungen an der Beamline.

5.1 Simulation der Laserbeamline 2

Für die vorliegende Simulation wurde der nicht-sequentielle Modus im Optikprogramm ZEMAX gewählt. Dieser ist optimal geeignet, um Vorhersagen und Abschätzungen hinsichtlich der aktuellen Gegebenheiten sowie Lösungen für das Problem auftretender Abweichungen vom Optimum zu erhalten. Die, insgesamt 12,49 m lange Laserbeamline 2, wurde auf Profilverlauf und Sensitivität detailliert getestet. Die verwendeten optischen Komponenten wurden in einem Gesamtsystem zusammengefasst, sodass die optischen Simulationen möglichst realitätsnah sind. Teile der hieraus gewonnenen Daten, wie z.B. Transmittivitäten von Strahlexpanderoptikbox oder Reflektivitäten der Umlenkspiegel, werden teilweise in weitere Simulationen einfließen.

In Abbildung 5.4 ist die Laserbeamline 2 zweidimensional abgebildet. Diese Darstellungsform wurde zur Verdeutlichung der räumlichen Abmessungen gewählt. Für die Simulationsergebnisse ist die fehlende Ablenkung in x-Richtung unerheblich, da die 90° -Drehung des Laserprofils durch entsprechende Gegendrehung der Strahlexpanderbox ausgeglichen wird.

Der Laserstrahl wird von oben links emittiert und passiert danach die, von Matthias Gross entworfene, Kollimatoroptik. Anschließend sind fünf 45° -

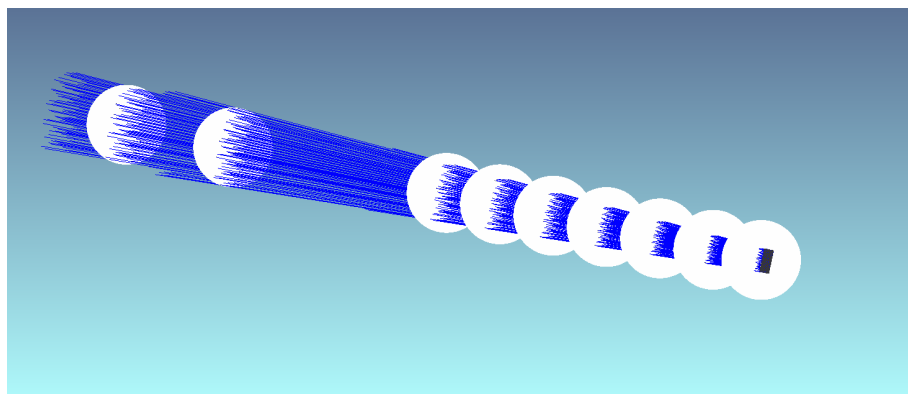


Abbildung 5.1: ArF-Laser als Modell und Detektoren zur Überprüfung der Divergenzen

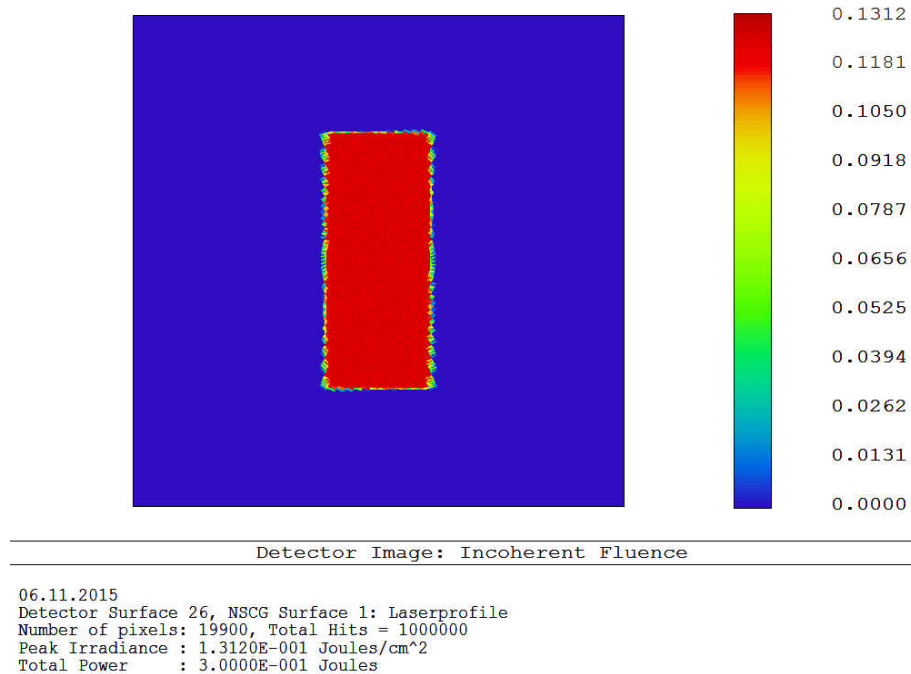


Abbildung 5.2: homogenes ArF-Laserprofil im Modell mit 10 x 24 mm²

Spiegel zu passieren bevor die, von James Good entworfene, Strahlexpanderoptikbox zur Aufweitung entsprechend der Plasmazellenapertur führt.[6] Die Plasmazelle selbst wird mittels eines rechteckigen Volumens simuliert, der Elektronenstrahl als von links nach rechts laufender schwarzer Strahl und die Transmissionsfenster aus MgF_2 sind vor und hinter der Plasmazelle zu sehen.

5.2 Analyse der Transmittivität des Gesamtsystems mit sphärischen Linsen

Zur Bewertung und als komplementäres Verfahren zu den experimentell ermittelten Daten, wurden an verschiedenen Stellen des Systems Detektoren, mit einem Durchmesser von 46 mm, platziert, d.h. der komplette Rohrdurchmesser wurde erfasst. Die Detektoren nehmen die Gesamtenergie eines 300 mJ-Laserpulses des ArF-Lasermodells auf und geben den Wert in Joule (J) wieder. Um den statistischen Fehler gering zu halten wurde mit 1.000.000 Analysestrahlen gerechnet. Zusätzlich wurde ins bestehende System eine Antireflexbeschichtung auf den Linsen aufgebracht. Somit ist es möglich den Einfluss solcher Beschichtungen auf die Transmission zu bewerten und für zukünftige Experimente Neuerungen einzubringen, die den Gesamtwirkungs-

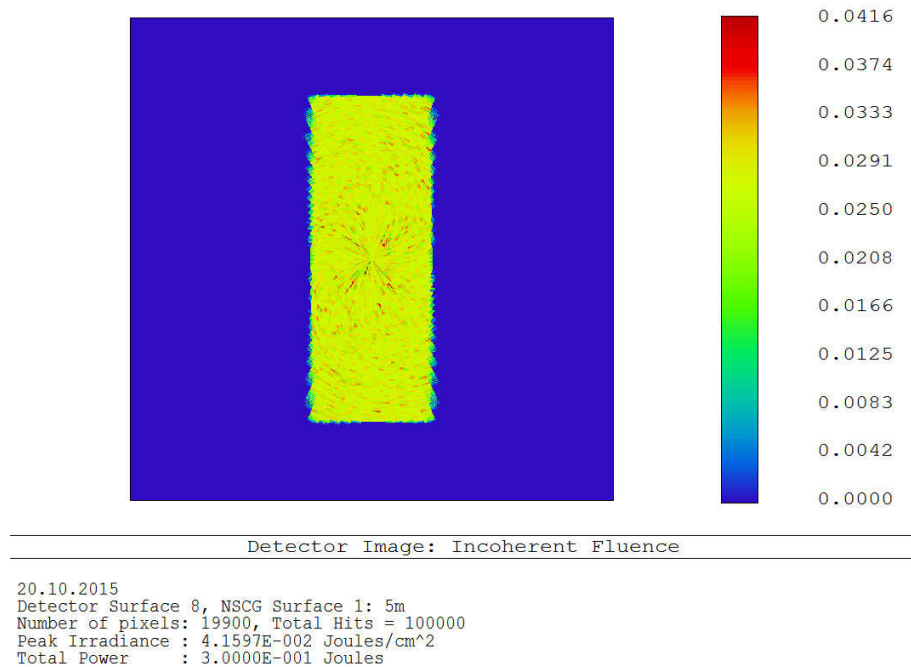


Abbildung 5.3: homogenes ArF-Laserprofil im Modell mit 20 x 54 mm²

grad der Beamline 2 steigern.

Bewertung der Kollimatoroptik mit sphärischen Linsen bis zum vierten Spiegel

Nach Simulation der ArF-Laserquelle propagiert der Laserstrahl durch die Kollimatoroptik, die als *Shaded Model* in Abbildung 5.5 zu sehen ist. Die Opazität der dargestellten Elemente wurde auf 50 % festgelegt, sodass die Detektoren und auch die strahlbegrenzende 18 mm-Apertur des Stutzens zu erkennen sind. Im Folgenden werden die Detektorbilder ausgewertet.

Die Abbildung 5.6 zeigt das Profil und die Energie vor der Kollimatoroptik. Durch den Abstand vom Laserausgang von 465 mm ist der Strahl entsprechend der Divergenzen, auf 27 x 11,4 mm² aufgeweitet. Die Energie liegt bei 300 mJ. Die erste Linse (plan-konkav) mit einem Krümmungsradius von $r = -180,3$ mm weitet den Strahl weiter auf. Die Effekte des 6,4 mm dicken Linsenmaterials SUPRASIL sind in Abbildung 5.7 zu erkennen. Durch Absorption, Reflektion und Streuung verringert sich die Ausgangsenergie um 28,08 mJ auf 271,92 mJ. Mit einer Antireflexbeschichtung wäre der Energieabfall um 11 mJ geringer, d.h. die Transmission würde von 90,64 % auf 94,22 % steigen (siehe Abbildung A.7 im Anhang auf Seite 73). Um den Ener-

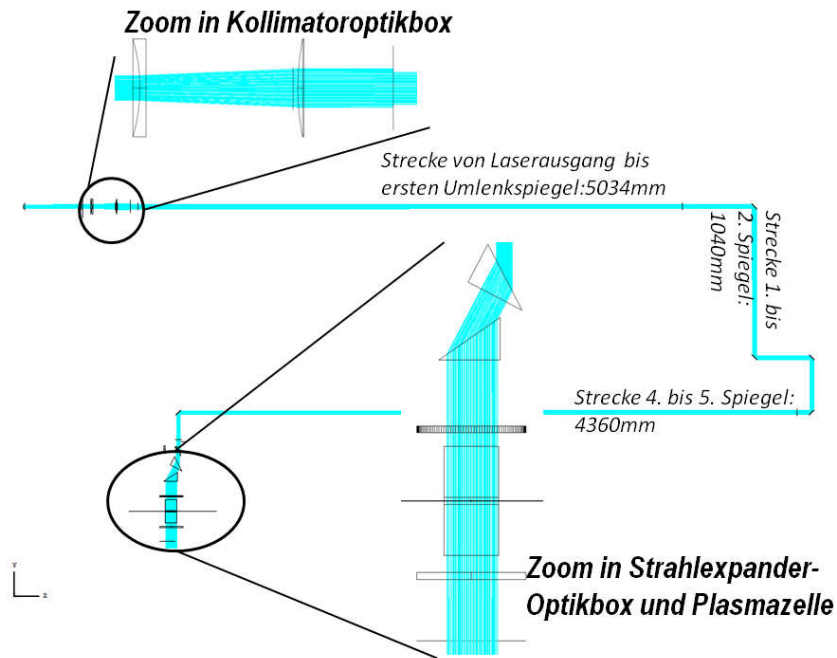


Abbildung 5.4: Zweidimensionale Darstellung der Laserbeamline 2 mit optischen Elementen von Matthias Gross und James Good

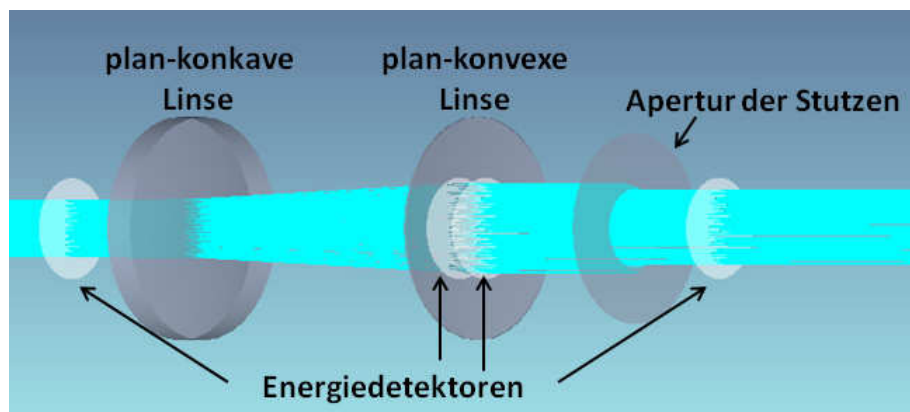


Abbildung 5.5: Kollimatoroptikbox als Shaded Model mit Positionen der Energiedetektoren (weiße Kreisflächen), der sphärischen Linsen und der Apertur des Ausgangsstutzens

gieabfall durch die Linsen gering zu halten, wären die einmaligen zusätzlichen Kosten, für eine derartige Beschichtung, vertretbar. Die plan-konvexe Linse, mit einem Abstand von 165,3 mm zur ersten Linse, hat einen Krümmungsradius von $r = 257,5$ mm. Die Linse wurde ebenfalls als SUPRASIL simuliert.

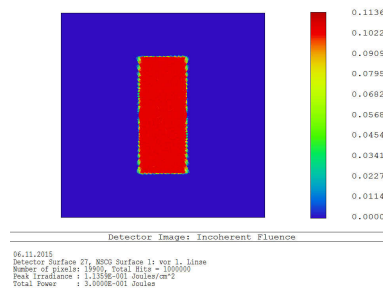


Abbildung 5.6: Detektorbild: 72 mm vor der Kollimatoroptikbox

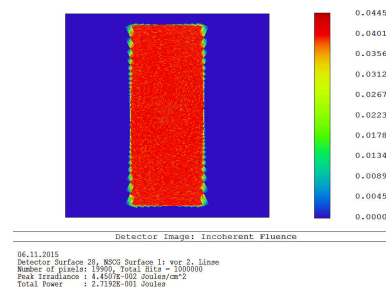


Abbildung 5.7: Detektorbild: 5,3 mm nach der Zerstreuungslinse

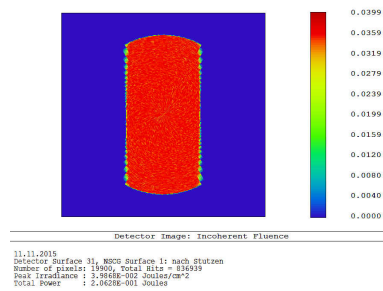


Abbildung 5.8: Detektorbild: 15 cm nach Kollimatoroptikbox mit Stützen; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung

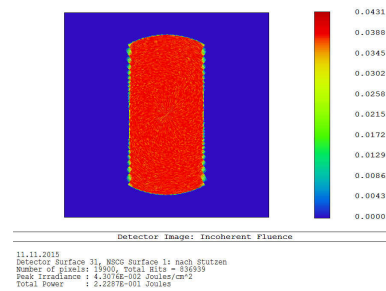


Abbildung 5.9: Detektorbild: 15 cm nach Kollimatoroptikbox mit Stützen; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung

Hierdurch wird die horizontale Divergenz nicht nur kollimiert, sondern verläuft danach konvergent. Die vertikale Divergenz wird hingegen geringfügig kompensiert, wodurch der Strahl im weiteren Verlauf aufweitet.

In einem Abstand von 10 mm nach der zweiten Linse wurde eine Energie von 246,46 mJ ($T = 82,15\%$) detektiert, für den Fall, dass beide Linsen ohne AR-Beschichtung eingesetzt werden. Im anderen Falle, dass beide Linsen eine AR-Beschichtung haben, steigt dieser Wert jedoch auf 266,3 mJ ($T = 88,77\%$). Die Ausdehnung beträgt, unabhängig von der Beschichtung, 16,8 mm in x-Richtung und 42 mm in y-Richtung. Somit wurde der Strahl beim Eingang in das erste Strahlführungsrohr durch die Apertur der Stützen abgeschnitten. Dies ist in den Abbildungen 5.8 und 5.9 dargestellt. 15 cm nach den Stützen betragen die Abmessungen $17 \times 36 \text{ mm}^2$ (HxV). Die transmittierte Energie, ohne speziell beschichtete Linsen, beträgt an dieser Stelle 206,28 mJ, mit Antirefleksionsschicht 222,87 mJ. Dies ist ein deutlicher Unterschied zu einem detektierten Energiewert von 246,46 mJ (ohne AR) bzw.

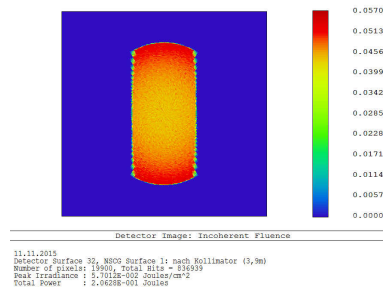


Abbildung 5.10: Detektorbild: 3,9m nach Kollimatoroptikbox; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung

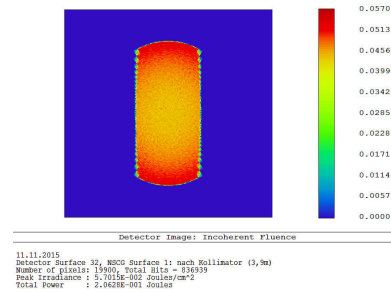


Abbildung 5.11: Detektorbild: 3,9m nach Kollimatoroptikbox; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung

266,3 mJ (mit AR), für den Fall, dass keine Stützen vorhanden sind (siehe Abbildung A.8 und A.9 auf Seite 73). Die Transmissionswerte fallen hierdurch auf $T = 68,76\%$ (ohne AR) bzw. $T = 74,29\%$ (mit AR). Dies entspricht einer Verminderung um 14 %. Von daher ist davon auszugehen, dass dies ein sinnvoller Ansatz für konstruktionstechnische Änderungen ist. Durch diesen steigt nicht nur die transmittierte Energie, zusätzlich gestaltet sich die Strahlformung einfacher. Eine weitere Option zur Erhöhung der transmittierten Energie und Begrenzung der Ausdehnung, wäre die Änderung der Dimensionierung der Linsen, welche die vertikale Ausdehnung des Laserstrahls auf 36 mm verhindern. Diese und andere Optionen werden unter 5.3 ab Seite 33 genauer diskutiert.

In 3,9m Entfernung zur zweiten Linse ist die Energie nicht messbar abgesunken. Die Profilabmessungen verringern sich bis dahin auf $15 \times 32,2 \text{ mm}^2$ (HxV), was in den Abbildungen 5.10 (ohne AR-Schicht) und 5.11 (mit AR-Schicht) dargestellt wird. D.h., es sind nach Strahlaustritt aus dem Rohr keine Abschattungen durch die Stützen zu vermerken. Weiterhin ist zu sehen, wie sich intensiver ausgeleuchtete Bereiche auf dem Detektor nach Außen hin verschieben. Die anfangs homogen simulierte Energieverteilung verschiebt sich derart, dass im Querschnitt betrachtet zwei Berge mit ca. 25 % höherer Energie auftürmen.

Die nach dem Rohraustritt folgenden vier Reflektionen haben keinen weiteren Einfluss auf die Form des Strahlprofils. Es wird jedoch entsprechend den Reflektivitäten von $R = 0,96$ die transmittierte Energie vermindert. Wie in den Abbildungen 5.12 und 5.13 zu sehen ist, sinkt diese auf 175,2 mJ (ohne AR) bzw. 189,3 mJ (mit AR). Die Strahlgröße beträgt hier $13,4 \times 30 \text{ mm}^2$. Die Gesamttransmission sinkt somit auf 58,4 % (ohne AR) bzw. 63,1 % (mit AR). Diese Werte entsprechen einer optimalen Ausrichtung der Spiegel und Linsen und sind in der Praxis nicht erreichbar, wodurch für die Praxis ein

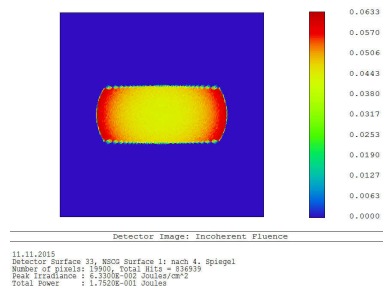


Abbildung 5.12: Detektorbild: 10 cm nach viertem Spiegel; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung

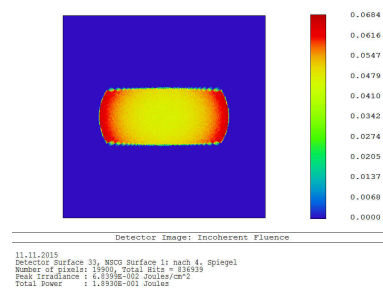


Abbildung 5.13: Detektorbild: 10 cm nach viertem Spiegel; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung

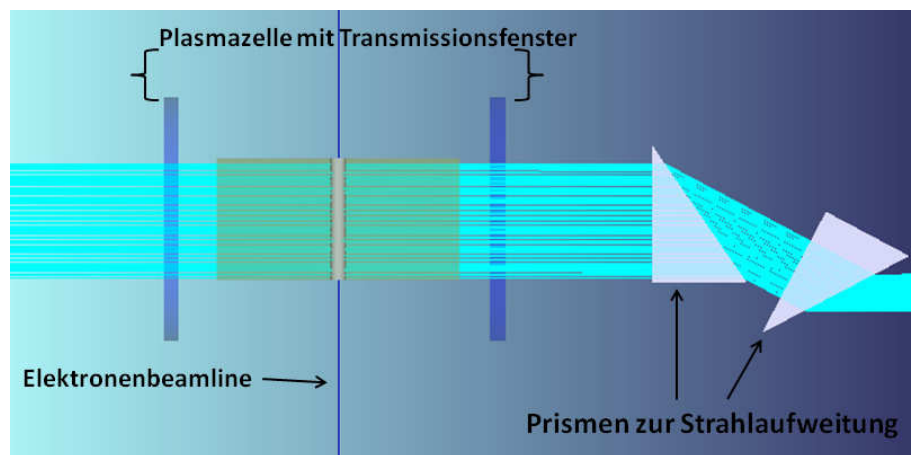


Abbildung 5.14: Strahlexpanderoptikbox als Shaded Model mit Positionen der beiden Prismen und der Plasmazelle

geringerer Energiewert zu erwarten ist. Weiterhin ist ersichtlich, dass das Laserprofil eine 90°-Drehung erfahren hat. Eine solche Drehung ist notwendig, um die Strahlexpanderoptikbox optimal zu nutzen, denn sie wurde für Profilabmessungen ausgelegt, die einem Laserausgangsprofil mit 90°-Drehung entsprechen. Die Maße dieses Profils sind $10 \times 24 \text{ mm}^2$ (VxH).

Bewertung Strahlexpanderoptik mit zwei Prismen

In Abbildung 5.14 sind die Strahlexpanderoptik und die simulierte Plasmazelle als *Shaded Model* dargestellt. Dies ist eine Draufsicht, welche es ermöglicht die Aufweitung des Laserstrahls zu sehen ist. Das Detektorbild vor der Strahlexpanderoptikbox, also jenes nach der Reflektion am fünften

Spiegel und dem Durchlaufen einer Strecke von 5,53 m, ist in Abbildung 5.16 zu sehen. Die Ausdehnung mit $27 \times 12 \text{ mm}^2$ entspricht nicht dem Laserausgangsprofil und die Querschnittsfläche ist verformt. Beide Fakten sind nachteilig für die Strahlaufweitung. Die Verformung des Laserprofils durch die sphärischen Linsen in der Kollimatoroptikbox sind hier deutlich zu erkennen. Zusätzlich sind die Abrundungen des ersten Stutzens nach den Linsen mit durchgeführt worden und rechts und links im Profil sichtbar. Die transmittierte Energie nach den insgesamt fünf Reflektionen, an den verbauten 45° -Spiegeln mit einem Reflektionsgrad von $R = 0,96$ und den sphärischen Linsen mit AR-Beschichtung, beträgt 181,72 mJ, d.h. $T = 72,22 \%$. Im Vergleich dazu ist die Energie ohne AR-Beschichtung um 13,53 mJ (168,19 mJ) geringer (siehe Abbildungen 5.15 und 5.16 auf Seite 32), was wiederum eine Transmittivität von $T = 66,84 \%$ bedeutet. Ohne die Abschattungen des ersten Stutzens beträgt die transmittierte Energie 200,53 mJ (ohne AR) bzw. 216,67 mJ (mit AR), was den Abbildungen der Seite 74 zu entnehmen ist.

Die Detektorbilder nach dem Strahlexpander, in den Abbildungen 5.17 (ohne AR) und 5.18 (mit AR), zeigen deutlich, dass der Strahl horizontal aufgeweitet ist. Die vertikale Ausdehnung ist hingegen konstant geblieben. Durch eine größer gewählte Detektorfläche, mit dem Ziel alle Strahlen einzufangen, wirkt das Profil generell kleiner. Die Abmessungen für diesen Fall betragen $80 \times 12 \text{ mm}^2$. Somit kann der Laserpuls, ohne Abschneidungen, in die Strahlexpanderoptikbox einzukoppeln. Die detektierten Energien, an dieser Stelle, von 81,42 mJ (ohne AR) bzw. 87,9 mJ (mit AR) sind entscheidene Werte. Hieraus lässt sich die Transmittivität der Strahlexpanderbox errechnen. Durch die zwei Prismen vermindert sich die Pulsenergie um 93,82 mJ durch Absorption im Medium SUPRASIL. Die geringe, ausschließlich durch Absorptionen im Material verminderte, Transmittivität von $T = 48,37 \%$ ist zu überprüfen und zu verbessern.

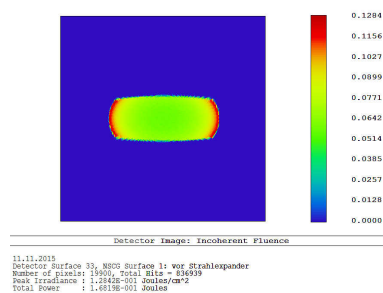


Abbildung 5.15: Detektorbild vor Strahlexpanderoptikbox - sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung

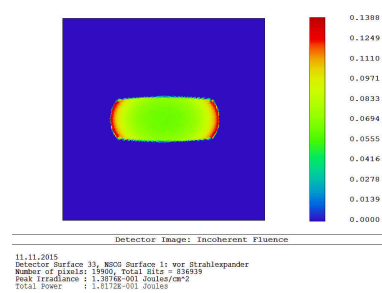


Abbildung 5.16: Detektorbild vor Strahlexpanderoptikbox - sphärische Linsen mit AR-Beschichtung

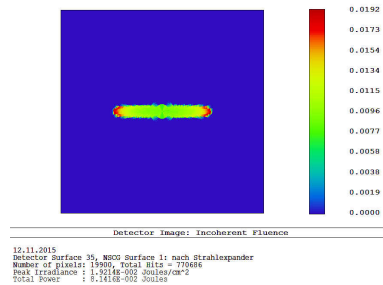


Abbildung 5.17: Detektorbild nach Strahlexpanderoptikbox - sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung

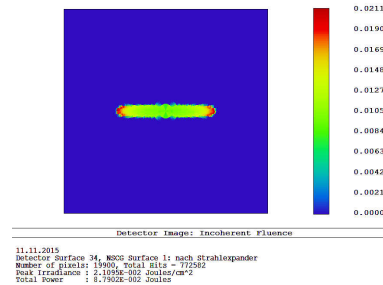


Abbildung 5.18: Detektorbild nach Strahlexpanderoptikbox - sphärische Linsen mit AR-Beschichtung

Im folgenden Abschnitt werden neue Maßnahmen für die Strahlkollimierung diskutiert. Im [Anhang](#) auf der Seite 74, sind zwei weitere Detektorbilder aufgeführt, welche die Energie und das Profil nach der Plasmazelle zeigen. Auch hier ist ersichtlich, dass die Energie weiterhin abnimmt, durch die Transmissionsfenster einerseits und der schon erwähnten Aufweitung andererseits.

5.3 Optimierung der Kollimierungsoptiken

In diesem Abschnitt werden Lösungsmöglichkeiten vorgeschlagen die bestehende Kollimierungsoptik zu verbessern bzw. neue optische Elemente einzubringen. Ein wichtiges Kriterium ist die Kollimierung. Hierbei darf es nicht zur Ausbildung eines Fokusses des Laserlichts kommen, da die Energiedichte zu stark ansteigen würde. Zu den neu eingebrachten optischen Elementen zählen zum Einen Zylinderlinsen und zum Anderen Parabolspiegel, die den Spiegelausschnitt nicht mittig haben. Es werden dadurch Transmittivitäten der Kollimatoroptik und des Gesamtsystems gesteigert, da mechanische Gegebenheiten teilweise nicht mehr den Strahl beeinflussen, wie z.B. der erste Stutzen nach der Kollimatorbox. Die detaillierten Analysen und zahlreichen Detektorbilder, mit den berechneten Transmittivitäten der unveränderten optischen Bauelemente, werden teilweise aus dem vorhergehenden Abschnitt übernommen.

Bewertung Kollimatoroptik mit Zylinderlinsen

Die Modifizierungsmöglichkeit der Kollimatoroptikbox hinsichtlich dem Austausch der sphärischen Linsen gegen Zylinderlinsen kann die Lösung für den Ausgleich beider Divergenzen sein. Da Zylinderlinsen nur eine Strahlachse

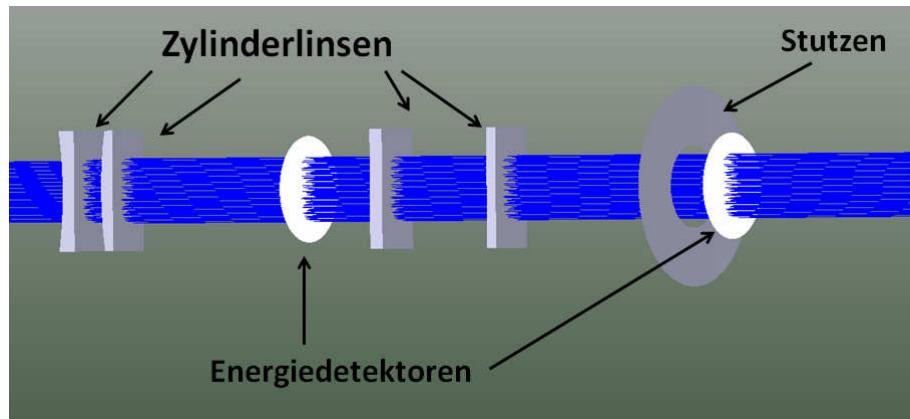


Abbildung 5.19: dreidimensionale Darstellung einer Kollimatoroptikbox mit vier Zylinderlinsen

beeinflussen, womit z.B. eine Linie generiert werden kann, ist es möglich zwei Zylinderlinsen zu verwenden, um jeweils eine divergierende Strahlachse des ArF-Lasers zu kollimieren. Insgesamt sind es dann vier Zylinderlinsen aus dem Material SUPRASIL. Ein dreidimensionales Modell ist in [Abbildung 5.19](#) als *Shaded Model* dargestellt. Auf der linken Seite befinden sich zwei Zylinderlinsen im Abstand zur Laserausgangsapertur von 472 mm (wie die sphärischen Linsen zuvor), die zur Kollimierung der stärker divergierenden y-Achse gedacht sind. In der Mitte der [Abbildung 5.19](#) befinden sich wiederum zwei Zylinderlinsen, die zum Ausgleich der Divergenz der x-Achse des Strahls dienen. Zur Kontrolle der transmittierten Pulsenergie, wurde nach jeweils zwei Linsen ein Energiedetektor eingebaut. Um die bereits konstruierte Kollimatoroptikbox, ohne sphärische Linsen, hierfür nutzen zu können, wurde wieder der Stutzen am Ausgang der Box simuliert. Rein optisch ist schon zu erkennen, dass es hierbei keine Abschneidungen gibt.

Die Zylinderlinsen, die in den Simulationen verwendet werden, haben eine Dicke 6 mm, eine Höhe von 52 mm und eine seitliche Ausdehnung von 24 mm. Die Krümmungsradien sind so dimensioniert, dass nach 12,49 m Wegstrecke das Laserausgangsprofil wiederhergestellt wird. D.h. für die Kollimierung der y-Achse wird ein negativer Krümmungsradius von -180 mm für die erste Linse und ein positiver von 178,2 mm für die zweite Linse benötigt. Die Divergenz der x-Achse des Laserlichts wird mit einer Linse mit einen Krümmungsradius von -195 mm und einer Linse mit 214,4 mm ausgeglichen.

Durch diese Art der Kollimierung wird die 90°-Drehung des Laserprofils, wie auch bei Verwendung der sphärischen Linsen, nötig, um die Strahlexpanderoptikbox optimal auszunutzen. Die Transmissionswerte der fünf Spiegel können demnach übernommen werden. In den [Abbildungen 5.20](#) und [5.21](#) sind Detektorbilder dargestellt, die nach den ersten beiden Linsen regis-

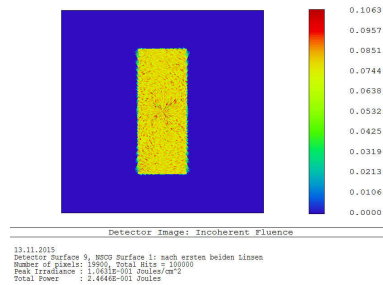


Abbildung 5.20: Profil und transmittierte Energie durch zwei Zylinderlinsen ohne Antireflexbeschichtung

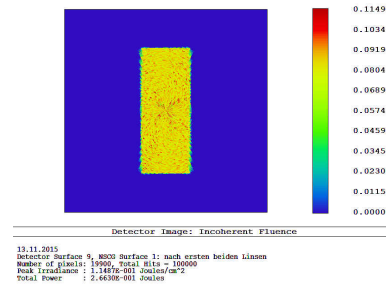


Abbildung 5.21: Profil und transmittierte Energie durch zwei Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung

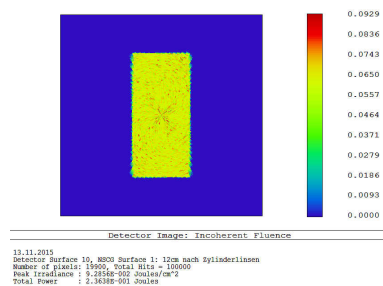


Abbildung 5.22: Profil und transmittierte Energie durch vier Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 12 cm nach letzter Linse

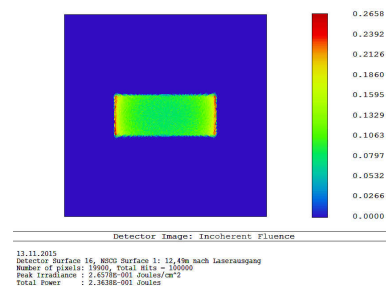


Abbildung 5.23: Profil und transmittierte Energie durch vier Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 12,49 m zur Laserausgangsapertur

triert wurden. Die Energiewerte sind 246,46 mJ (ohne AR) bzw. 266,3 mJ (mit AR), d.h. Transmittivitäten von 82,15 % bzw. 88,77 %. Diese Werte stimmen mit den Werten aus Simulationen mit sphärischen Linsen überein.

Mit den nächsten beiden Zylinderlinsen, die für die x-Achsenkollimierung gedacht sind, verringert sich der Energiewert auf 202,48 mJ (ohne AR) bzw. 236,38 mJ (mit AR). In [Abbildung 5.22](#) ist das Profilbild und der Energiewert des Detektors nach den vier Zylinderlinsen und des Stützens abgebildet. Im Vergleich zu den Energiewerten mit sphärischen Linsen nach Stützenaperturdurchquerung (222,87 mJ, mit AR), ist hier eine Verbesserung erreicht worden. Der Energieverlust durch Abschneidungen durch die Stützenapertur bei Verwendung sphärischer Linsen ist demnach höher als die Verluste durch Absorptionen und Streuungen am Linsenmaterial selbst.

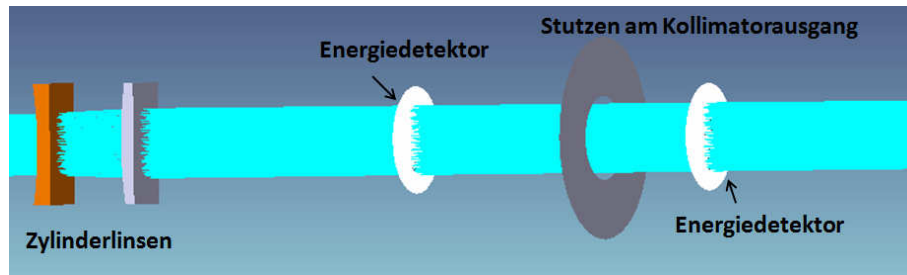


Abbildung 5.24: dreidimensionale Darstellung einer Kollimatoroptikbox mit zwei Zylinderlinsen

In Abbildung 5.23 ist wiederum das Profilbild eines Detektors abgebildet, der vor der Strahlexpanderbox positioniert ist. Das Profil hat die Abmessungen des Laserausgangsprofils um 90° gedreht, d.h. $10 \times 24 \text{ mm}^2$ (VxH). Der berechnete Energiewert von 236,38 mJ ist identisch mit dem direkt nach den Kollimator berechneten Wert. Die Reflektivitäten der fünf Spiegel, also insgesamt 81,53 %, führen jedoch zu einem Energiegesamtwert von 192,72 mJ. Der Vergleich mit den detektierten 181,72 mJ Gesamtenergie mit sphärischen Linsen, liefert eine Energiedifferenz von 11 mJ. Übertragen auf die Gesamttransmissionswerte bedeutet dies einen Zuwachs von 60,57 % auf 64,24 %, für den Einsatz dieser vier Zylinderlinsen.

Durch die doppelte Anzahl der Linsen wird der Vorteil der vermiedenen Abschattungen durch den Stutzen, im Falle der Verwendung sphärischer Linsen, kompensiert. Ein kleiner Zuwachs ist jedoch ablesbar. Zusätzlich sind die Abmessungen des Profils optimal. Weiterhin wird die Handhabung beim Einstellen der Kollimatoroptikbox durch den Einsatz von Zylinderlinsen erleichtert, da sie jeweils nur eine Achse beeinflussen.

Um den transmittierten Energiewert vor der Strahlexpanderbox weiter zu erhöhen, ist es nötig die Anzahl der Linsen zu verringern. Dies bedeutet, dass es sinnvoll erscheint, nur zwei Zylinderlinsen einzusetzen, was in Abbildung 5.24 dargestellt ist. Hierdurch wird die Transmittivität durch die Linsen auf 88,77 % gesteigert, vorausgesetzt es werden Antireflexbeschichtungen aufgetragen. Wie zu sehen ist, transmittiert der Laserstrahl den Stutzen ohne dass dieser Abschattungen im weiteren Verlauf hervorruft. Weiterhin wird, durch die alleinige Fokussierung der y-Achse des Laserstrahls durch die zwei verbauten Zylinderlinsen, die Divergenz der x-Achse nicht beeinflusst. So ist es möglich die Ausdehnung der y-Achse auf 10 mm zu fokussieren, während die Ausdehnung der x-Achse auf 34 mm ansteigt. Für die beschriebene Konfiguration sind zwei verschiedene Krümmungsradien notwendig. Für die erste Linse wird eine Krümmung von -176 mm und für die zweite Linse eine Krümmung von 183 mm benötigt.

In den Abbildungen 5.25 und 5.26 sind Detektorbilder dargestellt, die

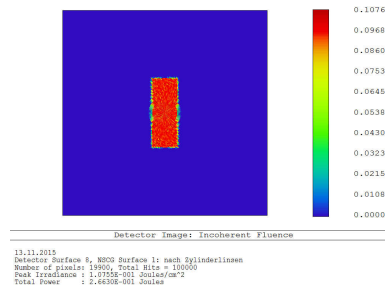


Abbildung 5.25: Profil und transmittierte Energie durch zwei Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 12 cm nach letzter Linse

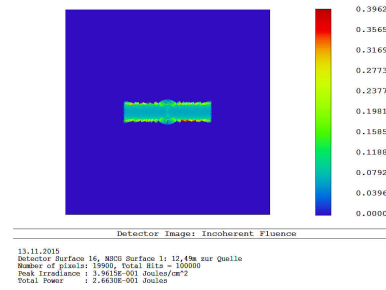


Abbildung 5.26: Profil und transmittierte Energie durch zwei Zylinderlinsen mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 12,49 m zur Laserausgangsapertur

kurz nach der Kollimator-Optikbox und in 12,49 m Entfernung, d.h. der Position der Strahlexpander-Optikbox, aufgenommen wurden. Deutlich zu sehen ist die realisierte 90°-Drehung des Profils. Die unterschiedliche Farbgebung der Falschfarbendarstellungen beruht auf verschiedenen, automatisch generierten Skaleneinteilungen. D.h. die detektierte Energie auf den einzelnen Pixeln liegt in der selben Größenordnung, obwohl die Farbgebung unterschiedlich ist. Die hochkonzentrierten Bereiche am äußeren Rand des Profils in 12,49 m Abstand, sind wie bei Verwendung der sphärischen Linsen festzuhalten. Die Ursache hierfür ist nicht eindeutig und muss nachgeprüft werden, denn in der Realität werden bei korrekter Ausrichtung die intensiver ausgeleuchteten Randbereiche nicht festgestellt. Einzig durch Reflektionen an den Strahlungsführungrohrwänden entstehen teilweise konstruktive Interferenzen und Überlagerungen, die zu höherer Intensität an vereinzelt Stellen führen.

Die durch Detektoren gemessenen Energien, in 12 cm und 12,49 m Entfernung zur Laserausgangsapertur, sind identisch. Jedoch wurden die Transmittivitäten der Spiegel außen vorgelassen. Da, mit Verwendung von zwei Zylinderlinsen, eine 90°-Drehung mithilfe des Spiegelsystems überflüssig wird, erhöht sich die Transmittivität des Spiegelsystems auf insgesamt 84,93 % (nur noch vier Spiegel nötig). Damit ergibt sich, bei Verwendung von AR-Beschichtungen, ein Energiewert von 226,18 mJ vor der Strahlexpanderbox. Die AR-Beschichtungen werden in den folgenden Simulationen generell verwendet, da dies ein Optimum darstellt und, wie bei den detaillierten Analysen in Abschnitt 5.2 ab Seite 26 gezeigt wurde, keinen Einfluss auf die Abmessungen des Profils hat. Weiterhin ist jeder Energiezuwachs, ausgehend vom bestehenden System, wünschenswert.

Abschließend betrachtet hat die Konfiguration mit zwei Zylinderlinsen einen entscheidenden Nachteil: Die Profilausdehnung in horizontaler Richtung ist, mit 34 mm, deutlich zu groß. Hieraus würde ein Energieverlust durch die Abschattungen durch Stützen vor der Expanderbox sowie durch Abschneidungen durch die festgelegte Kantenlänge der verbauten Prismen resultieren. Der detektierte Energiewert vor der Strahlexpanderbox würde somit auf 159,66 mJ reduziert werden. Die Ausleuchtung der Strahlexpanderbox ist anschließend unbrauchbar. Lösung hierfür könnte eine zusätzliche Zylinderlinse oder ein Off-Axis-Parabolspiegel für die Begrenzung der horizontalen Ausdehnung sein, was weiter diskutiert wird.

Eine Option, das Abmessungen Strahlprofil sowie die transmittierte Pulsenergie vor der Strahlexpanderbox, gegenüber dem bei ausschließlicher Verwendung sphärischer Linsen, zu optimieren, ist das Einsetzen einer toroidalen Linse (zwei unterschiedliche Krümmungsradien) zur Begrenzung der Ausdehnung in y-Richtung. Im Falle, dass diese Linse 2 cm nach der Laserausgangsapertur eingebaut wird, wurde in den optischen Simulationen ein Energiewert von 270,44 mJ detektiert. Die Transmittivität der toroidalen Linse, mit Antireflexbeschichtung, ist 92,48 %. Die beiden Krümmungsradien der Linse wurden auf -200 mm und -180 mm festgelegt. In den Abbildungen 5.27 und 5.28 sind die detektierten Profile, in einer Entfernung von 8 m zum Kollimator und 12,49 m zur Laserausgangsapertur, dargestellt. Eine leichte Verformung ist zu erkennen. Diese resultiert, wie bei dem Aufbau ohne verbauter toroidaler Linse, beim Durchqueren der sphärischen Linsen. Die detektierte Energie nach dem Kollimatorsystem ist 240,05 mJ. Nach fünf Reflektionen an den Umlenkspiegeln verringert sich die Energie auf 195,73 mJ. Das Profil in der Abbildung 5.28 hat die korrekten Abmessungen ($10 \times 24 \text{ mm}^2$ - VxH), jedoch ist die Energieverteilung nicht homogen. Dies kann an den numerischen Berechnungen des Simulationsprogrammes selbst liegen oder ist der Einfluss der neu eingesetzten toroidalen Linse. Die Verschiebungen in der detektierten Energieverteilung, ähneln nicht denen von vorhergehenden Analysen mit sphärischen Linsen.

Nach Transmission der Strahlexpanderbox, mit einer Transmittivität von 48,24 %, wurde eine Pulsenergie von 97,27 mJ detektiert. Die Abmessungen betragen 70 mm x 10 mm, wenn die Ausläufer nicht betrachtet werden. Wenn eine solche Konfiguration, mit toroidaler Linse am Laserausgang, praktisch umgesetzt wird, müssen die Ausläufer der Energieverteilungen beurteilt werden. Hierdurch kann die Transmittivität gesenkt worden sein. Wahrscheinlicher ist jedoch, dass die Transmittivität hauptsächlich durch Absorptionen innerhalb Prismen bestimmt wird.

Die Idee, eine separate Zylinderlinse, einzusetzen, kann in abgewandelter Form zu einer höheren transmittierten Energie, wie der gerade beschriebenen, vor der Strahlexpanderbox führen. Eine Zylinderlinse zur Begrenzung der Ausdehnung des Laserlichts in x-Richtung wurde nach dem ersten Spie-

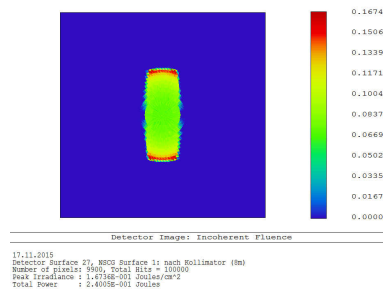


Abbildung 5.27: Profil und transmittierte Energie durch eine toroidale und zwei sphärischen Linsen, jeweils mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 8 m zum Kollimator

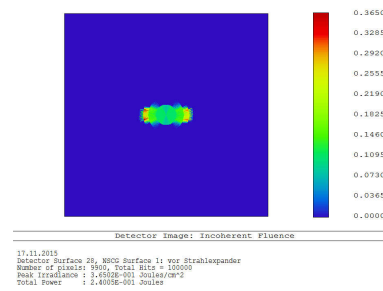


Abbildung 5.28: Profil und transmittierte Energie durch eine toroidale und zwei sphärischen Linsen, jeweils mit Antireflexbeschichtung; vor Expanderoptikbox

gel eingesetzt. Die Kollimatoroptikbox ist hierbei diejenige mit den zwei Zylinderlinsen zur Fokussierung des Strahls in y-Richtung auf 10 mm. Die beschriebene 90°-Drehung fällt wieder weg, womit die Gesamtreffektivität des Spiegelsystems 84,93 % beträgt. Die transmittierte Energie nach einer Strecke von 4 m entspricht der Energie aus den Simulationen mit nur zwei Zylinderlinsen, demnach 266,3 mJ (mit AR-Beschichtung). In 5 m Entfernung ist ein geringerer Energiewert detektiert worden, da bis dort die neu simulierte, antireflexbeschichtete Zylinderlinse für die Begrenzung der horizontalen Aufweitung durchquert wurde. Der Krümmungsradius dieser Linse beträgt 1350 mm. Eine transmittierte Energie von 250,89 mJ wird nach der Linse detektiert. Die transmittierte Energie vor der Strahlexpanderbox, also nach vier Reflektionen an den Umlenkspiegeln, erhöht sich, im Gegensatz zur Verwendung sphärischer Linsen, auf 212,34 mJ. Die detektierten Abmessungen betragen 24 mm x 10 mm (HxV). Das Profil ist nicht verzerrt, es sind keine Hotspots und keine Ausläufer in der Energieverteilung entstanden. Deutlich sichtbar ist dies in den Abbildungen 5.29 und 5.30, welche die Detektorbilder nach der dritten Zylinderlinse (nach ersten Spiegel) und dem Strahlexpander zeigen.

Mit der Annahme, dass der Transmissionswert der Strahlexpanderoptikbox bei ca. 48 % liegt, welche auf vorherigen Berechnungen basiert, errechnet sich die Energie nach dieser Box zu 101,92 mJ. Die Gesamttransmittivität der Laserbeamline wurde auf 33,97 % gesteigert, wenn als Vergleichswert die Gesamttransmittivität von 29,3 % herangezogen wird, die bei Verwendung von sphärischen Linsen berechnet wurde.

Für die Steigerung der Transmittivität gegenüber der beschriebenen letz-

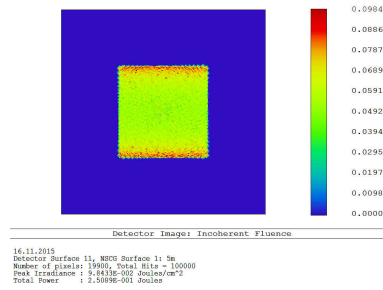


Abbildung 5.29: Profil und transmittierte Energie durch drei Zylinderlinsen, jeweils mit Antireflexbeschichtung im Abstand von 5 m zur Laserausgangsapertur

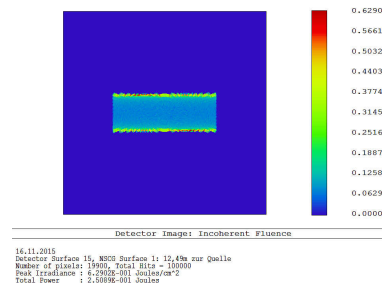


Abbildung 5.30: Profil und transmittierte Energie durch drei Zylinderlinsen, jeweils mit Antireflexbeschichtung; vor Expanderoptikbox

ten Konfiguration mit insgesamt drei Zylinderlinsen, ist durch Verwendung von einem Off-Axis-Parabolspiegel möglich. Dadurch, dass durch diesen speziellen Spiegel, die Transmission durch zusätzliches Linsenmaterial unterbunden wird, steigt der Gesamttransmissionswert. Die Reflektivität wurde in den Simulationen mit denen der bestehenden Spiegeln gleichgesetzt, d.h. $R = 0,96$. Prinzipiell resultiert hieraus ein Energiezuwachs der transmittierten Energie vor der Strahlexpanderoptikbox von 23,84 mJ auf 226,18 mJ, gegenüber einem Einsatz der beschriebenen toroidalen Linse am Laserausgang. Dies bedeutet, dass die Pulsenergie nach der Strahlexpanderbox ebenfalls höher ist. Diese beträgt 108,57 mJ, wenn die Transmittivität der Strahlexpanderbox mit 48 % eingeht.

In Abbildung 5.31 ist ein Off-axis-Parabolspiegel schematisch dargestellt. Bei Verwendung eines solchen Spiegels in der Laserbeamline 2, darf es wegen zu hohen Energiedichten und damit einhergehender Zerstörung der Spiegelmaterialien, nicht zur Ausbildung eines Fokusses kommen. Um dies zu realisieren können, wurde, in den Simulationen, ein Krümmungsradius von mehreren Tausend Millimetern benötigt. Vorhergehende Recherchen hinsichtlich der Machbarkeit der Fertigung von solchen großen Krümmungsradien ließ diese Idee jedoch nicht zweckmäßig erscheinen. Zusätzlich, zu den Schwierigkeiten bei der Fertigung solcher Spiegel, sind die Preise, bei Genauigkeiten von 0,1 % über die gesamte Spiegeloberfläche, kaum zu stämmen.

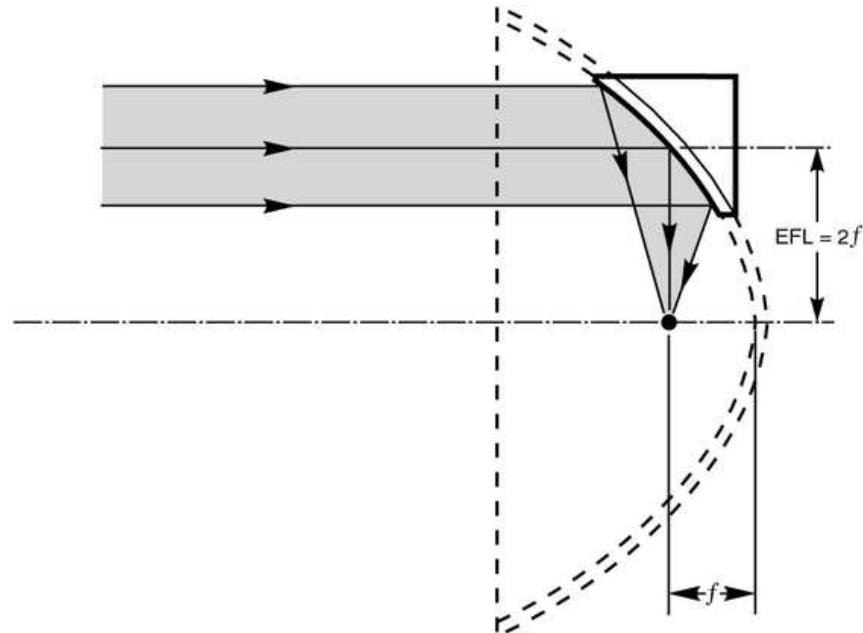


Abbildung 5.31: von Newport skizzierter Off-Axis Parabolspiegel: abgerufen am 04.11.2015 auf <https://assets.newport.com>

5.4 Test der optischen Systeme auf deren Sensitivität

In den bisherigen Simulationen wurde eine perfekte Ausrichtung (Linsen, Spiegel) angenommen, wodurch die Ausleuchtung der Strahlexpanderbox ideal war. In der Praxis ist dies nicht zu realisieren, weshalb in den folgenden Simulationen hinsichtlich der Sensitivität durchgeführt und diskutiert werden. Dazu wurden in ZEMAX sogenannte *Tilts*, d.h. Verkippungen, auf die optischen Komponenten angewandt. Durch minimale Verkippung von Spiegeln und Linsen entstehen, auf der 12,49 m langen Laserbeamline 2, Verschiebungen des Profils sowie geringere transmittierte berechnete Energien. Besonders die variable Winkeleinstellung der Spiegel wird überprüft. Da in der Praxis durch Spiegelhalterungen und Verspannungen durch lange Rohre, wie dem ersten Rohr, das auf den ersten Spiegelhalter drückt, die optimale Ausrichtung nicht mehr gegeben ist. Die Problemstellen, die praktisch nachgewiesen wurden, sind hierbei die Spiegelhalterungen des ersten, vierten und fünften Spiegels. Diese Folgen von Verkippungen werden im Folgenden detaillierter untersucht.

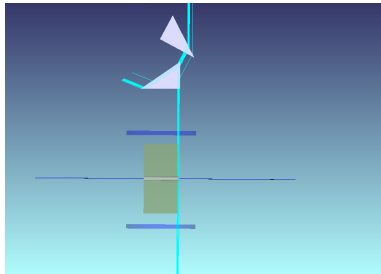


Abbildung 5.32: Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des ersten Spiegels um $0,1^\circ$ um x-Achse

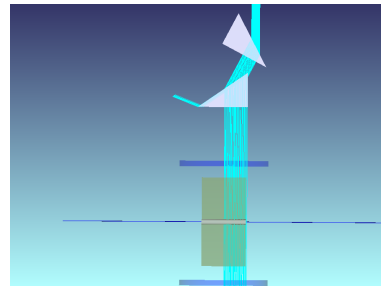


Abbildung 5.33: Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des ersten Spiegels um $0,05^\circ$ um x-Achse

Bei Simulation und Berechnung der transmittierten Energie nach Verkipfung des ersten Spiegels, ist eindeutig feststellbar, dass das aufgebaute System sehr sensibel auf Abweichungen vom Optimum reagiert. Die Verkipfung des ersten Spiegels um $0,1^\circ$ der x-Achse bewirkt, dass die Laserbeamline 2 unbrauchbar wird. Die Abbildung 5.32 sowie das dazugehörige Detektorbild in Abbildung 5.34 verdeutlichen die immensen Auswirkungen auf das letztendliche Strahlprofil und die transmittierte Energie. Die Strahlexpanderbox wird nur am Rand getroffen, wodurch die gewünschte Aufweitung nicht realisiert werden kann. Teilweise wird der Laserstrahl über Teilreflektionen in den Prismenvolumen nach Außen geleitet. Im Detektorprofilbild ist zu sehen, wie der Laserstrahl nach rechts verschoben ist. Vorhergehende Absorptionen und Streuungen sowie Abschneidungen vermindern die transmittierte Energie auf 66,8 mJ. Hierbei haben die sphärischen Linsen eine AR-Beschichtung. Der Vergleich mit optimaler Ausrichtung und einer transmittierten Energie von 216,67 mJ untermauert den Einfluss einer Verkipfung des ersten Spiegels. Plasmaerzeugung in der Plasmazelle und Teilchenbeschleunigungsexperimente würden nicht funktionieren.

Bei Verkipfung des ersten Spiegels um $0,05^\circ$ in x-Richtung wird der Energieverlust deutlich reduziert. Die Energie hat sich mehr als verdoppelt gegenüber $0,1^\circ$ -Verkipfung und beträgt 138,93 mJ. In Abbildung 5.33 ist die bessere Ausleuchtung dargestellt. Die seitliche Verschiebung ist sichtbar in Abbildung 5.35.

In den Abbildungen 5.36 und 5.37 sind die *Shaded Models* bei Verkipfungen des vierten Spiegels dargestellt. Die Sensitivität des Gesamtsystem ist deutlich erkennbar. D.h., sobald der vierte Spiegel etwas verstellt wird, was in der PRAxis häufig vorkam (durch bereits beschriebene Verspannungen),

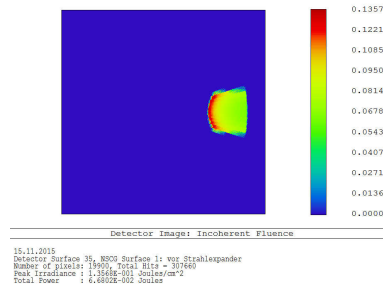


Abbildung 5.34: Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahl-expanderoptikbox; erster Spiegel um $0,1^\circ$ um x-Achse verkippt

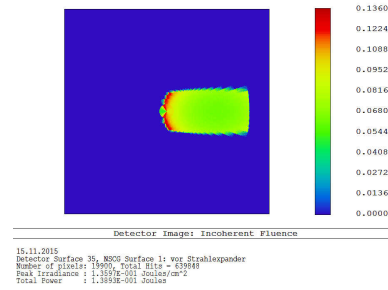


Abbildung 5.35: Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahl-expanderoptikbox; erster Spiegel um $0,05^\circ$ um x-Achse verkippt

wird die Laserbeamline 2 unbrauchbar. Dies ist deutlich bei Verkipfung des vierten Spiegels um die x-Achse sichtbar.

In den Abbildungen 5.36 und 5.37 sind die Detektorbilder dargestellt, welche vor der Strahl-expanderbox detektiert wurden. Durch eine Verkipfung des vierten Spiegels um die x-Achse, wird das transmittierte Strahlprofil in die rechte Ecke des Detektors verschoben. Weiterhin ist ersichtlich, dass die detektierte Energie, bei einer relativ geringen Verkipfung des vierten Spiegels von $0,05^\circ$ um die x-Achse, dieselbe ist, wie die bei Verkipfung des ersten Spiegels um $0,05^\circ$. D.h., dass die, relativ zur Gesamtlänge der Laserbeamline 2, kurze Strecke zwischen Spiegel 1 und 4 geringen Einfluss auf die letztendlich detektierte Verschiebung des gesamten Strahlprofils hat. Sobald beide beschriebenen Spiegel um die x-Achse verkippt werden, addieren sich beschriebenen Verschiebungen und ein Detektorbild würde keine messbare Energie anzeigen.

Beim Test der Sensitivität des Gesamtsystems hinsichtlich Verkipfung des fünften Spiegels um die x-Achse, wird deutlich wie diese abnimmt. In den Abbildungen 5.40 und 5.41 sind die simulierten *Shaded Models* dargestellt. Diese deuten auf eine geringere Auswirkung bei Verkipfung des fünften Spiegels hin. Somit resultiert eine größere Toleranzschwelle, bei der die Ausleuchtung des Strahl-expanders noch realisiert wird. Die Abmessungen des Profils sind gegenüber einer der optimalen Ausrichtung aller Spiegel unverändert. An den Detektoren wurde auch die selbe Pulsenergie, wie bei optimaler Ausrichtung, detektiert (ca. 181 mJ), was den Abbildungen 5.42 und 5.43 entnommen werden kann. somit wäre eine Verkipfung des fünften Spiegels von $0,1^\circ$ um die x-Achse noch tolerierbar.

Insgesamt ist festzuhalten, dass die Laserbeamline 2 ein sensibles op-

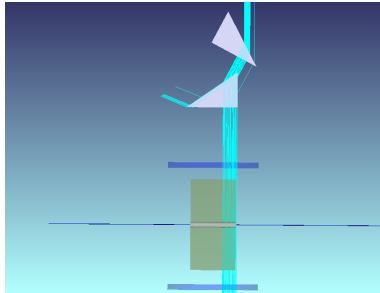


Abbildung 5.36: Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des vierten Spiegels um $0,1^\circ$ um x-Achse

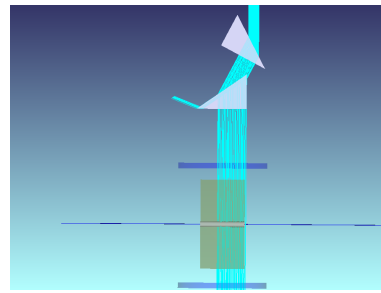


Abbildung 5.37: Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkipfung des vierten Spiegels um $0,05^\circ$ um x-Achse

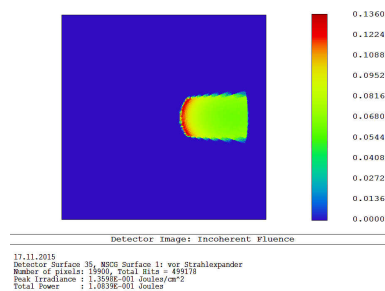


Abbildung 5.38: Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; vierter Spiegel um $0,1^\circ$ um x-Achse verkippt

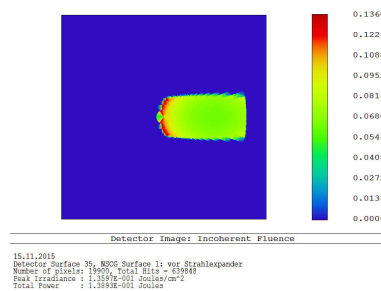


Abbildung 5.39: Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; vierter Spiegel um $0,05^\circ$ um x-Achse verkippt

tisches System ist. Jeder äußere Einfluss, der die optimale Justierung der Spiegel 1 und 4 beeinflusst, führt zu unbrauchbaren Laserstrahlprofilen sowie zu geringen Gesamtenergien eines Pulses. Somit wäre keine Erzeugung eines Plasma möglich. Der Einfluss bei Verkipfung des fünften Spiegels ist hingegen geringer, d.h. eine größere Toleranz bei der Ausrichtung. Trotzdem sollten die Spiegelhalterungen mechanisch überprüft werden, um eine optimale Ausrichtung aller Spiegel zu ermöglichen. Um dies zu gewährleisten, wären neue Spiegelhalterungen angebracht. Diese sollten stabiler und störungsfälliger konstruiert werden, sodass die längeren Rohre nicht auf die Spiegelhalter drücken und so die vorherige Ausrichtung zunichte machen.

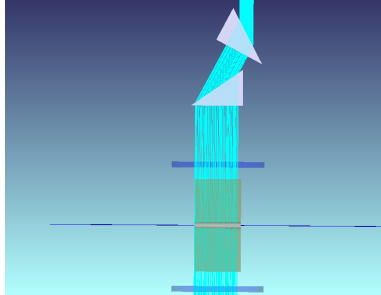


Abbildung 5.40: Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkippung des fünften Spiegels um $0,1^\circ$ um x-Achse

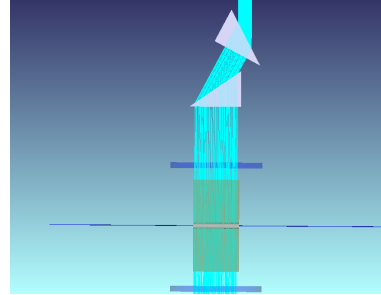


Abbildung 5.41: Shaded Model der Strahlexpanderbox und der Plasmazelle bei Verkippung des fünften Spiegels um $0,05^\circ$ um x-Achse

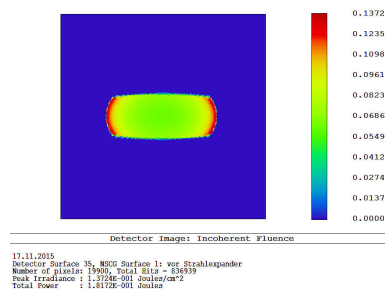


Abbildung 5.42: Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; fünften Spiegel um $0,1^\circ$ um x-Achse verkippt

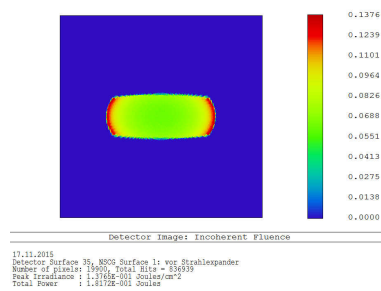


Abbildung 5.43: Profil und transmittierte Energie, durch zwei sphärische Linsen mit Antireflexbeschichtung, vor der Strahlexpanderoptikbox; fünften Spiegel um $0,05^\circ$ um x-Achse verkippt

Kapitel 6

Umsetzung und Abgleich mit den optischen Simulationen

Beide Laserbeamlines wurden durch Experimente und verschiedene Messungen charakterisiert. Die protokollierten Werte werden im Folgenden aufgeführt und ausgewertet, d.h. mit den Simulationen verglichen. Dadurch werden neue Erfahrungen mit intensiver UV-Laserstrahlung im Vakuum-UV-Bereich (10-200 nm Wellenlänge) gesammelt und es kann im weiteren Verlauf die jeweilige Laserbeamline optimiert werden. Dieses Kapitel dient dem Abgleich von Theorie und Praxis und legt den Grundstein für weitere Verbesserungen der Beamlines.

6.1 Messungen an der Laserbeamline 1

Die Laserbeamline 1 als einfaches optisches System mit vier Spiegeln auf einer 4,4 m-Gesamtstrecke wurde mittels eines Energiemessgerätes und einem Detektor zur Strahlprofilaufnahme charakterisiert. Hierzu musste die Verrohrung der Laserbeamlines teilweise geöffnet werden, d.h. eine N₂-Spülung senkte den O₂-Gehalt nicht bis auf maximal erreichbare Konzentrationen. Dadurch kam es zur Absorption und anschließender Ozonbildung. Um diesen gesundheitsgefährdenden Effekt zu reduzieren, wurde eine Lochblende mit einem Durchmesser von 3 mm am Laserausgangsfenster eingesetzt sowie die Ausgangsenergie des ArF-Lasers auf 150 mJ begrenzt.

6.1.1 Bestimmung des Strahlprofilverlaufes und der Divergenzen

Ohne Lochblende am ArF-Laserausgangsfenster wird das von Hersteller COHERENT angegebene Rechteckprofil mit 24 x 10 mm² (V x H) detektiert. Die Abbildung 6.1 dient der Veranschaulichung des Spiegelposition und auch den Messpunkten für die Energiemessungen.



Abbildung 6.1: aufgebaute Laserbeamline 1

Die nach Einsetzen der Lochblende ermittelten Daten sind in Tabelle 6.1 aufgeführt. Bestimmungen der Abmessungen des Profils wurden mit einem weißen Blatt Papier und einem aufgedrucktem Lineal durchgeführt. Die stark unterschiedlichen Divergenzen in x- und y-Richtung zeichnen sich deutlich ab. Zwischen dem ersten und zweiten Spiegel entstand somit eine breite Linie. Direkt nach dem zweiten Spiegel wurde eine plan-konvexe Linse mit einer Brennweite von $f=500\text{ mm}$ eingesetzt. Hierdurch wurde gewährleistet, dass der Laserstrahl in vertikaler Richtung nicht größer als das Detektorfeld des Energiemessgerätes wird. Nach dem dritten Spiegel und kurz vor dem vierten entstand ein Kreisprofil. Dies ist auf die scheinbar unterschiedlichen Brennweiten der vertikalen bzw. horizontalen Strahlachse zurückzuführen. Der Fokuspunkt der vertikalen Achse hat eine Ausdehnung von 5 mm und liegt ca. 60 cm hinter dem der horizontalen Achse, was aufgrund der unterschiedlichen Divergenzen zu erklären ist. Dies konnte mehrfach reproduziert werden. Nachdem sich das Kreisprofil gebildet hat, breitet sich der Laserstrahl im weiteren Verlauf mit dem Kreisprofil aus. Dies bedeutet, dass sich die Divergenzen angeglichen haben. Die Ursache für den Ausgleich könnte die eingesetzte Linse sein, wahrscheinlicher jedoch ist ein systematischer Messfehler. In den Simulationen wurde eine derartige Veränderung nicht festgestellt. Resultat dieser Modifikation ist ein Kreisprofil auf dem Optiktisch kurz vor der Plasmazelle. Im weiteren Verlauf der Forschung ist die Energieverteilung am Ort der Plasmazelle relevant, da diese die Ausgangsbedingung für die Erzeugung des Plasmas im Optiklabor darstellt.

Tabelle 6.1: Strahlabmessungen mit eingesetzter 3 mm-Lochblende und einer Plankonvexlinse mit $f = 500$ mm

Position der Messung	vertikal		horizontal
Am Ausgang	3 mm	x	3 mm
Direkt vor Spiegel 1	4,5 mm	x	3,5 mm
Direkt nach Spiegel 1	6,5 mm	x	4 mm
Mitte zwischen Spiegel 1 und 2	15 mm	x	4,5 mm
Direkt vor Spiegel 2	20 mm	x	5 mm
Direkt nach Spiegel 2	19 mm	x	4,5 mm
Nach 25 cm	15 mm	x	3 mm
Im Fokus (50 cm)	12 mm	x	1 mm
Nach 75 cm	k.A. mm	x	2 mm
Direkt vor Spiegel 3	7 mm	x	3 mm
Direkt nach Spiegel 3	5 mm	x	4 mm
Direkt vor Spiegel 4	6 mm	x	6 mm (Kreis)
Direkt nach Spiegel 4	7 mm	x	7 mm (Kreis)
Auf Optiktisch nach langem Rohr	15 mm	x	15 mm (Kreis)

6.1.2 Intensitäts- und Energiemessungen

Ausgangspunkt für die Energiemessungen und einem vergleichenden Kriterium war die Laserausgangsenergie. Diese wurde, wie in Abbildung 6.2, detektiert. Mit diesem Messwert, der im Laufe der Messwertaufnahmen variierte, konnte die Transmission bestimmt werden. Dies stellt das Hauptkriterium zur Bewertung der Leistungsfähigkeit des gesamten Aufbaus dar. Zusammen mit den Messungen vor und nach den verbauten Spiegeln konnten die in Tabelle 6.2 aufgeführten Werte ermittelt werden.

Tabelle 6.2: Energiemessungen mit 3 mm Lochblende und 6 mm dicker Plankonvex-Linse

am Laserausgang	6,3 mJ
nach 1. Spiegel	6,2 mJ
nach 2. Spiegel und Linse	5,3 mJ
nach 2. Spiegel ohne Linse	6 mJ
nach 4. Spiegel (mit Linse)	4,3 mJ
Gesamttransmission	68,25 %
nach 4. Spiegel (ohne Linse)	2,5 mJ
Gesamttransmission	39,7 %

Die vom Hersteller ACTON angegebene Reflektivität der Spiegel liegt

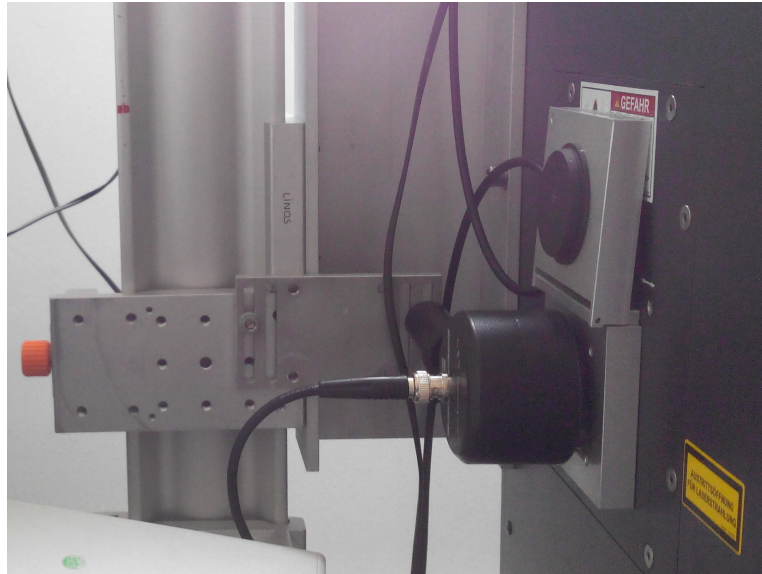


Abbildung 6.2: Messanordnung für die Energiemessung an der Laserausgangsapertur

bei 97 %. Der Vergleich der Energiemessungen und die Quotientenbildung der verschiedenen Energiewerte ergeben eine Reflektivität je Spiegel von 96-97 %. Die von dem Spiegelhersteller angegebene Reflektivität konnte experimentell bestätigt werden, jedoch waren die, aus den Messungen, berechneten Transmissionswerte des gesamten optischen Aufbaus zu gering. Die Gesamttransmission nach vier Spiegeln liegt theoretisch bei 85-88,5 %. Es wurden jedoch nur 2,5 mJ detektiert, was bei einer Ausgangsenergie von 6,3 mJ, eine Transmission von 39,7 % ergibt. Dieser geringe Transmissionswert folgt aus den Abschneidungen des Laserprofils, wodurch die detektierte Energie am Ende der Laserbeamline stark abfällt.

Mit Einsetzen der Sammellinse nach dem zweiten Spiegel, die einen Transmissionswert von 80 % aufwies, verringert sich die theoretisch erreichbare Transmission auf 70,4 %. Dieser wurde in der Praxis annähernd erreicht, denn mit 4,3 mJ nach dem 4. Spiegel, also nach Durchqueren aller verbauten optischen Elemente, ergibt sich eine Gesamttransmission von 68,25 %. Somit kann die Laserbeamline 1 als optimal justiert betrachtet werden. Es können nun, mit bekannten Voraussetzungen, die angesprochenen Messungen und Experimente durchgeführt werden.

6.1.3 Gasflussoptimierung und Einfluss von molekularem Sauerstoff

Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, weist molekularer Sauerstoff eine signifikante Absorption von UV-Strahlung, im Bereich um 200 nm, auf. Der Einfluss wurde durch Energiemessungen des Laserlichts bestätigt. Die experimentell ermittelte Transmittivität liegt ohne Stickstoffspülung bei 18,79 %, mit Spülung bei 75,5 %.

Diese Messwerte sind das erreichbare Optimum bei verschiedenen Durchflussraten des Stickstoffs und unterschiedlichen Konfigurationen der Gaseinlasspunkte an der Laserbeamline 1, welche über einen Schlauch mit Stickstoff versorgt werden. Die Anzahl der Gaseinlasspunkte wurde auf zwei erhöht, da ein Teil des eingelassenen Stickstoffs über den ArF-Laserausgang ins Gehäuse strömt und dann über die Abluft des Lasers wieder nach außen geleitet wird. Durch die installierte Stickstoffversorgung an zwei Stellen der Beamline ist es gewährleistet, dass am Ende, also der Apertur der Plasmazelle, eine ausschließliche Stickstoffatmosphäre vorherrscht. Weiterhin bietet dieser Aufbau den Vorteil, dass nach fünf Sekunden Spülung mit Stickstoff der Sauerstoff fast komplett (sinkt bis zur Gerätenachweisgrenze auf 0,1 Vol. %) aus der Beamline verdrängt wird. Ein weiterer Vorteil bietet sich zudem für die Modifizierung der Beamline 1 mit der angesprochenen Sammellinse nach dem zweiten Spiegel. Hierdurch wird der Gasstrom unterbunden, d.h. durch Einsetzen der Linse entstehen zwei getrennte Bereiche hinsichtlich des Gashaushalts der Beamline. Da die zweite Einlassstelle für Stickstoff nach der zweiten Linse eingebaut wurde, ist sichergestellt, dass die gewünschte Stickstoffatmosphäre in der gesamten Beamline 1 vorhanden ist.

Für spätere Energiemessungen vor und nach der Plasmazelle, ist die Spülung stärker einzustellen. Ein höherer Durchfluss gewährleistet dann, trotz geöffneter Verrohrung, eine ausreichende Stickstoffkonzentration am Messpunkt.

6.2 Messungen an der Laserbeamline 2

Die Laserbeamline 2 ist ein komplexerer Aufbau als der der ersten Beamline im Optiklabor. Die Gesamtstrecke beträgt 12,49 m, geht durch zwei, ca. 4 m, dicke Wände und ein Stockwerk nach unten in den Beschleunigertunnel. Das optische System besteht aus sechs Spiegeln, zwei Linsen und zwei Prismen (siehe Kapitel 4 auf Seite 19). Ähnlich wie die Analyse der ersten Laserbeamline ist die Vorgehensweise im folgenden Abschnitt. Die Messpunkte für Energie und Sauerstoffgehalte sind auf wenige begrenzt, da die Zugänglichkeit der Beamline 2 beschränkt ist.

6.2.1 Vermessung und Analyse des Ausgangslaserstrahls

Zur Charakterisierung des Profilverlaufes und der gewünschten Beeinflussungen durch die optischen Elemente, wurde in 21 cm Entfernung vom Laserausgang temporär eine selbst konstruierte Profilvermessung installiert (siehe Abbildung 6.3). Die Stellschrauben ermöglichen die horizontale und vertikale Verteilung zu ermitteln. Direkt vor dem Detektor ist eine Irisblende angebracht, die auf den minimalen Durchmesser von 1 mm eingestellt wurde.

In Tabelle A.1 (im Anhang auf Seite 66) sind die Energiewerte in mJ für die horizontal durchfahrene Linie aufgelistet. Die vertikale Messposition hierfür wurde auf 15 mm Abstand vom unteren Ende des Laserprofils festgelegt, da hier beim schnelleren Durchfahren die höchste Energie registriert wurde. In der gemessenen Entfernung ist der Strahl um 0,21 mm aufgeweitet, d.h. die horizontale Abmessung ist theoretisch 10,42 mm. Daher wurde ein Verfahrensweg von insgesamt 15 mm gewählt.

Das Energiemaximum von $757 \mu\text{J}$ mit einer Standardabweichung von $\sigma = 5,762 \mu\text{J}$ befindet sich auf der rechten Seite (in Laserstrahlrichtung). Die Energiewerte fallen von dieser Position aus stark ab und weisen nach 8 mm Verfahrensweg nach links, also bei Position 11 mm, nur ein Fünftel des Energiemaximums auf, siehe dazu den Kurvenverlauf in der Abbildung 6.4. Beim Verfahren zum rechten Rand bleibt fällt die Energie in gleichem Maße ab, jedoch ist nach kurzer Strecke keine Energie mehr messbar gewesen. Das,

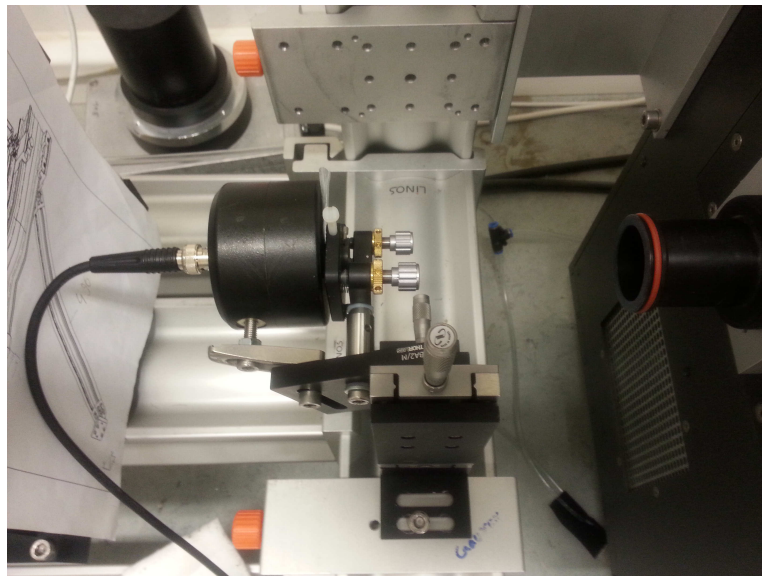


Abbildung 6.3: Messanordnung für die Profilvermessung im Abstand von 21 cm vom Laserausgang

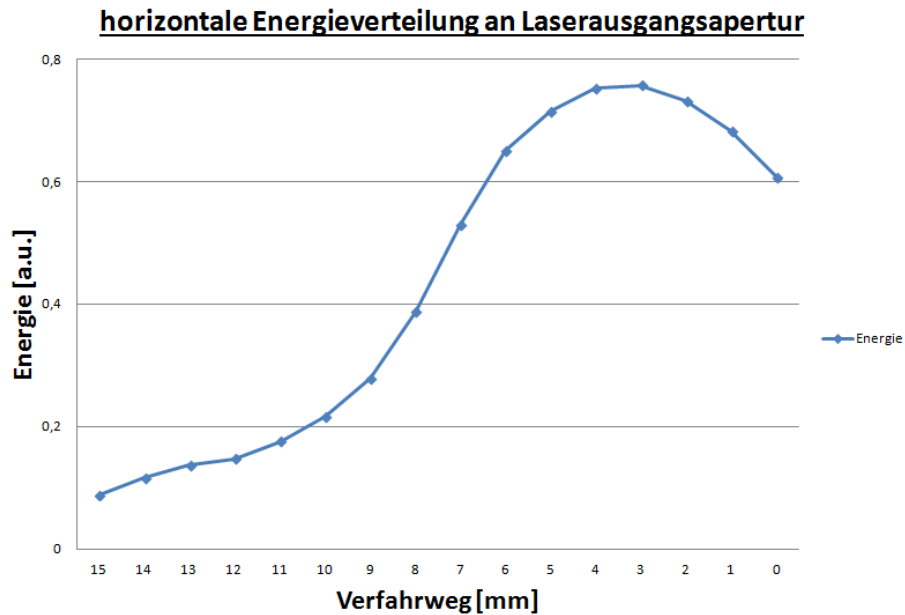


Abbildung 6.4: horizontale Energieverteilung an der Laserausgangsapertur mit 1 mm Lochblende vor Detektor

in den Simulationen angenommene, Flat-top-Profil ist demnach nicht gegeben. Das Profil ähnelt einem Gaußprofil, welches nach rechts verschoben ist. Dies könnte auf bautechnische und auf den enthaltenen Verunreinigungen im Gasgemisch sowie der Multimodigkeit des Lasers zurückzuführen sein. Bisher kann keine der Ursachen ausgeschlossen werden. Für die Praxis bedeutet dies, dass an der Plasmazellenposition, wo das Profil um 90° gedreht ist, das Maximum am unteren Rand liegen muss. Durch die Kollimatorbox wird der Energieverlauf gequetscht, wodurch der Anstieg steiler verläuft und eher einem Flat-top-Profil entspricht. Jedoch würde das Plateau fehlen.

In der Tabelle A.2 (im Anhang auf Seite 67) sind die Messwerte der vertikalen Energieverteilung von unteren Ende des Profils (25 mm) nach oben (0 mm) hin aufgelistet. Diese wurden bei 3 mm Versatz auf der horizontalen Achse detektiert, da dort die maximale Energie gemessen wurde und die gerätebedingten Schwankungen geringer ausfielen. Wie in Abbildung 6.5 zu erkennen ist, liegen die Abweichungen in der gleichen Größenordnung wie bei horizontaler Vermessung.

Die Energieverteilung deutet auf einen ausgedehnteren Bereich mit relativ gleichbleibender Energie hin. Die Schwankungen innerhalb eines Verfahrweges von 18 mm, d.h. von der Position bei 19 mm bis 8 mm, belaufen sich auf 0,14 mJ. D.h. die prozentuale Abweichung beträgt 22,5 %.

Die aufgenommene Energieverteilung am Einbauort der Plasmazelle lie-

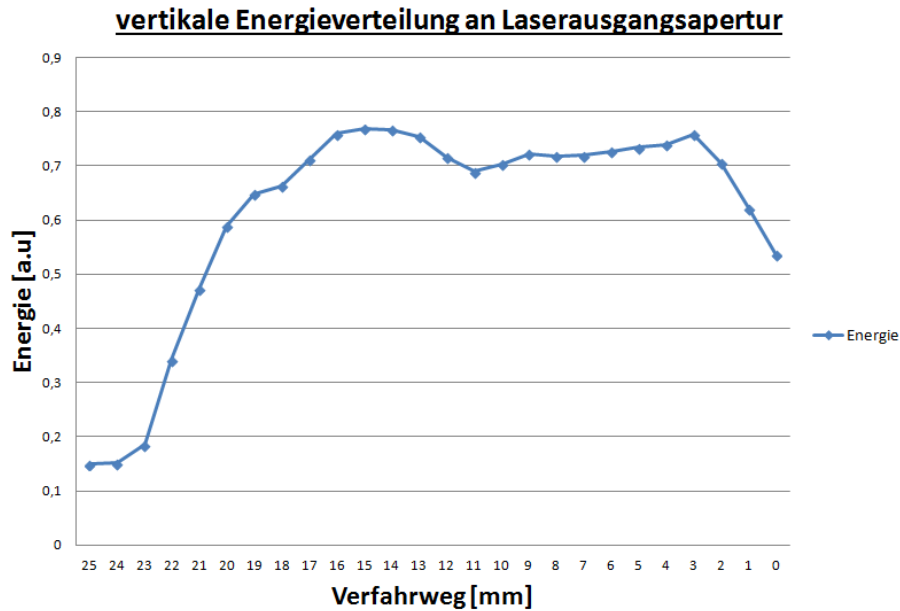


Abbildung 6.5: vertikale Energieverteilung an der Laserausgangsapertur mit 1 mm Lochblende vor Detektor

fert erste Hinweise auf die Profilbeeinflussung resultierend aus dem Laserlichttransport über die verbauten Linsen und Spiegel, siehe dazu Abschnitt 6.2.2 ab Seite 53.

Für zukünftige, realitätsnähere optische Simulationen können die gemessenen Energieverteilungen implementiert werden. Für weitere praktische Erkenntnisse ist es notwendig, die Energieverteilungen des Profils zwischen den verbauten Umlenkspiegeln aufzunehmen. Dazu sind bautechnisch bedingte Hürden zu überwinden. Die vier Spiegel, die hinter der Bleiwand positioniert sind, sind aus bereits beschriebenen Sicherheitsgründen, beschränkt zugänglich. Zusätzlich ist der verfügbare Freiraum für komplexere Aufbauten zur Profilvermessung, durch vorhandene Kabelschächte, sehr gering. Absprachen mit Konstrukteuren und Sicherheitsingenieuren sind hierbei Voraussetzung für den reibungslosen Ablauf.

6.2.2 Energiemessungen an der Laserbeamline 2

Die hier aufgeführten Energiemessungen liefern wichtige experimentelle Daten zum Fortschritt bei der Optimierung der Justierung der Spiegel- und Linsensysteme. Gleichzeitig sind jene gemessenen Daten wichtige Parameter für den Vergleich mit den Simulationen aus Kapitel 5 und der Aufnahme der Energieverteilung in 21 cm Entfernung vom Laserausgang.

In Tabelle A.3 (im Anhang auf Seite 68) sind die gemessenen Daten auf-

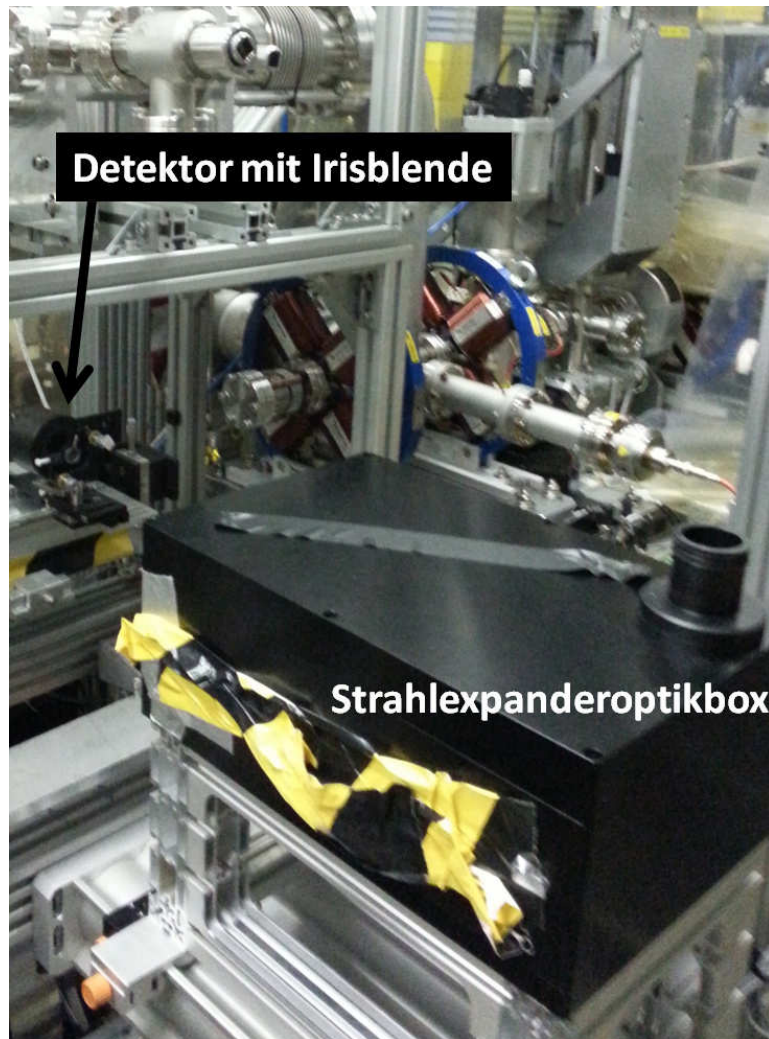


Abbildung 6.6: Messanordnung für die Profilvermessung an der Plasmazellenposition; mit 3 mm Irisblende vor dem Detektor und Strahlexpanderoptikbox

geführt, die an der späteren Plasmazellenposition in der PITZ-Elektronenbeamline gemessen wurden. In diesem Fall wurde, im Gegensatz zur Profilaufnahme an der Laserausgangsapertur, eine Irisblende mit 3 mm Durchmesser verwendet. Aufgrund der geringen Energiedichte, welche der Detektor nicht registrierte, reichte die kleinere Variante (1 mm Durchmesser) nicht aus. Der Aufbau hierfür ist in [Abbildung 6.6](#) zu sehen. Auch zu bemerken ist, dass durch diese Messungen keine Stickstoffatmosphäre vorherrschte, da die Beamlinie geöffnet werden musste. Der Detektor wurde, in Strahlrichtung gesehen, von links nach rechts gefahren. Die Messwerte lieferten einen steten

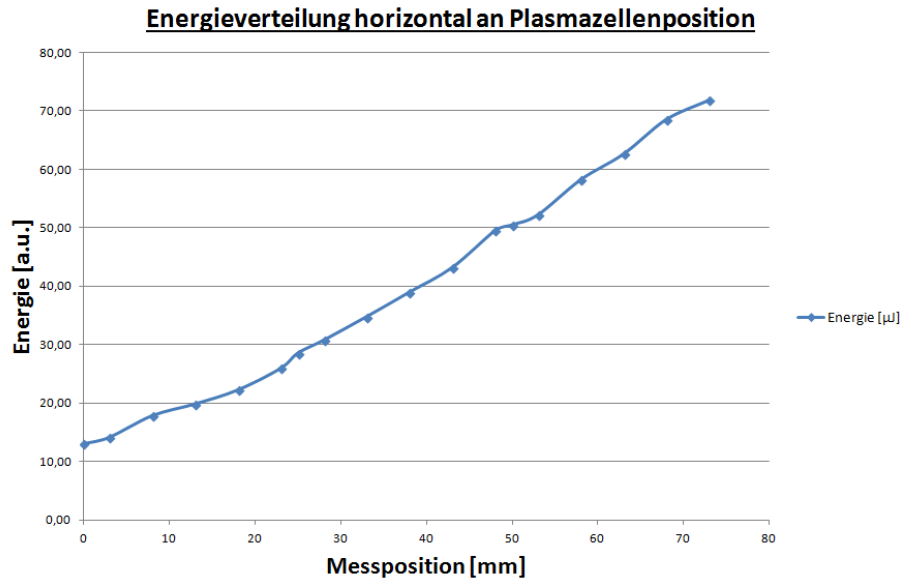


Abbildung 6.7: horizontale Energieverteilung an der Plasmazellenposition (in Laserstrahlrichtung) mit 3 mm Lochblende vor Detektor

Anstieg der Energie, wie die Abbildung 6.7 verdeutlicht. Die Ursache hierfür liegt in einer fehlerhaften Justierung. Dadurch wurde ein Teil des Profils optimal geleitet, während der andere durch Ablenkungen, Streuungen und Absorptionen innerhalb der Strahlführungsrohre verloren ging. Die Strahlexpanderbox weitet diesen kleinen Ausschnitt des Energieprofils auf, wodurch der Anstieg über den Verfahrensweg geringer ist (Streckung). Bei optimaler Ausrichtung ähnelt die Verteilung nahe an einem Flat-top, wie Messungen an der Beamline zeigen. Die Bildung von Hotspots, Bereiche mit deutlich höherer Intensität, sind die Folge.

In Tabelle A.4 (im Anhang auf Seite 68) sind die Energiemesswerte des vertikalen Abtastens eingetragen. Weiterhin ist in Abbildung 6.8 der Verlauf über den gesamten Verfahrensweg dargestellt. Die Messwertaufnahme wurde ebenfalls mit einer 3 mm Irisblende direkt vor der Detektorfläche aufgenommen. Im unteren Bereich des Laserprofils ist ein starker Anstieg der Energie zu verzeichnen. Dies bestätigt die Vermutungen der vorhergehenden Analyse der Energieverteilung im Abstand von 21 cm nach Laserausgang. Jene Energieverteilung, die in Abbildung 6.9 deutlich wahrnehmbar ist, lässt sich demnach nicht durch bessere Justierungen der Spiegel oder Linsen kompensieren, sondern ist gerätetechnisch bedingt.

Eine Beeinflussung des Laserstrahlprofils, wie Verzerrungen durch lokale Brechungsindexunterschiede in Folge von Inhomogenitäten von Linsen- und Prismenmaterialien, wurde in den Messungen nicht festgestellt.

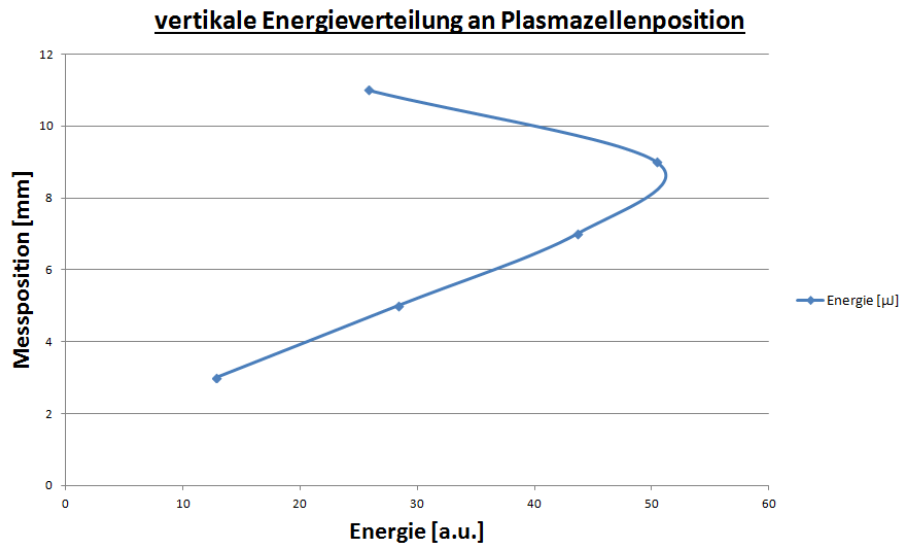


Abbildung 6.8: vertikale Energieverteilung an der Plasmazellenposition (in Laserstrahlrichtung) mit 3 mm Lochblende vor Detektor

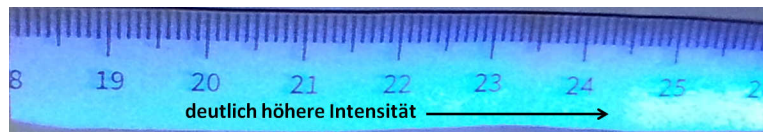


Abbildung 6.9: Laserprofilabbildung an der Plasmazellenposition

Beim Vergleich der experimentellen Daten mit den optischen Simulationen kristallisieren sich einige Unterschiede heraus. Der ArF-Laser emittiert kein homogenes Strahlprofil, so wie es in den Simulationen der Fall ist. Die Flanken fallen in der Realität nicht so steil ab und das Plateau ist kaum erkennbar, was die Messungen des Laserausgangsprofils zeigen. Durch den Transport des Laserlichts zur Plasmazelle wird die jeweilige Energieverteilung nicht verändert. Einzig die Verschiebung vom Energiemaximum konnte messtechnisch erfasst werden. Solche Verschiebungen entstehen durch eine suboptimale Ausrichtung der Umlenkspiegel, was die Simulationen vom Test der Sensitivitäten zeigen, siehe dazu auch Abschnitt [Test der optischen Systeme auf deren Sensitivität](#) auf Seite 41. Die Detektorbilder der Simulationen zeigen einen vergleichbaren Versatz, sobald der Winkel der Spiegel um wenige zehntel Grad verstellt wird, wie in der Praxis. Die, in der Realität auftretenden, Teilreflektionen an den Rohrinneisen tragen einen eher unbedeutenden Teil zur Steigerung der Energie gegenüber der vollkommenen Auslöschung bei, wie es in den Simulationen der Fall ist. Denn die Teilreflektionen werden an den Innenwänden, welche durch den geringen Ein-

fallswinkel einen relativ hohen Reflektionsgrad durch den höheren Einfluss der rauhen Oberfläche aufweisen, diffus gestreut. In den Detektorbildern, bei Messungen an der Beamline 2, sind solche Reflektionen deutlich als Sichelprofile wahrnehmbar. Sobald mehrere Reflektionen auftreten, wird die Intensität so schwach, dass ein Blatt Papier nicht mehr fluoresziert und ein Energiedetektor die Nachweisgrenze erreicht hat. Solche Gegebenheiten sind ein guter Anhaltspunkt zur Ausrichtung für Justierungen der Spiegel, sobald neue Spiegelhalterungen und neue Verrohrungen verbaut sind.

6.2.3 Optimierung der Stickstoffspülung

Nach dem mechanischen Aufbau der Laserbeamline 2 mit Verrohrung und Dichtungsringen, wurden erste Sauerstoffrestgehaltmessungen durchgeführt. Hierbei wurde über einen Stickstoffeinlasspunkt kurz hinter der Kollimatoroptikbox der enthaltene Sauerstoff verdrängt und auf die Zielkonzentration von 0,1 Vol. % gesenkt. Um diesen Vorgang zu beschleunigen, d.h. von ca. 4,5 min. auf ca. 3,5 min. zu senken, wurde ein kleiner Spalt nach der Strahlexpanderoptikbox offen gelassen. Somit konnte der Sauerstoff effizient verdrängt werden. Anschließend wurde der Schlitz verschlossen, um die Dichtigkeit des Gesamtsystems hinsichtlich wieder einströmenden Sauerstoffs zu gewährleisten. Dazu wurden die Zeiten und der jeweilige Sauerstoffrestgehalt aufgenommen. Diese Zeiten sind in der Abbildung 6.10 visualisiert. Der Abbildung ist zu entnehmen, dass kurz nach Beginn der Spülung der Sauerstoffanteil rapide abnimmt, später stagniert dieser Abfall. Somit stellt sich nach 2 min. eine Konzentration von 3,8 Vol. % ein. Für die erneute Senkung auf 0,1 Vol. % ist wiederum ein Zeitraum von 2 min. gemessen worden. Um diesen Vorgang zu beschleunigen, könnte eine weitere Stickstoffflasche an einer zusätzlichen Stelle an der Beamline installiert werden. Am Ende der Beamline, also im Teilchenbeschleunigertunnel, wäre es aufgrund des Umstandes, dass Sauerstoff geringfügig schwerer ist als Stickstoff, optimal, wenn dort eine Öffnung ist, die dann verschlossen werden kann. Bei Beschleunigerexperimenten wird dort jedoch radioaktive Strahlung emittiert. Diese müsste durch Bleisteine o.ä. abgeschirmt werden. Eine andere Möglichkeit zur effizienteren Verdrängung von Sauerstoff ist die Nutzung eines schon vorhandenen Stickstoffanschlusses im Tunnel.

Die auf den Konzentrationsmessungen aufbauenden Dichtheitsmessungen ergaben, dass der Sauerstoffgehalt eine Minute auf der optimalen Konzentration von 0,1 Vol. % verharrte. Nach dieser Zeit stieg der Sauerstoffgehalt bis zur dritten Minute nach Abschaltung der Stickstoffspülung auf 3,2 Vol. %, d.h. mit einem Anstieg von 0,1 Vol. % jede 4.-5. Sekunde. Nach diesen drei Minuten stagnierte der Anstieg geringfügig und verlängerte die Zeit auf 6-7 Sekunden für den gleichen Konzentrationsanstieg. D.h. in einer Minute steigt die Konzentration konstant um 1 Vol. %. Erst ab einer Sauerstoffkonzentration von 14 Vol. % erhöhte sich die Anstiegszeit für 1 Vol. %

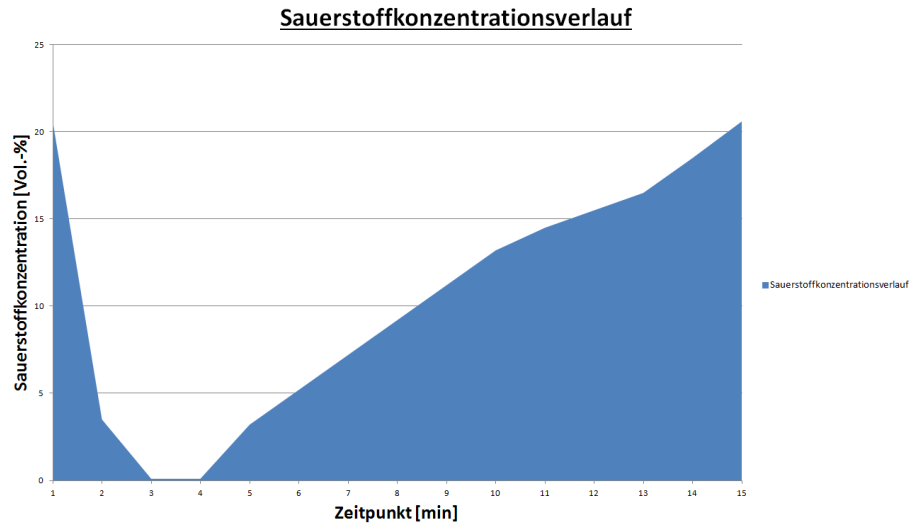


Abbildung 6.10: Sauerstoffkonzentrationsverlauf bei Dichtheitstest an der Laserbeamline 2

auf 2 min. bis sie der Umgebung, also 20,6 Vol. %, glich. Einige mögliche Fehlerquellen, wie Dichtungsringe an Verrohrungsverbindungsstücken und den beiden Optikboxen wurden untersucht. Die Versuche die Undichtigkeit zu überwinden scheiterten. Es war nicht festzustellen, wo genau das Leck an der Beamline ist. Daher ist es für zukünftige Plasmabeschleunigungsexperimente nötig das Leck zu finden und die Laserbeamline 2 abzudichten. Im Optimalfall werden die Strahlführungsrohre mit gasdichten, dafür vorgesehen, Verbindungsendstücken versehen. Somit kann ein geringer Überdruck erzeugt werden und die Stickstoffkonzentration bleibt stabil. Ein weiterer Vorteil wäre die permanente Verdrängung des Sauerstoffes aus den verbauten Optikboxen. Obwohl in diesen nur kleine Wege zurückgelegt werden, ist jegliche Absorption unerwünscht und vermeidbar.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel werden die, im Rahmen dieser Masterarbeit, durchgeführten mechanischen Aufbauten, Simulationen sowie die im Projekt gesammelten praktischen Erfahrungen zusammengefasst. In der Folge werden angeführte Neuerungen beschrieben und diskutiert.

Zusammenfassung

Anfangs wurde eine kleine Laserbeamline 1 in einem Optiklaboratorium aufgebaut. Diese wurde optimal justiert, um zukünftig Analysen hinsichtlich der Plasmateilchenbeschleunigung erstellen zu können. Im Speziellen für Betrachtungen der Plasmaerzeugung mittels des ArF-Excimer-Lasers. Einige Defizite dieser Beamline, wie beispielsweise die unzureichende Versorgung mit Stickstoff sowie die Abdichtung der Strahlführungsrohre, wurden behoben. Der Aufbau wurde hinsichtlich der Möglichkeit der Plasmaerzeugung innerhalb einer Plasmazelle untersucht. Die transmittierte Energie stellte sich als ausreichend heraus, um ein Lithiumplasma zu zünden. Dadurch können partizipierende Arbeitsgruppen im Institut neue Analysen zu Plasmadichtebestimmung und Ionisationsgrad durchführen. Eine detaillierte Analyse der detektierten Energien, mit Zuhilfenahme von optischen Simulationen, wurde in einer separaten Facharbeit [14] festgehalten. Aus dieser ging hervor, dass der Aufbau der Laserbeamline 1, trotz der kurzen Entfernung von 5 m, sensibel auf kleine Verkippungen der im System verbauten Spiegel reagiert. Die transmittierten Energien sinken z.B. schnell ab, sobald der erste Spiegel um $0,1^\circ$ um die x-Achse verdreht wurde. Weiterhin konnten erste Erkenntnisse bezüglich der Ausbreitung des divergenten Laserstrahls gesammelt werden. Die horizontalen und vertikalen Energieverteilungen am Laserausgang wurden erstmalig experimentell aufgenommen. Die horizonta-

le Verteilung zeigte ein, in Strahlrichtung gesehen, nach rechts verschobenens Gaußprofil. Die vertikale Energieverteilung zeigte, im Vergleich zur horizontalen, ein flacheres Profil der Energieverteilung. Diese Erkenntnisse sind für die Plasmaerzeugung wichtig.

Weiterhin wurde eine Modifizierungsmöglichkeit in die Laserbeamline 1 implementiert. Mit dieser ist es möglich, die Strahlführung auf eine Strahl-expanderoptikbox (von James Good entworfen [6]) zu leiten. Hierdurch ist es zukünftig möglich, die zuvor entworfene, Optikbox, hinsichtlich der Absorption und der Strahlformung, zu untersuchen.

Der mechanische Aufbau der Laserbeamline 2 stellte sich als besonders komplex heraus. Die weiten Strecken zwischen den verbauten optischen Komponenten, wie den verbauten Spiegeln, sind beschränkt zugänglich, da diese durch lange Wandbohrungen hindurchgeführt werden müssen. Daraus resultierte eine lückenhafte Eingriffsmöglichkeit, was zu eingeschränkten Diagnosemöglichkeiten führte. Die Analysen der Sensitivität mittels optischer Simulationen stützten die Aussage bezüglich der praktisch erfahrenen Sensibilität der Laserbeamline 2, mit den dazugehörigen Werten. Daraus geht hervor, dass eine minimale Verkippung von $0,1^\circ$ (um die x-Achse) vom ersten und vierten verbauten Spiegel der Laserbeamline 2 zu einer Verminderung der transmittierten Energie führt. Durch dem Umstand, dass die längeren Rohre, welche an diese Spiegelhalter verbaut sind, Verspannungen und Druck jene ausüben, verstellen sich diese beiden Spiegel am leichtesten. Diese beschriebene Verminderung ist so stark, dass sie den transmittierten Energiewert unter den Grenzwert von ca. 50 mJ sinken lässt. Weiterhin war das detektierte Laserstrahlprofil verschoben und traf nicht in die Strahl-expanderbox. Dadurch würde eine Plasmerzeugung, was für die Plasmabeschleunigungsexperimente notwendig ist, praktisch unmöglich sein.

Beim praktischen Aufbau wurde eine Stickstoffspülung angebaut. Diese dient der Verdrängung von Sauerstoff. Es stellte sich heraus, dass die Verrohrung der Laserbeamline 2 unzureichend realisiert wurde. Einige Restsaurestoffmessungen an verschiedenen Stellen dieser Beamline verdeutlichten dies. Für die Zukunft bedeutet dies, dass die Lecks gefunden und abgedichtet werden müssen. Optimal wäre es, wenn innerhalb der Verrohrungen mit Stickstoff ein geringer Überdruck erzeugt werden könnte. Dadurch könnte verhindert werden, dass Sauerstoff aus der Umgebung eindringen kann. Weiterhin würde eine permanente Stickstoffspülung unterbunden werden, was sicherheitstechnisch von Vorteil ist.

Im Verlauf weiterer Analysen, hinsichtlich der transmittierten Energie und dem Laserstrahlprofil, wurden einige Probleme festgestellt. Ein wichtiger Punkt zur Verbesserung der gesamten Laserbeamline 2 war die Kollimatoroptikbox mit unzureichend ausgelegten sphärischen Linsen, was in den Kapiteln 4 (ab Seite 19) und 6 (ab Seite 53) dokumentiert wurde. Die Aufweitung des emittierten Laserlichts ist unzureichend ausgeglichen worden,

wodurch der Transmissionswert des Gesamtsystems auf unter 30 % sank. Für eine ausreichende Pulsenergie zur Plasmaerzeugung, werden hingegen Transmissionswerte von ca. 50 % benötigt. Um diese Anforderungen zu erfüllen, wurden in Kapitel 5, ab Seite 33, Optimierungsmöglichkeiten mithilfe von optischen Simulationen diskutiert.

Hierbei stellte sich heraus, dass es mehrere Möglichkeiten zur Steigerung der transmittierten Pulsenergie vor der Strahlexpanderbox gibt. Zu diesen gehören der Einsatz von neu entworfenen Zylinderlinsen, Parabolspiegeln, die Optimierung der Stickstoffspülung sowie die generelle Neuausrichtung des verwendeten ArF-Lasers auf die Achse des ersten Rohres nach der Kollimatorbox. Letztere Möglichkeit wurde praktisch umgesetzt und führte zu besseren Ausgangsbedingungen. Die Linsen konnten hierdurch auf einer Achse angeordnet werden, wodurch wiederum die Ausrichtung des Laserstrahls auf den ersten verbauten Spiegel erleichtert wurde. Durch weitere Messungen an der Laserbeamline 2, wurde deutlich, dass die Kollimatoroptikbox, mit ihren verbauten sphärischen Linsen, den Laserstrahl nur unzureichend kollimiert. Lösung hierfür könnten Zylinderlinsen sein, die nur eine Strahlachse des Laserlichts beeinflussen. Somit wäre eine Kollimierung möglich, die Abschneidungen durch begrenzende Aperturen, wie dem beschriebenen Stutzen nach der Kollimatoroptikbox, verhindern würde. Eine vielversprechende Lösung stellt die Verwendung zweier Zylinderlinsen zur Fokussierung der vertikalen Laserstrahlachse dar. Die Zylinderlinsen verringern die Abmessungen der y-Achse, sodass die Stutzenapertur (18 mm) ohne Abschneidungen passiert werden könnte. Die Abmessung der vertikalen Laserstrahlachse wäre vor der Strahlexpanderoptikbox auf 10 mm fokussiert. Dadurch könnte die momentan realisierte 90°-Drehung des Laserprofils praktisch aufgehoben werden. Infolgedessen kann ein Spiegel hinter der Bleiwand eingespart werden. Die Gesamtreflektivität eines solchen Spiegelsystems würde von ca. 80 % auf 84 % steigen. Zusätzlich zu den zwei beschriebenen Zylinderlinsen müsste jedoch eine dritte Zylinderlinse, nach dem ersten Spiegel, eingebaut werden. Diese würde der Begrenzung der Aufweitung des Laserlichts in horizontaler Richtung auf 24 mm dienen. Die dadurch hervorgerufen Absorptionen des Linsenmaterials SUPRASIL würden die transmittierte Energie am Ende der Beamline 2 verringern, jedoch wäre die detektierte Pulsenergie höher als diejenige bei Verwendung sphärischer Linsen (aktuelle Konfiguration). In der Praxis wäre, für die genannte Konfiguration mit drei Zylinderlinsen, eine Abwandlung der momentan verwendeten Spiegelhalterungen nötig. Eine Zylinderlinse hat eine rechteckige Form, jedoch kann diese auf Wunsch abgerundet werden, sodass sich die konstruktionstechnischen Aufwendungen in Grenzen halten würden. Hierzu wäre eine Rücksprache mit einem Konstrukteur sinnvoll.

Weiterhin ist es möglich die transmittierte Gesamtenergie zur Plasmaerzeugung zu steigern, indem Antireflexbeschichtungen auf die verwendeten Linsen aufgetragen würden. Eine Steigerung der Transmittivität des Kollima-

matoroptiksystems von 6 % wäre hierdurch möglich. Eine Möglichkeit zur Steigerung der geringen Transmittivität ($T = 0,48$) der Strahlexpanderbox, wäre ein Neuentwurf mit eingebauten Zylinderlinsen. Diese könnten, ähnlich wie die vorhandenen Prismen, der Strahlaufweitung und Parallelisierung dienen. Durch den Einsatz von Zylinderlinsen würde das transmittierte Volumen, des Materials SUPRASIL, verringert werden, da die Linsen nur 6 mm dick sein würden. Eine derartige Konfiguration kann in zukünftigen optischen Simulationen getestet werden.

Abschließend kann festgehalten werden, dass die praktischen Arbeiten zum generellen Aufbau der Laserbeamline 2 erfolgreich abgeschlossen wurden. Es konnten, basierend auf den praktischen Arbeiten, Analysen und praktische Änderungen durchgeführt werden, die zu Verbesserungen im System führten welche die Transmissionswerte am Einbauort der Plasmazelle steigerten. Weitere Optimierungen wurden mithilfe von optischen Simulationen angeführt und getestet, wodurch bei praktischer Umsatz zukünftig größere Pulsenergien zur Plasmaerzeugung bereitstehen könnten. Zu den vielversprechendsten Vorschlägen zählt der Einsatz von insgesamt drei Zylinderlinsen, welche zur Strahlkollimierung bzw. -fokussierung eingesetzt werden könnten. Weiterhin würde durch eine solche Konfiguration der optischen Komponenten eine 90°-Drehung der Laserstrahlprofils ohne zuhelfenahme eines Spiegel realisiert werden können. Die transmittierte Energie an der Position der Plasmazelle, mit den aktuell bestehenden Spiegelsystem und Strahlexpanderbox, könnte auf ca. 102 mJ gesteigert werden. Wie sich bei Experimenten an der Laserbeamline 1 zur Erzeugung eines Plasmas innerhalb der Plasmazelle herstellte, reichte die beschriebene Pulsenergie, um ein Lithiumplasma zu zünden, aus. Somit sind zukünftig die Voraussetzungen für, auf den beschriebenen Systemen der Laserbeamlines aufbauend, Messungen gegeben, woraus Daten bei der Plasmaerzeugung, wie Ionisationsgrad und Plasmadichte gesammelt werden können. Wenn die Transmissionswerte der Strahlexpanderbox weiter erhöht werden könnten, wäre dies ein großer Vorteil. Mit der beschriebenen Konfiguration von drei verwendeten Zylinderlinsen und vier Spiegeln betrug die detektierte Energie in den Simulationen, vor der Strahlexpanderoptikbox, ca. 200 mJ. Dieser Wert ist ein guter Ausgangspunkt für weitere Optimierungen der Laserbeamline 2.

Quellenverzeichnis

Literatur

- [1] R. Assmann u. a. „Proton-driven plasma wakefield acceleration: a path to the future of high-energy particle physics“. In: *Plasma Physics and Controlled Fusion* 56.5 (2014), S. 084013 (siehe S. 1, 2).
- [2] Harold E. Bennett. *Laser Induced Damage in Optical Materials - Proceedings of a Symposium Sponsored by the American Society for Testing and Materials and by the National Bureau of Standards*. U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1990 (siehe S. 14).
- [3] James Binney und David Skinner. *The Physics of Quantum Mechanics* -. New York, London: OUP Oxford, 2013 (siehe S. 2).
- [4] Alexander W. Chao und Weiren Chou. *Reviews of Accelerator Science and Technology - Volume 4: Accelerator Applications in Industry and the Environment* -. New. Singapur: World Scientific, 2012 (siehe S. 2).
- [5] Govindhan Dhanaraj u. a. *Springer Handbook of Crystal Growth* -. 1st ed. 2010. Berlin Heidelberg: Springer Science Business Media, 2010 (siehe S. 13).
- [6] J. Good. „Ionization Laser Optics Design for the Generation of Plasma“. Master Thesis. Zeuthen, Germany: DESY - Deutsches Elektronensynchrotron, Dez. 2013 (siehe S. 2, 20, 23, 26, 60).
- [7] Helmut Günzler und Hans-Ulrich Gremlich. *IR-Spektroskopie - Eine Einleitung*. New York: John Wiley & Sons, 2012 (siehe S. 10).
- [8] M. J. Hogan u. a. „Multi-GeV Energy Gain in a Plasma-Wakefield Accelerator“. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (5 Juli 2005), S. 054802. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.054802> (siehe S. 1).
- [9] David C. Shaver Mordechai Rothschild Daniel J. Ehrlich. „Excimer laser induced damage in fused silica“. In: *Microelectronic Engineering* 11.1-4 (1990), S. 167–170 (siehe S. 14).

- [10] Helmut Naumann, G. Schröder und Martin Löffler-Mang. *Handbuch Bauelemente der Optik - Grundlagen, Werkstoffe, Geräte, Messtechnik*. M: Carl Hanser Verlag GmbH Co KG, 2014 (siehe S. 13).
- [11] M. Rothschild, D. J. Ehrlich und D. C. Shaver. „Effects of excimer laser irradiation on the transmission, index of refraction, and density of ultraviolet grade fused silica“. In: *Applied Physics Letters* 55.13 (1989), S. 1276–1278. URL: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/55/13/10.1063/1.102471> (siehe S. 12).
- [12] T. Saito, S. Ito und A. Tada. „Long lifetime operation of an ArF-excimer laser“. English. In: *Applied Physics B* 63.3 (1996), S. 229–235. URL: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01833791> (siehe S. 8).
- [13] Bahaa E. A. Saleh und Malvin Carl Teich. *Grundlagen der Photonik* -. 2. Auflage. Weinheim: Wiley-VCH, 2008 (siehe S. 9, 10).
- [14] M. Schinkel. „Simulation, Aufbau und Charakterisierung einer Laserbeamline zur Lithiumplasmaerzeugung im Rahmen vom Plasmabeschleunigungsexperiment bei PITZ“. F- und E-Projekt. Zeuthen, Germany: DESY - Deutsches Elektronensynchrotron, Nov. 2015 (siehe S. 3, 19, 24, 59).
- [15] Peter Skrabal. *Spektroskopie - Eine methodenübergreifende Darstellung vom UV- bis zum NMR-Bereich*. 1. Aufl. Zürich: vdf Hochschulverlag AG, 2009 (siehe S. 10).
- [16] H. Specht. *Über die Absorptions- und Emissionsstrahlung der Atmosphärischen Ozonschicht bei der Wellenlänge 9,6* -. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2013 (siehe S. 11).
- [17] Wolfram Sterry. *Kurzlehrbuch Dermatologie* -. Stuttgart: Georg Thieme Verlag, 2011 (siehe S. 12).
- [18] Ernst Sutter, Paul Schreiber und Günter Ott. *Handbuch Laser-Strahlenschutz - Grundlagen, Vorschriften, Schutzmaßnahmen*. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2013 (siehe S. 11).
- [19] W Ternes. *Biochemie der Elemente - Anorganische Chemie biologischer Prozesse*. 1. Aufl. Berlin Heidelberg New York: Springer-Verlag, 2012 (siehe S. 10).
- [20] Minoru Tomozawa und Robert H. Doremus. *Glass I: Interaction with Electromagnetic Radiation - Treatise on Materials Science and Technology*. Amsterdam: Elsevier, 2013 (siehe S. 14).
- [21] Hans-Kurt Tönshoff und Engelbert Westkämper. *Jahrbuch Schleifen, Honen, Läppen und Polieren. - Verfahren und Maschinen*. 61. Aufl. Essen: Vulkan-Verlag GmbH, 2004 (siehe S. 13).

- [22] J. Vieira, W. B. Mori und P. Muggli. „Hosing Instability Suppression in Self-Modulated Plasma Wakefields“. In: *Phys. Rev. Lett.* 112 (20 Mai 2014), S. 205001. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.112.205001> (siehe S. 2).
- [23] Bruno Zuberbühler u. a. *Kataraktchirurgie* -. 2008. Aufl. Berlin Heidelberg: Springer Science Business Media, 2008 (siehe S. 12).

Anhang A

Anhang

Tabelle A.1: horizontale Laserprofilvermessung in 15 mm Höhe

horizontale Position [mm]	Energiemessungen [mJ]					$\bar{x}$	σ
	1	2	3	4	5		
15	0,092	0,087	0,086	0,093	0,083	0,0882	0,003763
14	0,119	0,118	0,115	0,113	0,118	0,1166	0,002245
13	0,138	0,136	0,133	0,139	0,14	0,1372	0,002482
12	0,145	0,148	0,146	0,148	0,151	0,1476	0,002059
11	0,179	0,177	0,174	0,176	0,173	0,1758	0,002135
10	0,213	0,219	0,216	0,215	0,219	0,2164	0,002332
9	0,28	0,273	0,278	0,283	0,277	0,2782	0,003311
8	0,375	0,395	0,387	0,389	0,39	0,3872	0,006645
7	0,524	0,526	0,528	0,527	0,547	0,5304	0,008405
6	0,651	0,636	0,642	0,652	0,673	0,6508	0,012576
5	0,7	0,722	0,715	0,716	0,723	0,7152	0,008232
4	0,743	0,753	0,761	0,748	0,759	0,7528	0,006705
3	0,764	0,753	0,761	0,748	0,759	0,757	0,005762
2	0,739	0,729	0,734	0,734	0,725	0,7322	0,004792
1	0,675	0,694	0,673	0,68	0,688	0,682	0,007925
0	0,61	0,598	0,594	0,614	0,618	0,6068	0,009261

Tabelle A.2: vertikale Laserprofilvermessung bei 3 mm seitlichen Versatz

vertikale Position [mm]	Energiesmessungen [mJ]					$\bar{x}$	σ
	1	2	3	4	5		
25	0,148	0,149	0,148	0,15	0,15	0,149	0,000894
24	0,15	0,149	0,153	0,154	0,15	0,1512	0,001939
23	0,186	0,182	0,184	0,186	0,187	0,185	0,001789
22	0,338	0,346	0,346	0,339	0,342	0,3422	0,00337
21	0,472	0,468	0,469	0,473	0,478	0,472	0,003521
20	0,592	0,585	0,582	0,598	0,59	0,5894	0,005571
19	0,648	0,658	0,651	0,644	0,642	0,6486	0,005643
18	0,66	0,67	0,662	0,668	0,656	0,6632	0,005154
17	0,707	0,714	0,71	0,712	0,716	0,7118	0,003124
16	0,763	0,767	0,747	0,75	0,768	0,759	0,008786
15	0,766	0,772	0,781	0,752	0,77	0,7682	0,009474
14	0,757	0,778	0,768	0,766	0,765	0,7668	0,006735
13	0,746	0,763	0,754	0,75	0,756	0,7538	0,005741
12	0,718	0,71	0,72	0,716	0,718	0,7164	0,003441
11	0,682	0,699	0,683	0,69	0,695	0,6898	0,006615
10	0,699	0,701	0,707	0,702	0,705	0,7028	0,002857
9	0,722	0,719	0,72	0,735	0,717	0,7226	0,006406
8	0,73	0,722	0,71	0,718	0,708	0,7176	0,00804
7	0,72	0,712	0,723	0,718	0,724	0,7194	0,004271
6	0,728	0,721	0,723	0,735	0,724	0,7262	0,004956
5	0,74	0,734	0,728	0,723	0,744	0,7338	0,007652
4	0,732	0,745	0,751	0,736	0,734	0,7396	0,007228
3	0,765	0,755	0,75	0,763	0,756	0,7578	0,005492
2	0,707	0,701	0,699	0,713	0,709	0,7058	0,005154
1	0,613	0,621	0,628	0,617	0,629	0,6216	0,006184
0	0,54	0,538	0,529	0,543	0,529	0,5358	0,005776

Tabelle A.3: horizontale Laserprofilvermessung an Plasmazellenposition mit 3 mm-Irisblende

Messposition [mm]	Energie [μ J]
0	13,10
3	14,2
8	17,9
13	19,9
18	22,3
23	26
25	28,6
28	30,8
33	34,8
38	39
43	43,2
48	49,5
50	50,5
53	52,2
58	58,2
63	62,6
68	68,5
73	71,8

Tabelle A.4: vertikale Laserprofilvermessung an Plasmazellenposition mit 3 mm Irisblende

Messposition [mm]	Energie [μ J]
11	25,8
9	50,4
7	43,6
5	28,3
3	12,8
1	nicht messbar

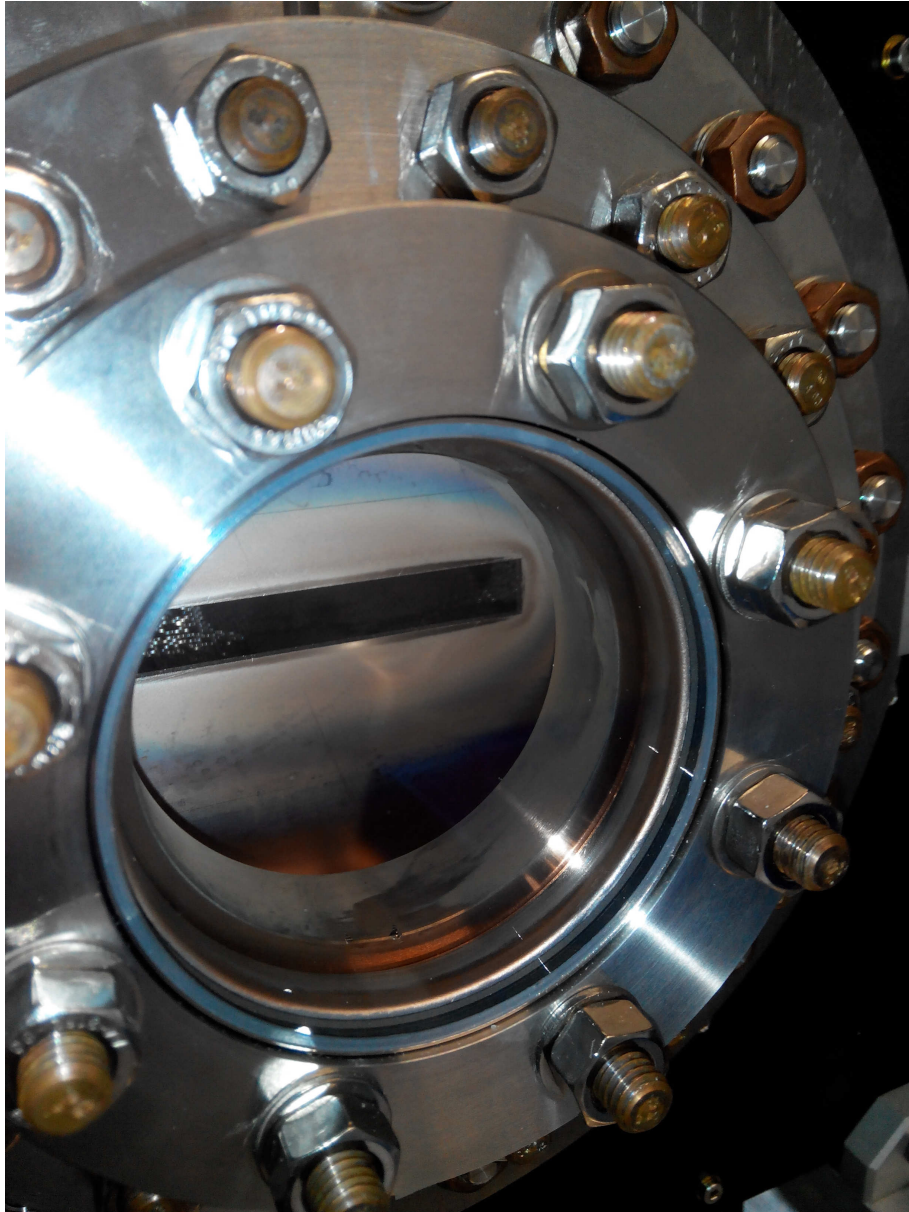


Abbildung A.1: Apertur der Plasmazelle

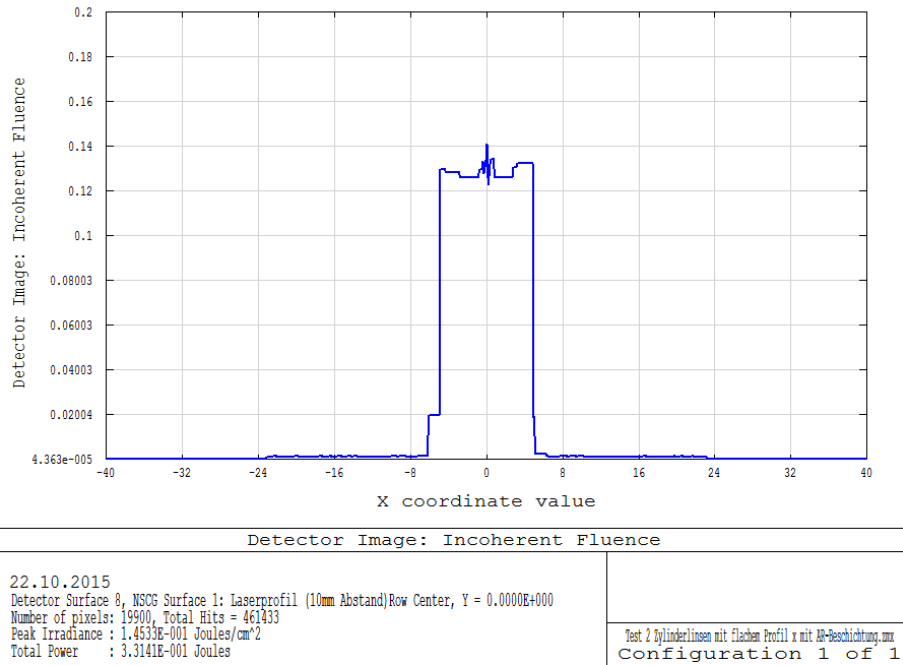


Abbildung A.2: Profilverlauf x-Achse des modellierten ArF-Lasers

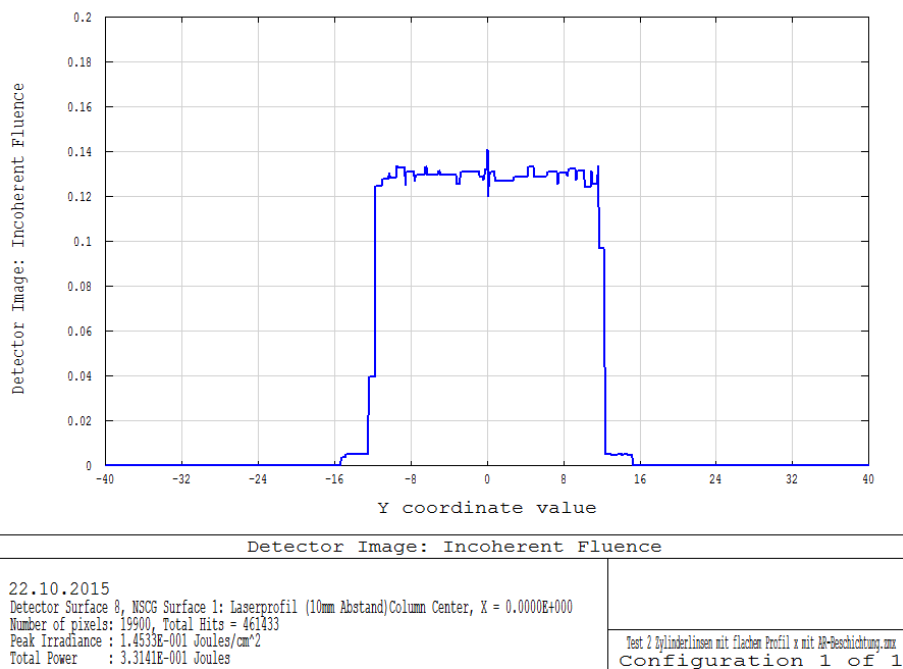
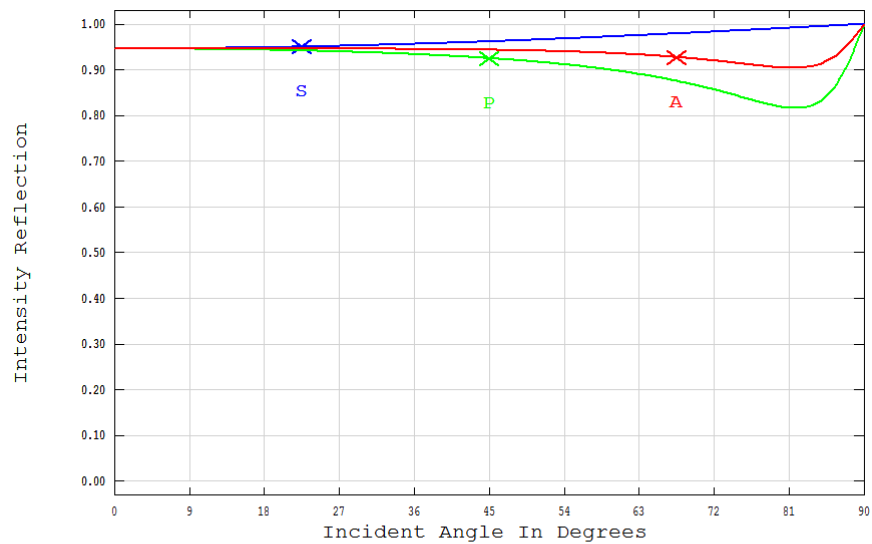


Abbildung A.3: Profilverlauf y-Achse des modellierten ArF-Lasers



Reflection vs. Angle

21.10.2015
 There is no coating on Object 11 Face 0
 Incident media: Air (1.0)
 Substrate : MIRROR
 Wavelength: 0.1930

Configuration 1 of 1

Abbildung A.4: Winkelabhängigkeit der Reflektivität eines unbeschichteten Spiegels

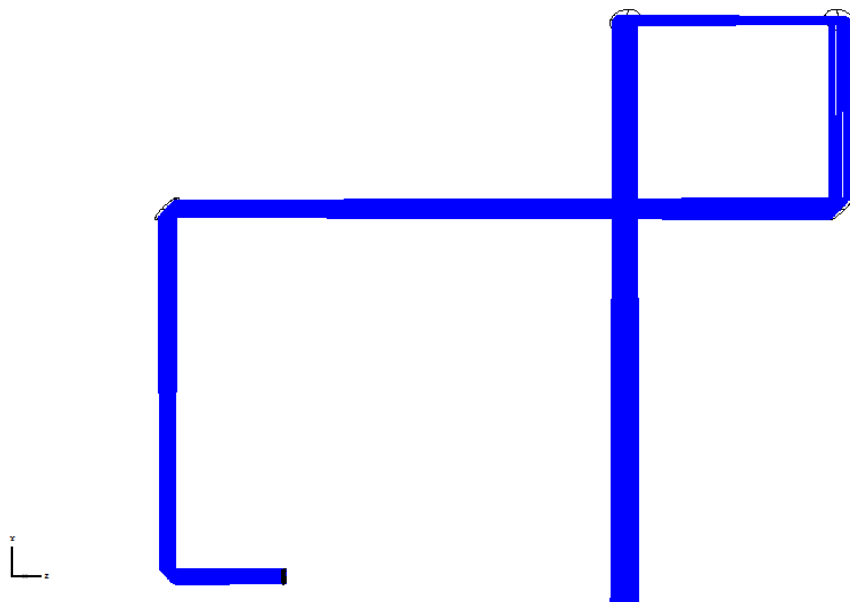


Abbildung A.5: 3D-Layout der modifizierten Laserbeamline 1 bis Eingang Expanderbox

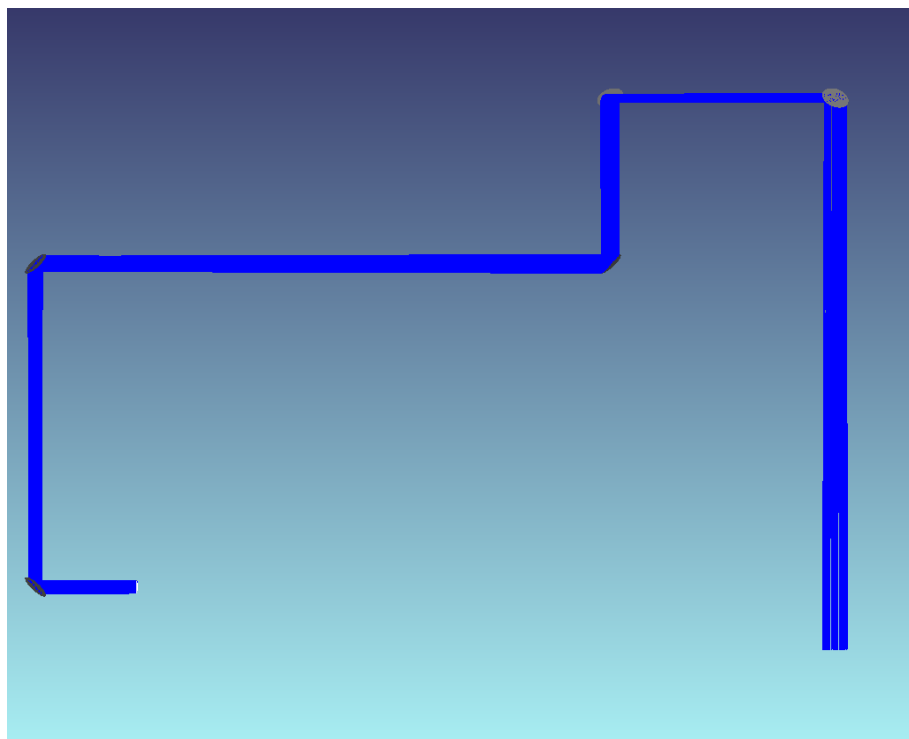


Abbildung A.6: Dreidimensionale Darstellung der modifizierten Laserbeamline 1 bis Eingang Expanderbox

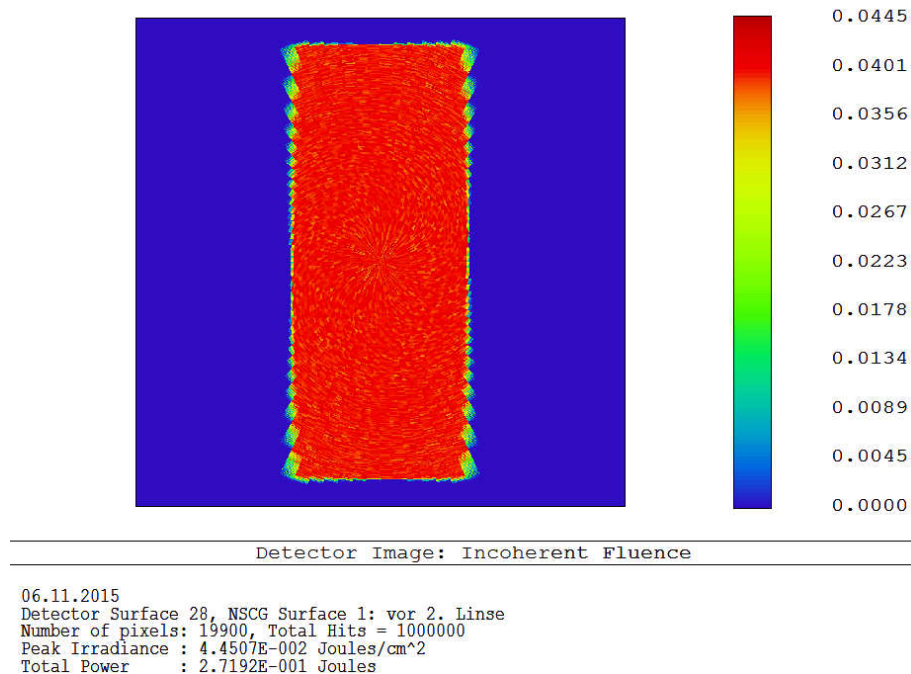


Abbildung A.7: Detektorbild: 5,3 mm nach der Zerstreuungslinse mit AR-Beschichtung

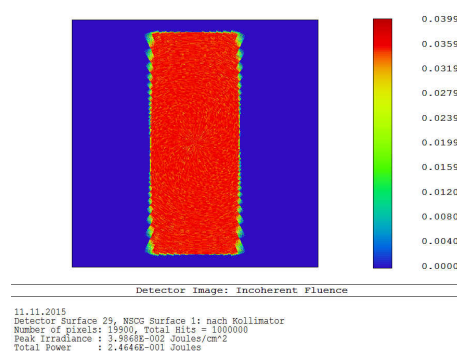


Abbildung A.8: Detektorbild: 15 cm nach Kollimatoroptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung

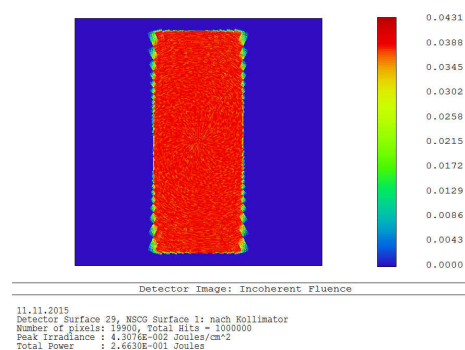


Abbildung A.9: Detektorbild: 15 cm nach Kollimatoroptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung

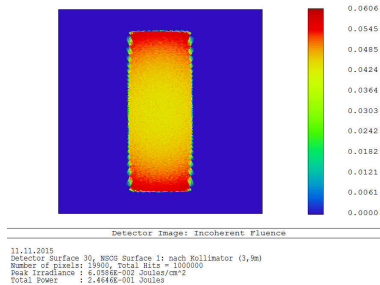


Abbildung A.10: Detektorbild: 3,9 m nach Kollimatoroptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung

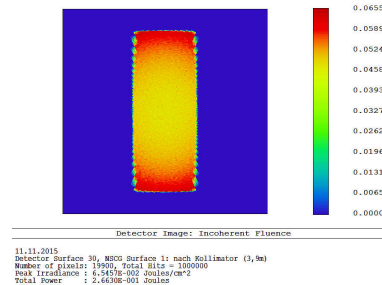


Abbildung A.11: Detektorbild: 3,9 m nach Kollimatoroptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung

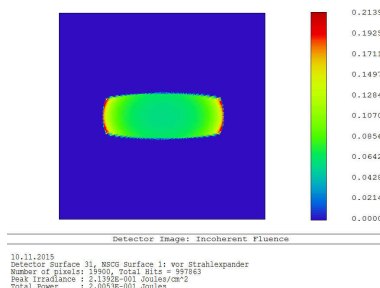


Abbildung A.12: Detektorbild: vor Expanderoptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung

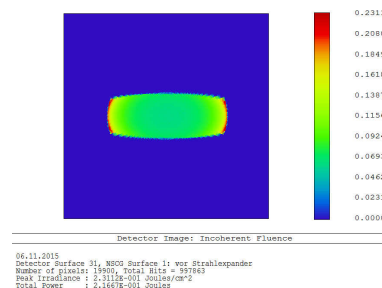


Abbildung A.13: Detektorbild: vor Expanderoptikbox ohne Stützen; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung

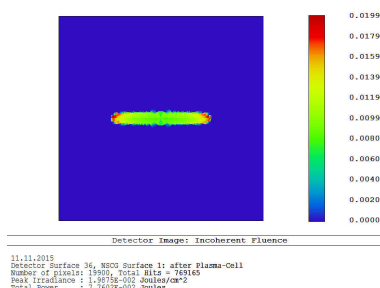


Abbildung A.14: Detektorbild: nach Plasmazelle; sphärische Linsen ohne AR-Beschichtung

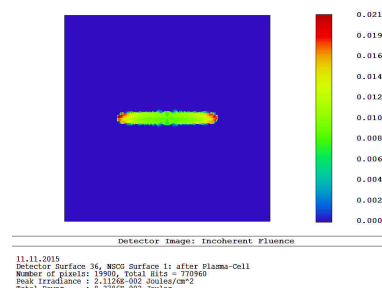
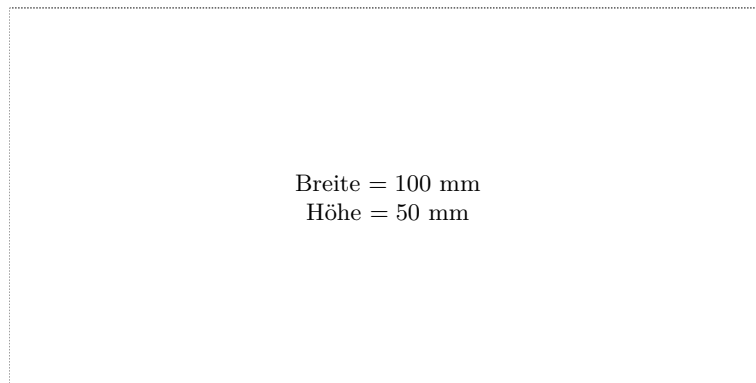


Abbildung A.15: Detektorbild: nach Plasmazelle; sphärische Linsen mit AR-Beschichtung

Messbox zur Druckkontrolle

— Druckgröße kontrollieren! —



— Diese Seite nach dem Druck entfernen! —