

Charakterisierung lasererzeugter Hohlraumstrahlung für die experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit Plasmen

Characterisation of laser induced thermal radiation for the experimental investigation of heavy ion interactions with plasma

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Thomas Heßling aus Münster

Februar 2010 — Darmstadt — D 17



Foto: A. Zschau



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Laser- und Plasmaphysik AG am
Institut für Kernphysik



Charakterisierung lasererzeugter Hohlraumstrahlung für die experimentelle Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit Plasmen
Characterisation of laser induced thermal radiation for the experimental investigation of heavy ion interactions with plasma

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Phys. Thomas Heßling aus Münster

1. Gutachten: Prof. Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H. H. Hoffmann
2. Gutachten: Prof. Dr. Markus Roth

Tag der Einreichung: 24.11.2009

Tag der Prüfung: 08.02.2010

Darmstadt – D 17

Zusammenfassung

Ein Forschungsgebiet der Plasmaphysikgruppe des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH und der Laser- und Plasmaphysik AG des Instituts für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt ist die Bestimmung des Energieverlusts von Schwerionen in Plasmen. Der Experimentierplatz Z6 an der GSI bietet hierfür die einzigartige Möglichkeit in der Kombination von Ionenstrahlen des UNILAC Beschleunigers mit zwei Hochenergielasersystemen: *nhelix* und PHELIX.

In aktuellen Experimenten wird eine dünne Kohlenstoffolie von Ionenpulsen in regelmäßigen Abständen von 9,2 ns durchquert. Ein Laserpuls von einem, oder auch beiden, der Systeme verwandelt die Folie zu einer bestimmten Zeit in ein Plasma. Die Änderung in der Ankunftszeit der Ionen an einem Stopptdetektor gibt Aufschluss über den Energieverlust im Plasma.

Neben diesem Messprinzip der direkten Heizung wird seit einiger Zeit das Schema der indirekten Heizung untersucht. Der Laser kann die Folie nicht durchdringen, sondern heizt diese nur an der Oberfläche, so dass Gradienten in Dichte und Temperatur entstehen. Die indirekte Heizung sieht einen Konverterhohlraum vor, in dem das Laserlicht in thermische Röntgenstrahlung umgewandelt wird. Ein sekundärer Hohlraum enthält das Wechselwirkungstarget für den Ionenstrahl und wird von der Röntgenstrahlung durchdrungen und homogen geheizt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das thermische Strahlungsfeld eines sphärischen Hohlraums mit 750 μm bzw. 650 μm Durchmesser untersucht. Als Heizlaser diente der frequenzverdoppelte *nhelix* Strahl (532 nm Wellenlänge) mit Energien bis zu 30 Joule und einer Pulsdauer von sechs bis sieben Nanosekunden Halbwertsbreite. Ein für die Temperaturmessung entworfenes Diodenspektrometer, das bei vier Wellenlängen die Intensität des Röntgenlichts absolut misst, erlaubte die zeitaufgelöste Messung der Temperaturevolution im Hohlraum. Die thermische Strahlung ist nur während der Heizphase des Lasers existent und erreichte Spitzenwerte in der Temperatur zwischen 32 eV und 38 eV.

Zusätzlich zur zeitlichen Charakterisierung wurde die Strahlung mit einem zeitintegrierenden Spektrometer vermessen. Die Beugungseffizienz des Gitters wurde durch Lösung der Maxwellgleichungen auf der Gitteroberfläche bestimmt. Mit dieser konnten die gemessenen Beugungsbilder, bei Annahme eines zeitintegrierten Planckschen Strahlers, sehr gut reproduziert werden. Die Temperaturen lagen im Bereich zwischen 33 eV und 36 eV, in exzellenter Übereinstimmung mit den Messungen des Diodenspektrometers.

Der Vergleich der experimentell gemessenen Temperaturen mit theoretischen Werten, die mit einem Skalierungsgesetz, das auf einer selbstähnlichen Lösung der hydrodynamischen Gleichungen beruht, berechnet worden sind, zeigt ebenfalls eine sehr gute Übereinstimmung. Neben den Parametern des Laserpulses und des Hohlraums gehen das Reflektionsvermögen der heißen Hohlraumwand (der Albedo) und die Konversionseffizienz von Laser- zu Röntgenlicht in das Modell ein. Ein Albedo von 0,75 und eine Konversionseffizienz von Laser- zu Röntgenenergie von 0,4 bis 0,5, die für die Berechnung angenommen wurden, sind konsistent mit veröffentlichten experimentellen Daten für die in dieser Arbeit verwendeten Laserparameter.



Abstract

One major area of interest of the plasma physics group at the GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH (GSI Helmholtz Centre for Heavy Ion Research) and the laser and plasma physics group at the Institut für Kernphysik (Nuclear Physics Institute) of the University of Technology Darmstadt is the determination of the energy loss of heavy ions in plasma. The experimental area Z6 at GSI offers the unique opportunity for this in the combination of the ion accelerator UNILAC with two high energy laser systems: *nhelix* and PHELIX.

In recent experiments a thin carbon foil is probed by regular ion bunches every 9.2 ns. A laser pulse of one or both of the laser systems heats the foil to the plasma state at a certain time. The change in arrival time of each ion bunch at a stop detector allows to determine the energy loss in the plasma.

In addition to this experimental scheme with a directly heated foil a different scheme with indirectly heated targets is investigated. The laser is unable to penetrate the foil and thus deposits its energy on the surface, leading to gradients in density and temperature. In the indirectly heated set-up the laser energy is converted into thermal X-Rays in a converter hohlraum. A secondary cavity, containing the interaction target for the ion beam, is attached to the converter and heated homogeneously by the X-Rays.

In the present work the thermal radiation from a converter cavity with a diameter of either 750 μm or 650 μm was investigated. The frequency-doubled *nhelix* beam (532 nm wavelength) with energies of up to 30 joules in six to seven nanoseconds (FWHM) was used as the heating laser. A new diode spectrometer, specifically designed for the temperature measurement, recorded the absolute radiation intensity at four different wavelengths and resolved the temperature evolution during the heating phase. Maximum values between 32 eV and 38 eV have been determined in various measurements.

In addition to the temporal characterisation the thermal radiation has also been recorded in a time-integrated manner with a regular spectrometer. The diffraction grating's efficiency was calculated by solving the Maxwell equations on the grating surface. With this efficiency, and an assumed time-integrated Planckian spectral distribution, the measured spectra could be reproduced very well. The deduced temperatures were in the range of 33 eV and 36 eV, in excellent agreement with the time-resolved measurements.

The self-similar solution of the hydrodynamic equations, which describe the conversion process at the interior cavity wall, lead to a scaling law for the achievable temperatures in dependence of the experimental parameters. The measured temperatures are in good agreement with results obtained from this scaling law. Besides the geometrical parameters and the laser intensity, the wall's re-emission coefficient (albedo) and the conversion efficiency of laser light to X-Rays play an important role. A value of 0.75 for the albedo and a conversion efficiency of 0.4 to 0.5 from laser light to X-Rays yield the measured temperatures. Both are in agreement with published values for the laser parameters.



Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Laserplasmen	5
2.1.1	Plasmaerzeugung durch intensives Licht	5
2.1.2	Eigenschaften eines Laserplasmas	6
2.1.3	Mechanismen der Energiedeposition	9
2.2	Der Hohlraum als Strahlungskonverter	13
2.2.1	Laserplasmen in geschlossener Geometrie	13
2.2.2	Übergang von liniendominierter zu thermischer Strahlung	14
2.2.3	Ablative Heat Wave	15
2.2.4	Opazität	18
2.2.5	Thermalisierungs- und Verschlusszeit	18
2.3	Wechselwirkung von schnellen Ionen mit Materie	20
2.3.1	Energieverlust in kalter Materie	20
2.3.2	Energieverlust in Plasmen	22
3	Experimenteller Aufbau	25
3.1	Der <i>nhelix</i> Laser	25
3.1.1	Frequenzverdopplung des Heizlasers	25
3.2	Targetbereich	27
3.3	Diodenspektrometer	29
3.3.1	Spektrale Selektion der Strahlung	29
3.4	Zeitintegrierendes Spektrometer	32
3.4.1	Image Plates	33
3.5	Lochkameras	34
3.6	Schmierbildkamera	34
4	Auswertung der experimentellen Daten	35
4.1	Laserfokusparameter	35
4.2	Lochkamera	35
4.3	Schmierbildkamera	38
4.4	Diodenspektrometer	39
4.4.1	Zeitlicher Strahlungsverlauf	39
4.4.2	Temperaturbestimmung	42
4.4.3	Fehlerbetrachtung	44
4.4.4	Messungen an Folientargets	46
4.4.5	Messungen an Hohlräumen	47
4.5	Zeitintegrierendes Spektrometer	52
4.5.1	Wellenlängenkalibration	52
4.5.2	Beugungseffizienz des Gitters	55
4.5.3	Entstehung des Beugungsbildes	58
4.5.4	Goldspektren	62
4.5.5	Hohlraumspektren	64

5 Diskussion der Ergebnisse	71
5.1 Laserparameter	71
5.2 Strahlungstemperatur	71
5.2.1 Skalierungsgesetz	72
6 Ausblick	75
Literaturverzeichnis	77

Abbildungsverzeichnis

1.1	Überblick verschiedener Plasmen	3
2.1	Schematische Darstellung eines typischen Laserplasmas	9
2.2	Schematische Darstellung der Geometrie zur Resonanzabsorption	11
2.3	Schematische Darstellung von Impuls- und Energieerhaltung	12
2.4	Übergang von Linien- zu thermischer Strahlung	14
2.5	Schematische Darstellung der Hohlraumheizung	16
2.6	Verlauf des mittleren Ionisationsgrades eines Goldplasmas	19
2.7	Vergleich verschiedener Energieverlustsimulationscodes	22
3.1	Schematischer Aufbau des <i>nhelix</i> -Lasers	26
3.2	Anordnung der eingesetzten Diagnostiken relativ zum Target.	28
3.3	Ein „Standardhohlraum“ mit 750 μm Durchmesser	28
3.4	Aufbau eines einzelnen Kanals des Diodenspektrometers	29
3.5	Quanteneffizienz der AXUV Dioden	31
3.6	Schematische Darstellung eines Spektrometers in Rowland-Kreis Geometrie	32
4.1	Räumliche Verteilung von 300 Fokussmessungen	36
4.2	Lochkameraaufnahme eines Laserplasmas	36
4.3	Lochkameraaufnahme eines Hohlraums	37
4.4	Aufnahme der Schmierbildkamera eines Hohlraums	38
4.5	Diodensignale eines Schusses auf eine Goldfolie	40
4.6	Korrigiertes Messsignal des Diodenspektrometers	41
4.7	Strahlungsintensität eines schwarzen Körpers	42
4.8	Gefilterte Strahlungsintensität eines schwarzen Körpers	43
4.9	Zusammenhang zwischen gemessener Spannung und der Strahlungstemperatur	44
4.10	Abhängigkeit des Temperaturfehlers von der Signalthöhe	45
4.11	Temperaturverläufe von mehreren Schüssen auf Goldfolien	46
4.12	Temperaturverläufe von mehreren Schüssen in Hohlräume	48
4.13	Gemessene Spannungen des dritten Kanals	49
4.14	Abgestrahlte thermische Energie und Konversionseffizienz	50
4.15	Bild eines Doppelhohlraums	51
4.16	Gemessenes Kohlenstoffspektrum	53
4.17	Kohlenstoffspektrum mit korrigierter Dispersionsrelation	54
4.18	3D und Profilansicht des Gitters	55
4.19	Generisches Gitter zur Verdeutlichung der C-Methode	56
4.20	Zu unterscheidende Bereiche eines Gitters	56
4.21	Absolute Beugungseffizienzen eines idealen und des vermessenen realen Gitters	58
4.22	Gemessenes und simuliertes Kohlenstoffspektrum	60
4.23	Geänderte Mittelung und zugehörige Beugungseffizienzen	60
4.24	Erneut simuliertes Spektrum mit geänderten Beugungseffizienzen	61
4.25	Gemessene Spektren von Goldplasmen	62
4.26	Simulierte und gemessene Goldspektren	63
4.27	Aufgenommene Spektren der Hohlraumstrahlung	65

4.28 Zeitintegriertes Spektrum eines Planckschen Strahlers	66
4.29 Verschiebung des Maximums eines zeitintegrierten Planckschen Strahlers	66
4.30 Auswertung des Hohlraumspektrums für KT 56	67
4.31 Auswertung des Hohlraumspektrums für KT 58	68
4.32 Auswertung des Hohlraumspektrums für KT 65	68
4.33 Auswertung des Hohlraumspektrums für KT 78	69
5.1 Vergleich gemessener Temperaturen mit Skalierungsgesetz	73
6.1 Prototyp eines Targets für indirekte Energieverlustmessungen	76

Tabellenverzeichnis

3.1	Konversionseffizienzmessung am KDP Kristall.	25
3.2	Eigenschaften der im Diodenspektrometer verwendeten Röntgenspiegel.	30
3.3	Ordnungsfilter zu den angegebenen Röntgenspiegeln.	31
4.1	Verwendete Kabeltypen und zugehörige frequenzabhängige Dämpfung	39
4.2	Fehlerbehaftete Größen des Diodenspektrometers	45
4.3	Aus der Literatur entnommene Emissionslinien von Kohlenstoff.	52
4.4	Zusammensetzung der Luft für eine Röntgentransmissionsrechnung	59
4.5	Auflistung der vermessenen Hohlraumtargets	64



1 Einleitung und Motivation

Der Energieverlust von Schwerionen in Plasmen ist seit vielen Jahren ein gemeinsames Forschungsgebiet der Plasmaphysikgruppe des GSI Helmholtzzentrums für Schwerionenforschung GmbH und der Laser- und Plasmaphysik AG des Instituts für Kernphysik an der Technischen Universität Darmstadt. Die Wechselwirkung von Ionen mit kalter Materie ist seit der Entdeckung der Radioaktivität vor über einem Jahrhundert intensiv erforscht worden und theoretisch gut fundiert. Rasante technische Entwicklungen hin zu immer leistungsfähigeren Beschleunigern sowie Hochintensitätslasern ermöglichen den Zugang zu extremen Zuständen von Materie, wie sie sonst nur in Sternen oder Planeten anzutreffen sind. Einen vergleichenden Überblick von künstlich erzeugbaren Plasmen mit verschiedenen natürlich vorkommenden Plasmen findet sich in Abbildung 1.1. Wie hier zu sehen, lassen sich astrophysikalische Plasmen im Labor erzeugen und somit systematisch untersuchen. Die einmalige Kombination des UNILAC Beschleunigers mit zwei Hochenergielasersystemen, *nhelix* und PHELIX, am Messplatz Z6 der GSI ist hierfür besonders attraktiv.

Neben der Grundlagenforschung ist der Energieverlust von Ionen in Plasmen von großer Bedeutung für praktische Anwendungen wie die Inertialfusion, die neben der Magnetfusion als Kandidat für zukünftige Fusionskraftwerke erforscht wird [1]. Eine kleine Brennstoffkugel (Pellet) aus Deuterium und Tritium wird durch einen externen Treiber, entweder ein intensiver Laser- [2] oder Ionenpuls [3], so stark komprimiert, dass im Zentrum die Fusion einsetzt und Energie frei wird. Die entstehenden energetischen Alpha-Teilchen deponieren ihre Energie im umgebenden kälteren Plasma und tragen wesentlich zur Ausbreitung einer Fusionswelle vom zentralen heißen Kern nach außen bei.

In einem alternativen Fusionsschema, der Fast Ignition [4], ist die Kenntnis des Bremsvermögens noch kritischer. Das Pellet wird ebenfalls durch einen Treiber komprimiert, die Zündung erfolgt jedoch separat durch einen Puls aus z.B. laserbeschleunigten Elektronen, Protonen oder Ionen eines konventionellen Beschleunigers. Das Ziel ist die Deposition der Energie im Zentrum des komprimierten Brennstoffes. Hierfür ist eine detaillierte Kenntnis des Energieverlusts der Teilchen erforderlich.

Die ersten Energieverlustexperimente an der GSI untersuchten das Bremsvermögen eines Wasserstoffplasmas für einige Elemente zwischen ^{40}Ca und ^{238}U bei Ionenenergien von 1,4 MeV pro Nukleon [5–7]. Der gefundene erhöhte Energieverlust im Vergleich zum kalten Gas konnte auf die freien Elektronen im Plasma zurückgeführt werden. Die Plasmaerzeugung durch eine elektrische Entladung in einem Wasserstoffgas, einem Z-Pinch, begrenzte die erreichbaren Elektronendichten und -temperaturen auf etwa $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ respektive 2 eV. Das Messprinzip für den Energieverlust bei diesem, wie auch allen folgenden Experimenten, beruht auf der Bestimmung der Flugzeit der Ionen.

Es folgten weitere Experimente mit einer verbesserten Bogenentladungsröhre, die Dichten bis $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ und Temperaturen bis 5 eV erzeugen konnte, sowie höheren und niedrigeren Projektilenergien [8–11]. Der Einsatz von Sprengstoff zur Kompression eines Gases steigerte die erreichbaren Elektronendichten auf bis zu $1,5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [12].

Für die Untersuchung des Bremsvermögens von Plasmen mit noch höherer Dichte und höheren Temperaturen wurde der Hochenergielaser *nhelix* aufgebaut. Die Projektilionen passieren eine dünne Folie (z.B. aus Kohlenstoff), die beim Auftreffen des Laserpulses in ein Plasma verwandelt wird, das Temperaturen über 200 eV und nahezu Festkörperdichte (10^{23} cm^{-3}) erreicht [13]. Die hohen Temperaturen treten nur in der dünnen Korona des Laserplasmas auf, mit zunehmender Dichte sinkt die Temperatur. Insgesamt ist die Geometrie wegen der Energiedeposition an der Oberfläche der Folie und der hydrodynamischen Expansion des Plasmas geprägt von Temperatur- und Dichtegradienten. Der Vergleich von experimentel-

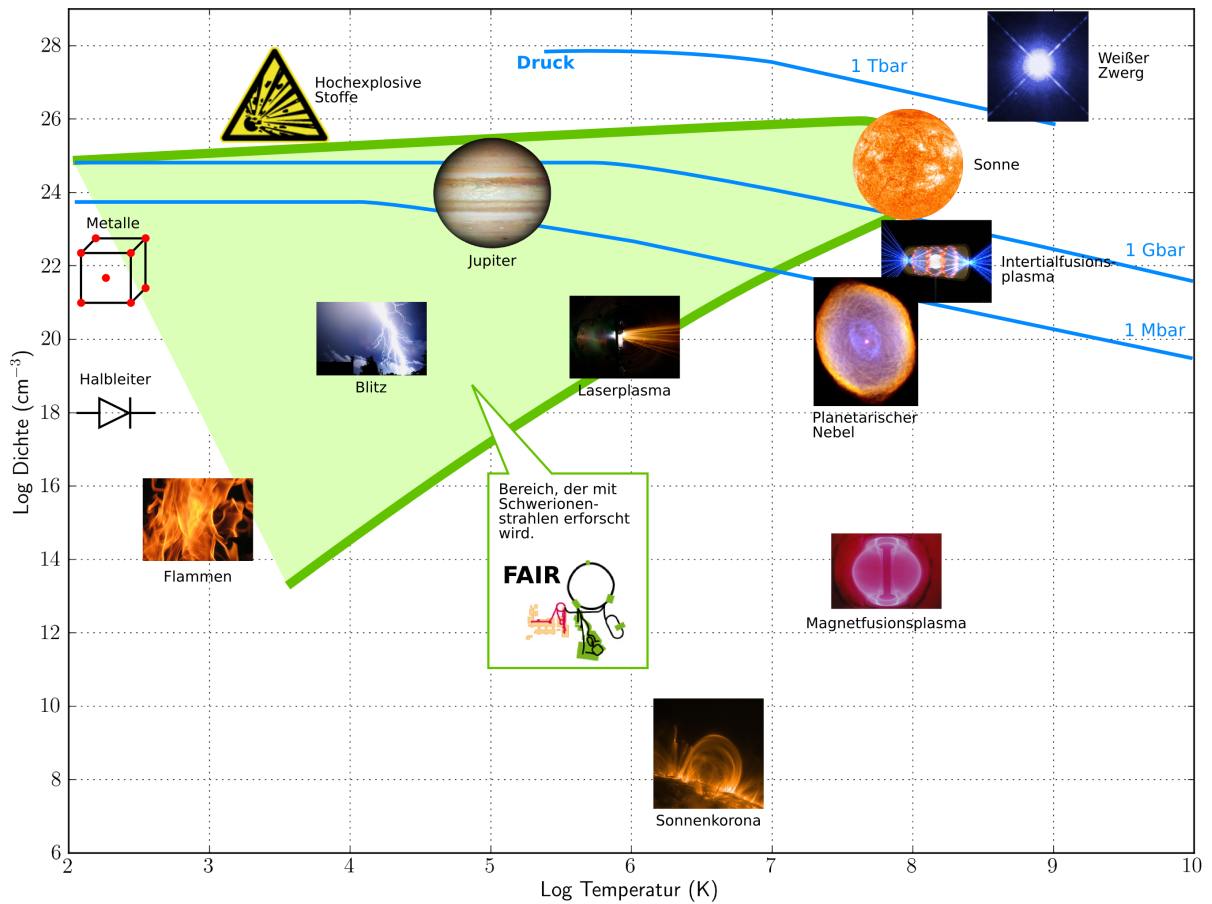
len Daten mit theoretischen Modellen erfordert eine genaue Plasmadiagnostik und, für den diagnostisch schwer zugänglichen dichten Bereich, hydrodynamische Simulationen.

Ein weiteres, seit einigen Jahren verfolgtes, Experimentenschema beruht auf der homogenen Volumenheizung eines Wechselwirkungstargets mit thermischer Röntgenstrahlung. Dazu wird der Laser in einen Konverterhohlraum aus Gold eingekoppelt. In diesem thermalisiert die Röntgenstrahlung des Plasmas durch den Einschluss und die vielfachen Reflektionen bzw. Reemissionen. Dieses Konzept findet vor allem in der indirekt getriebenen Inertialfusion [14] Anwendung, wo sich das Brennstoffpellet in einem Hohlraum befindet und von thermischer Röntgenstrahlung komprimiert wird. Der Vorteil liegt im homogenen Strahlungsfeld und einer gleichmäßigeren Kompression.

Für die Energieverlustexperimente ist in einem sekundären Hohlraum, der nur durch eine dünne Folie zur Abschirmung des expandierenden Plasmas vom primären getrennt ist, ein Wechselwirkungstarget eingebracht (eine Kohlenstofffolie oder ein Schaumtarget geringer Dichte). Die Röntgenstrahlung heizt es auf moderate Temperaturen (etwa 50 bis 70 eV [15, 16]) bei Festkörperdichte und ermöglicht Messungen des Bremsvermögens in einem in früheren Experimenten nicht zugänglichen Bereich. Die Homogenität reduziert zudem die Anforderungen an die Plasmadiagnostik.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Charakterisierung des Strahlungsfeldes im Primärhohlraum. Frühere Messungen der Strahlungstemperatur fanden im UV-Bereich statt [17, 18], weit entfernt vom Intensitätsmaximum bei Wellenlängen von wenigen Nanometern. Diesen Bereich sowohl zeit- als auch spektral aufgelöst zu vermessen ist Ziel dieser Arbeit. Beide Methoden erlauben unabhängig voneinander die Messung der Temperatur über die absolute Strahlungsleistung bzw. die Lage der maximalen Intensität im Spektrum.

In Kapitel 2 sind die relevanten theoretischen Grundlagen dargestellt. Neben der allgemeinen Laser-Plasma-Wechselwirkung und der Hohlraumphysik ist die Theorie zum Energieverlust skizziert. Kapitel 3 beschreibt den Aufbau am Experimentierplatz Z6, den verwendeten Hochenergielaser *nhelix* und die eingesetzten Diagnostiken sowie deren Verwendungszweck. Anschließend folgt in Kapitel 4 die Präsentation und Auswertung der Messdaten, die im darauffolgenden Kapitel diskutiert werden. Den Abschluss bildet Kapitel 6 mit einem Ausblick auf zukünftige Experimente, in denen unter anderem das neue Lasersystem PHELIX [19] für Energieverlustmessungen mit indirekt geheiztem Target eingesetzt werden wird.



Bildquellen: EFDA-JET, NASA, LLNL, GSI, TUD

Abbildung 1.1: Überblick und Vergleich verschiedener natürlicher Plasmen mit solchen, die sich durch intensive Laser- oder Ionenstrahlen erzeugen lassen.



2 Theoretische Grundlagen

Die in dieser Arbeit dargestellten Experimente befassen sich vornehmlich mit der Erzeugung thermischer Strahlung in lasergeheizten Hohlräumen als Grundlage für Energieverlustmessungen von Schwerionen in ionisierter Materie. Die Erzeugung des Plasmas erfolgt durch Bestrahlung kalter Materie (einem Festkörper) mit einem intensiven Laserpuls, der Spitzenleistungen bis zu $6 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$ erreicht. Die theoretischen Grundlagen zur Plasmaentstehung sowie der Wechselwirkung von Laserlicht und Plasma werden im folgenden Abschnitt dargestellt.

Plasma, das in einem Hohlraum entsteht und von diesem eingeschlossen wird, hat durch den Strahlungseinschluss bestimmte Eigenschaften. Die Wichtigste, die die Hauptmotivation dieser Arbeit darstellt, ist der Übergang von liniendominierter zu thermischer Strahlung. Das monochromatische und kohärente Laserlicht im infraroten bzw. sichtbaren Wellenlängenbereich wird in eine breitbandige, inkohärente Strahlung im VUV bis weichen Röntgenbereich transformiert. Die zugrundeliegenden Vorgänge werden im zweiten Abschnitt präsentiert.

Abschließend wird auf die Wechselwirkung von Ionen mit Materie eingegangen, insbesondere auf den Energieverlust bei Durchgang durch ein ausgedehntes Plasma.

2.1 Laserplasmen

Plasmen können auf verschiedenste Arten erzeugt werden, die nachfolgende Betrachtung beschränkt sich auf die Erzeugung durch intensive Laserstrahlen. Ein Plasma entsteht, wenn die Intensität, die Leistung pro Fläche im Fokus des Strahls, etwa 10^9 W/cm^2 übersteigt. Moderne Hochintensitätslaser erreichen bis zu 10^{21} W/cm^2 . Solche Leistungsdichten können nur für eine kurze Zeit auf einer kleinen Fläche erzeugt werden, typische Lasersysteme haben Pulsdauern von Femto- bis Nanosekunden und Fokusgrößen von μm^2 bis mm^2 . Mit Energien von Milli- bis Megajoule variiert die Spitzenleistung von Gigawatt bis hin zu Petawatt.

Wie im vorherigen Abschnitt erwähnt erfolgt im Hohlraum eine Umwandlung des Laserlichts in Röntgenstrahlung. Die Effizienz dieses Prozesses ist unter anderem abhängig von der Leistungsdichte des Lasers sowie dessen Wellenlänge und stellt damit ein wichtiges Auswahlkriterium dar. Experimentell sind Effizienzen von bis zu 80 % gemessen worden [20, 21]. Die maximale Konversionseffizienz wird bei Leistungsdichten von 10^{13} bis 10^{14} W/cm^2 erreicht. Die Spitzenleistung des *nhelix* Lasers liegt in diesem Bereich, für das Experiment wird jedoch weniger die Spitzenleistung, sondern eher eine gemittelte Leistung ausschlaggebend sein und die Konversionseffizienz das Maximum nicht erreichen.

2.1.1 Plasmaerzeugung durch intensives Licht

Zur Ionisation von Materie muss für die gebundenen Elektronen die Bindungsenergie bereit gestellt werden, so dass diese das Coulombpotential des Kerns verlassen können. Im Allgemeinen liegt die Bindungsenergie der am schwächsten gebundenen Elektronen der äußersten Schale bei einigen Elektronenvolt¹. Das Laserlicht typischer Nd:Glas Laser hat eine Wellenlänge im nahen Infrarot (z.B. 1064 nm beim *nhelix* Laser). Die Photonenenergie bei dieser Wellenlänge ist etwas größer als 1 eV und reicht nicht aus, um ein Atom zu ionisieren.

¹ Eine Energie von einem Elektronenvolt entspricht $1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Jedes Material weist üblicherweise Defekte auf, wie z.B. Fehlstellen im Gitter und Verunreinigungen mit Fremdatomen. Daraus resultiert eine kleine Anzahl sehr schwach gebundener oder quasi-freier Elektronen. Trifft Licht genügend hoher Intensität auf das Material werden diese Elektronen durch das elektrische Feld beschleunigt, gemäß der Lorentzkraft:

$$\mathbf{F}_L = q \cdot (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.1)$$

Die magnetische Feldstärke einer elektromagnetischen Welle ist über den Faktor $1/c$ (mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit c) mit der elektrischen Feldstärke gekoppelt und folglich um Größenordnungen kleiner. Der ihr zugehörige Teil der Lorentzkraft wird erst bei hohen Intensitäten im relativistischen Bereich ab ca. 10^{18} W/cm^2 relevant und daher in der folgenden Betrachtung vernachlässigt.

Bei einer Leistungsdichte von 10^{13} W/cm^2 , was einer elektrischen Feldstärke von $8,7 \cdot 10^9 \text{ V/m}$ entspricht, gewinnt ein einzelnes Elektron während einer halben Periode der Oszillation eine kinetische Energie von rund 8,5 eV. Die so beschleunigten Elektronen führen Stöße mit anderen Atomen aus und können diese ionisieren und lawinenartig weitere Elektronen frei setzen.

Mit Erhöhung der Leistungsdichte über 10^{15} W/cm^2 steigt die Wahrscheinlichkeit für Multiphotonenabsorption. Ein Elektron absorbiert mehrere niederenergetische Photonen und erlangt so die nötige Energie, um das Atom verlassen zu können.

Ein dritter Mechanismus, der bei noch höheren Intensitäten auftritt, ist die Feldionisation. Das elektrische Feld des Lichts wird so stark, dass es das Coulombpotential des Kerns verformt und ein Elektron die verbleibende geringere Potentialbarriere durchtunneln kann [22]. Bei den höchsten Intensitäten übersteigt die Feldstärke die des Atomkerns, die Elektronen spüren diesen effektiv nicht mehr und sind instantan frei.

Die Wechselwirkung zwischen Laserlicht und Plasma findet fast ausschließlich mit den Elektronen des Plasmas statt. Die Ionen sind erheblich schwerer und nehmen im Vergleich zu den Elektronen nur einen vernachlässigbaren Teil der Laserenergie direkt auf. Der Hauptmechanismus, durch den die Ionen Energie gewinnen, sind Stöße mit energiereicheren Elektronen.

2.1.2 Eigenschaften eines Laserplasmas

Dem Plasma wird durch den Laser Energie zugeführt, diese Energie verteilt sich auf die kinetische Energie der Teilchen und elektromagnetische Strahlung. Die Elektronen führen vielfache Stöße aus, so dass sich ihre Energieverteilung einer Boltzmannverteilung nähert. Sie thermalisieren und man weist ihnen eine Elektronentemperatur T_e zu. Diese liegt typischerweise im Bereich von hundert bis zu einigen Tausend Elektronenvolt². Stöße zwischen Ionen und Elektronen führen wegen des großen Massenunterschieds nur zu einem geringen Energieübertrag. Die Ionentemperatur T_i unterscheidet sich daher von T_e und erst nach vielen Stoßprozessen thermalisieren die Ionen mit den Elektronen (vergleiche Abschnitt 2.2.5). Dieser Zustand wird lokales thermodynamisches Gleichgewicht (LTE) genannt. Im Gegensatz zum vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht sind nur die Teilchen, nicht jedoch die Strahlung, im Gleichgewicht. Das LTE wird für viele der folgenden Betrachtungen vorausgesetzt und ist eine gute Näherung für Laserplasmen.

² Elektronenvolt ist eine Maßeinheit für die Energie. Die Temperatur ist als diejenige zu verstehen, bei der die mittlere kinetische Energie eines Teilchens eben dieser Energie entspricht: $E_{Temp} = k_B T$. Eine Temperatur von 1 eV entspricht somit 11605 K.

Saha Gleichung

Die Saha Gleichung beschreibt die Populationsdichte der Ionen eines im LTE befindlichen Plasmas in den Ionisationsgraden, abhängig von der Plasmatemperatur, -dichte und den Ionisationsenergien [23]. Das Plasma wird als ein thermodynamisches System im Gleichgewicht betrachtet, in dem die Energieverteilungen der Teilchen einer Boltzmannstatistik folgen. Mit Kenntnis der Energieniveaus folgen daraus die mittleren Besetzungszahlen. Die detaillierten Vorgänge der Ionisation sowie deren Dynamik und Wirkungsquerschnitte werden nicht berücksichtigt.

Die Dichte der Ionen im $j + 1$ Ionisierungszustand n_{j+1} ist abhängig von den statistischen Zustandsummen U_j und U_{j+1} , der Dichte der Ionen mit dem Ionisationsgrad j und dem Ionisationspotential I_j für den Übergang von $j \rightarrow j + 1$:

$$\frac{n_{j+1}n_e}{n_j} = \frac{2U_{j+1}}{U_j} \left(\frac{2\pi m_e k_B T}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{I_j}{k_B T}\right), \quad j = 1, 2, \dots, (Z - 1) \quad (2.2)$$

Mit dieser Gleichung kann sukzessive die Dichte in den einzelnen Ionisationzuständen berechnet werden. Die genaue Kenntnis der Ionisationsenergien ist dabei essentiell und kann näherungsweise mit dem Wasserstoffmodell berechnet werden. Ein Z -fach ionisiertes Atom, dessen äußerstes Elektron sich in der Schale mit der Hauptquantenzahl n befindet, hat eine Ionisationsenergie I_Z von etwa:

$$I_Z = \frac{13,6 \cdot (Z + 1)^2}{n^2} \text{ eV} \quad (2.3)$$

Wasserstoffähnliche Ionen (Ionen, die nur noch ein Elektron besitzen) lassen sich so gut beschreiben. Je höher die Kernladungszahl und je mehr Elektronen das Ion hat, desto schlechter wird die Näherung. In dem Fall kann eine logarithmische Interpolation [24, 25] zwischen dem mittleren Ionisationspotential des Materials I_0 und dem Wert für das wasserstoffähnliche Ion $Z_K^2 I_H$ verwendet werden, mit der Kernladungszahl Z_K des Materials:

$$\ln(I_Z) = \ln(I_0) + \frac{Z}{Z_K - 1} \ln\left(\frac{Z_K^2 I_H}{I_0}\right) \quad (2.4)$$

Der Wert von I_H eines Wasserstoffmoleküls beträgt $(18,5 \pm 0,2) \text{ eV}$.

Plasmafrequenz und kritische Elektronendichte

Aufgrund der größeren Masse der Ionen im Vergleich zu den Elektronen bewegen sich diese deutlich langsamer. Eine Bewegung der Elektronen relativ zu den Ionen, die in erster Näherung als ruhend angesehen werden können, hat ein elektrisches Feld zur Folge, das als rückstellende Kraft wirkt. Dieser (harmonische) Oszillator hat eine charakteristische Resonanzfrequenz: Die Plasmafrequenz.

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad (2.5)$$

Es sind n_e die freie Elektronendichte und m_e die Elektronenmasse.

Die Plasmafrequenz bestimmt den Brechungsindex eines Plasmas für elektromagnetische Strahlung mit der Kreisfrequenz ω , z.B. den Laser:

$$n = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \quad (2.6)$$

Das von der Targetoberfläche abströmende Plasma wird zum Target hin dichter (siehe nächster Abschnitt), nach Gleichung 2.5 nimmt die Plasmafrequenz entsprechend zu. Der Laser kann nur bis zu dem Punkt in das Plasma eindringen, an dem beide Frequenzen gleich werden. Ist die Plasmafrequenz größer als die Laserfrequenz wird der Brechungsindex imaginär und das Laserlicht reflektiert. Diese Grenzfläche wird die Oberfläche der kritischen (Elektronen-) Dichte $n_{e,krit.}$ genannt:

$$\begin{aligned}
 \omega_p &= \omega_{Laser} \\
 \Rightarrow 2\pi \frac{c}{\lambda} &= \sqrt{\frac{n_{e,krit.} e^2}{\epsilon_0 m_e}} \\
 \Rightarrow n_{e,krit.} &= \frac{4\pi^2 c^2 \epsilon_0 m_e}{\lambda^2 e^2} \approx \frac{1,1 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3} \mu\text{m}^2}{\lambda^2 [\mu\text{m}]} \quad (2.7)
 \end{aligned}$$

Für die Wellenlänge des in den Experimenten verwendeten Lasers mit 532 nm ergibt das eine kritische Dichte $n_{e,krit.} = 3,94 \cdot 10^{21} \text{cm}^{-3}$, deutlich unter der Festkörperdichte von rund 10^{23}cm^{-3} .

Wechselwirkungszonen im typischen Laserplasma

Als Folge der bisher betrachteten Plasmaeigenschaften lässt sich ein typisches Laserplasma in drei verschiedene Zonen unterteilen. Diese sind in Abbildung 2.1 dargestellt.

Das Laserlicht kann sich nur in der Laserabsorptionszone ausbreiten und deponiert dort seine Energie. Die Mechanismen der Energiedeposition werden im anschließenden Abschnitt dargestellt. Die Zone setzt sich zusammen aus der heißen und dünnen Korona, deren Dichte bis zu der kritischen Oberfläche etwa exponentiell ansteigt.

Von der kritischen Oberfläche bis zum Ablationsort, an dem der noch vorhandene Festkörper in ein abströmendes Plasma verwandelt wird, befindet sich die Transportzone. In diese kann der Laser nicht eindringen, der Transport von Energie geschieht durch Diffusionsprozesse.

An die Transportzone schließt die Kompressionszone an. Das abströmende Plasma erzeugt aufgrund der Impulserhaltung einen Ablationsdruck, woraufhin eine Druckwelle in den Festkörper propagiert. Die Geschwindigkeit der Druckwelle kann die Schallgeschwindigkeit im noch ungestörten Medium übersteigen, es kommt zur Ausbildung einer Schockwelle. An der Front der Welle wird das Medium verdichtet und übersteigt die Festkörperdichte, die Temperaturen bleiben dabei jedoch gering (wenige Elektronenvolt).

Die Geschwindigkeit, mit der das Plasma in das Vakuum expandiert, kann im Fall eines LTE mit der Schallgeschwindigkeit genähert werden. Diese ist bestimmt durch die Temperatur T und den Ionisationsgrad Z : $c_s = \sqrt{Z k_B T / m_i}$.

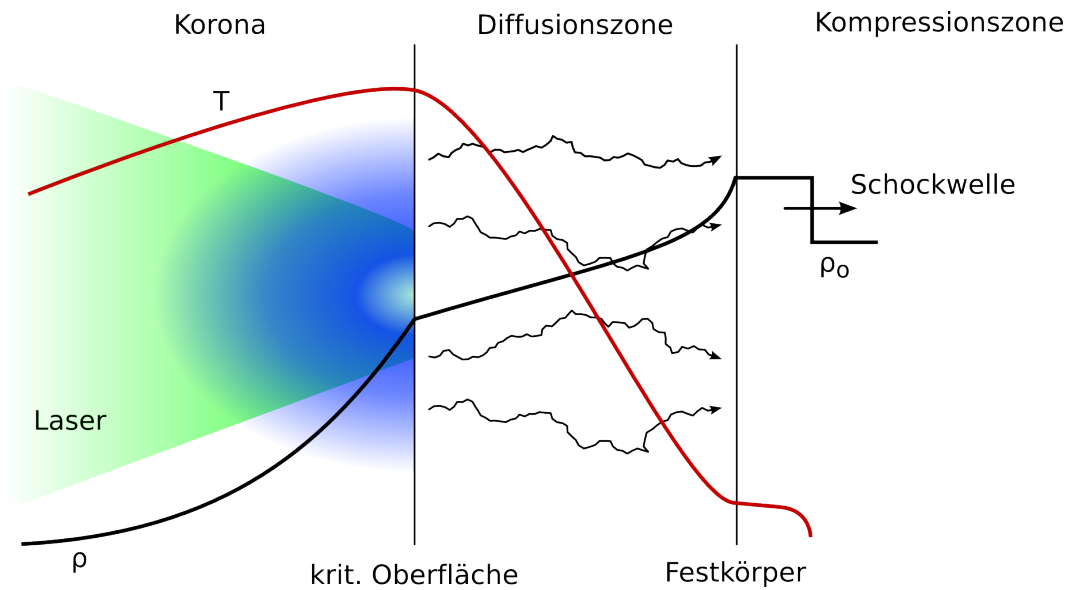


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines typischen Laserplasmas.

2.1.3 Mechanismen der Energiedeposition

Die Deposition der Laserenergie findet in der dünnen Absorptionszone bis hin zur kritischen Oberfläche statt. Die Art der auftretenden Mechanismen hängt stark von der Leistungsdichte des Lasers ab. Im Folgenden sind die dominierenden Effekte des verwendeten Leistungsbereichs kleiner 10^{14} W/cm² dargestellt.

Inverse Bremsstrahlung

Bremsstrahlung bezeichnet die Aussendung eines Photons wenn ein geladenes Teilchen eine Beschleunigung erfährt. Analog hierzu kann ein geladenes Teilchen bei Beschleunigung, z.B. der Kollision mit anderen Teilchen, ein Photon absorbieren: Dies ist die inverse Bremsstrahlung.

Elektronen und Ionen in Laserplasmen führen kontinuierlich Stöße mit der Elektron-Ion-Stoßfrequenz ν_{ei} aus, die von der Ionendichte, der Elektronentemperatur und dem Ionisationsgrad des Plasmas abhängt [26]:

$$\nu_{ei} = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\pi} Z^2 e^4 n_i \ln \Lambda}{\sqrt{m_e} (k_b T_e)^{3/2}} \quad \text{mit} \quad \Lambda = \frac{\lambda_D}{l_{min}} \quad (2.8)$$

Der Coulomblogarithmus $\ln \Lambda$ ist bestimmt durch die Debyelänge λ_D des Plasmas und den minimalen Abstand zweier Stoßpartner l_{min} , der z.B. als der minimale Abstand $l_{ca} = Ze^2/k_b T_e$ der Rutherfordstreuung definiert wird.

Aufgrund der Quasineutralität des Plasmas (die Anzahl der freien Elektronen ist durch den Ionisationsgrad der Ionen gegeben) schirmen diese das elektrische Feld der Ionen ab. Das statische Potential ϕ eines Ions ist nach einer charakteristischen Distanz, der Debyelänge, auf den $1/e$ Teil abgefallen:

$$\phi = \frac{Ze}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (2.9)$$

$$\text{mit} \quad \lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_b T_e}{e^2 n_e}\right)^{1/2} \approx 7,43 \text{ nm} \cdot \left(\frac{T_e [\text{keV}]}{n_e [10^{21} \text{ cm}^{-3}]}\right)^{1/2} \quad (2.10)$$

Die Schirmung ist nur effektiv, wenn sich eine genügend hohe Anzahl an Elektronen im Abstand λ_D des Ions befinden: $N_D = \frac{4}{3}\pi n_e \lambda_D^3 \gg 1$.

Aus der Betrachtung der Bewegungsgleichung eines Elektrons und den Maxwellgleichungen ergibt sich die Dämpfungsrate κ der inversen Bremsstrahlung für Laserlicht im Plasma:

$$\kappa = \frac{v_{ei}}{c} \left(\frac{n_e}{n_{e,krit.}} \right)^2 \left(1 - \frac{n_e}{n_{e,krit.}} \right)^{-1/2} \propto \frac{Z n_e^2}{T_e^{3/2}} \left(1 - \frac{n_e}{n_{e,krit.}} \right)^{-1/2} \quad (2.11)$$

Die Dämpfung steigt mit zunehmender Elektronendichte und erreicht nahe der kritischen Dichte das Maximum. Wird die Laserintensität größer als 10^{15} W/cm^2 verändert sich die Temperaturverteilung der Elektronen und damit die Elektron-Ion-Stoßfrequenz. Es kommt zur Bildung von zwei oder mehr Temperaturverteilungen³: Heiße und kalte Elektronen. Die Erhöhung der Temperatur bewirkt, wie in Gleichung 2.11 zu sehen, eine Verringerung der Dämpfungsrate.

Die Intensität I des Lasers wird durch Plasma der Dicke dz um $-\kappa I$ verringert, die Integration über ein ausgedehntes Plasma der Länge L ergibt den Absorptionskoeffizienten α_{IB} der inversen Bremsstrahlung:

$$\frac{dI}{dz} = -\kappa I \quad \Rightarrow \quad \alpha_{IB} = 1 - \exp \left(- \int_0^L \kappa dz \right) \quad (2.12)$$

Bei hohen Intensitäten bewirkt der Lichtdruck eine Aufsteilung des Dichtegradienten nahe der kritischen Oberfläche. Das veränderte Dichteprofil verringert das Integral in obiger Gleichung und damit den Absorptionskoeffizienten.

Resonanzabsorption

Trifft Laserlicht unter einem Winkel zur Normalen der kritischen Oberfläche auf das Plasma wird es durch die sukzessive Änderung des Brechungsindex mit zunehmender Elektronendichte gebrochen und vor der kritischen Oberfläche reflektiert. Abhängig von der Polarisation des Lasers lassen sich zwei Fälle unterscheiden (Abbildung 2.2):

- s-Polarisation:
Das elektrische Feld des Lichts ist senkrecht zur Ebene aus Einfallsvektor und Normalenvektor der kritischen Oberfläche. Es hat keine Komponente in Richtung des dichteren Plasmas.
- p-Polarisation:
Das elektrische Feld liegt in der Ebene aus Einfallsvektor und Normalenvektor der kritischen Oberfläche und hat eine Komponente in Richtung des dichteren Plasmas.

Im Fall der p-Polarisation reicht das exponentiell abfallende elektrische Feld über den Umkehrpunkt des Lasers hinaus in das dichtere Plasma, bis hin zur kritischen Dichte. Dort kommt es durch die Übereinstimmung der Laser- und Plasmafrequenz zur Resonanz und eine Elektronenwelle (vgl. nächster Abschnitt) wird vom elektrischen Feld angetrieben. Eine Dämpfung der Welle, durch z.B. Stöße oder Landaudämpfung, ermöglicht den Energieübertrag vom Laser auf das Plasma. Der Einfallswinkel, unter welchem dieser Mechanismus am effektivsten ist, hängt vom Verhältnis der Laserwellenlänge λ zur Plasmaausdehnung L ab. Für $\lambda \ll L$ findet die Resonanzabsorption bei fast normalem Einfall statt. Ist die Wellenlänge vergleichbar mit der Ausdehnung des Plasmas, was bei hohen Intensitäten durch die Aufsteilung des Dichteprofiles gegeben sein kann, liegt das Maximum bei etwa 25° [26].

³ Streng genommen besitzen die heißen Elektronen keine Temperatur, ihre Bewegung ist gerichtet. Die Geschwindigkeitsverteilung ist dennoch exponentiell, so kann durch Regression einer Maxwellverteilung eine Temperatur definiert werden.

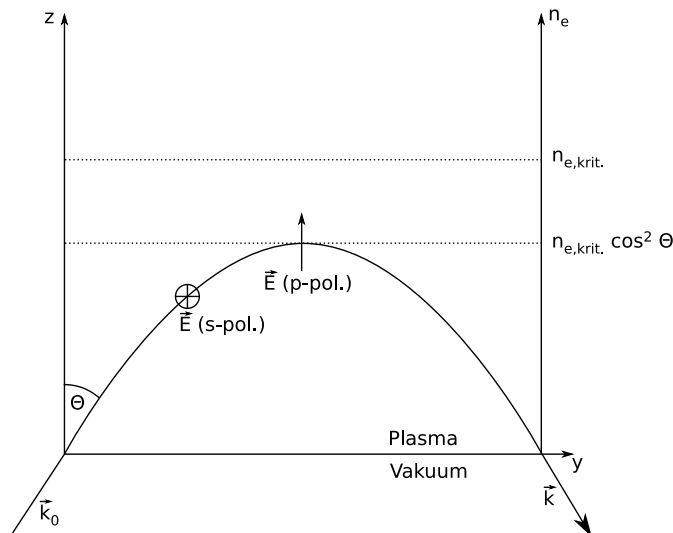


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des Wellenvektors und elektrischen Feldes des Lasers bei nicht senkrechtem Einfall in ein Laserplasma.

Kollektive Phänomene: Wellen

Neben der inversen Bremsstrahlung, die als Zweiteilcheninteraktion betrachtet werden kann, und der Resonanzabsorption lassen sich im Plasma prinzipiell mehrere Wellen identifizieren, die im Folgenden mit der ihr zugehörigen Dispersionsrelation aufgeführt sind. Durch nichtlineare Effekte (parametrische Instabilitäten) aufgrund der hohen Lichtintensität kann Energie zwischen den unterschiedlichen Wellen ausgetauscht werden.

- Elektromagnetische Welle (Photonen)

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$$

- Elektronenwelle (Plasmonen)

$$\omega^2 = \omega_p^2 + 3k^2 v_e^2$$

- Ionenakustische Welle (Phononen)

$$\omega = kc_s$$

Es sind ω und k die Kreisfrequenz bzw. der Wellenvektor der jeweiligen Welle und ω_p die Plasmafrequenz. Die folgende Betrachtung beschränkt sich auf mögliche Energieeinträge in das Plasma, also dem Energieübertrag von Photonen des Lasers auf eine oder beide der Plasmaschwingungen: Plasmonen und Phononen. Andere Wechselwirkungen bleiben unberücksichtigt.

Die Möglichkeiten der Wechselwirkung zwischen den verschiedenen Wellen ist beschränkt durch die Forderung von Energie- und Impulserhaltung:

$$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2 \quad (2.13)$$

$$\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \quad (2.14)$$

Dabei sind ω_0 und \mathbf{k}_0 die Kreisfrequenz und der Wellenvektor eines Laserphotons, das in zwei beliebige andere Quanten zerfällt.

Prinzipiell sind die folgenden Interaktionen möglich:

- Photon \rightarrow Photon + Phonon (Stimulierte Brillouin Streuung)
- Photon \rightarrow Photon + Plasmon (Stimulierte Raman Streuung)
- Photon \rightarrow Plasmon + Phonon (Zerfallsinstabilität)
- Photon \rightarrow Plasmon + Plasmon (Zwei-Plasmoneninstabilität)

Die stimulierte Brillouin Streuung und die Zerfallsinstabilität sind in Abbildung 2.3 zur Verdeutlichung der Erhaltungssätze von Energie und Impuls grafisch dargestellt. Die so in Beziehung gesetzten Größen erlauben einen Rückschluss auf den Dichtebereich im Plasma, an dem die Instabilität auftreten wird.

Für die Zerfallsinstabilität und Stimulierte Brillouin Streuung gilt nach der Energieerhaltung:

$$\omega_{\text{Laserphoton}} = \omega_{\text{Plasmon,Photon}} + \omega_{\text{Phonon}} \quad (2.15)$$

Unter Berücksichtigung der Dispersionsrelationen und der Tatsache, dass die Energie eines Phonons im Vergleich zu der Energie der Photonen oder Plasmonen sehr gering ist, führt das zu $\omega_{\text{Laserphoton}} \approx \omega_p$. Mit Gleichung 2.5 und 2.7 erhält man $n_e \approx n_{e,\text{krit.}}$. Beide Instabilitäten treten in der Nähe der kritischen Elektronendichte auf.

Analog folgt für die anderen beiden Instabilitäten $\omega_{\text{Laserphoton}} > 2\omega_p$ und damit $n_e < \frac{1}{4}n_{e,\text{krit.}}$. Diese Prozesse treten in der Korona bei etwa einem Viertel der kritischen Elektronendichte auf.

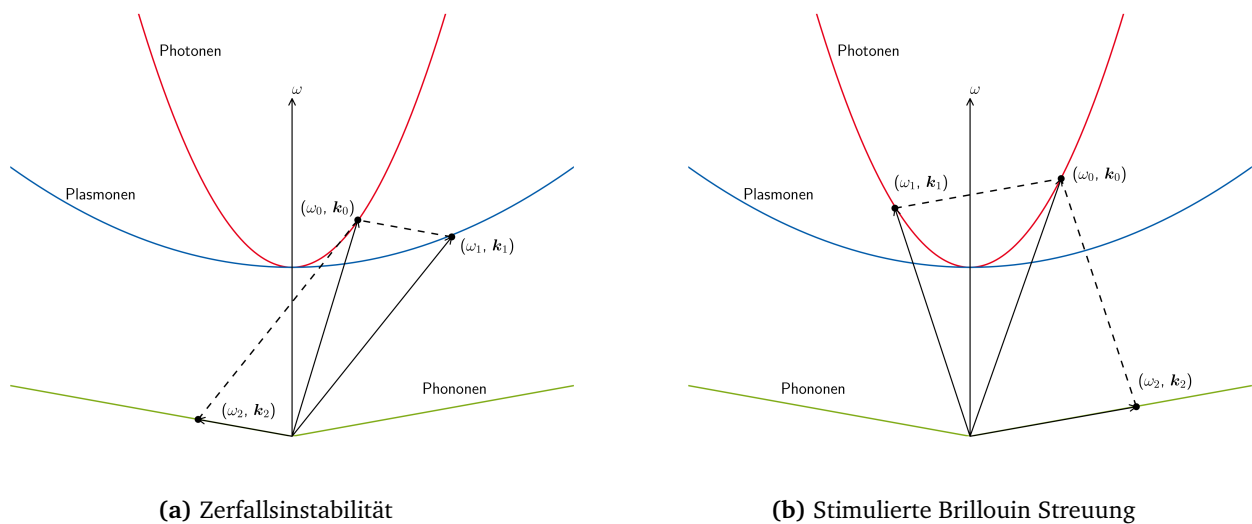


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung von Impuls- und Energieerhaltung im ω - \mathbf{k} -Raum für die angegebenen parametrischen Instabilitäten.

2.2 Der Hohlraum als Strahlungskonverter

Unter einem Hohlraum versteht man im Allgemeinen ein bis auf eine kleine Diagnostiköffnung geschlossenes Behältnis mit konstanter Temperatur. Mit der Voraussetzung, dass die Wände im Inneren auf sie fallende Strahlung unabhängig von der Wellenlänge vollständig absorbieren⁴ und wieder reemittieren, ist das im Hohlraum herrschende Strahlungsfeld allein eine Funktion der absoluten Temperatur. Die Herleitung des Strahlungsfeldes lieferte Max Planck im Jahre 1900 [27], was den Grundstein für die Quantenmechanik legte. Klassische Ansätze nach Rayleigh-Jeans und Wien versagten entweder im kurzwelligen (UV-Katastrophe) oder langwelligen Bereich. Erst die von Planck postulierte Quantelung in der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit den Wänden des Hohlraums vermochte das experimentell gemessene Spektrum zu erklären. Demnach herrscht in einem Volumen V mit der Temperatur T ein Strahlungsfeld mit der Energiedichte $u(\omega)$ [28]:

$$u(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2c^3} \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_B T}\right) - 1} \quad (2.16)$$

Die gesamte im Volumen enthaltene Energie ist durch das Stefan-Boltzmann-Gesetz gegeben:

$$E(T, V) = \frac{4\sigma}{c} V T^4 \quad (2.17)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstanten σ . Experimentell einfacher zugänglich ist die von einer kleinen Öffnung des Hohlraums mit der Fläche dA in den Raumwinkel $d\Omega$ und Wellenlängenintervall $d\lambda$ abgestrahlte Leistung dP :

$$dP = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \cdot dA d\Omega d\lambda \quad (2.18)$$

Im Allgemeinen weicht ein realer Planckscher Strahler, auch grauer Körper genannt, von dieser Verteilung aufgrund der ungleichen Strahlungsabsorption der Wand für verschiedene Wellenlängen ab. Die Abweichungen im Spektrum werden im Emissionskoeffizienten $\varepsilon(\omega)$ zusammengefasst:

$$dP_{\text{grau}} = \varepsilon(\omega) \cdot dP_{\text{ideal}} \quad (2.19)$$

In dieser Arbeit dient der Hohlraum als Konverter für monochromatisches Laserlicht in thermische Strahlung hoher Temperatur im Bereich von einigen zehn Elektronenvolt. Die maximale Intensität der Strahlung liegt im weichen Röntgenbereich, bei Wellenlängen von einigen Nanometern. Um einen guten Einschluss der Strahlung zu erreichen, wird die Wand aus einem schweren Element (üblicherweise Gold) gefertigt, das über einen weiten Wellenlängenbereich opak ist. Die Opazität (vgl. Abschnitt 2.2.4) kann durch Beimischung anderer Elemente, wie beispielsweise Kupfer oder Gadolinium, noch erhöht werden [29, 30].

2.2.1 Laserplasmen in geschlossener Geometrie

Der Laser wird durch ein Lasereintrittsloch (LEL) im Hohlraum auf der inneren Wand fokussiert. Dort entsteht das Primärplasma, das sich zunächst nicht von dem auf einer ebenen Folie unterscheidet. Der Laser deponiert im unterkritischen Bereich seine Energie. Daran schließt die Reemissionszone an, die für entstehende Röntgenstrahlung opak ist. Die Energie der Röntgenstrahlung wird im überkritischen Plasma

⁴ Daher stammt auch der oft verwendete Begriff „schwarzer Körper“.

absorbiert und reemittiert. An das noch kalte Wandmaterial kann die Energie allein durch Wärmeleitung vordringen, es bildet sich eine Schockwelle aus, die in die Wand propagiert. Theoretisch kann dieser Vorgang durch die sogenannte *Ablative Heat Wave* (siehe Abschnitt 2.2.3) beschrieben werden.

Das vom Plasma sowie von der Reemissionszone abgestrahlte Röntgenlicht trifft auf die übrige Wand des Hohlraums und erzeugt dort ein Sekundärplasma. Zu Beginn der Wechselwirkung geht die gesamte Energie in die Aufheizung der Wand, bis diese im thermischen Gleichgewicht mit der auf sie treffenden Strahlung ist. Erst dann wird ein Großteil der Strahlung zurück in den Hohlraum reflektiert und es kommt zur Ausbildung einer näherungsweise Schwarzkörperstrahlung.

2.2.2 Übergang von liniendominierter zu thermischer Strahlung

Die im Plasma des Hohlraums entstehende Röntgenstrahlung ist zunächst stark von der Linienstruktur des jeweiligen Materials geprägt, die durch An- und Abregung der teilionisierten Atome entsteht. Im Fall von schwereren Elementen wie Gold dominieren durch die vielen möglichen Übergänge zwischen den Elektronenschalen keine diskrete Linien, sondern vielmehr Strahlungsbanden. Erst vielfache Reflektionen im Inneren des Hohlraums wandeln die linien- bzw. bandendominierte Strahlung in eine thermische um.

Der Übergang lässt sich anhand eines einfachen Modells verstehen (siehe dazu Abbildung 2.4), sofern gewisse Eigenschaften des Plasmas gegeben sind: Die Reemissionszone muss optisch dicht für die Röntgenstrahlung sein und innerhalb kurzer Zeit thermalisieren (siehe dazu Abschnitt 2.2.5). Der Hohlraum wird durch zwei gegenüberliegende Wände modelliert, auf die rechte Wand trifft der Laser und erzeugt das Primärplasma.

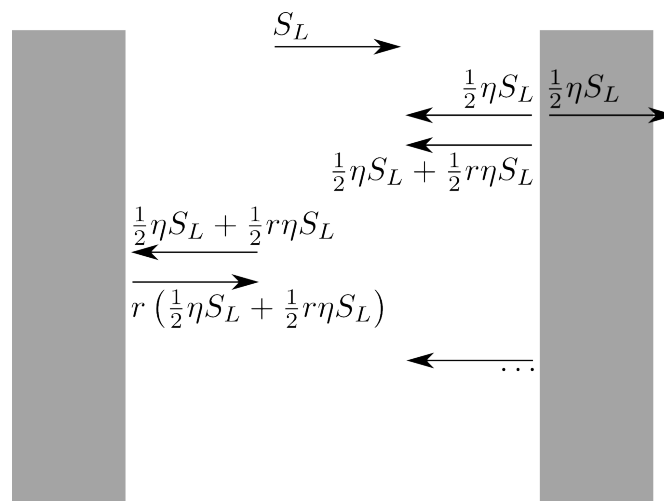


Abbildung 2.4: Übergang von Linien- zu thermischer Strahlung: Einfallende Laserstrahlung S_L wird mit der Konversionseffizienz η in Röntgenlicht konvertiert und sukzessive durch Vielfachreflektionen mit dem Albedo r in thermische Strahlung überführt.

Die Laserenergie S_L wird mit der Konversionseffizienz η in liniendominierte Röntgenstrahlung umgewandelt. Eine Hälfte davon wird in den Hohlraum abgestrahlt. Die andere Hälfte trifft auf die Konversionszone, thermalisiert und wird zum Bruchteil $r \lesssim 1$ (dem Albedo) ebenfalls zurück in den Hohlraum gestrahlt. Nach diesen Vorgängen setzt sich das Strahlungsfeld im Hohlraum wie folgt zusammen:

$$S_1 = \frac{1}{2}\eta S_L + \frac{1}{2}r\eta S_L = \frac{1}{2}\eta S_L(1+r) \quad (2.20)$$

Auf die linke Wand trifft dieses Strahlungsfeld und wird, sofern die Reemissionszone ausgebildet ist, zum Bruchteil r rückreflektiert und addiert sich zum Strahlungsfeld im Hohlraum.

$$S_2 = S_1 + rS_1 = \frac{1}{2}\eta S_L + \frac{1}{2}\eta r S_L + \frac{1}{2}\eta r S_L + \frac{1}{2}\eta r^2 S_L \quad (2.21)$$

$$= \frac{1}{2}\eta S_L + \eta r S_L + \eta r^2 S_L \quad (2.22)$$

Betrachtet man vielfache Reflektionen⁵, so wird dies zu:

$$S_N = \frac{1}{2}\eta S_L + \eta S_L \sum_{j=1}^N r^j \quad (2.23)$$

$$= \underbrace{\frac{1}{2}\eta S_L}_{\text{liniendominiert}} + \underbrace{\eta S_L \frac{1}{1-r}}_{\text{thermisch}} \quad (2.24)$$

Für ein hohes Reflektionsvermögen der Wand ($r \lesssim 1$) überwiegt der thermische Anteil $\frac{1}{2}\eta S_L \ll \eta S_L \frac{1}{1-r}$.

2.2.3 Ablative Heat Wave

Die hydrodynamischen Gleichungen, die die Evolution des Plasmas an der Wand beschreiben, lassen sich im Fall eines vollständigen thermodynamischen Gleichgewichts auf eine selbstähnliche Lösung reduzieren [31]. Diese liefert ein Skalierungsgesetz für die reemittierte Strahlung der Hohlraumwand [32–35]. In Experimenten wurde die Gültigkeit der selbstähnlichen Beschreibung erfolgreich demonstriert [36–39].

Thermodynamisch betrachtet entspricht ein Hohlraum einer anfänglich kalten Wand, die mit einem Wärmereservoir in Kontakt gebracht wird: die thermische Strahlung des Primärplasmas. Eine Wärmewelle propagiert in das kalte Medium. Wenn die hydrodynamische Bewegung der Wand einsetzt kommt es zur Ausbildung einer Schockwelle, die die Wärmewelle ein- und überholt. Dies wird als Ablative Heat Wave bezeichnet.

Betrachtet man einen beliebig geformten Hohlraum wie in Abbildung 2.5, lassen sich an jedem Wandelement vier verschiedene Energieflüsse identifizieren:

- S_s : von der Quelle stammende Strahlung
- S_i : von anderen Wandelementen emittierte Strahlung
- S_r : von diesem Element zurückreflektierte Strahlung
- S_w : in die Wand dissipierte Strahlung

Die Energieerhaltung führt zu der Beziehung:

$$S_s(\mathbf{r}, t) + S_i(\mathbf{r}, t) = S_r(\mathbf{r}, t) + S_w(\mathbf{r}, t) \quad (2.25)$$

Der Anteil S_i setzt sich aus den integrierten reemittierten Anteilen der gesamten Wand A_w zusammen, gewichtet mit dem Viewfaktor Ψ :

$$S_i(\mathbf{r}, t) = \int_{A_w} \frac{S_r(\mathbf{r}', t)}{\pi} \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA' \quad \text{mit} \quad \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\cos \chi \cos \chi'}{\rho^2} \quad (2.26)$$

⁵ Die Zeit, die das Licht von einer Seite zur anderen benötigt, ist bei einem typischen 750 μm durchmessenden Hohlraum 2,5 ps und damit, im Vergleich zur Laserpulsdauer, selbst bei vielfachen Reflektionen, vernachlässigbar gering.

Analog ist die Strahlung der Quelle A_s über diese zu integrieren:

$$S_s(\mathbf{r}, t) = \int_{A_s} \frac{S_0(\mathbf{r}, t)}{\pi} \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') dA' \quad \text{mit} \quad \Psi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\cos \chi \cos \chi'}{\rho^2} \quad (2.27)$$

Die reemittierte Strahlung eines Wandelements ist die einfallende Strahlung multipliziert mit dem Reemissionskoeffizienten:

$$S_r(\mathbf{r}, t) = R(\mathbf{r}, t) [S_s(\mathbf{r}, t) + S_i(\mathbf{r}, t)] \quad (2.28)$$

Jedes Wandelement wird als isotroper Lambertscher Strahler angenommen, d.h. die Intensität eines Wandelements ist unabhängig vom Betrachtungswinkel.

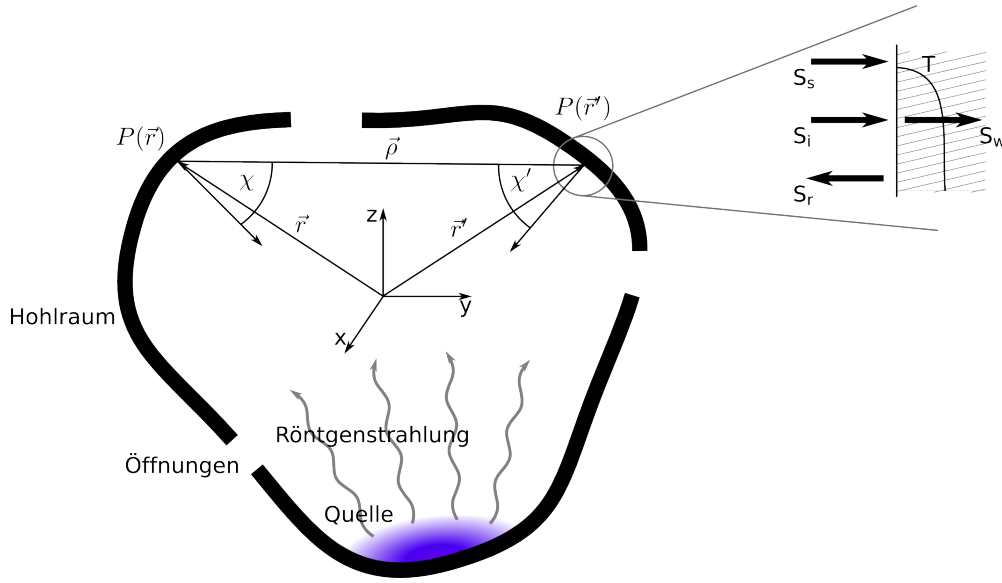


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Hohlraumheizung.

Eine Unbekannte in dieser Gleichung ist der Reemissionskoeffizient, der den Anteil von reflektierter zu transmittierter Energie eines Wandelements darstellt. Die hydrodynamischen Gleichungen, die den Wärmetransport in die Wand beschreiben, lassen sich unter der Bedingung eines vollständigen thermodynamischen Gleichgewichts vereinfachen und analytisch lösen. Die selbstähnliche Lösung liefert ein Skalierungsgesetz zwischen der Wandtemperatur und dem Strahlungsfluss in die Wand.

$$T_r(t) = c' t^{\alpha'} S_w^{\beta'} \quad (2.29)$$

Die Konstanten c' , α' und β' sind Materialkonstanten und können aus der Rosseland-Opazität berechnet werden [40]. Der reemittierte Strahlungsfluss der Wand wird damit zu:

$$S_r(t) = \sigma T_r^4(t) = c t^\alpha S_w^\beta \quad \text{mit} \quad c = \sigma c'^4; \quad \alpha = 4\alpha'; \quad \beta = 4\beta' \quad (2.30)$$

Eingesetzt in die Energiebilanz aus Gleichung 2.25 ergibt das:

$$S_r(t) = c t^\alpha [S_s(\mathbf{r}, t) + S_i(\mathbf{r}, t) - S_r(\mathbf{r}, t)]^\beta \quad (2.31)$$

Hierbei sind die Größen S_s und S_i entsprechend den Gleichungen 2.26 und 2.27 aufzufassen.

Für einen sphärischen Hohlraum vereinfacht sich die Gleichung durch die Symmetrie des Viewfaktors, dieser ist für alle Wandelemente in einer Kugel konstant. Aus Gleichung 2.31 wird:

$$S_r = ct^\alpha (S_s - f S_r)^\beta \quad (2.32)$$

Die Gleichung beinhaltet explizit das Verhältnis von offener zu geschlossener Wand f . Ein vollständig geschlossener Hohlraum entspricht $f = 0$. Die Lösung der Gleichung liefert die reemittierte Strahlung nach der Zeit t für eine vorgegebene (thermische) Quelle S_s .

Weiterhin erlaubt das Modell die Abschätzung der Zeit, in der sich die Reemissionszone ausgebildet hat, also des Übergangs vom optischen dünnen hin zum optisch dichten Regime der Hohlraumwand. Diese sollte unterhalb der Laserpulsdauer im Experiment liegen, da sich andernfalls keine thermische Strahlung ausbilden kann.

$$t_{\text{trans}} \simeq c^{-1/\alpha} S_s^{(1-\beta)/\alpha} \quad (2.33)$$

Der *nhelix* Laser erreicht in diesem Experiment Intensitäten von rund 10^{13} W/cm². Angenommen 40 % davon stellen die thermische Röntgenstrahlung der Quelle, so ist die Reemissionszone nach etwa 0,25 ns ausgebildet, deutlich unterhalb der Laserpulsdauer.

Skalierungsgesetz

Aus der Theorie der Ablative Heat Wave lässt sich ein Skalierungsgesetz für die Temperatur der Hohlraumstrahlung ableiten [41, 42]. Aus der selbstähnlichen Lösung der hydrodynamischen Gleichungen folgt für die Strahlungsverluste in die aus Gold bestehende Hohlraumwand:

$$S_w = 1,3 \cdot 10^6 \cdot T_r^{13/4} t^{-1/2} \quad (2.34)$$

mit der Strahlungstemperatur T_r und der Laserpulsdauer t . Der Laser mit der Leistung P_L , die zum Bruchteil η in Röntgenlicht umgewandelt wird, dient der Heizung der Innenwand mit der Fläche A . Weiter sind α die Reflektivität der Wand für das Röntgenlicht, der Albedo, und f das Verhältnis der Öffnungen zur Gesamtfläche des Hohlraums.

$$\eta P_L = A \sigma T_r^4 [1 - \alpha(1 - f)] \quad (2.35)$$

Für reale Hohlräume gilt üblicherweise $f < 0,1$ (hier $f \approx 0,07$), der Faktor kann daher vernachlässigt werden. Aus der Definition des Albedo folgt der Verlust in die Wand:

$$S_w = (1 - \alpha) \sigma T_r^4 \quad (2.36)$$

Auflösen nach der gesuchten Strahlungstemperatur ergibt:

$$T_r = 65.2 \text{ eV} \cdot \left(\frac{\eta P_L [10^{12} \text{ W}]}{A [\text{cm}^2]} t [\text{ns}]^{1/2} \right)^{4/13} \quad (2.37)$$

Gemessen wird im Experiment nicht direkt die Strahlungstemperatur, sondern das von einem Teil der Wand abgestrahlte Licht. Beide sind über den Albedo miteinander verknüpft.

$$\sigma T_w^4 = \alpha \sigma T_r^4 \quad (2.38)$$

Letzlich erhält man:

$$T_w = 65.2 \text{ eV} \cdot \left(\alpha \frac{\eta P_L [10^{12} \text{ W}]}{A [\text{cm}^2]} t [\text{ns}]^{1/2} \right)^{4/13} \quad (2.39)$$

Diese Größe kann mit experimentell bestimmten Temperaturen verglichen werden.

2.2.4 Opazität

Als Opazität eines Materials wird der spektrale Absorptionskoeffizient κ_ν [$\text{cm}^2/\text{g}/\text{eV}$] bezeichnet. Die in der Regel komplizierte Struktur durch Absorptionskanten des jeweiligen Materials macht diese Größe unpraktisch zur Beurteilung der Qualität des Strahlungseinschlusses. Eine Gewichtung des Absorptionskoeffizienten mit der spektralen Verteilung eines Planckschen Strahlers $U_\nu(T)$ (mit z.B. der erwarteten Temperatur im Hohlraum) ergibt, je nach Art der Gewichtung, die Planck-Opazität:

$$\kappa_P = \frac{\int \kappa_\nu U_\nu(T) d\nu}{\int U_\nu(T) d\nu} \quad (2.40)$$

oder die Rosseland-Opazität [43]:

$$\frac{1}{\kappa_R} = \frac{\int \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{dU_\nu(T)}{dT} d\nu}{\int \frac{dU_\nu(T)}{dT} d\nu} \quad (2.41)$$

In der Berechnung der Rosseland-Opazität geht der inverse Absorptionskoeffizient ein, d.h. Absorptionsminima haben den stärksten Einfluss auf das Ergebnis, im Gegensatz zur Planck-Opazität. Das typische Anwendungsgebiet ist folglich optisch dünnes Plasma für die Gewichtung nach Gleichung 2.40 und optisch dichtes Plasma für die Gewichtung nach 2.41 [40].

2.2.5 Thermalisierungs- und Verschlusszeit

Das effektive Heizen des Hohlraums ist nur innerhalb kurzer Zeitschranken möglich. Grundsätzlich beschränkend wirken zum einen die Thermalisierungszeit, die die Elektronen in der Transportzone benötigen, um die Temperatur der Strahlung anzunehmen und zum anderen die sogenannte Verschlusszeit. Dies ist die Zeit, die das Goldplasma braucht, um das Innere des Hohlraums zu füllen. Erreicht das Plasma an der Lasereintrittsöffnung die kritische Dichte kann kein Laserlicht, und damit keine Energie, mehr in den Hohlraum eingekoppelt werden.

Die Verschlusszeit kann durch die Abströmgeschwindigkeit des Plasmas abgeschätzt werden. Aus der Elektronendichte und der Temperatur berechnet der FLYCHK Simulationscode [44] unter anderem den Ionisationsgrad. Abbildung 2.6 zeigt das Ergebnis einer solchen Simulation für ein Goldplasma mit der kritischen Dichte für Licht mit 532 nm Wellenlänge. Mit der Gleichung aus Abschnitt 2.1.2 ergeben sich Abströmgeschwindigkeiten im Bereich von 17 $\mu\text{m}/\text{ns}$ bis 50 $\mu\text{m}/\text{ns}$. Bei einer Pulsdauer von 6-7 ns des Heizlasers ist die kritische Oberfläche maximal um $v \cdot \tau_{\text{Laser}} = 350 \mu\text{m}$ expandiert, was dem Radius eines typischen Hohlraums entspricht. Die Pulsdauer des Lasers liegt damit an der Obergrenze des Zeitfensters, ein längerer Puls wird nur unwesentlich mehr Energie in den Hohlraum einbringen können.

Ebenfalls kritisch ist das von den Rändern des Eintrittslochs abströmende Plasma. Da der Laser hier eine vergleichsweise geringe Intensität im Vergleich zum eigentlichen Fokus aufweist, wird auch die Elektronentemperatur geringer ausfallen. Dennoch wird das Eintrittsloch nach einer vergleichbaren Zeit mit überkritischem Plasma gefüllt sein. Eine typische Öffnung mit 300 μm und einer angenommenen Expansionsgeschwindigkeit von 15 $\mu\text{m}/\text{ns}$ ergibt ein Zeitfenster von rund 10 ns.

Die Thermalisierungszeit der Reemissionszone kann durch die Elektron-Ion-Stoßfrequenz abgeschätzt werden. Die Laserenergie wird zunächst auf die Elektronen übertragen, die nach und nach Energie an die Ionen übertragen, bis ein thermisches Gleichgewicht entsteht. In der Reemissionszone der Hohlraumwand ist, unter Annahme von Boltzmannverteilten Teilchengeschwindigkeiten, die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen gegeben durch [45]:

$$\tau_{ei} = \frac{3}{4\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\sqrt{m_e}(k_B T_e)^{3/2}}{n_i Z_i^2 e^4 \ln \Lambda} \quad (2.42)$$

Berücksichtigt man den bei einem einzelnen Stoß geringen Energieübertrag aufgrund des hohen Massenunterschieds von Elektronen und Ionen ist eine Vielzahl von Stößen notwendig. Die Thermalisierungszeit ergibt sich damit zu:

$$\tau_{ei,th} = 0,99 \cdot 10^{-8} \text{s} \cdot \left(\frac{AT_e[\text{keV}]^{3/2}}{n_i[10^{21} \text{cm}^{-3}]Z_i^2 \ln \Lambda} \right) \quad (2.43)$$

mit der Kernladungszahl A , der Ionendichte n_i , dem Ionisationsgrad Z_i und dem Coulomblogarithmus $\ln \Lambda$. Ein Goldplasma mit der Dichte und dem Ionisationsgrad aus Bild 2.6 bei einer Elektronentemperatur von 100 eV sowie einem Coulomblogarithmus von 1,78 (vgl. [46]) thermalisiert nach rund 0,33 ns. Dies stimmt in etwa mit dem abgeschätzten Wert aus Abschnitt 2.2.3 überein.

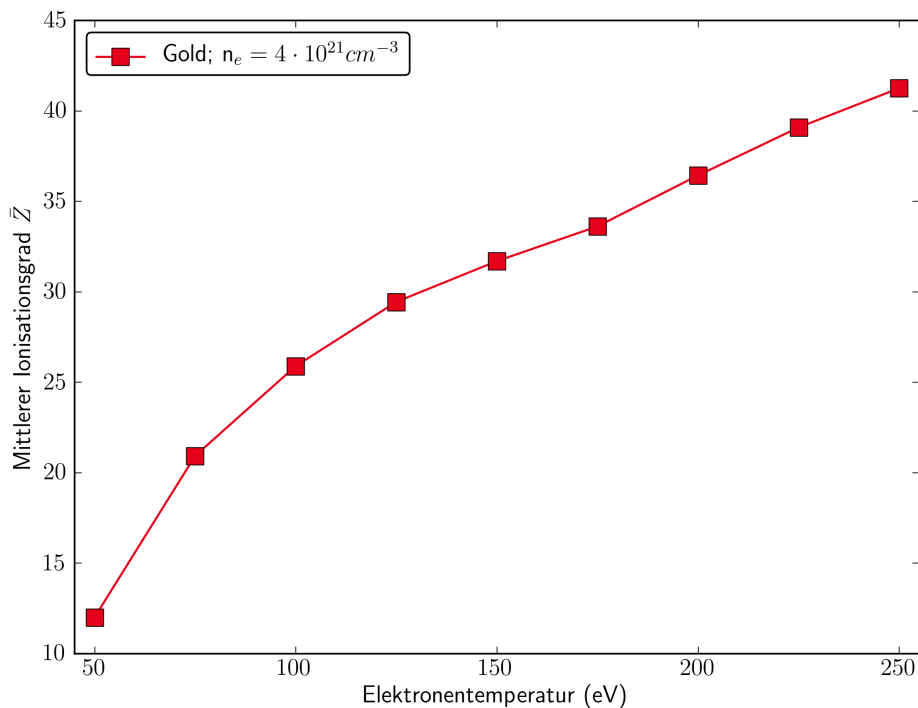


Abbildung 2.6: Verlauf des mittleren Ionisationsgrades eines Goldplasmas mit der kritischen Elektronendichte für 532 nm in Abhängigkeit der Elektronentemperatur. Berechnet mit FLYCHK.

2.3 Wechselwirkung von schnellen Ionen mit Materie

Die Wechselwirkung von Ionen mit Materie ist ein umfassendes und komplexes Forschungsgebiet. Projektilenergien bis in den TeV-Bereich und Kombinationsmöglichkeiten der Ionen- und Targetspezies über nahezu das gesamte Periodensystem erschweren die Beschreibung aller möglichen Wechselwirkungen mit einer einzigen Theorie. Je nach Geschwindigkeit bzw. Energie der Teilchen müssen verschiedene Effekte berücksichtigt werden. Einen Überblick findet man z.B. in [47–49].

Der folgende Umriss beschränkt sich auf die an der GSI durchgeführten Energieverlustexperimente, in denen die Wechselwirkung von Ionen wie Schwefel, Argon oder Kalzium bei Energien von einigen MeV/Nukleon mit Kohlenstoffplasmen untersucht wird.

2.3.1 Energieverlust in kalter Materie

Der Energieverlust der Projektilionen bei Durchgang durch einen Festkörper geschieht durch elastische oder inelastische Stöße mit entweder den Targetelektronen oder -nukleonen. Der Energieverlust durch Brems- oder Cherenkovstrahlung ist erst im ultrarelativistischen Regime relevant. Als inelastisch werden Stöße bezeichnet, bei denen einer der Wechselwirkungspartner in einen angeregten Zustand übergeht oder ionisiert wird. Die Wirkungsquerschnitte der Prozesse sind stark abhängig von der Projektilenergie, ein Stoß mit dem Targetkern kann bei Energien über 0,1 MeV/Nukleon vernachlässigt werden.

Der klassische Ansatz zur Beschreibung der Energie, die ein vollionisiertes Projektilion mit der Kernladungszahl Z_p und der Geschwindigkeit v_p auf die Elektronen eines Targets überträgt, ist die Streuung an deren Coulombpotential [50]. Abhängig vom Bahnparameter b , dem geringsten Abstand der Projektilbahn zum Streupartner, erfolgt ein Energieübertrag ΔE auf das Elektron. Integriert über den Stoßparameter folgt daraus der differentielle Energieverlust (*Stopping Power*):

$$-\frac{dE}{dx} \equiv S = \frac{Z_p^2 e^4 n_e}{4\pi \epsilon_0^2 m_e v_p^2} \cdot \mathcal{L} \quad (2.44)$$

mit dem Coulomblogarithmus \mathcal{L} :

$$\mathcal{L} = \ln \left(\frac{b_{max}}{b_{min}} \right) \quad (2.45)$$

Es muss ein minimaler und maximaler Bahnradius eingeführt werden, weil das Integral an beiden Grenzen divergiert.

Nach ersten Versuchen Quanteneffekte in das von Bohr aufgestellte Konzept einzuarbeiten [51, 52] führte Bethe 1930 eine vollständig quantenmechanische Behandlung des Streuproblems durch [53]. Ein paar Jahre später verallgemeinerten Bethe und Møller die Rechnung für relativistische Projektilenergien [54, 55] und kamen zu dem Coulomblogarithmus \mathcal{L}_{Bethe} :

$$\mathcal{L}_{Bethe} = \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \quad (2.46)$$

Hier ist I das effektive Ionisationspotential des Targetmaterials (z.B. bei Kohlenstoff: $I_0 = (79 \pm 1)$ eV). Für die Gültigkeit des Stoppinglogarithmus und eventueller Korrekturterme ist der Sommerfeldparameter η [56] eine entscheidende Größe, die mit dem auch verwendeten Bohrparameter κ gleichbedeutend ist.

$$\eta = \frac{Z_p v_0}{v} \equiv \frac{1}{2} \kappa \quad (2.47)$$

Es sind v die Projektilgeschwindigkeit und v_0 die Bohrsche Geschwindigkeit, die als $v_0 = \alpha c$, mit der Feinstrukturkonstanten α und der Lichtgeschwindigkeit c , definiert ist. Im Grenzfall $\eta \ll 1$ besitzt die quantenmechanische Störungsrechnung nach Bethe Gültigkeit, für $\eta \gg 1$ kann klassisch und damit nach Bohr gerechnet werden. Der Unterschied zwischen diesen Bereichen veranlasste Bloch die Gültigkeit der ersten Born Approximation, die Bethe benutzt hatte, zu überprüfen [57] und zeigte, dass diese nicht für nahe Kollisionen gilt. Blochs Arbeit liefert einen Korrekturterm für den Übergangsbereich zwischen den klassischen und quantenmechanischen Resultaten, in dem auch die Energieverlustexperimente an der GSI anzusiedeln sind:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{Bethe} + \Delta\mathcal{L}_{Bloch} \quad (2.48)$$

$$\Delta\mathcal{L}_{Bloch} = \psi(1) - \Re [\psi(1 + i\eta)] \quad \text{mit} \quad \psi = \frac{d}{dx} \ln \Gamma \quad (2.49)$$

Die Größe ψ wird häufig als Digammafunktion bezeichnet und ist die logarithmische Ableitung der bekannten Gammafunktion Γ . Es existiert eine Vielzahl weiterer Korrekturterme (z.B.: Mott, Lindhard-Sørensen, Barkas-Andersen), auf die hier nicht näher eingegangen werden soll. Eine Übersicht ist in [58] zu finden.

Projektilumladung

Der Ladungszustand der Projektilionen hat großen Einfluss auf den Energieverlust. Bei Stößen mit Targetatomen oder freien Elektronen kann das Projektilion ionisiert werden. Durch Rekombinationsprozesse, von denen im Folgenden ein paar exemplarisch aufgeführt sind, können Elektronen eingefangen werden.

- Ladungsaustausch
Ein gebundenes Elektron des Targets wird auf das Projektil übertragen, das Targetatom übernimmt den Energie- und Impulsüberschuss.
- Strahlungseinfang
Fehlt ein weiteres Atom zur Erfüllung der Energie- und Impulserhaltung kann ein Elektron unter Aussendung eines Photons eingefangen werden.
- Dielektronische Rekombination
Nach dem Einfang eines freien Elektrons überträgt dieses die Energiedifferenz auf ein tiefer liegendes Elektron, welches im Anschluss ein Photon emittiert.
- Drei Körper Rekombination
Dieser Prozess ist ähnlich dem Strahlungseinfang, jedoch werden Energie und Impuls auf ein zweites, freies Elektron statt eines Photons übertragen.

Für kalte Materie sind der Ladungsaustausch und Ionisation durch Stöße mit Targetatomen die vorherrschenden Prozesse. Es stellt sich bereits nach kurzer Zeit ein Gleichgewichtsladungszustand ein.

Bei einem nicht vollständig ionisierten Projektil wird dessen Kernpotential durch die gebundenen Elektronen teilweise geschirmt. Die Betrachtung des Energieverlusts nach Bethe, die eine Punktladung voraussetzt, verliert ihre Gültigkeit, da sie die resultierende stärkere Abhängigkeit des Energieverlusts vom Stoßparameter nicht berücksichtigt. Häufig wird ein effektiver Ladungszustand eingeführt, der sich jedoch physikalisch nicht auf den realen zurückführen lässt und damit letztlich nur einen Fitparameter darstellt. Entscheidend ist die Berücksichtigung der Evolution des Ladungszustandes im Targetmaterial, die bei Kenntnis der Wirkungsquerschnitte für die existierenden Umladungsprozesse durch Ratengleichungen beschrieben und simuliert werden kann, beispielsweise mit dem von Rozet et al. entwickelten Computercode ETACHA [59].

Der für verschiedene Ladungszustände berechnete Energieverlust einiger numerischer Codes für Argonionen in Kohlenstoff sowie experimentelle Messungen sind in Abbildung 2.7 gezeigt [60].

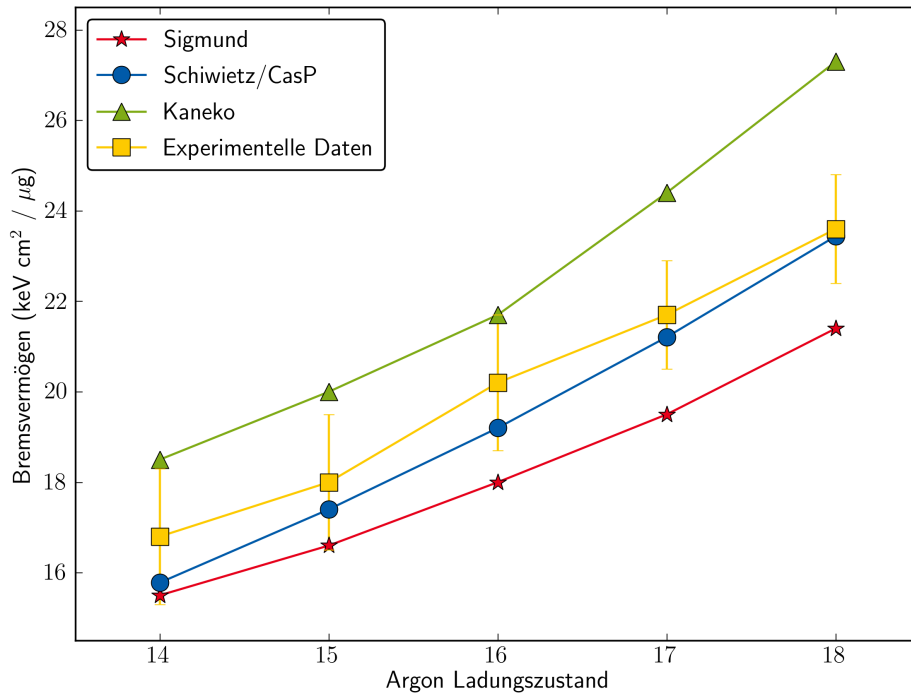


Abbildung 2.7: Vergleich verschiedener Energieverlustsimulationscodes von ^{40}Ar mit 4 MeV pro Nukleon in Kohlenstoff mit experimentellen Daten.

2.3.2 Energieverlust in Plasmen

Ein Plasma unterscheidet sich von kalter Materie unter anderem im Vorhandensein von freien Ladungsträgern. Die freien Elektronen und teil- oder vollständig ionisierten Targetatome beeinflussen den Energieverlust auf vielfältige Weise, wovon einiges direkt aus der Bethe-Gleichung abzulesen ist. Das mittlere Ionisationspotential der Targetatome ist für die verschiedenen Ladungszustände der Plasmaionen verschieden und muss getrennt betrachtet werden. Neben diesen kann ein Projektilion Energie auf die freien Elektronen übertragen. Der mittlere Energieübertrag ist durch die Plasmonenenergie bestimmt, die für typische Laserplasmen mit einigen wenigen Elektronenvolt deutlich geringer ist als das mittlere Ionisationspotential [11, 13].

$$\mathcal{L}_{e^-} \propto \ln \left(\frac{2m_e v_p^2}{\hbar\omega_p} \right) \quad (2.50)$$

Zusätzlich ändern sich die Wirkungsquerschnitte für die Ionisations- und Rekombinationsprozesse. Sind die Targetatome vollständig ionisiert kann kein Ladungsaustausch vom Target- auf das Projektilion mehr stattfinden. Durch den Wegfall des dominantesten Rekombinationsprozesses steigt der Ladungszustand der Projektilionen und folglich der Energieverlust. Des Weiteren ist in weniger dichten und heißen Bereichen des Plasmas aufgrund der geringen Plasmonenenergie, die von der freien Elektronendichte abhängt, ein effektiverer Energieübertrag auf die Elektronen möglich.

Ein Vergleich von theoretischen Rechnungen mit Experimenten wird durch die Inhomogenität der Plasmaparameter erschwert. Wird eine Folie zu einem bestimmten Zeitpunkt von einem Laser direkt geheizt und in ein Plasma verwandelt, mit dem der Ionenstrahl wechselwirkt, treten durch die hydrodynamische Expansion und die Einwirkung des Lasers starke räumliche und zeitliche Gradienten der Dichte, der

Temperatur und des Ladungszustandes des Targets auf. Ohne genaue Kenntnis der einzelnen Parameter zu jeder Zeit ist ein Vergleich nicht möglich.

In der Plasmaphysikgruppe der GSI werden verschiedene numerische Methoden zur Berechnung des Energieverlusts verwendet. Die Evolution des Projektilladungszustands im Plasma wird mit einer Monte-Carlo Simulation und den Wirkungsquerschnitten für Ladungsaustausch aus einem modifizierten ETACHA-Code berechnet. Die Plasmaparameter sind aus Rechnungen des MIMOZA-2D Codes [61] extrahiert, der mit experimentellen Messungen abgeglichen wird. Die Saha-Gleichung liefert die Ladungsverteilung der Plasmaionen. Ein modifizierter CasP-Code [62] berechnet schließlich den Energieverlust, der mit gemessenen Werten verglichen wird.



3 Experimenteller Aufbau

Alle hier dargestellten Experimente wurden am Messplatz Z6 an der GSI in Darmstadt durchgeführt. Das folgende Kapitel enthält einen generellen Überblick des verwendeten *nhelix* Lasers (nanosecond high-energy laser for ion experiments) und der Messanordnung im Targetbereich.

3.1 Der *nhelix* Laser

Der *nhelix* Laser ist ein Hochenergie Nd:YAG / Nd:Glas Lasersystem in einer MOPA-Konfiguration (Master Oscillator Power Amplifier). Ein Oszillator erzeugt Laserpulse niedriger Energie, die in nachgeschalteten Verstärkern sukzessive erhöht wird. Eine schematische Übersicht ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Er besteht aus zwei Oszillatoren verschiedener Pulslänge, die, nachdem sie einen Teil des Strahlengangs gemeinsam durchlaufen haben, getrennt werden und über zwei Strahlengänge zum Targetbereich befördert werden.

Der Strahl des ersten Oszillators (*Powerlite*) wird auf Energien bis zu 100 J verstärkt und kann in der Pulslänge zwischen 6 ns und 15 ns Halbwertsbreite variiert werden. Er dient zur Erzeugung des Plasmas für verschiedene Experimente.

Der zweite Strahl (*Geola*) hat eine feste Pulslänge von 0,5 ns und wird auf bis zu 10 J verstärkt. Nach Frequenzverdopplung auf 532 nm in einem KDP-Kristall, vor der Einkopplung in die Targetkammer, wird dieser hauptsächlich für Thomsonstreuexperimente verwendet. Des Weiteren koppelt ein Strahlteiler einen geringen Teil des noch unverstärkten infraroten Lichts aus und führt diesen über einen dritten Strahlengang separat in den Targetbereich. Nach einer Frequenzverdreifachung auf 355 nm und einer Aufspaltung in bis zu sieben zeitlich getrennte Pulse stehen diese für eine Multiframe-Interferometrie¹ zur Verfügung.

3.1.1 Frequenzverdopplung des Heizlasers

Speziell für die Hohlraumexperimente wird das Lasersystem umgebaut und der höher energetische Strahl des Powerlite, nach Durchlauf des letzten Verstärkers, in den Strahlengang des Geola Strahls eingekoppelt, der für die Hohlraumexperimente nicht benötigt wird. Dadurch kann der KDP-Kristall zur Frequenzverdopplung genutzt werden. Die Konversionseffizienz des Kristalls liegt bei ca. 55%, wie die durchgeführte gleichzeitige Messung der Laserenergie bei beiden Wellenlängen gezeigt hat (Tabelle 3.1). Die Messung der Restenergie im Infraroten hinter einem Trennspiegel wird bei jedem Schuss durchgeführt. Damit ist die Energie des grünen Lichts, das das Target erreicht, genau bekannt.

Messung	E_{Rot} (J)	$E_{\text{Grün}}$ (J)
1	17,1	22,9
2	19,9	24,3
3	19,1	24,2

Tabelle 3.1: Konversionseffizienzmessung am KDP Kristall.

¹ Die zeitlich getrennten Pulse ermöglichen die Messung der Elektronendichte eines Plasmas zu diskreten Zeitpunkten.

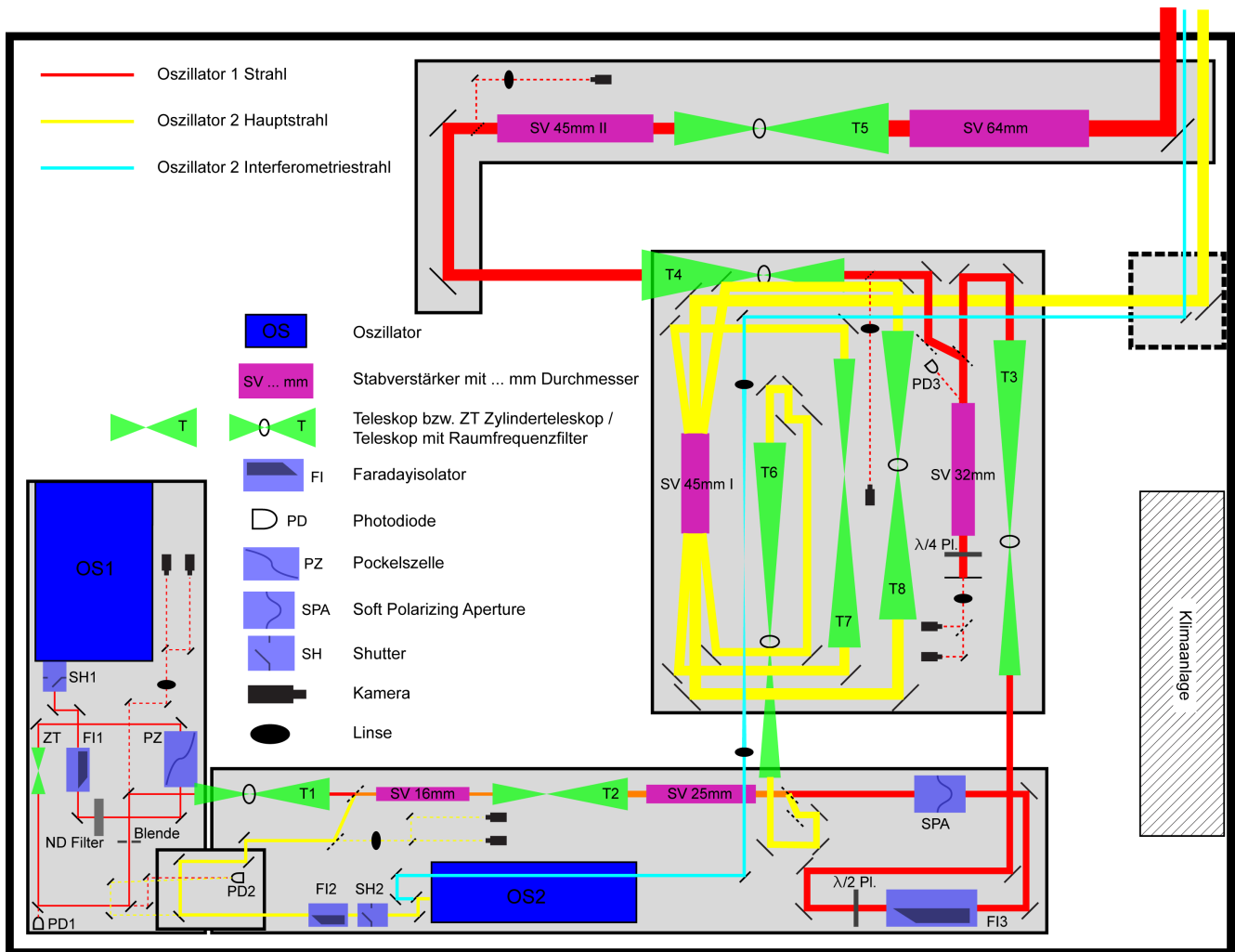


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau des *nhelix*-Lasers. Quelle: D. Schumacher.

Obwohl auf die Hälfte der Laserenergie verzichtet wird, ist die Frequenzverdopplung ein entscheidender Schritt: Bei der Interaktion des Lasers mit dem Plasma kommt es zu parametrischen Instabilitäten, unter anderem der Stimulierten Brillouin Streuung (vgl. Abschnitt 2.1.3). Aus den Erhaltungssätzen folgt, dass die an der ionenakustischen Welle gestreuten Photonen nahezu die gleiche Energie bzw. Wellenlänge wie die einfallenden Photonen haben, sich aber in entgegengesetzter Richtung ausbreiten. Es propagiert Licht entgegen der vorgesehenen Strahlrichtung in das Lasersystem zurück². Da im Anschluss an den letzten Verstärker kein Faradayisolator vorhanden ist, der dieses Licht blockiert, passiert das rückgestreute Licht einige Verstärker und wird verstärkt. Je nach Ausmaß der SBS können Schäden im System auftreten.

Ein weiterer Vorteil der Frequenzverdopplung liegt in der höheren kritischen Elektronendichte, der Laser dringt tiefer in das Plasma ein und deponiert seine Energie näher am noch kalten Festkörper. Besonders bei einem Hohlraumtarget, das rasch vom Plasma ausgefüllt ist, wird so das Laserlicht nahe der Wand in Röntgenlicht konvertiert, während mit infrarotem Licht ein signifikanter Teil der Röntgenstrahlung im Volumen des Hohlraums entsteht [36, 64]. Die absolute Konversionseffizienz von Laser- zu Röntgenenergie steigt zudem mit abnehmender Wellenlänge deutlich an [65].

3.2 Targetbereich

In der Mitte der Targetkammer befindet sich das Target, entweder eine Folie oder ein Hohlraum. Abbildung 3.2 zeigt in einer schematischen Draufsicht wie die verschiedenen Diagnostiken relativ zum Target angeordnet sind. In grün ist der Laser zu sehen, der im Bild exemplarisch in einen Hohlraum fokussiert wird.

Unten im Bild, in direkter Blickrichtung auf das Diagnostikloch des Hohlraums, befinden sich drei verschiedene Diagnostiken. Dabei können das Spektrometer und das Diodenspektrometer nicht gleichzeitig eingesetzt werden. Die Lochkamera #1 ist unter einem Winkel von ca. 20° gegen die Horizontale nach unten geneigt und kann parallel zu den anderen beiden Apparaturen betrieben werden.

Die Schmierbildkamera kann durch einen oberhalb des Hohlraums angebrachten Silberspiegel ebenfalls auf das Diagnostikloch schauen. Die Kamera arbeitet als einzige Diagnostik im sichtbaren Wellenlängenbereich.

Die verwendeten Hohlraumtargets haben einen typischen Durchmesser von 750 μm und eine Wandstärke von 10 μm . Für die Herstellung der Targets ist in den letzten Jahren am Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt ein Targetlabor aufgebaut worden, in dem diese und andere Targets gefertigt werden. Ein Foto eines Hohlraums ist in Abbildung 3.3 gezeigt.

Im Folgenden werden die einzelnen Diagnostiken im Detail näher beschrieben.

² Je nach Plasmaparameter kann der Anteil des rückreflektierten Lichts bis zu 30 % betragen [63].

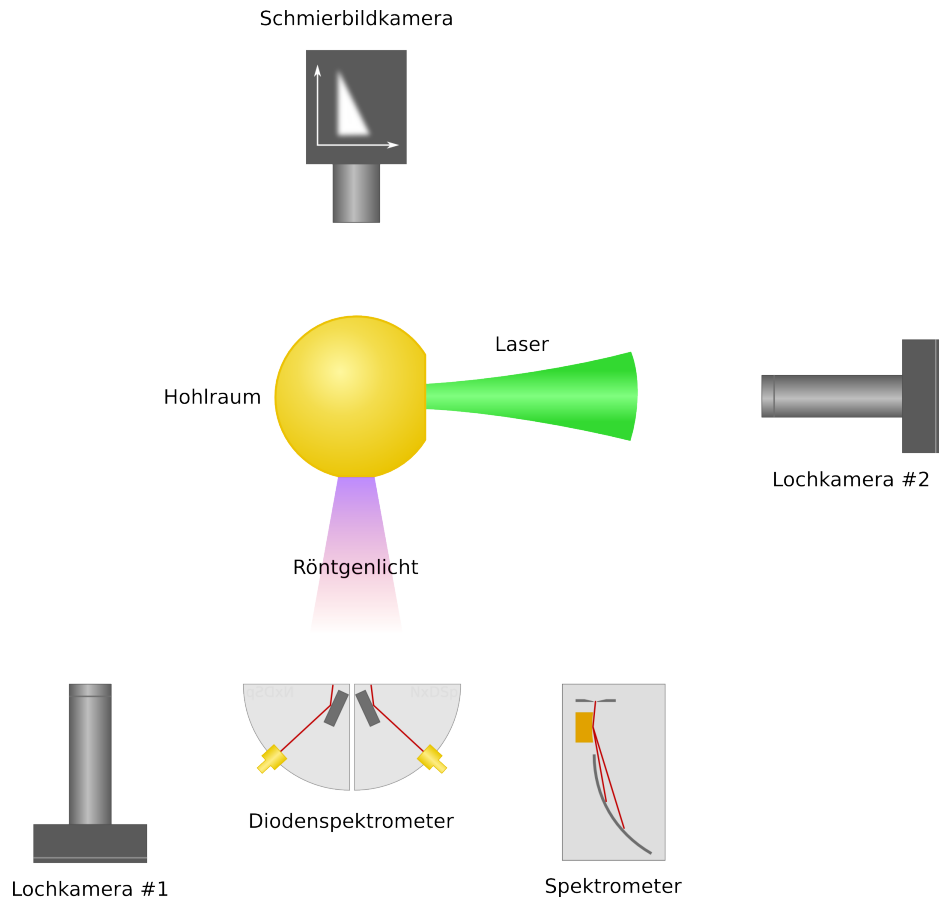


Abbildung 3.2: Anordnung der eingesetzten Diagnostiken relativ zum Target.



Abbildung 3.3: Ein „Standardhohlraum“ mit 750 μm Durchmesser, der in den Experimenten eingesetzt wurde. Das Diagnostikloch ist durch das Lasereintrittsloch hindurch zu sehen. Fotografiert von A. Zschau.

3.3 Diodenspektrometer

Zur Temperaturbestimmung der Hohlraumstrahlung stehen zwei verschiedene Diagnostiken zur Verfügung: das hier beschriebene Diodenspektrometer und das im nächsten Abschnitt diskutierte zeitintegrierende Spektrometer.

Das Diodenspektrometer ist eine zeitauflösende Diagnostik, die die Temperaturevolution während eines Schusses aufzunehmen vermag. Es misst die Intensität der Strahlung in mehreren Wellenlängenbereichen absolut. Durch Vergleich mit den Vorhersagen eines Planckschen Strahlers kann eine Temperatur abgeleitet werden. Das Prinzip ähnelt dem des „Dante soft x-ray“ Spektrometers [66], das an der National Ignition Facility [67] eingesetzt wird.

3.3.1 Spektrale Selektion der Strahlung

Insgesamt vier Kanäle messen einen schmalen Energiebereich von einigen Elektronenvolt. Die auf die Dioden treffende Strahlung wird durch Röntgenspiegel und Filter spektral selektiert. Dies ist notwendig, da alle Kanäle dieselben Dioden (Typ: AXUV von IRD Inc. [68–70]) verwenden, welche Strahlung vom Sichtbaren bis zu harter Röntgenstrahlung detektieren können. Zu beiden Komponenten liegen Herstellerangaben zur absoluten Reflektivität bzw. Quanteneffizienz vor. Die Filter sind vom Targetlabor der GSI hergestellt und in der Dicke vermessen worden.

Der Aufbau eines einzelnen Kanals ist schematisch in Abbildung 3.4 zu sehen. Die Strahlung trifft den Röntgenspiegel in einem bestimmten Winkel und wird auf den Filter (eine Metall- oder Kohlenstoffolie) reflektiert, hinter dem sich die Diode befindet.

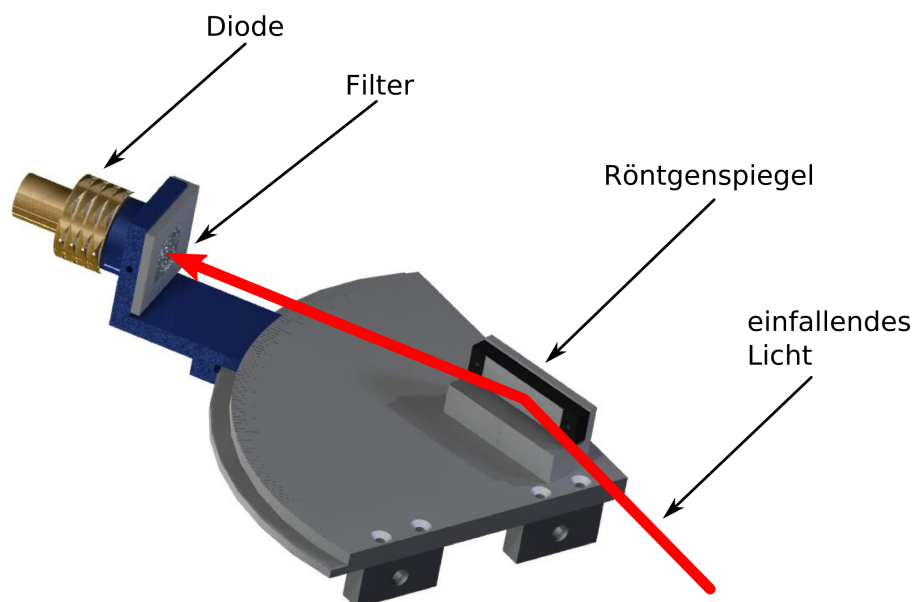


Abbildung 3.4: Aufbau eines einzelnen Kanals des Diodenspektrometers.

Mehrschichtige Röntgenspiegel

Im Wellenlängenbereich von VUV oder weicher Röntgenstrahlung sind nahezu alle Materialien stark absorbierend und weisen nur sehr geringe Reflektivitäten auf. Die Reflektivität kann durch Übergang zu sehr großen Einfallswinkeln gesteigert werden (streifender Einfall), dies kompliziert jedoch die Geometrie von Apparaturen. Eine hohe Reflektivität bei normalem Einfall ist wünschenswert.

Mehrschichtige Röntgenspiegel vermögen das zu leisten. Sie bestehen aus bis zu über hundert abwechselnder Schichten zweier Materialien. Durch den sich ändernden Brechungsindex an den Grenzschichten wird je ein Teil der einfallenden Strahlung reflektiert. Die richtige Wahl der Schichtdicken führt zu einer konstruktiven Interferenz des reflektierten Lichts und damit einer hohen Gesamtreflektivität [71–74].

Nahezu alle Materialien haben im Röntgenbereich einen komplexen Brechungsindex (d.h. auf sie fallende Strahlung wird teilweise absorbiert), dessen Realteil nahezu 1 beträgt. Damit dennoch ein möglichst großer Teil der Strahlung an den Grenzflächen reflektiert wird, werden Materialien mit möglichst unterschiedlichem Imaginärteil im Brechungsindex gewählt. Die starke Absorption bedingt gleichzeitig eine geringe Einzelschichtdicke im Nanometerbereich sowie eine geringe Gesamtdicke des Spiegels.

Die Funktion eines Röntgenspiegels beruht auf der Vielstrahleninterferenz. Dadurch werden prinzipiell alle Wellenlängen reflektiert, die die Braggbedingung erfüllen, deren Gangunterschied also ein ganzzahliges Vielfaches der Wellenlänge beträgt. Aufgrund der starken Dispersion der Materialien werden die höheren Ordnungen jedoch nicht bei ganzzahligen Bruchteilen der Grundwellenlänge liegen, sondern verschoben sein. Die Intensitäten können dabei die gleiche Größe wie die der 0. Ordnung erreichen [71]. Dies bedingt den Einsatz eines weiteren Filters zur Unterdrückung der höheren Beugungsordnungen.

Eine Übersicht der im Diodenspektrometer verwendeten Spiegel ist in Tabelle 3.2 dargestellt. Aus der Absolutkalibration des Herstellers sind die angegebenen Reflektivitäten und Winkel für die jeweilige Photonenenergie entnommen.

Materialien	Photonenenergie (eV)	Winkel (°)	Energiebreite (eV)	Reflektivität (%)
Mo/B ₄ C	180	20,1	16,4	26,2
Cr/C	280	18,3	14,1	39,3
Cr/Sc	450	16,5	19,9	5,7
W/Si	650	26,8	8,4	4,9

Tabelle 3.2: Eigenschaften der im Diodenspektrometer verwendeten Röntgenspiegel.

Ordnungsfilter

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben reflektieren die Röntgenspiegel nicht nur die gewünschte Wellenlänge, sondern ebenfalls die kleineren Wellenlängen der höheren Beugungsordnungen. Diese würden die Messung verfälschen und müssen unterdrückt werden.

Die Ordnungsfilter sind durch Transmissionsfilter realisiert, die je nach gewähltem Material kurz unterhalb (zu kleineren Wellenlängen) der Grundwellenlänge des Spiegels eine Absorptionskante aufweisen, an der die Transmission um mehrere Größenordnungen sinkt. Dadurch können höhere Ordnungen effektiv unterdrückt werden. Die Transmission der Filter steigt erst bei mehr als der doppelten Photonenenergie wieder auf ihren ursprünglichen Wert an.

Die Wahl der in jedem Kanal des Diodenspektrometers gemessenen Wellenlänge wurde der Verfügbarkeit der Filter angepasst. Die Spiegel sind je nach Einfallswinkel über einen größeren Wellenlängenbereich einsetzbar, die Absorptionskanten sind charakteristisch für das jeweilige Element und damit vorgegeben.

Die im Spektrometer eingesetzten Filter sind mit den dazugehörigen Spiegeln in Tabelle 3.3 zusammengefasst.

Filtermaterial	Dicke (μm)	Spiegel
Zirkonium	1,9	Mo/B ₄ C
Kohlenstoff	20	Cr/C
Titan	3,6	Cr/Sc
Eisen	2,9	Wi/Si

Tabelle 3.3: Ordnungsfiler zu den angegebenen Röntgenspiegeln.

AXUV Dioden

Als Detektor sind alle Kanäle mit AXUV Dioden der Firma IRD Inc. ausgestattet. Eine große aktive Fläche, mit 6 mm im Durchmesser, garantiert eine hohe Empfindlichkeit. Bei Verwendung einer Vorspannung liegt die Zeitaufösung der Dioden unterhalb einer Nanosekunde und ist ausreichend zur Messung der Temperaturevolution.

Die Quanteneffizienz ist in Abbildung 3.5 dargestellt, zusammen mit den Messpunkten der vier Kanäle des Diodenspektrometers. Diese Herstellerangaben können bei kleinen Photonenenergien durchaus stärkere Abweichungen von der Kurve aufweisen, bei den hier zu messenden Photonenenergien sind die Angaben jedoch eine gute Näherung [70].

Der lineare Arbeitsbereich, in dem der generierte Fotostrom linear zu der Anzahl der auf die Diode treffenden Photonen ist, erstreckt sich bis etwa zehn Milliampere. Bei der Konstruktion des Geräts und der Wahl der Filter wurde darauf geachtet, dass bei den zu erwartenden Temperaturen der Fotostrom unter diesem Wert bleibt.

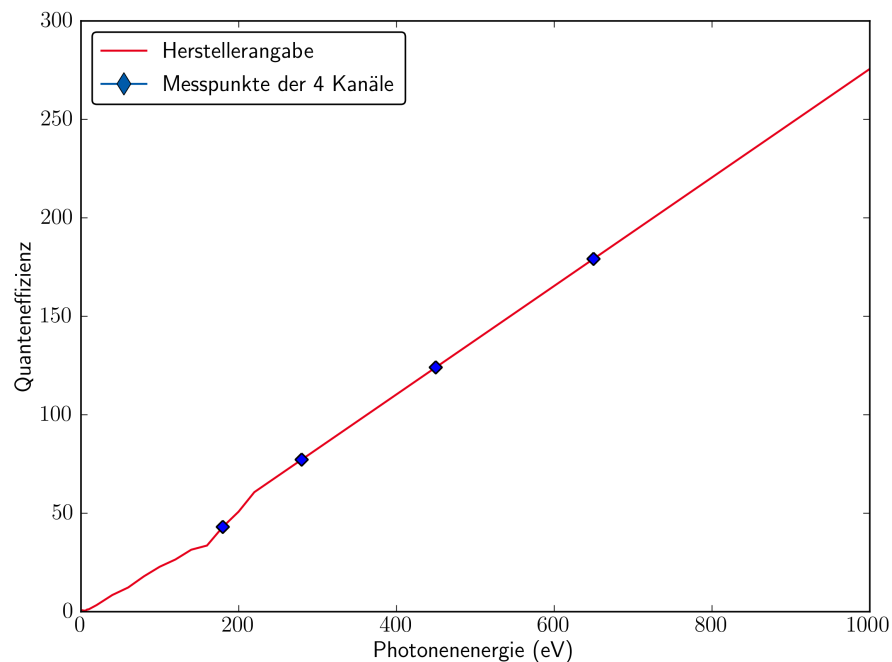


Abbildung 3.5: Quanteneffizienz der AXUV Dioden und Messpunkte des Diodenspektrometers.

3.4 Zeitintegrierendes Spektrometer

Diodenspektrometer mit diskreten Kanälen, die je einen Wellenlängenbereich messen, sagen nur bedingt etwas über die globale Form der spektralen Verteilung aus. Die errechnete Temperatur basiert letztlich auf der Annahme einer Schwarzkörperstrahlung. Zur Überprüfung dieser Annahme diente ein reguläres Spektrometer, das zeitintegriert einen großen Wellenlängenbereich misst. Das gewonnene Übersichtsspektrum kann mit einer Planckschen Strahlungskurve verglichen und über das Wiensche Verschiebungsgesetz ebenfalls eine Temperatur bestimmt werden.

Das verwendete Spektrometer ist ein Grazing-Incidence Spektrometer von der Firma Rank Precision Industries Ltd. in einer Rowland-Kreis Geometrie [75]. Der Eintrittsspalt, das Beugungsgitter sowie der Detektor befinden sich auf einem gedachten Kreis, dessen Durchmesser dem Krümmungsradius des konkaven Gitters entspricht. Durch die Krümmung wird der Eintrittsspalt auf den Detektor abgebildet. Der Einfallswinkel der Strahlung auf das Gitter beträgt 88° . Das Gitter, ein mit Gold bedampftes Glassubstrat, hat 576 Linien pro Millimeter und besitzt einen Blazewinkel³ von $1,6^\circ$. Als Detektor wird eine Image Plate (IP) von Afga, Typ MD4.0, verwendet.

Eine schematische Darstellung des Spektrometers ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

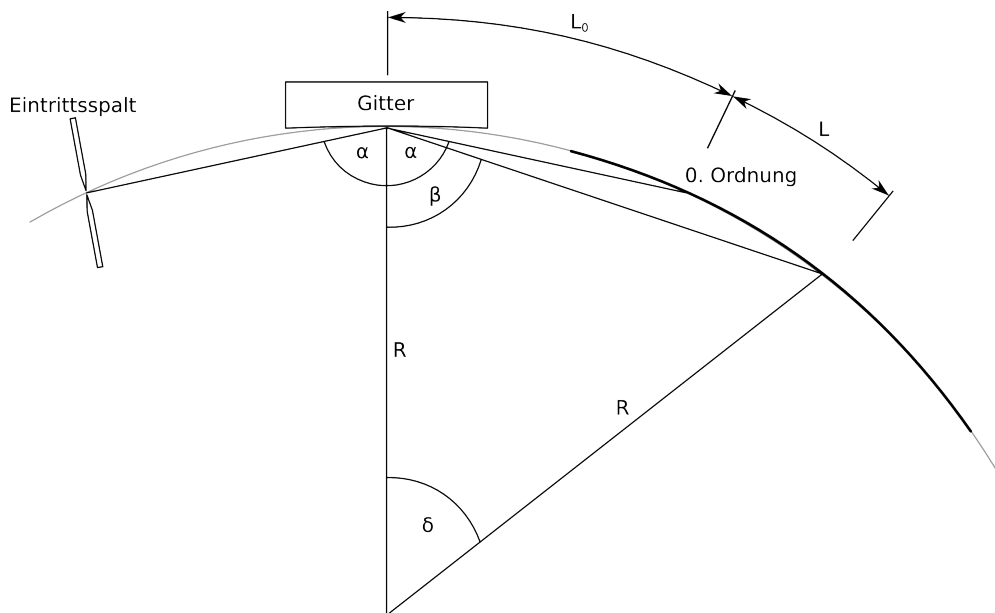


Abbildung 3.6: Schematische Darstellung eines Spektrometers in Rowland-Kreis Geometrie.

Die Reflektion von zwei benachbarten Stufen des Gitters, auf die Strahlung unter dem Winkel α zur Gitternormalen trifft und das diese mit dem Winkel β verlässt, führt zu konstruktiver Interferenz, wenn der Gangunterschied einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht.

$$m \cdot \lambda = d \cdot (\sin(\alpha) - \sin(\beta)) \quad (3.1)$$

Hierbei ist d die Breite einer Stufe.

Nach dem Scannen der Image Plates ist der Winkel nicht direkt zugänglich, sondern nur der Abstand auf der Image Plate. Dieser ist in Abbildung 3.6 mit L_0 und L gekennzeichnet. Da der absolute Abstand

³ Bei Beugungsgittern mit trapezförmigen Stufen wird der Winkel dieser Stufen zum Glassubstrat als Blazewinkel bezeichnet. Die Beugungseffizienz des Gitters ist in Richtung der spiegelnden Reflektion einer Stufe maximal. Die zugehörige Wellenlänge, die Blazewellenlänge, ergibt sich aus Einfallswinkel und Dispersionsrelation.

des Beugungsbildes zur Gittermitte durch das Einlegen der IPs um einige Millimeter variieren kann, wird stattdessen der Abstand zur 0. Ordnung verwendet: Dieser ist konstant.

$$\begin{aligned}
 L_t &= L + L_0 \\
 L_t &= R \cdot \delta = R \cdot (\pi - 2\beta) \\
 L &= L_t - L_0 = 2R \cdot (\alpha - \beta) = 2R \cdot \left(\alpha - \arcsin \left(\sin(\alpha) - \frac{m\lambda}{d} \right) \right)
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

In der letzten Gleichung ist β anhand der Gittergleichung 3.1 substituiert. Diese Dispersionsrelation liefert die Umrechnung des gemessenen Abstandes in Wellenlängen:

$$m\lambda = d \cdot \left(\sin(\alpha) - \sin \left(R\alpha - \frac{1}{2}L \right) \right) \tag{3.3}$$

3.4.1 Image Plates

Die als Detektor eingesetzten Image Plates sind wiederverwendbare Filme zur Messung ionisierender Strahlung. Sie bestehen aus in einer Plastikschiicht eingebetteten Farbzentren aus BaFBr:Eu²⁺, die durch einfallende Strahlung in einen metastabilen Zustand angeregt werden [76]. Die Abklingzeit der Farbzentren liegt typischerweise bei etwa 30 bis 100 Minuten [77]. Der spezielle, in diesen Experimenten verwendete, Typ Image Plate MD4.0 von Agfa hat eine abweichende Zusammensetzung (BaSrFBrI:Eu), die ihn besonders empfindlich macht [78]. Außerdem fehlt die obere Schutzschicht, so dass die Strahlung direkt auf das sensitive Material fällt. Image Plates zeichnen sich durch ihre einfache Handhabung und einen großen Dynamikumfang von mehr als fünf Größenordnungen aus.

Beim Auslesen der Image Plates in einem Scanner regt ein roter Laser die Farbzentren zur stimulierten Emission eines blauen Photons mit ca. 400 nm Wellenlänge an, das ein Fotovervielfacher registriert. Die gesamte Image Plate wird zeilenweise abgetastet, die Größe des Laserfokus bestimmt die Ortsauflösung des Scanners. Der hier verwendete Scanner Fuji FL-7000 erreicht minimal 25 μm .

Der Zusammenhang zwischen der Intensität des aufgenommenen Bildes und der deponierten Röntgendosis ist logarithmisch, da der Scanner zu Filterungszwecken eine Logarithmierung der Rohdaten vornimmt [79]. Da für den hier betrachteten Wellenlängenbereich keine Absolutkalibrierung vorliegt⁴, soll auf den genauen Zusammenhang zwischen der photostimulierten Lumineszenz und der Röntgendosis nicht weiter eingegangen werden.

Bei gescannten Spektren wird, wie zuvor beschrieben, durch die Dispersionsrelation der Abstand auf der IP in Wellenlängen überführt. Da dieser Zusammenhang nichtlinear ist, muss der Grauwert der gescannten Pixel ebenfalls entsprechend der Dispersionsrelation skaliert werden, damit dieser proportional zur deponierten Röntgendosis bleibt.

$$G(L) \rightarrow G(m\lambda) \tag{3.4}$$

$$G(m\lambda) = \frac{2}{d \cdot \cos \left(R\alpha - \frac{1}{2}L \right)} \cdot G(L) \tag{3.5}$$

⁴ Die Theorie sagt eine konstante Empfindlichkeit voraus, Messungen an einem BaFBr:Eu Einkristall bestätigen dies jedoch nicht. [80]

3.5 Lochkamas

Die Temperaturmessung mit dem zuvor beschriebenen Diodenspektrometer erfordert eine genaue Kenntnis der strahlenden Fläche, die bei einem Hohlraum durch das Diagnostikloch definiert ist. Es ist sicher zu stellen, dass neben dieser keine anderen Strahlungsquellen in dem beobachteten Wellenlängenbereich vorhanden sind. Eine Lochkamera ist eine einfache, aber dennoch effektive, Methode dies zu überprüfen. Die in Abbildung 3.2 als Lochkamera #1 bezeichnete Kamera schaut direkt auf das Diagnostikloch und hat einen genügend großen Blickbereich, um das gesamte Target zu sehen. Der vor der Kamera angebrachte Röntgenfilter ($1\ \mu\text{m}$ Polypropylen + $0,2\ \mu\text{m}$ Aluminium) blockiert sichtbares Licht und lässt erst Photonen ab einer Energie von etwa 10 eV durch. Als Detektor wird eine Image Plate verwendet, somit lassen sich vom VUV bis in den Röntgenbereich alle Wellenlängen beobachten. Falls im Experiment Röntgenstrahlung von einem anderen Ort, z.B. dem Lasereintrittsloch, auf das Diodenspektrometer gelangt, wird dies auf der Lochkameraaufnahme sichtbar sein.

Die als Lochkamera #2 bezeichnete Kamera ist in einem Winkel von 45° gegen die Horizontale nach oben geneigt und dient zur Bestimmung der Fokusgröße bei einem Schuss mit voller Energie. Sie ist mit demselben Filter und Detektor wie Lochkamera #1 bestückt.

3.6 Schmierbildkamera

Die Schmierbildkamera macht Aufnahmen im sichtbaren Wellenlängenbereich und zeigt die zeitabhängige Expansion des Plasmas am gesamten Hohlraum. So können ebenfalls unerwünschte Strahlungsquellen aufgespürt und zudem die Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas gemessen werden.

Eine Schmierbildkamera wandelt das Licht mit einer Photokathode in Elektronen um. Die Elektronen werden durch ein elektrisches Feld beschleunigt und treffen auf einen Phosphorschirm, der sie wieder in Photonen wandelt. Das Leuchten des Schirms nimmt eine CCD-Kamera auf. Die Zwischenstufe einer Elektronenoptik ermöglicht die Zeitauflösung. Wird das Sichtfeld der Kamera durch einen Spalt begrenzt und ein zeitlich variables elektrisches Feld transversal zur Flugrichtung der Elektronen angelegt, wandert das Bild des Schlitzes über den Phosphorschirm. Das resultierende Bild ist z.B. in der horizontalen Achse orts aufgelöst und in der vertikalen Achse zeitaufgelöst. Die Schaltgeschwindigkeit des transversalen elektrischen Feldes bestimmt die Zeitauflösung. Die hier verwendete Kamera ist mit einer Auflösung von rund 64 Pikosekunden pro Pixel eingesetzt worden.

4 Auswertung der experimentellen Daten

In diesem Kapitel werden die Auswertemethoden der einzelnen Diagnostiken erläutert und die Ergebnisse präsentiert. Eine Diskussion folgt im anschließenden Kapitel.

4.1 Laserfokusparameter

Ein hier verwendeter Hohlraum hat typischerweise ein Eintrittslochdurchmesser von $300\ \mu\text{m}$. Sowohl der Fokusdurchmesser, als auch die Schuss-zu-Schuss Schwankungen des Auftreffpunktes müssen deutlich kleiner sein. Um diese Parameter zu messen, nimmt eine Kamera direkt am Ort des Targets mehrere Bilder auf. Der Verzicht auf eine abbildende Optik schließt systematische Fehler aus und liefert direkt die Ortsinformationen durch die physikalische Größe der Pixel.

Die Daten der ausgewerteten Bilder sind in Abbildung 4.1 zu sehen. Der Laser trifft wiederholt sehr genau auf denselben Punkt. Die räumliche Verteilung weist eine Halbwertsbreite von $11\ \mu\text{m}$ in X-Richtung ($\approx 31\ \mu\text{rad}$) und $25\ \mu\text{m}$ in Y-Richtung ($\approx 70\ \mu\text{rad}$) auf, die jeweils durch Regression der Messpunkte an eine Normalverteilung ermittelt wurde. Die Größe der einzelnen Datenpunkte gibt die Schwankung der Fokusgröße zwischen $36\ \mu\text{m}$ und $53\ \mu\text{m}$ wieder (Halbwertsbreite). Dabei ist zu beachten, dass der Laser durch Neutraldichtefilter um viele Größenordnungen abgeschwächt wird und die Kamera aufgrund des geringen Dynamikumfangs nur den intensivsten Teil des Fokus sieht. Die Fokusgröße bei einem Schuss mit voller Energie kann z.B. mit einer Lochkameraaufnahme bestimmt werden. Röntgenstrahlung wird vorwiegend vom Auftreffpunkt des Lasers ausgesandt, die Größe des hellsten Bereichs der Aufnahme entspricht in etwa der Fokusgröße. Eine solche Aufnahme, die mit der im Experimentaufbau als Lochkamera #2 benannten Kamera gemacht wurde, ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Die Halbwertsbreite ergibt sich durch eine Regression zu $74\ \mu\text{m}$.

4.2 Lochkamera

Bei einem Hohlraumschuss kann, neben der gewünschten Strahlung aus dem Diagnostikloch, Röntgenlicht am Lasereintrittsloch oder der Hohlraumrückseite, bei zu geringer Wandstärke, auftreten. Damit wäre die Quellgröße der Strahlung unbekannt und es kann keine Temperatur bestimmt werden (vergleiche Abschnitt 4.4 für Details zur Auswertemethode).

Das Licht vom Lasereintrittsloch wird bisher mit einer manuell einfahrbaren Blende blockiert, die für jeden Hohlraum individuell eingestellt werden muss. Eine andere Möglichkeit besteht in der Anbringung eines Strahlungsschildes direkt auf dem Lasereintrittsloch. Mit der in Abbildung 3.2 (Kapitel 3.2) als Lochkamera #1 bezeichneten Kamera wird überprüft, ob ein solcher Schild das Röntgenlicht ausreichend blockt.

Abbildung 4.3a zeigt die Aufnahme der Lochkamera, zusammen mit einem entsprechend skalierten Bild des Targets. Anhand der Scannerauflösung und der Vergrößerung der Lochkamera von 0,78 ergeben sich die Ortskoordinaten auf dem Bild. Man erkennt das Röntgenlicht aus dem Diagnostikloch und das aus dem Konus austretenden Plasmas. Die Intensität ist logarithmisch zur deponierten Röntgendosis dargestellt, um die Abmessungen des Hohlraums im Bild sichtbar zu machen. In der linearen Darstellung (Abbildung 4.3b) wird hingegen deutlich, dass das wenige zusätzliche Licht vernachlässigbar gegenüber der Intensität vom Diagnostikloch ist. Ebenso ist keine Strahlung von der Rückseite des Hohlraums sichtbar. Die Wand wird erst nach Ende des Heizlasers unterkritisch, zu der Zeit ist keine signifikante Röntgenintensität mehr vorhanden.

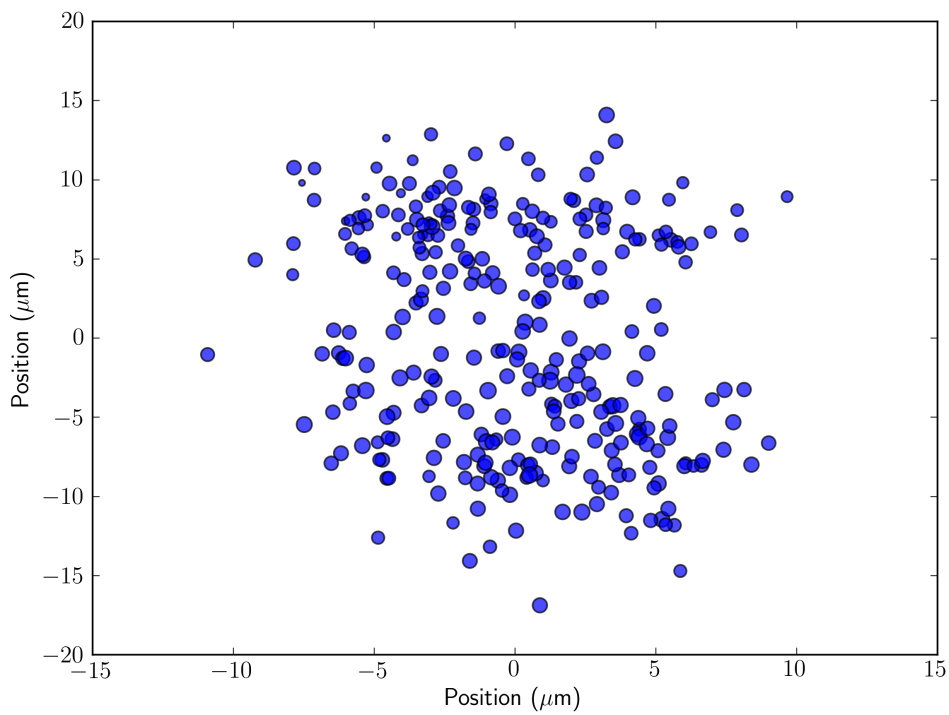


Abbildung 4.1: Räumliche Verteilung von 300 Fokusmessungen.

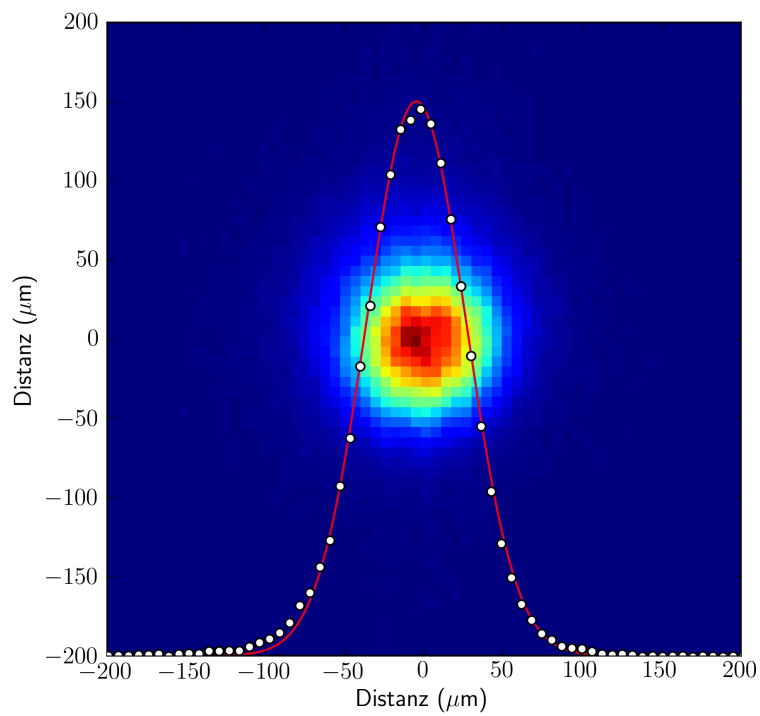
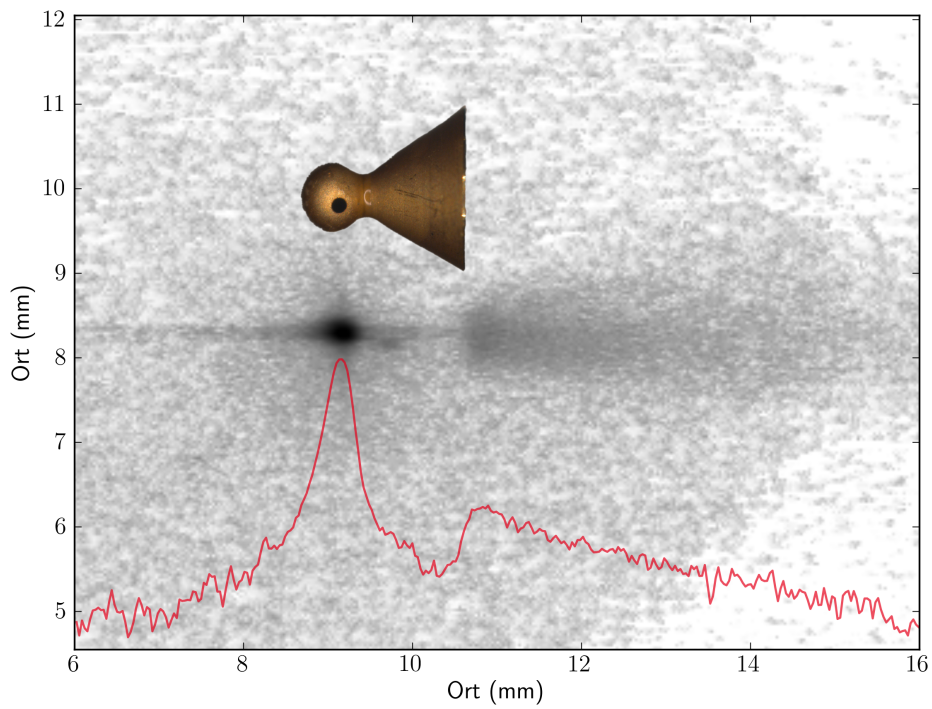
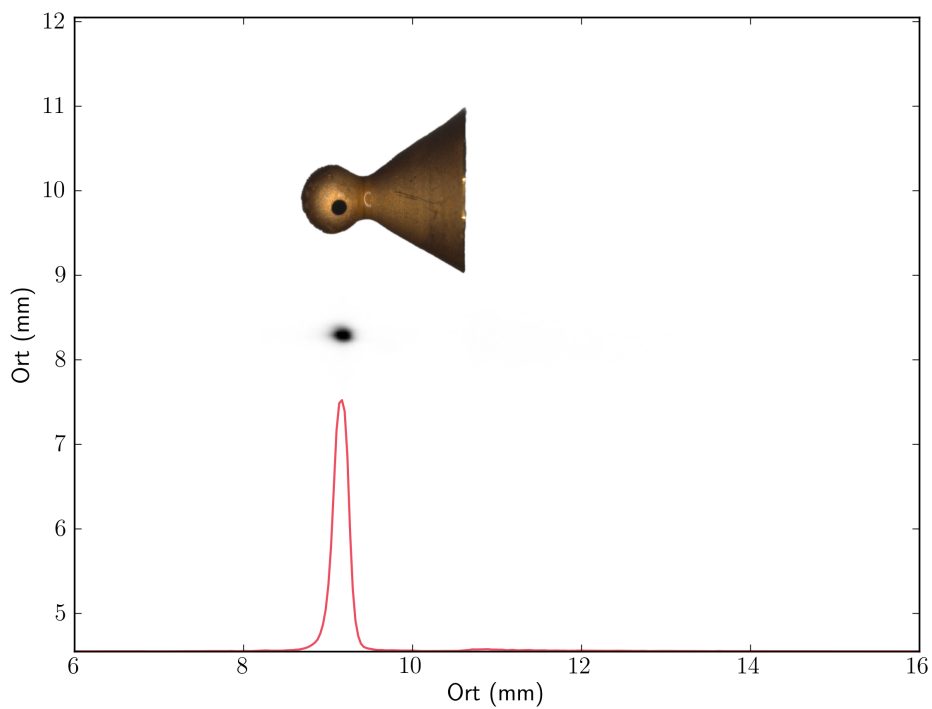


Abbildung 4.2: Lochkameraaufnahme eines Laserplasmas zur Bestimmung der Laserfokusgröße.



(a) Logarithmische Darstellung



(b) Lineare Darstellung

Abbildung 4.3: Lochkameraaufnahme eines Hohlraums mit direkt angebrachtem Strahlungsschild über dem Lasereintrittsloch zur Beurteilung der Abschirmqualität. Die rote Kurve ist ein Schnitt entlang der horizontalen Symmetrieachse.

4.3 Schmierbildkamera

Die Schmierbildkamera hat die Expansion des Plasmas über einen Zeitraum von 65 ns aufgezeichnet. Im Bild entspricht ein Pixel in horizontaler Richtung $4,7 \mu\text{m}$ und in vertikaler Richtung $63,9 \mu\text{m}$. Die Ortsachse des Koordinatenkreuzes in Abbildung 4.4 ist auf den Beginn des Laserpulses gelegt. Die Orientierung des Hohlraums ist oben im Bild gezeigt, der Laser trifft von rechts in den Hohlraum.

Zunächst ist nur Strahlung aus dem Diagnostikloch zu sehen, die für die Heizdauer des Lasers andauert (in dieser Aufnahme ist es wegen der geringen Dynamik der Kamera tatsächlich kürzer, diese sieht nur den intensivsten Teil). Nach 18 ns tritt das Plasma aus dem Lasereintrittsloch aus und wird auf der Kamera sichtbar. Der auf den Anfang der Expansion zurück extrapolierte Punkt stimmt sehr gut mit dem Eintreffen des Lasers auf die Innenseite des Hohlraums überein. Legt man eine konstante Geschwindigkeit zugrunde, beträgt die Expansionsgeschwindigkeit $58 \mu\text{m}/\text{ns}$, was gut mit dem im Theoriekapitel abgeschätzten Wert übereinstimmt.

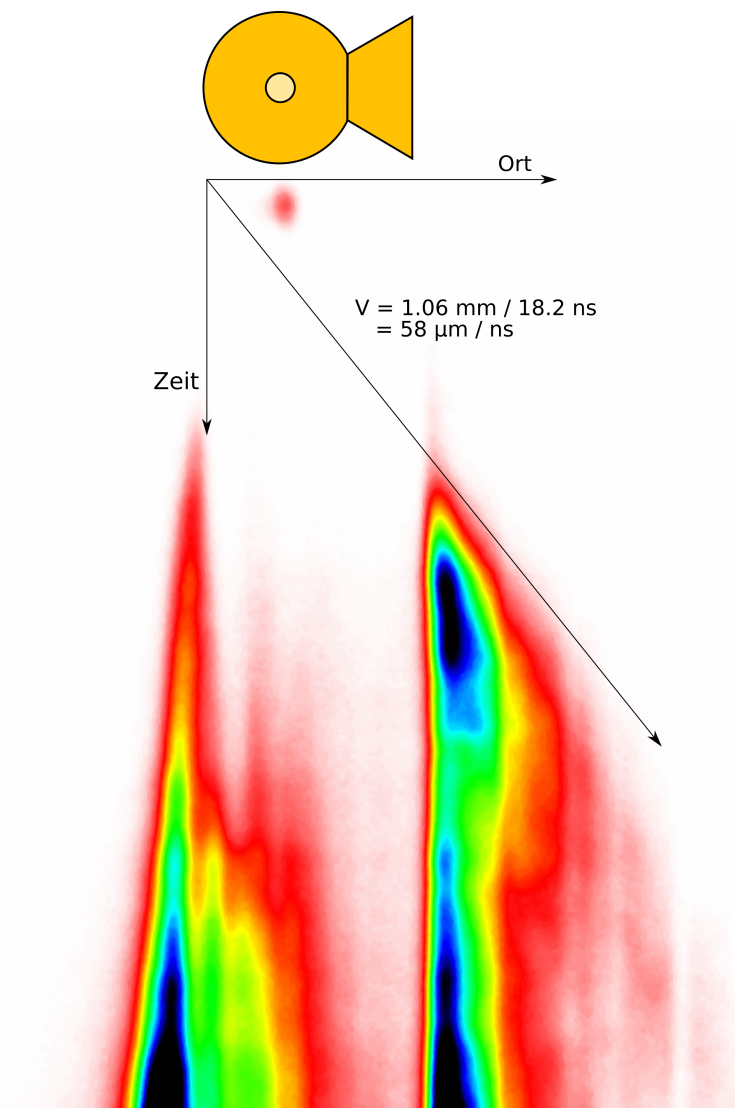


Abbildung 4.4: Aufnahme der Schmierbildkamera eines Hohlraums zur Bestimmung der Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas.

4.4 Diodenspektrometer

In den folgenden Abschnitten werden die Rohdaten und deren Aufbereitung vor der Berechnung der Strahlungstemperatur gezeigt. Es folgt eine detaillierte Beschreibung der Auswerteroutine und eine Fehlerbetrachtung. Zum Schluss werden die berechneten Temperaturen von ebenen Goldfolien und mehreren Hohlräumen präsentiert.

4.4.1 Zeitlicher Strahlungsverlauf

In Abbildung 4.5 sind exemplarisch die Diodensignale der ersten drei Kanäle¹ des Spektrometers von einem Schuss auf eine Goldfolie zu sehen, zusammen mit einem Fotodiodensignal, das den Verlauf des Heizlasers wiedergibt. Für alle Signale ist eine Untergrund- und eine Laufzeitkorrektur durchgeführt. Im Rahmen der Messgenauigkeit von einer Nanosekunde treffen alle Signale gleichzeitig ein. Die Röntgenstrahlung der geheizten Folie ist praktisch nur während der Heizphase des Lasers existent und klingt nach dessen Ende rasch ab.

Korrekturen des Messsignals

Der Fotostrom der Dioden kann aufgrund der örtlichen Gegebenheiten des Experimentierplatzes nicht direkt am Spektrometer gemessen werden, sondern wird zunächst durch rund 60 m Koaxialkabel in einen Messcontainer transportiert. Die frequenzabhängige Dämpfung schwächt das eigentliche Signal der Diode. Die unterschiedlichen Kabeltypen, aus denen sich die Messleitung zusammensetzt, sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

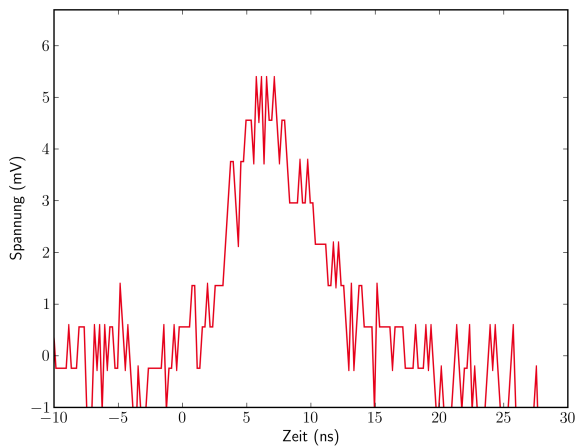
Frequenz (MHz)	Dämpfung (dB/100m)		
	Ecoflex 10	Ecoflex 15	RG-58
10	1,2	0,86	5,0
100	4,0	2,81	17,0
500	9,6	6,7	39,0
1000	14,2	9,8	54,6
3000	27,0	18,7	118,0

Tabelle 4.1: Verwendete Kabeltypen und die zugehörige frequenzabhängige Dämpfung. Die Messleitung von der Diode bis zum Oszilloskop setzt sich aus 50 m Ecoflex 15, 10 m Ecoflex 10 und 2 m RG-58 zusammen.

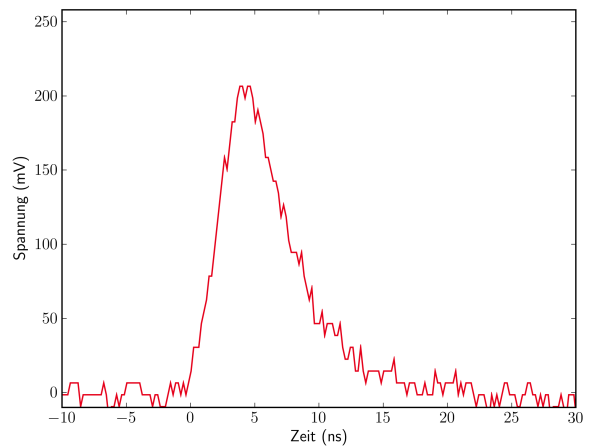
Eine Entfaltung der gemessenen Signale liefert den tatsächlich in der Diode auftretenden Fotostrom. Die maximale Amplitude erhöht sich durchschnittlich um etwa 15 % bis 20 %, ist also durchaus relevant. Durch die beim Entfalten am stärksten angehobenen hohen Frequenzen, die jedoch kein Signal mehr enthalten, fällt das korrigierte Signal entsprechend stärker verrauscht aus. Um dies zu unterdrücken, wird zusätzlich zum Entfalten noch ein Tiefpassfilter angewandt. Der Darstellung der Signale im Frequenzspektrum ist zu entnehmen, dass nur Frequenzen bis 400 MHz zu diesem beitragen. Ein Butterworthfilter 3. Ordnung², mit einer Grenzfrequenz von 400 MHz, beeinflusst das Signal also nicht.

¹ Die Intensität der Strahlung hat nicht ausgereicht, um auf dem vierten Kanal bei 650 eV ein Signal zu erzeugen.

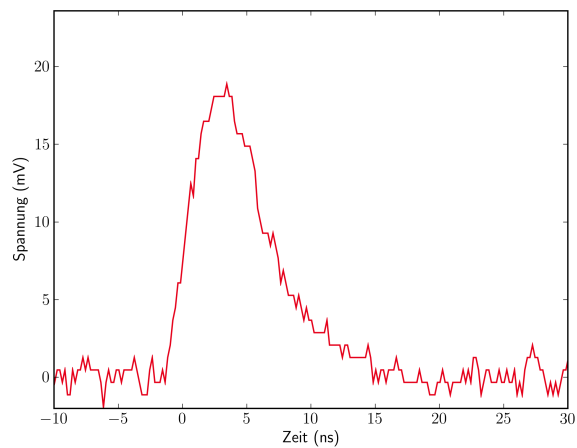
² Die Übertragungsfunktion eines Butterworthfilters ist durch einen glatten Verlauf bis zur Grenzfrequenz ausgezeichnet. Ab der Grenzfrequenz nimmt die Dämpfung um $n \cdot 20$ dB/Dekade zu, mit der Ordnung n des Filters.



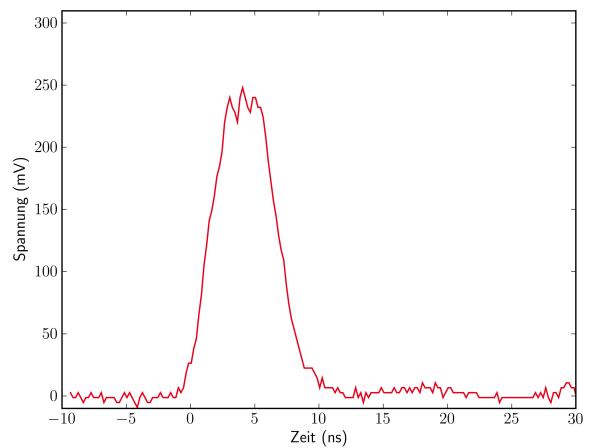
(a) Kanal 1 (180 eV)



(b) Kanal 2 (280 eV)



(c) Kanal 3 (450 eV)



(d) Fotodiodensignal des Lasers

Abbildung 4.5: Diodensignale eines Schusses auf eine Goldfolie mit einer Laserenergie von 14 J.

Eine Messung, ein entfaltetes und ein zusätzlich gefiltertes Signal sind in Abbildung 4.6 zu sehen. Man erkennt klar die Erhöhung durch die Berücksichtigung der Kabeldämpfung und den glättenden Effekt der Filterung, die den Signalverlauf nicht verfälscht.

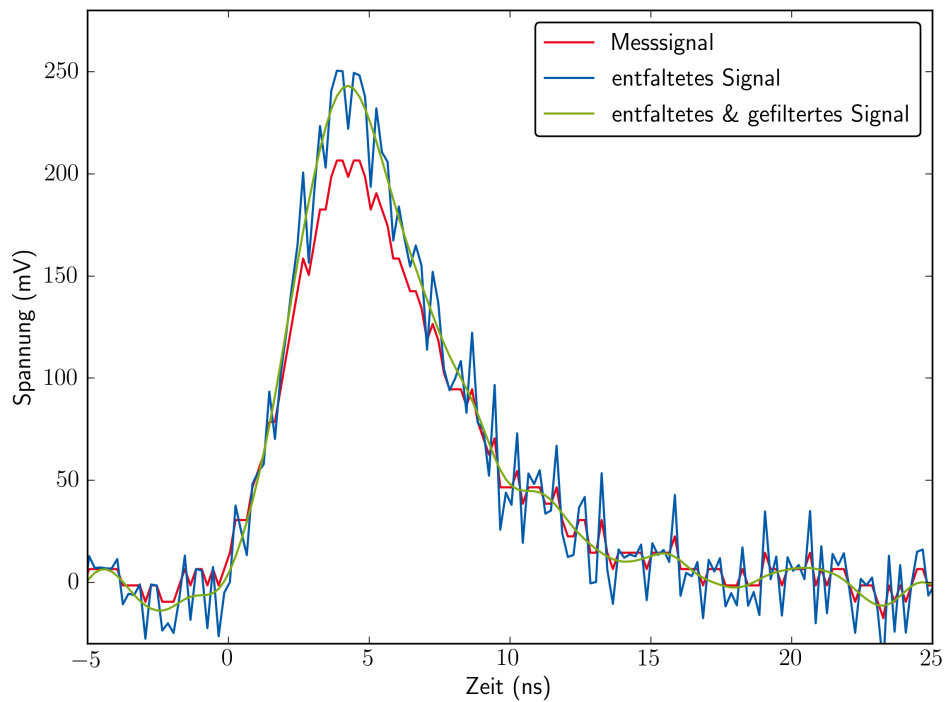


Abbildung 4.6: Vergleich eines gemessenen Signals mit einem entfaltetem und einem zusätzlich gefiltertem Signal.

4.4.2 Temperaturbestimmung

Zur Auswertung der Diodensignale wird von einem Planckschen Strahler mit einer strahlenden Fläche von der Größe des Diagnostikloches ausgegangen. Jeder Hohlraum wird nach der Herstellung vermessen und der Durchmesser des Loches mikrometergenau bestimmt.

Die Dioden sind mit einer festen Apertur mit dem Radius von $r_A = 4$ mm versehen. Zusammen mit dem Abstand l zum Hohlraum kann die auf diese Fläche auftreffende Strahlungsintensität im Wellenlängenintervall $d\lambda$ bei einer Temperatur T berechnet werden.

$$dP_{\text{Planck}}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1} \cdot \pi r_{DL}^2 \cdot \frac{\pi r_A^2}{l^2} \cdot d\lambda \quad (4.1)$$

Umgerechnet auf die Photonenenergie E , die wie die Temperatur ab hier in Einheiten von Elektronenvolt zu verstehen ist, wird dies zu:

$$dP_{\text{Planck}}(E, T) = \frac{2e^4 E^3}{h^3 c^2} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{E}{T}\right) - 1} \cdot \pi r_{DL}^2 \cdot \frac{\pi r_A^2}{l^2} \cdot dE \quad (4.2)$$

Für den verwendeten experimentellen Aufbau, mit einem Abstand des Targets zur Diode von 0,79 m sowie einem typischen Lochdurchmesser von $150 \mu\text{m}$, ist die auf die Diode auftreffende Leistung bei einer Temperatur von 73 eV^3 in Abbildung 4.7 dargestellt. Je nach Kanal wird aus diesem Spektrum

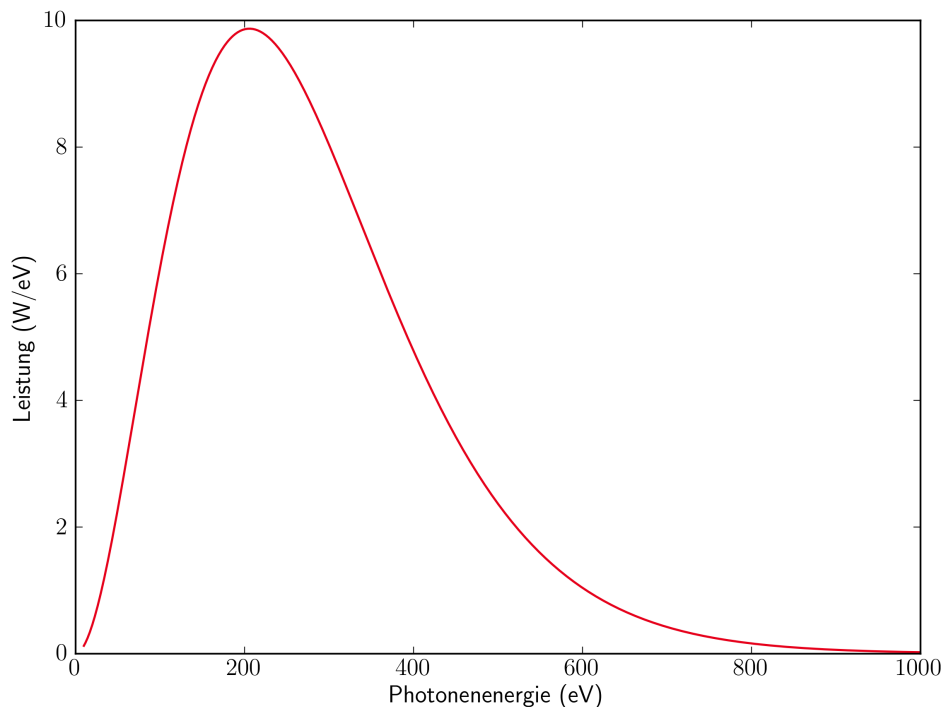


Abbildung 4.7: Strahlungsintensität am Ort der Diode für einen schwarzen Körper mit den oben definierten Parametern.

durch den Röntgenspiegel und -filter ein spektraler Bereich selektiert (Abbildung 4.8). Die Messung der

³ Diese Temperatur wurde in früheren Experimenten [17, 18] bestimmt und diente als Grundlage für die Konzeption des Diodenspektrometers.

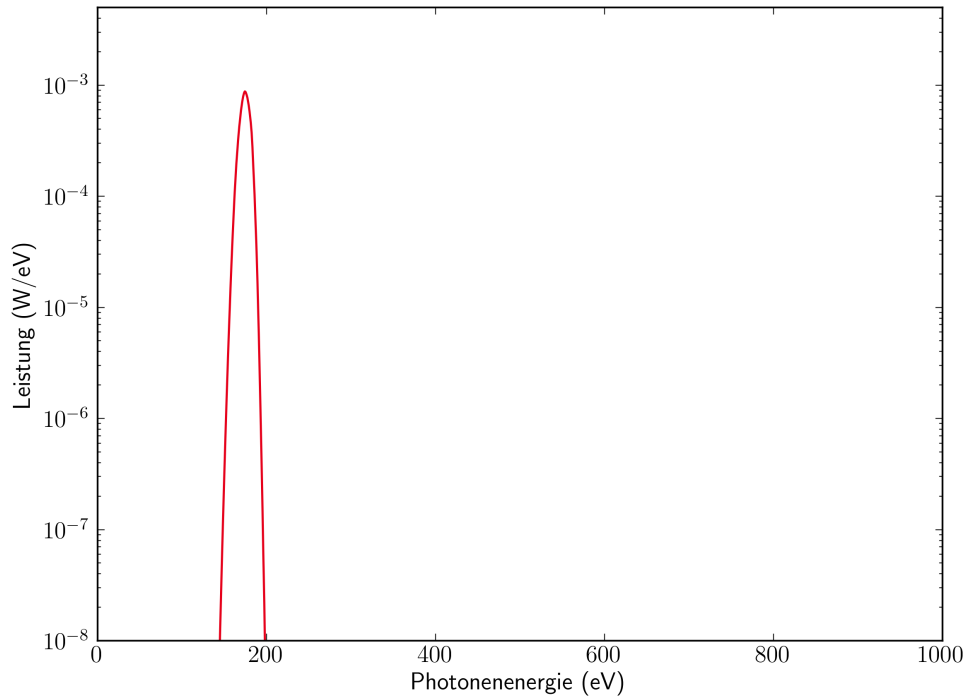


Abbildung 4.8: Strahlungsintensität des schwarzen Strahlers nach Filterung durch Röntgenspiegel und -filter des ersten Kanals bei 180 eV.

Spannung der Dioden erfolgt mit einem Oszilloskop, das alle 200 ps eine Messung durchführt. Innerhalb dieser Zeit Δt treffen dN_E Photonen im Energieintervall $E + dE$ auf die Diode.

$$dN_E(E, T) = P(E, T) \cdot \underbrace{\frac{\Delta t}{eE}}_{\text{Energie eines Photons}} \cdot dE \quad (4.3)$$

Multipliziert mit der Quanteneffizienz $Q(E)$ der Diode ergibt das die Anzahl der in der Diode ausgelösten Elektronen-Loch-Paare, und, mit der Elementarladung e geteilt durch das Zeitintervall, den Fotostrom I .

$$dI(E, T) = Q(E) \cdot dN_E(E, T) \cdot \frac{e}{\Delta t} = P(E, T) \cdot dE \cdot \frac{Q(E)}{E} \quad (4.4)$$

Eine Integration über alle Photonenergien, mit Berücksichtigung des Eingangswiderstandes $R = 50 \Omega$, liefert die gemessene Spannung am Oszilloskop.

$$U_{\text{Oszi}} = \int dI(E, T) \cdot R = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \cdot P(E, T) \frac{Q(E)}{E} R \quad (4.5)$$

Für den bisher betrachteten Fall beträgt der Fotostrom 5,6 mA und die Spannung entsprechend 280 mV. Die Auswertung eines gemessenen Signals erfolgt analog. Der einzig freie Parameter der gemessenen Spannung ist die Temperatur T der Strahlung. Eine Minimierungsroutine variiert die Temperatur so, dass die Abweichung zwischen Messung und der theoretisch vorhergesagten Spannung null wird. Der resultierende Wert wird als die Strahlungstemperatur aufgefasst. Im Idealfall einer Schwarzkörperstrahlung stimmen die Temperaturen, die jeder einzelne Kanal misst, überein.

Antwortfunktion der Kanäle

Die Plancksche Strahlungsintensität hat, insbesondere im Maximum, einen stark nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Temperatur und der Intensität. Misst ein absolut kalibriertes Spektrometer in genau diesem Bereich, gilt dies auch für die gemessene Spannung. Für sehr kleine Spannungen ist das besonders dramatisch, effektiv wird der Messbereich zu kleinen Temperaturen hin stark beschnitten.

Für Messpunkte bei Wellenlängen, die deutlich größer als die der maximalen Intensität sind, findet man eine näherungsweise lineare Abhängigkeit (Rayleigh-Jeans-Gesetz). Folglich wird die gemessene Spannung für steigende Temperaturen in einen linearen Zusammenhang zu dieser übergehen, nach oben beschränkt lediglich die Linearität der Dioden den Messbereich.

Dieser Effekt ist in Abbildung 4.9 für die einzelnen Kanäle dargestellt. Im Experiment ist, anders als zunächst vorgesehen, im zweiten Kanal wegen des geringen Signals ein Filter mit nur $9,1 \mu\text{m}$ Dicke verwendet worden. Dadurch sank die die Detektionsschwelle auf ca. 22 eV .

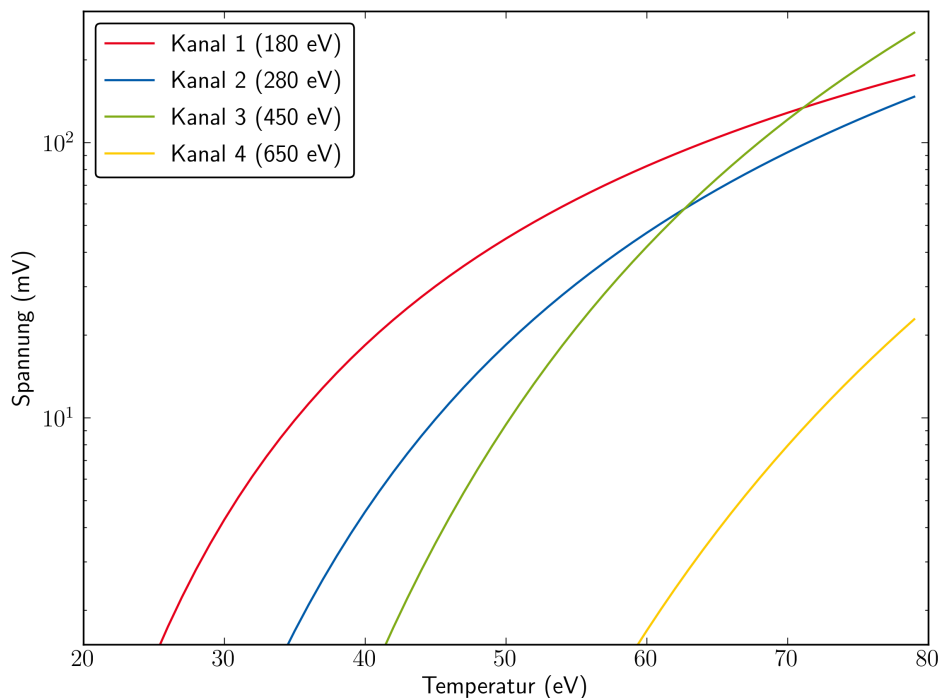


Abbildung 4.9: Zusammenhang zwischen gemessener Spannung und der Strahlungstemperatur. Der minimale Wert der Ordinate entspricht dem Rauschlevel des Oszilloskops ($1,5 \text{ mV}$) und bestimmt die untere Grenze des Messbereichs.

4.4.3 Fehlerbetrachtung

Die Umrechnung der Spannungen bzw. Ströme in eine Strahlungstemperatur erfolgt durch numerische Minimierung sowie Integration der fehlerbehafteten Größen. Daher ist eine analytische Berechnung des Fehlers nicht möglich. Zur Abschätzung des Fehlers wird für jede fehlerbehaftete Größe eine obere und untere Schranke bestimmt und mit diesen je eine Temperatur berechnet. Man erhält für jede Fehlerquelle

eine positive und negative Abweichung der Temperatur. Nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung ist der wahrscheinlichste Fehler ΔT gegeben durch:

$$\Delta T = \sqrt{\sum_i \delta T_i^2} \quad (4.6)$$

Aufgrund des nichtlinearen Zusammenhangs von Spannung und Temperatur steigen sowohl der absolute als auch der relative Fehler mit zunehmendem Messsignal bei gleich bleibenden Fehlerquellen an (Abbildung 4.10). Die angenommenen Fehler sind in Tabelle 4.2 aufgelistet.

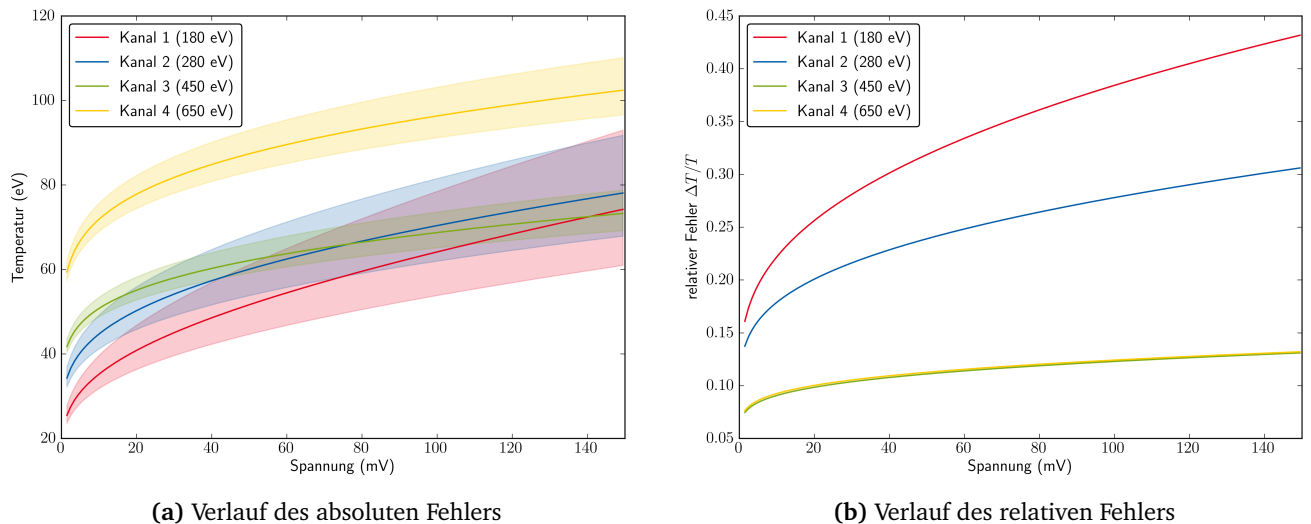


Abbildung 4.10: Abhängigkeit des Temperaturfehlers von der Signalhöhe.

Element	Eigenschaft	Fehler
Diode	Quanteneffizienz	$\pm 25 \%$
Filter	Dicke	$\pm 5 \dots 10 \%$
Röntgenspiegel	Reflektivität	$\pm 25 \%$
Hohlraum	Diagnostiklochdurchmesser	$\pm 5 \mu\text{m}$
Aufbau	Abstand Diode - Hohlraum	$\pm 1 \%$

Tabelle 4.2: Fehlerbehaftete Größen des Diodenspektrometers.

Den stärksten Einfluss hat der Röntgenfilter, da die Transmission in exponentieller Weise von dessen Dicke abhängt. Für den Röntgenspiegel und die AXUV Dioden ist der Fehler symmetrisch aufgeführt. Wahrscheinlicher ist in der Regel eine Abweichung nach unten, also eine verringerte Reflektivität bzw. Quanteneffizienz durch Oxidation, Verunreinigungen oder Alterung (die Effizienz der Dioden sinkt bei Bestrahlung mit hoher Dosis). Dennoch können Abweichungen in die andere Richtung nicht ausgeschlossen werden, zudem wird dadurch die Asymmetrie in der Fehlerrechnung deutlich.

4.4.4 Messungen an Folientargets

Die im Plasma einer ebenen Folie erzeugte Röntgenstrahlung kann aufgrund des fehlenden Einschlusses, wie er im Hohlraum gegeben ist, entweichen. Eine Thermalisierung der Strahlung mit den Ionen und Elektronen findet nicht oder nur in geringem Maße statt. Bei verschiedenen Wellenlängen gemessene Temperaturen sollten daher unterschiedliche Werte aufweisen.

Zwei verschiedene Schüsse auf Goldfolien mit einer Dicke von $10\ \mu\text{m}$ sind hier gezeigt. Eine Problematik der Auswertung ist die Quellgröße der Strahlung. Diese ist nicht, wie beim Hohlraum, durch eine Diagnostiköffnung genau bestimmt, sondern eine Unbekannte. Daher wird als Quellgröße die 2σ -Umgebung des Laserfokus angenommen. Mit der zuvor ermittelten Fokusgröße von $74\ \mu\text{m}$ Halbwertsbreite sind das $125\ \mu\text{m}$. Da bei den Messungen an Folien nur das qualitative Verhalten der einzelnen Kanäle betrachtet wird, ist eine genauere Kenntnis nicht notwendig. Sofern die Quellgröße für alle Wellenlängen gleich ist, verändern sich zwar die absoluten Temperaturen, das relative Verhalten der Kanäle untereinander wird jedoch nicht beeinflusst.

Die Daten zeigen eine steigende Temperatur bei kleiner werdender Wellenlänge, an der gemessen wird. Die ersten beiden Kanäle sind annähernd gleich, der dritte weist eine deutlich höhere Temperatur auf. Die Strahlung aus dem frei expandierenden Plasma einer Folie ist nicht thermalisiert, es handelt sich vorwiegend um Brems- bzw. Linienstrahlung.

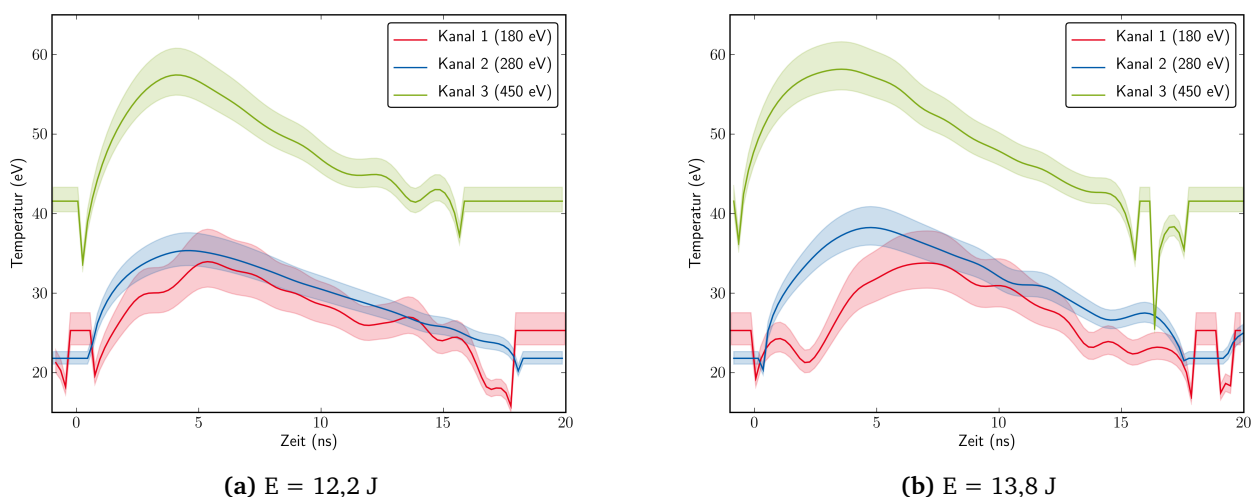


Abbildung 4.11: Temperaturverläufe von zwei Schüssen auf Goldfolien.

4.4.5 Messungen an Hohlräumen

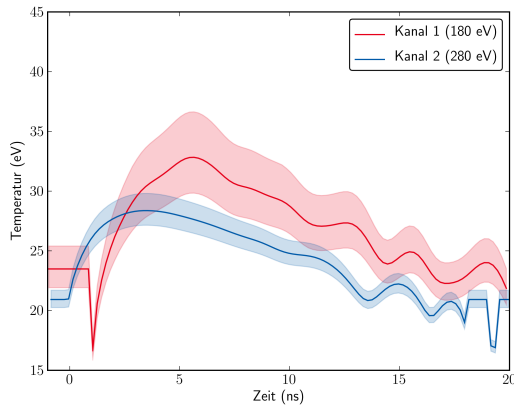
Ein Hohlraum sollte durch den Einschluss und die vielen Reflektionen im Inneren die Strahlung thermalisieren und die spektrale Intensität der eines schwarzen Körpers annähern. In Abbildung 4.12 sind die Temperaturverläufe der durchgeführten Schüsse zu sehen (die Bezeichnung der Hohlräume setzt sich aus KT für Kugeltarget und einer eindeutigen Nummer zusammen). Bei der Mehrzahl der Schüsse konnte, im Gegensatz zu den Folien, nur auf den ersten beiden Kanälen ein Signal beobachtet werden. Lediglich bei zwei Targets ist ein Signal auf dem dritten Kanal vorhanden.

Im Unterschied zu den Temperaturverläufen bei den Folien liegt der zweite Kanal bei den Hohlräumen knapp unterhalb des ersten Kanals. Dennoch sind die Temperaturen im Rahmen der Fehlerbalken gleich groß. Obwohl sich die gemessene Spannung von Folie zu Hohlraum um den Faktor vier verringerte, sind die Temperaturen ähnlich⁴.

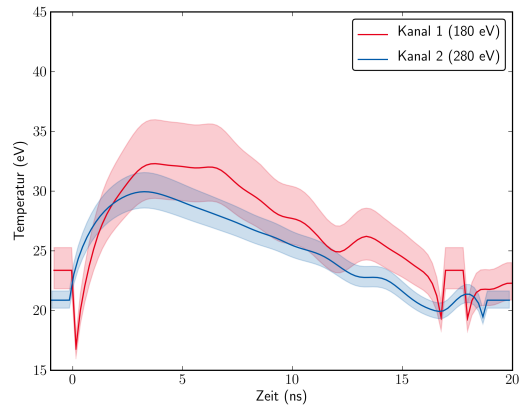
Besonders auffällig ist der Unterschied bei den letzten beiden Grafiken, in denen der dritte Kanal ein Signal zeigt (da dies aus den Temperaturverläufen nicht unmittelbar ersichtlich ist, sind in Abbildung 4.13 die gemessenen Spannungen gezeigt). Dieser stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit ebenfalls mit den übrigen Temperaturen überein, die Strahlung ist nahezu thermalisiert. Die Strahlungstemperaturen bewegen sich insgesamt im Bereich von 30 bis 35 eV. Bezieht man den dritten Kanal mit ein, steigt in den beiden Schüssen die gemittelte Temperatur auf 35 bis 40 eV.

Die plötzlich abfallenden Messpunkte am Anfang und Ende der Kurven in einigen Graphen sind ein (notwendiges) Artefakt der Auswertung. Das Rauschen des Oszilloskops schwankt um die Null herum, natürlich auch zu negativen Werten. Diese müssen vor der Umrechnung in Temperaturen durch einen positiven Wert ersetzt werden, da die Temperatur proportional zum inversen Logarithmus der Spannung ist, der nur für positive Werte definiert ist.

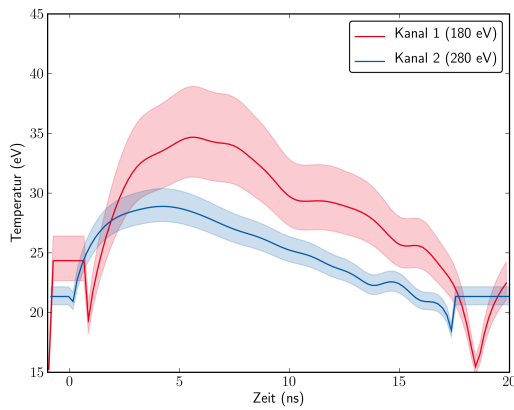
⁴ Bei diesem Kanal ist, wie in Abschnitt 4.4.2 erwähnt, der Filter in der Dicke reduziert worden, um die Signalamplitude zu erhöhen. Daraus resultiert eine ungünstigere Abhängigkeit der Temperatur von der Spannung, die sich hier in einer nur leicht höheren Temperatur bei vierfachem Signal darstellt.



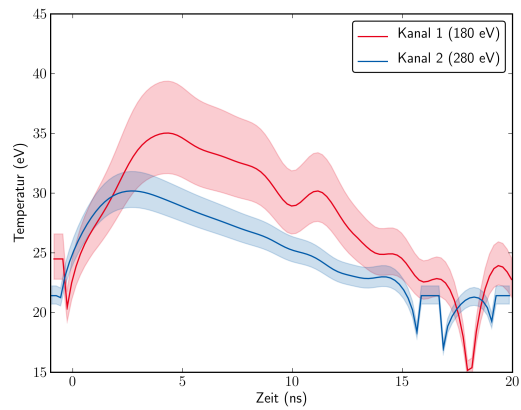
(a) KT47, $\varnothing_{DL} = 163\mu\text{m}$, $\varnothing_{KT} = 755\mu\text{m}$,
E = 14 J, t = 6 ns



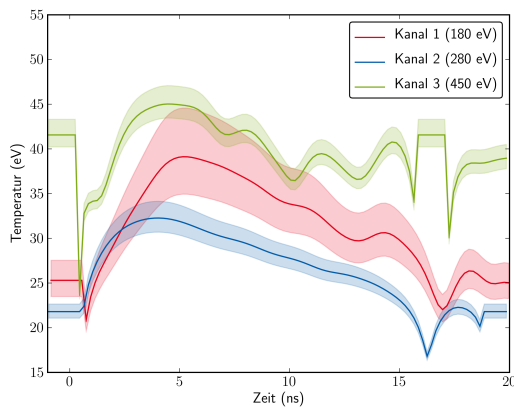
(b) KT48, $\varnothing_{DL} = 166\mu\text{m}$, $\varnothing_{KT} = 754\mu\text{m}$,
E = 17 J, t = 6 ns



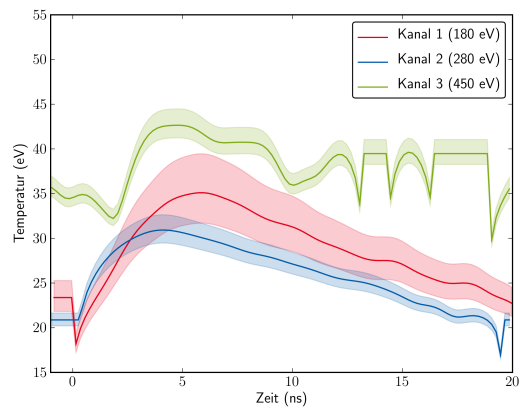
(c) KT66, $\varnothing_{DL} = 143\mu\text{m}$, $\varnothing_{KT} = 756\mu\text{m}$,
E = 17 J, t = 6 ns



(d) KT54, $\varnothing_{DL} = 140\mu\text{m}$, $\varnothing_{KT} = 750\mu\text{m}$,
E = 26 J, t = 7 ns



(e) KT61, $\varnothing_{DL} = 125\mu\text{m}$, $\varnothing_{KT} = 650\mu\text{m}$,
E = 24 J, t = 7 ns



(f) KT52, $\varnothing_{DL} = 166\mu\text{m}$, $\varnothing_{KT} = 756\mu\text{m}$,
E = 24 J, t = 7 ns

Abbildung 4.12: Temperaturverläufe von mehreren Schüssen in Hohlräume mit den angegeben Laserparametern. Die Zeit ist die Halbwertsbreite des Laserpulses.

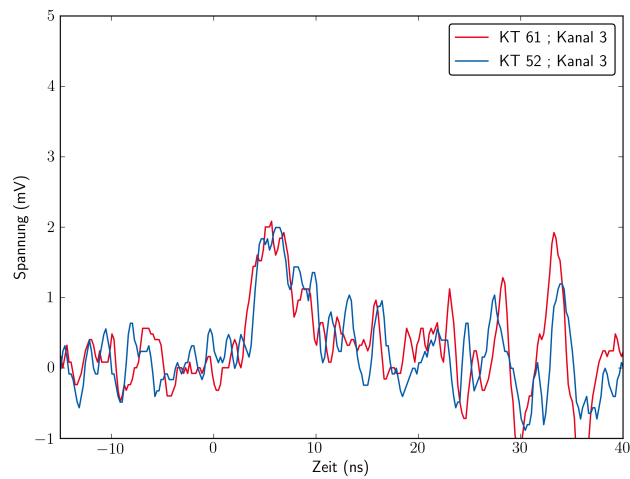


Abbildung 4.13: Gemessene Spannungen des dritten Kanals des Diodenspektrometers bei den angegebenen Hohlräumen zur Verdeutlichung, dass ein Signal vorliegt.

Energiebilanz

Für das Experimentschema der indirekten Heizung eines sekundären Targets ist eine optimale Konversion von Laserenergie zu thermischer Strahlung erforderlich. Aus dem zeitlichen Strahlungsverlauf und der strahlenden Fläche, dem Diagnostikloch, lässt sich die von diesem abgestrahlte Energie berechnen. Ein schwarzer Körper, mit der Fläche A und der Temperatur T , besitzt nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz eine Strahlungsleistung P von:

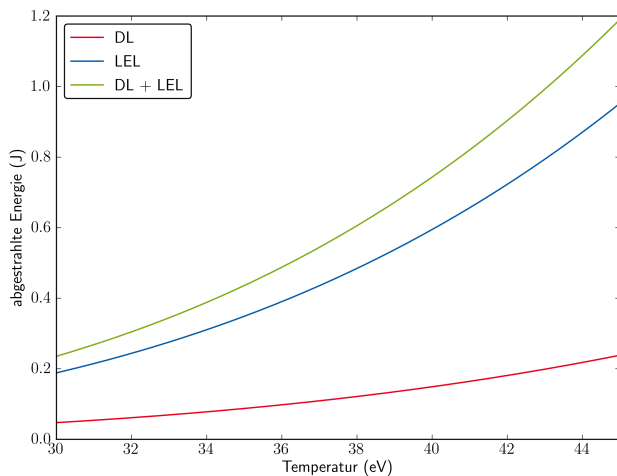
$$P = \sigma \cdot A \cdot T^4 \quad (4.7)$$

Nimmt man einen gaußförmigen Verlauf der Temperatur, mit einem Maximalwert T_{\max} und einer Halbwertsbreite von 6 ns an, so entspricht die abgestrahlte Energie:

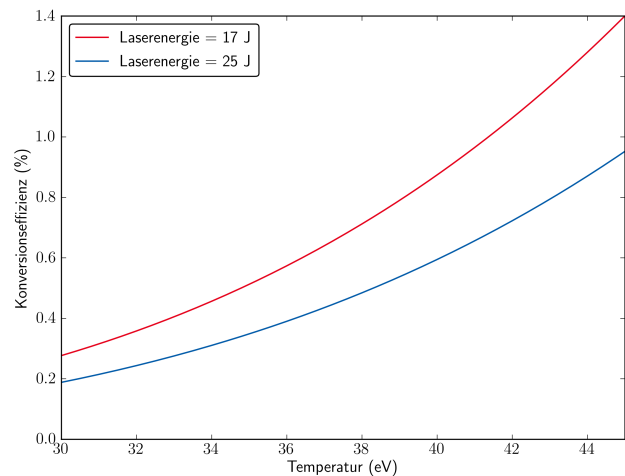
$$E = \int dt P(t) = \sigma A \int dt T(t)^4 \quad (4.8)$$

$$= \sigma A T_{\max}^4 \int dt \exp\left(-0,5 \left(\frac{t}{s}\right)^2\right)^4 \quad (4.9)$$

Für den Bereich der zuvor bestimmten Temperaturen zwischen 30 eV und 40 eV sind nachfolgend die thermisch abgestrahlte Energie und die Konversionseffizienz des Diagnostiklochs (DL), mit einem Durchmesser von $150 \mu\text{m}$, und des Lasereintrittslochs (LEL), mit $300 \mu\text{m}$ Durchmesser, dargestellt.



(a) abgestrahlte Energie



(b) Konversionseffizienz

Abbildung 4.14: Abgestrahlte thermische Energie und Konversionseffizienz von Laserenergie in thermische Strahlung für einen gaußförmigen Temperaturverlauf mit 6 ns Halbwertsbreite.

Doppelhohlraum

Als Vorbereitung für spätere Energieverlustmessungen mit indirekt geheizten Kohlenstofffolien ist ein Doppelhohlraum angefertigt worden, um die Temperatur im Sekundärhohlraum zu messen. Das Target ist in Abbildung 4.15 dargestellt. Zwei reguläre Hohlräume sind am Diagnostikloch des Primär- und Lasereintrittsloch des Sekundärhohlraums miteinander verbunden. Auf das Diagnostikloch des Sekundärhohlraums schaute das Diodenspektrometer, die Energie des Schusses betrug 30 J.

Keiner der vier Kanäle des Diodenspektrometer hat ein Signal gemessen, die Strahlung war nicht intensiv genug. Aufgrund der Antwortfunktion der Kanäle kann jedoch lediglich gesagt werden, dass die Strahlungstemperatur im sekundären Hohlraum unterhalb der Detektionsschwelle von ca. 22 eV gelegen hat.

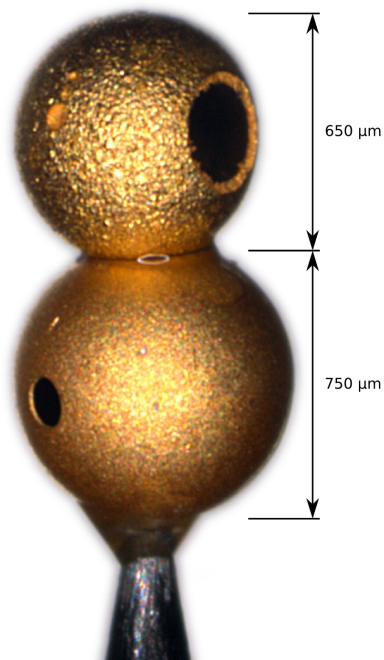


Abbildung 4.15: Ein erster Doppelhohlraum zur Vorbereitung auf indirekte Energieverlustmessungen.

4.5 Zeitintegrierendes Spektrometer

Vor der Auswertung der Spektren ist zunächst im folgenden Abschnitt die Überprüfung der Dispersionsrelation und eine Wellenlängenkalibration anhand bekannter Linien dargestellt. Es folgt die Charakterisierung des verwendeten Gitters zur Beurteilung des Einflusses höherer Beugungsordnungen und die Simulation eines Beugungsbildes. Letztlich werden die gemessenen Gold- und Hohlraumspektren präsentiert.

4.5.1 Wellenlängenkalibration

Zur Überprüfung der in Kapitel 3.4 hergeleiteten Dispersionsrelation für das Spektrometer wurde das Spektrum einer Kohlenstoffolie aufgenommen, da Kohlenstoff, im Gegensatz zu schwereren Elementen wie Gold, diskrete Emissionslinien aufweist. Diese eignen sich besonders gut zur Kalibrierung der Wellenlänge.

Ein Kohlenstoffspektrum, bei dem die Umrechnung des Abstandes von der 0. Ordnung in Wellenlängen (vgl. Abschnitt 3.4) nur anhand der Dispersionsrelation vorgenommen wurde, ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Man erkennt eine Vielzahl von Linien. In unten gezeigter Tabelle sind die bekannten Linien aus der Literatur, zusammen mit ihrer Wellenlänge, aufgeführt [81].

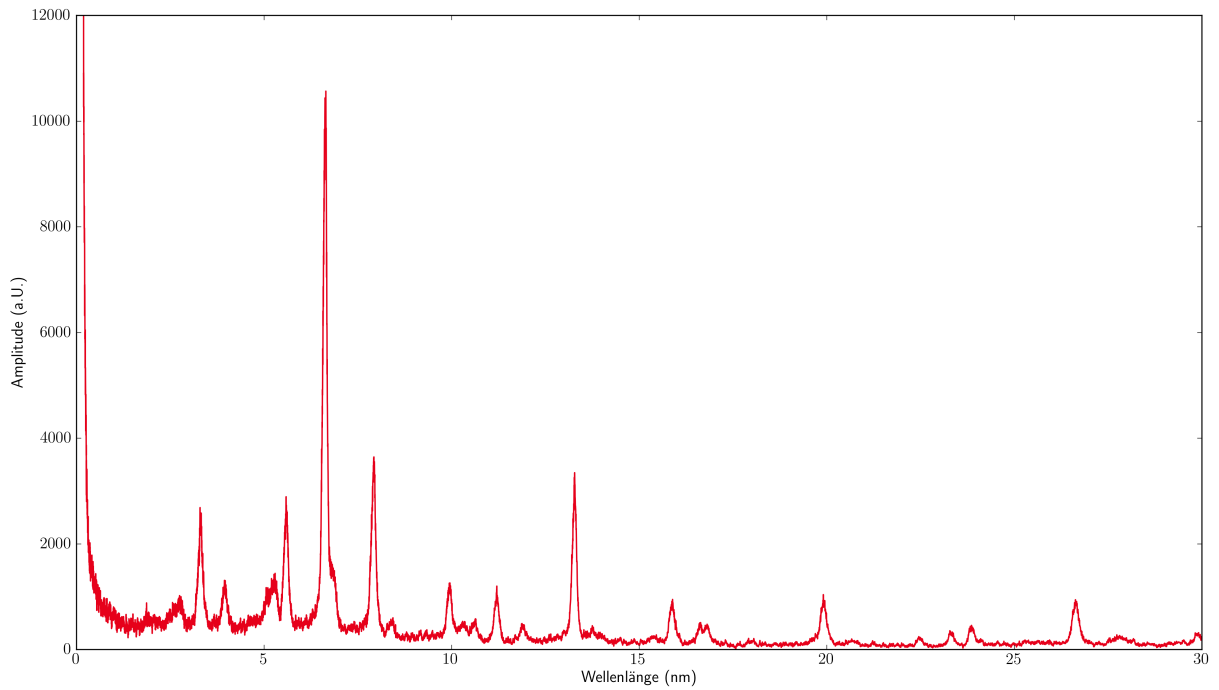
Die zusätzlichen Linien im Spektrum lassen sich als ganzzahlige Vielfache der in Tabelle 4.3 angegebenen Spektrallinien identifizieren, es handelt sich um höhere Beugungsordnungen des Gitters. Insbesondere die geraden Ordnungen, die zweite und vierte, sind dominant. Der starke Einfluss der höheren Beugungsordnungen erschwert die Interpretation der Spektren, besonders wenn diese nicht aus diskreten Linien bestehen, sondern kontinuierlich, wie z.B. Hohlraumstrahlung, sind.

In einer vergrößerten Darstellung 4.16b zeigt sich eine Verschiebung der gemessenen Linien gegenüber den bekannten Werten. Diese Abweichung steigt mit der Wellenlänge linear an (in der Grafik nicht dargestellt). Die Ungenauigkeit in der Lagebestimmung der 0. Ordnung führt zu einem konstanten Offset, wohingegen der zunehmende Fehler in einer abweichenden Dispersionsrelation begründet sein kann. Eine nur geringfügig andere Gitterkonstante z.B. hätte eine abweichende Dispersionsrelation, die sich in erster Näherung durch einen zur Wellenlänge linearen Offset zu der hier verwendeten annähern lässt.

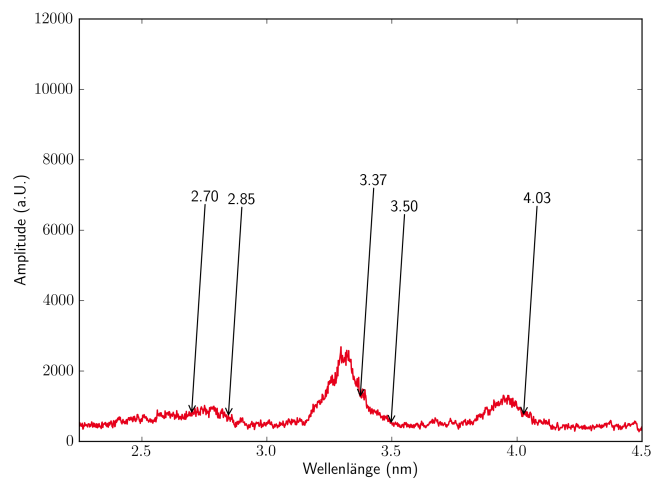
Aus den Abweichungen kann ein Korrekturfaktor für die Dispersionsrelation abgeleitet werden. Das um diesen Faktor korrigierte Spektrum ist in Abbildung 4.17 zu sehen. Die Linien passen sehr gut zu den Literaturwerten.

Linie	Wellenlänge (nm)
Lyman γ	2,70
Lyman β	2,85
Lyman α	3,37
Helium β	3,50
Helium α	4,03

Tabelle 4.3: Aus der Literatur entnommene Emissionslinien von Kohlenstoff.



(a) Vollständige Ansicht



(b) Vergrößerter Ausschnitt

Abbildung 4.16: Gemessenes Kohlenstoffspektrum mit berechneten Wellenlängen anhand der Dispersionsrelation.

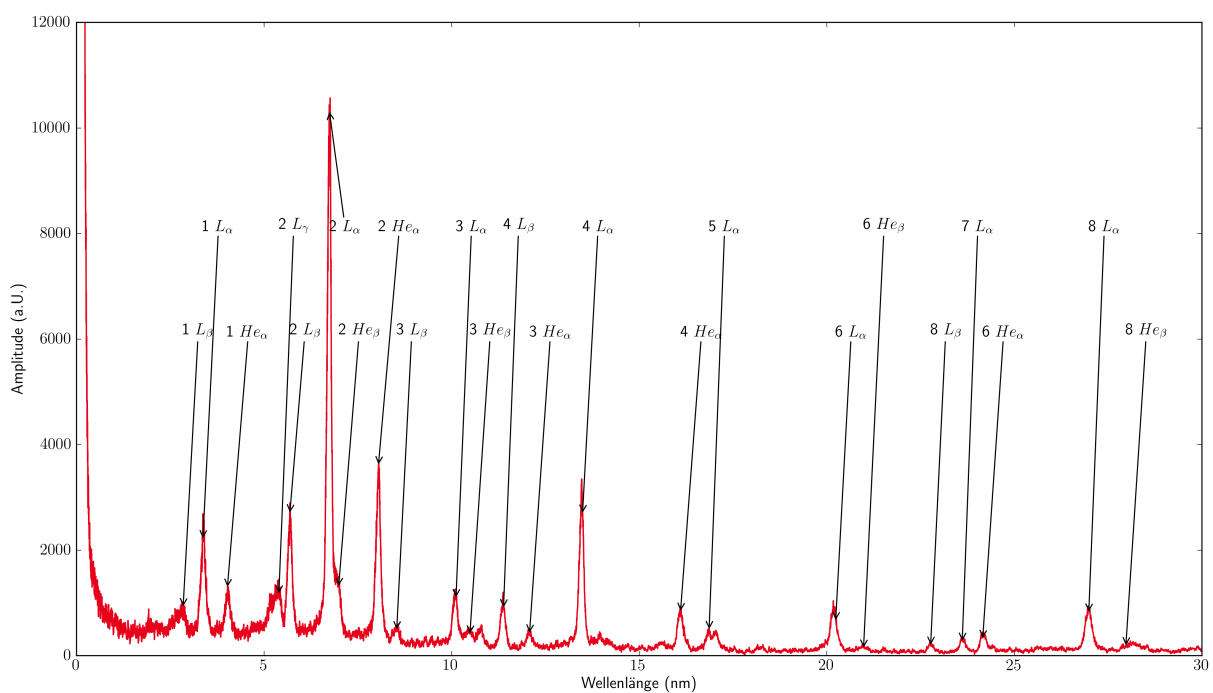


Abbildung 4.17: Kohlenstoffspektrum mit korrigierter Dispersionsrelation und identifizierten Linien in verschiedensten Beugungsordnungen.

4.5.2 Beugungseffizienz des Gitters

Wie gerade gezeigt gibt es mehrere dominante Beugungsordnungen, insbesondere die zweite und vierte. Nach Herstellerangaben hat das Gitter eine Trapezform mit einem Blazewinkel von $1,6^\circ$ und 576 Linien pro Millimeter. Ein mit einem AFM (Atomic Force Microscope) aufgenommenes Bild der Gitteroberfläche zeigt deutlich, dass dies nicht zutrifft. Das gemessene sowie das theoretisch zu erwartende Profil einer Gitterperiode ist in Abbildung 4.18 zu sehen. Anstatt einer Trapezform sind zwei Spitzen vorhanden, effektiv hat das Gitter eine doppelte Linienzahl, was die Dominanz der geraden Beugungsordnungen erklärt. Die Gitterperiode zeigt in dem gemessenen Bereich ebenfalls Abweichungen zu dem angegebenen Wert von 576 Linien pro Millimeter. Über das gesamte Gitter scheint die Periode dennoch in etwa zu stimmen, wie die Wellenlängenkalibration aus dem vorherigen Abschnitt belegt.

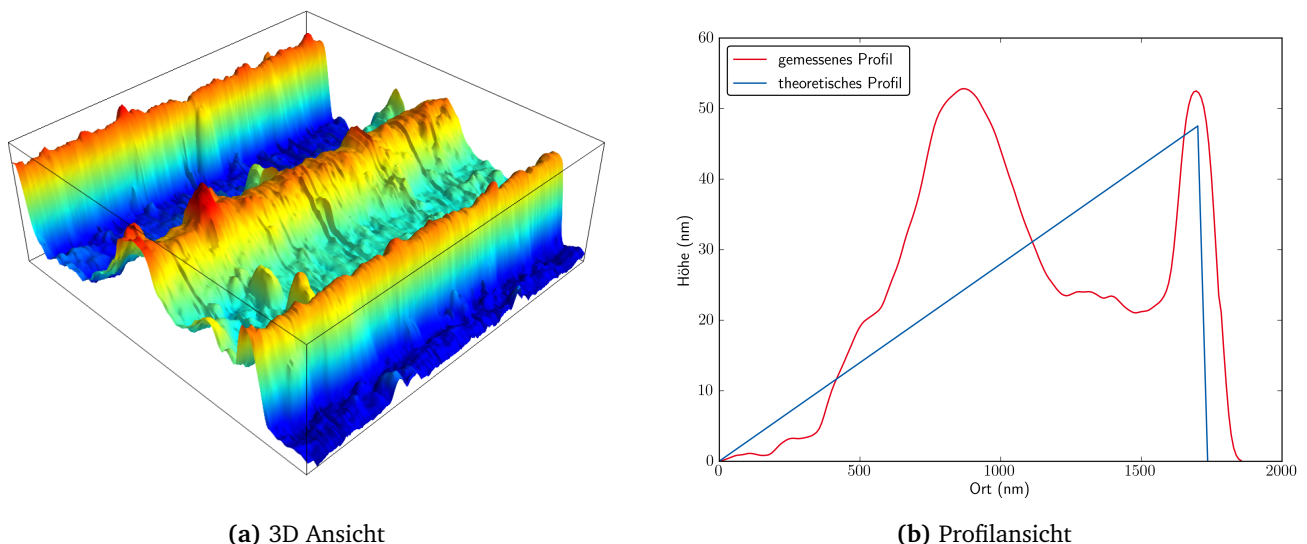


Abbildung 4.18: 3D und Profilansicht des verwendeten Gitters. Rechts ist außerdem das vom Hersteller angegebene, theoretische Profil eingezeichnet.

Um die Reflektivitäten des realen Gitters in den einzelnen Ordnungen zu berechnen, kann für eine grobe Abschätzung die skalare Beugungstheorie herangenommen werden. Hierbei werden die geometrischen Wegunterschiede von der Gitteroberfläche zum Detektor zur Berechnung des Interferenzmusters verwendet. Im sichtbaren Wellenlängenbereich funktioniert die Methode recht gut, bei Wellenlängen von wenigen Nanometern ist jedoch die optische Eigenschaft des Materials, in diesem Fall Gold, von entscheidender Bedeutung. Der Brechungsindex ist komplexwertig und stark abhängig von der Wellenlänge, die Strahlung wird teilweise im Material absorbiert. Eine genaue Berechnung der Beugungseffizienzen kann daher nur durch Lösung der Maxwellgleichungen geschehen.

Es existieren viele Varianten der sogenannten rigorosen Methoden, die eine exakte Lösung der Maxwellgleichungen liefern. Die hier verwendete ist die C-Methode [82]. Eine in [83] beschriebene Version wurde aufgegriffen und in einem multiprozessor-tauglichen Programm in C++ implementiert.

Die hier implementierte Variante der C-Methode berechnet die Beugungseffizienz einer einzelnen Gitterperiode für sowohl TE- (Transversal Elektrisch) als auch TM-Polarisation (Transversal Magnetisch) im zweidimensionalen Fall. Konische Beugung⁵ kann nicht berechnet werden.

Ein generisches Gitter ist in Abbildung 4.19 dargestellt.

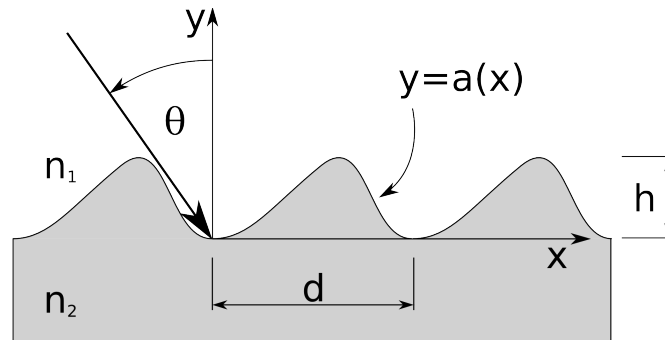


Abbildung 4.19: Generisches Gitter zur Verdeutlichung der C-Methode.

Dieses kann in mehrere Bereiche eingeteilt werden, verdeutlicht in Abbildung 4.20.

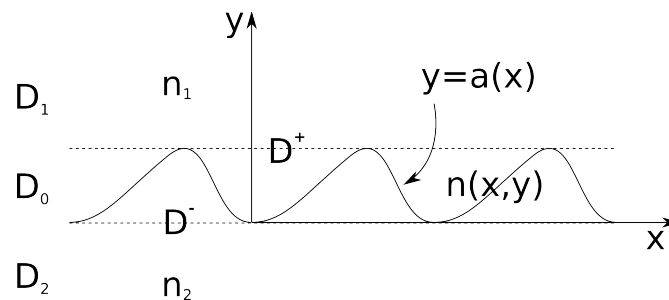


Abbildung 4.20: Zu unterscheidende Bereiche eines Gitters: D_0 , D_1 , D_2 , D^+ und D^- .

Die Bereiche D_1 und D_2 zeichnen sich durch einen konstanten Brechungsindex aus. In D_0 ist der Brechungsindex eine Funktion der Ortskoordinaten x und y . Die Bereiche D^+ und D^- bezeichnen den gesamten Bereich ober- bzw. unterhalb der Gitteroberfläche. Der Brechungsindex n_1 wird als reell angenommen, n_2 kann komplexwertig sein.

Eine unter dem Winkel Θ einfallende Lichtwelle genügt der Helmholtz Gleichung:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2 \mu \epsilon \right) F = 0 \quad (4.10)$$

Der Wellenvektor ist $k_0 = 2\pi/\lambda$, mit der Vakuumwellenlänge λ , und im Fall von TM-Polarisation gilt $F = H_z$. Die Permittivität ϵ ist durch den jeweiligen Brechungsindex der Domäne festgelegt, die Permeabilität wird konstant als 1 angenommen.

In den Domänen D_1 und D_2 lässt sich die Helmholtzgleichung durch ebene Wellen lösen:

$$F = \sum_m A_m^{(p)\pm} \exp(i\alpha_m x \pm i\beta_m^{(p)} y) \quad p = 1, 2 \quad (4.11)$$

⁵ Konische Beugung liegt vor, wenn der Einfallsvektor des Lichts nicht in der XY-Ebene der oben gezeigten schematischen Darstellung liegt.

mit

$$\alpha_m = n_1 k_0 \sin(\Theta) + mK \quad K = \frac{2\pi}{d} \quad (4.12)$$

$$\beta_m^{(p)} = (n_p^2 k_0^2 - \alpha_m^2)^{1/2} \quad (4.13)$$

Der Wert von p bestimmt den Bereich, zu dem die Lösung gehört: D_1 oder D_2 . Die $A_m^{(p)\pm}$ sind die unbekannten Beugungsamplituden der jeweiligen Ordnung m . Im Bereich D^+ und D^- sind die ebenen Wellen wegen der Abhängigkeit des Brechungsindex von der Ortskoordinate im Allgemeinen nicht gültig, man muss die Helmholtzgleichung direkt lösen.

Die Lösung der Differentialgleichung wird bei der C-Methode durch eine Koordinatentransformation vereinfacht.

$$v = x \quad u = y - a(x) \quad (4.14)$$

Der Differentialoperator aus Gleichung 4.10 wird unabhängig von y , da für eine Kurve mit konstantem u der Brechungsindex ebenfalls konstant bleibt: Sie beschreibt einen parallelen Verlauf zur Gitteroberfläche $a(x)$ mit Abstand u .

$$L(\partial_x, \partial_y : x, y) \rightarrow L(\partial_v, \partial_u : x) \quad (4.15)$$

Ein Übergang vom Orts- in den Fourierraum liefert zwei Eigenwertgleichungen für die Domänen D^+ und D^- :

$$\begin{bmatrix} -\frac{1}{\beta^{(p)2}}(\alpha\dot{\alpha} + \dot{\alpha}\alpha) & \frac{1}{\beta^{(p)2}}(1 + \dot{\alpha}\dot{\alpha}) \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} F \\ F' \end{pmatrix} = \frac{1}{\rho} \begin{pmatrix} F \\ F' \end{pmatrix}$$

Die Größen α und $\beta^{(p)}$ sind Diagonalmatrizen mit den zuvor definierten α_m und $\beta_m^{(p)}$. Die Fourierkoeffizienten der Ableitung des Gitterprofils liefern die Matrix $\dot{\alpha}$. Für die numerische Berechnung der unendlich dimensionalen Untermatrizen müssen diese auf eine endliche Zahl an Beugungsordnungen N beschnitten werden. Je nach Gitter und Wellenlänge liegt die für eine Konvergenz notwendige Anzahl bei wenigen zehn, oder, wie für den vorliegenden Fall, einigen hundert bis über tausend Ordnungen⁶.

Die so erhaltenen Eigenwerte $\rho^{(p)}$ und Eigenvektoren $F^{(p)}$ müssen durch die Randbedingungen an der Grenzfläche, der Gitteroberfläche, und im Unendlichen in Beziehung gesetzt werden. An der Gitteroberfläche wird eine Übereinstimmung der Fourierkoeffizienten gefordert, was der Stetigkeitsbedingung des elektrischen bzw. magnetischen Feldes entspricht. Dies führt zu einem linearen Gleichungssystem, dessen Lösung die gesuchten Beugungseffizienzen sind.

Die Substitution von elektrischer und magnetischer Feldstärke, sowie der relativen Permeabilitäten und Permittivitäten, liefert ein zweites Gleichungssystem für die TE-Polarisation. Der Mittelwert aus beiden gilt bei unpolarisiertem Licht.

Beugungseffizienzen für ideales und reales Gitter

Mit der zuvor beschriebenen Methode wurden die Beugungseffizienzen für sowohl das reale Gitter, das im AFM vermessen wurde, als auch das ideale Gitter mit einer Trapezform berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Für das ideale Gitter sieht man eine über den gesamten Wellenlängenbereich starke Dominanz der ersten Beugungsordnung. Lediglich bei kleinen Wellenlängen unter 5 nm haben die zweite und dritte Ordnung eine vergleichsweise hohe Effizienz. Noch höhere Ordnungen sind

⁶ Die Anzahl der Operationen, die für eine Matrixmultiplikation erforderlich sind, steigt mit $O(N^3)$, der dritten Potenz der Dimension der Matrix. Das hat erheblichen Einfluss auf die Laufzeit des Programms, die Rechenzeit für die kürzeren Wellenlängen liegen mitunter im Bereich von einigen Stunden.

vernachlässigbar. Das Maximum der ersten Ordnung stimmt grob mit der Blazewellenlänge von rund 6 nm überein.

Für das vermessene Gitterprofil ergibt sich ein gänzlich anderes Bild. Wie schon bei der Wellenlängenkalibration festgestellt, überwiegen die geraden Beugungsordnungen durch die effektive doppelte Linienzahl. Im kurzwelligen Bereich hat die zweite Ordnung den stärksten Einfluss, ab ca. 8 nm überwiegen die vierte und sechste Ordnung und ab ca. 12 nm ist wieder die zweite Ordnung am stärksten. Die erste Beugungsordnung ist durchgängig nahezu vernachlässigbar. Insgesamt zeigen die Effizienzen ein extrem ungünstiges Verhalten, dass die Interpretation der Ergebnisse sehr erschwert. Mit den berechneten absoluten Beugungseffizienzen ist jedoch eine teilweise Simulation eines gemessenen Beugungsbildes möglich.

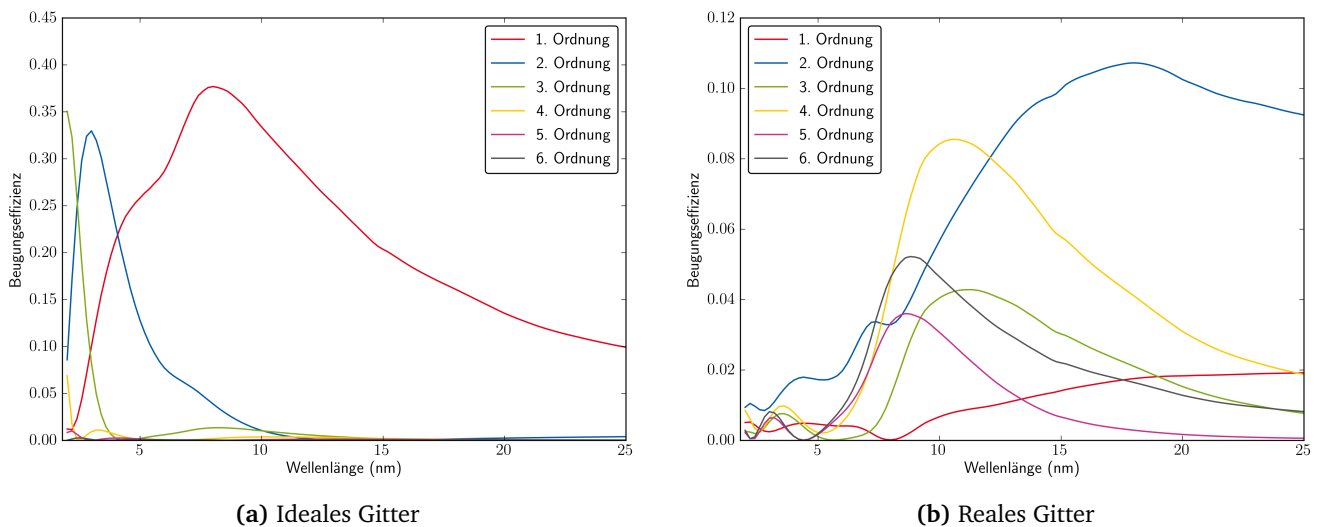


Abbildung 4.21: Absolute Beugungseffizienzen eines idealen und des vermessenen realen Gitters berechnet mit der C-Methode. Man beachte die unterschiedliche Skalierung der Ordinate.

4.5.3 Entstehung des Beugungsbildes

Ein gemessenes Beugungsbild setzt sich zusammen aus der Summe des in die einzelnen Ordnungen gebeugten realen Spektrums der Quelle. Zur Berechnung des Beugungsbildes, bei einem angenommenen Spektrum S , wird dieses mit der Beugungseffizienz des Gitters β und der Absorption durch die Restluft zwischen Eintrittsspalt und Detektor γ multipliziert. Die Quanteneffizienz des Detektors wird für den betrachteten Wellenlängenbereich als konstant angesehen.

$$B(m\lambda) = \sum_{m=1}^N S\left(\frac{\lambda}{m}\right) \cdot \beta\left(\frac{\lambda}{m}\right) \cdot \gamma\left(\frac{\lambda}{m}\right) \quad (4.16)$$

Restluftabsorption

Die Absorption durch die Restluft wird nach [84] berechnet. Röntgenstrahlung, die eine Strecke d in einem Gas der Temperatur T und Druck P durchquert, wird um den Faktor γ geschwächt.

$$\gamma(\lambda, T, P, d) = \exp(-n \cdot \mu_a \cdot d) \quad \text{mit} \quad n = \frac{PV}{k_B T} \quad (4.17)$$

$$\mu_a = 2r_0\lambda \cdot f_2 \quad (4.18)$$

Dabei sind r_0 der klassische Elektronenradius, n die Anzahl der Atome nach der idealen Gasgleichung und f_2 der wellenlängenabhängige atomare Streufaktor.

Für ein Gasgemisch muss über die einzelnen Bestandteile i summiert werden, jeweils gewichtet gemäß der vorhandenen Konzentration v_i .

$$\gamma(\lambda, T, P, d) = \exp\left(-nd \cdot \sum_i v_i \mu_{ai}\right) \quad (4.19)$$

Für Luft werden nach [85] die folgenden Werte angenommen:

Element	Wichtungsfaktor
N	1.562
O	0.42
C	0.0003
Ar	0.0094

Tabelle 4.4: Wichtungsfaktoren der jeweiligen Elemente für die Berechnung der Röntgentransmission durch Luft.

Simulation eines Kohlenstoffspektrums

Mit diesem Verfahren kann das Beugungsbild der in Tabelle 4.3 aufgelisteten Linien berechnet werden. Die einzelnen Linien werden durch Gaußkurven repräsentiert. Die Amplituden und Halbwertsbreiten wurden so gewählt, dass sie der gemessenen ersten Beugungsordnung aus Abbildung 4.17 entsprechen. Für die ersten 12 Beugungsordnungen der durch die C-Methode berechneten Effizienz des Gitters ergibt sich das Beugungsbild in Abbildung 4.22. Es ist deutlich zu sehen, dass die generelle Struktur sehr gut übereinstimmt. Besonders die ersten beiden Beugungsordnungen werden sowohl qualitativ als auch quantitativ gut wiedergegeben. Bei höheren Ordnungen hingegen wird die Effizienz des Gitters überschätzt, im gemessenen Signal sind die Linien deutlich kleiner. Eine wahrscheinliche Erklärung für diesen Effekt liegt in der Mittelung der Gitterstruktur, die für die Berechnung der Effizienzen nach der C-Methode vorgenommen werden muss. Am zuvor dargestellten 3-D Bild des Gitters ist gut zu erkennen, dass das Profil stark schwankt. Je nachdem welchen Bereich man für die Mittelung wählt, wird das Ergebnis der Rechnung mehr oder weniger gut das reale Gitter repräsentieren.

Um diese Annahme zu verifizieren, ist die Berechnung der Gittereffizienzen erneut für ein leicht unterschiedliches Profil durchgeführt worden. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.23, zusammen mit dem Profil, zu sehen. Eine Simulation des Kohlenstoffspektrums mit diesen Effizienzen ist in Abbildung 4.24 gezeigt. Die höheren Beugungsordnungen stimmen nun auch quantitativ sehr gut mit dem gemessenen Spektrum überein. Die Effizienz des Gitters hängt offensichtlich empfindlich von der Mittelung des Profils ab, insbesondere von kleineren Unebenheiten, wie die im Bild 4.23 erkennbare zusätzliche Spitze. Eine Mittelung über einen großen Bereich des realen Gitters scheint unabdingbar, ist jedoch auf Grund der Größe des Gitters von mehreren Quadratzentimetern nicht machbar (der oben gezeigte und vermessene Bereich beträgt lediglich rund $5 \mu\text{m}^2$).

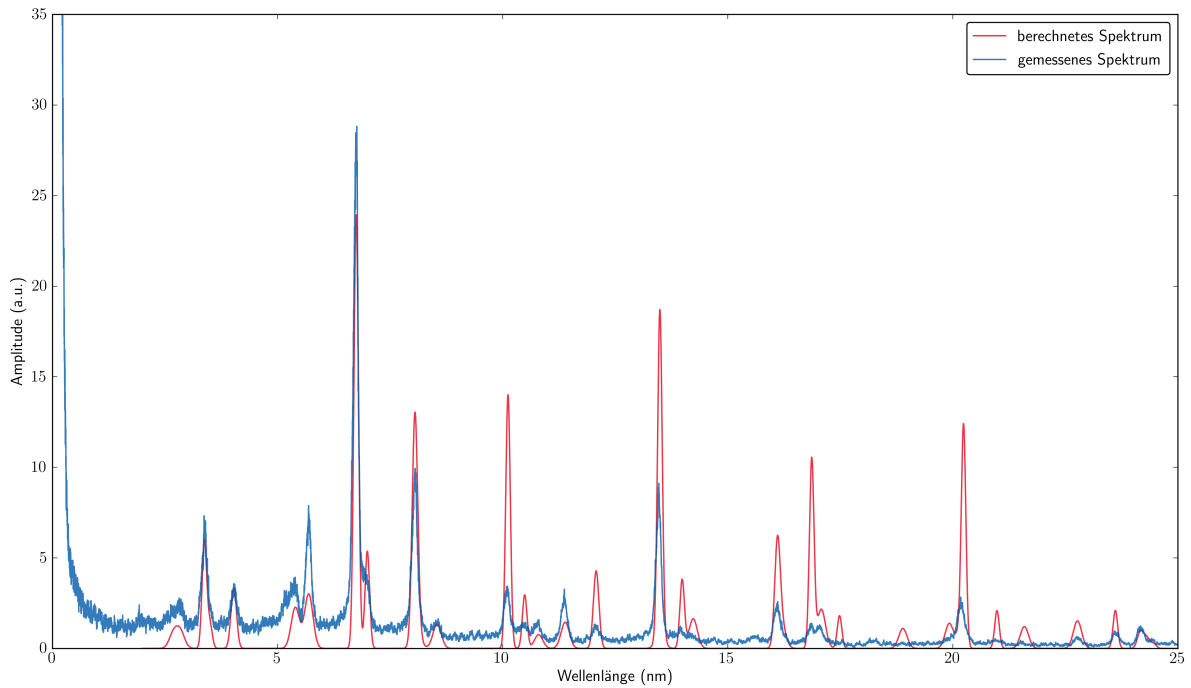
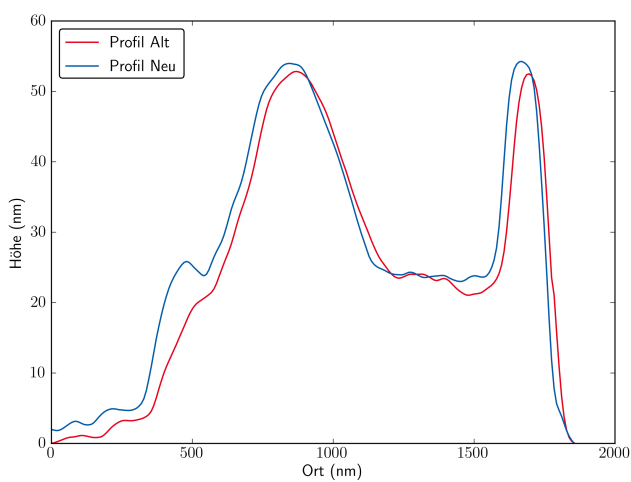
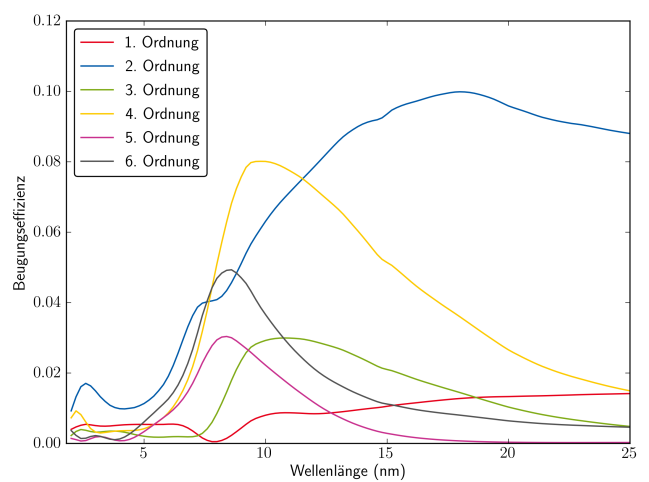


Abbildung 4.22: Ein gemessenes und ein mit den berechneten Beugungseffizienzen simuliertes Kohlenstoffspektrum.



(a) Alte und neue Gitterprofilmittelung



(b) Beugungseffizienzen der neuen Mittelung

Abbildung 4.23: Eine leicht geänderte Mittelung des Gitterprofils und die zugehörigen Beugungseffizienzen.

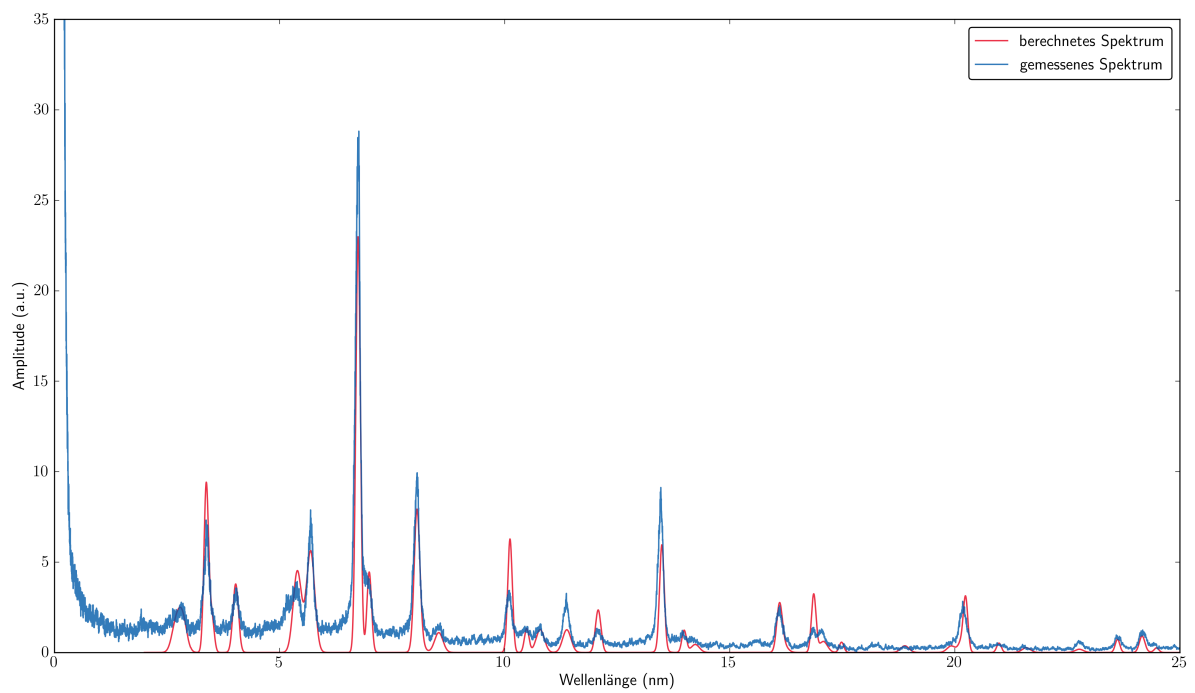


Abbildung 4.24: Erneute Simulation mit Beugungseffizienzen aus einem leicht unterschiedlich gemittelten Gitterprofil.

4.5.4 Goldspektren

Nach der Wellenlängenkalibration mit Kohlenstofffolien wird eine Goldfolie (Dicke: $10\ \mu\text{m}$) als Target eingesetzt. Zwei gemessene Spektren sind in Abbildung 4.25 dargestellt. Der Unterschied in der Intensität erklärt sich durch eine Verringerung des Abstandes zwischen Target und Spektrometer. Statt, wie sonst üblich, in der Targetkammermitte, ist das Target am Rand der Kammer plaziert worden, um den Raumwinkel, den das Spektrometer sieht, zu vergrößern. Der Abstand ist in den beiden Aufnahmen etwa halbiert worden. Die Amplituden sollten, bei gleichem Signal, durch die Abhängigkeit des Raumwinkels vom inversen Abstandsquadrat, um den Faktor vier steigen. Das stimmt gut mit der Messung überein.

Ein Vergleich von einem gemessenen Spektrum mit zwei vom FLYCHK Code für unterschiedliche Plasmaparameter berechneten Spektren ist in Abbildung 4.26 gezeigt. Der generelle Verlauf stimmt bis zum grau markierten Bereich für das Beugungsbild in erster Ordnung überein. Die Absorptionskante bei rund $4,5\ \text{nm}$ ist gegenüber dem berechneten Spektrum verschoben und die Linie bei $4,1\ \text{nm}$ fehlt. Aus den Kohlenstoffspektren ist zu entnehmen, dass das Auflösungsvermögen des Spektrometers rund $0,2\ \text{nm}$ beträgt. Da die Kante und Linie im FLYCHK Spektrum $0,6$ bis $0,7\ \text{nm}$ auseinander liegen, kann die abweichende Lage der Kante nicht durch eine Verschmierung dieser Merkmale erklärt werden.

Der graue Bereich ist ein Artefakt, was aus der Betrachtung der zweiten Beugungsordnung deutlich wird. Wäre es ein spektraler Bestandteil des Goldplasmas, so müsste er auch in höheren Beugungsordnungen zu sehen sein. Dies ist jedoch nicht der Fall. Die zweite Ordnung entspricht recht genau dem berechneten Spektrum.

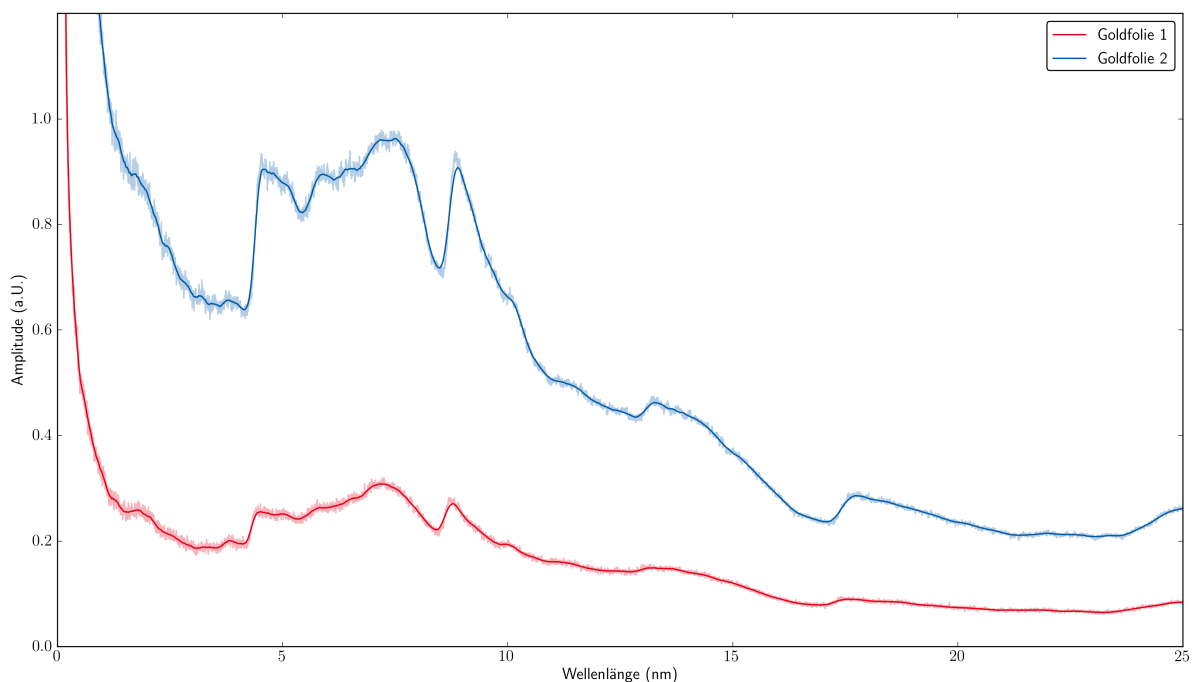


Abbildung 4.25: Gemessene Spektren von Goldplasma. Die Amplitude unterscheidet sich aufgrund des verringerten Abstands vom Spektrometer zum Target.

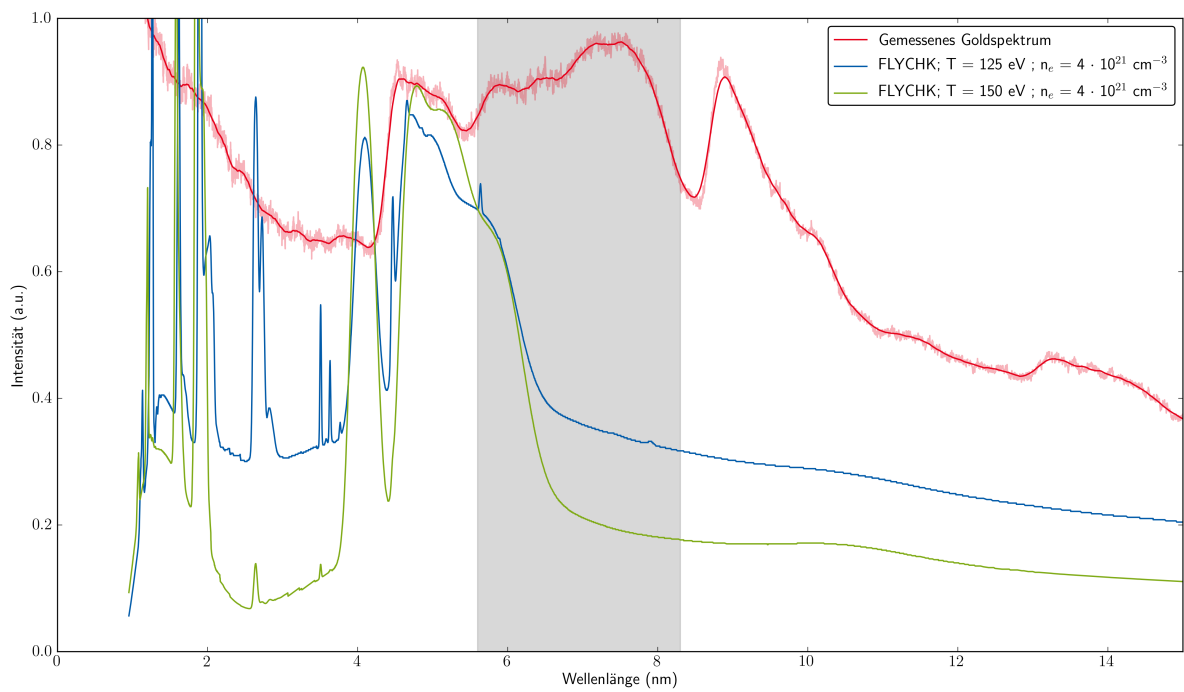


Abbildung 4.26: Vergleich von simulierten und gemessenen Goldspektren.

4.5.5 Hohlraumspektren

Insgesamt wurde die Strahlung von vier Hohlräumen mit dem Spektrometer untersucht. Die gemessenen Spektren sind in Abbildung 4.27 gezeigt. Auffällig ist das deutliche Maximum bei sieben bis acht Nanometern. Hierbei handelt es sich um das bereits bei den Goldspektren beobachtete Artefakt, es ist auch hier nicht in höheren Beugungsordnungen sichtbar. Bei 3,5 nm befindet sich in einigen Aufnahmen ein weiteres, neues Artefakt. Es liegt bei knapp der halben Wellenlänge des ersten Artefakts und könnte prinzipiell dessen erste Beugungsordnung sein. Dagegen sprechen jedoch mehrere Punkte. Zum einen müsste die Amplitude in zweiter Ordnung deutlich größer sein, was aus den berechneten Beugungseffizienzen folgt, die bei der Simulation des Kohlenstoffspektrums in genau diesem Bereich bestätigt wurden. Des Weiteren fehlt bei einigen Messungen das Merkmal bei 3,5 nm völlig, während das Artefakt bei 8 nm unverändert ist. Zuletzt konnte das, bei den Hohlräumen neu hinzugekommene, Artefakt in Testmessungen des Spektrometers mit einer Hohlkathodenlampe, die in diesem Bereich keine entsprechende Strahlung hat, ebenfalls beobachtet werden.

Die für die Auswertung interessante thermische Strahlung wird von dem zweiten Artefakt verdeckt und ist daher nur in den höheren Beugungsordnungen bei 13 nm und 26 nm sichtbar. Diese wurden für die nachfolgende Auswertung und Bestimmung der Temperatur herangezogen. Die Laserenergie und Hohlraumdurchmesser zu den jeweiligen Kurven sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

Target	Hohlraumdurchmesser (μm)	Laserenergie (J)
KT 65	756	29,7
KT 56	760	29,6
KT 58	760	22,7
KT 78	756	20,3

Tabelle 4.5: Auflistung der Hohlraumtargets, die mit dem zeitintegrierenden Spektrometer vermessen wurden.

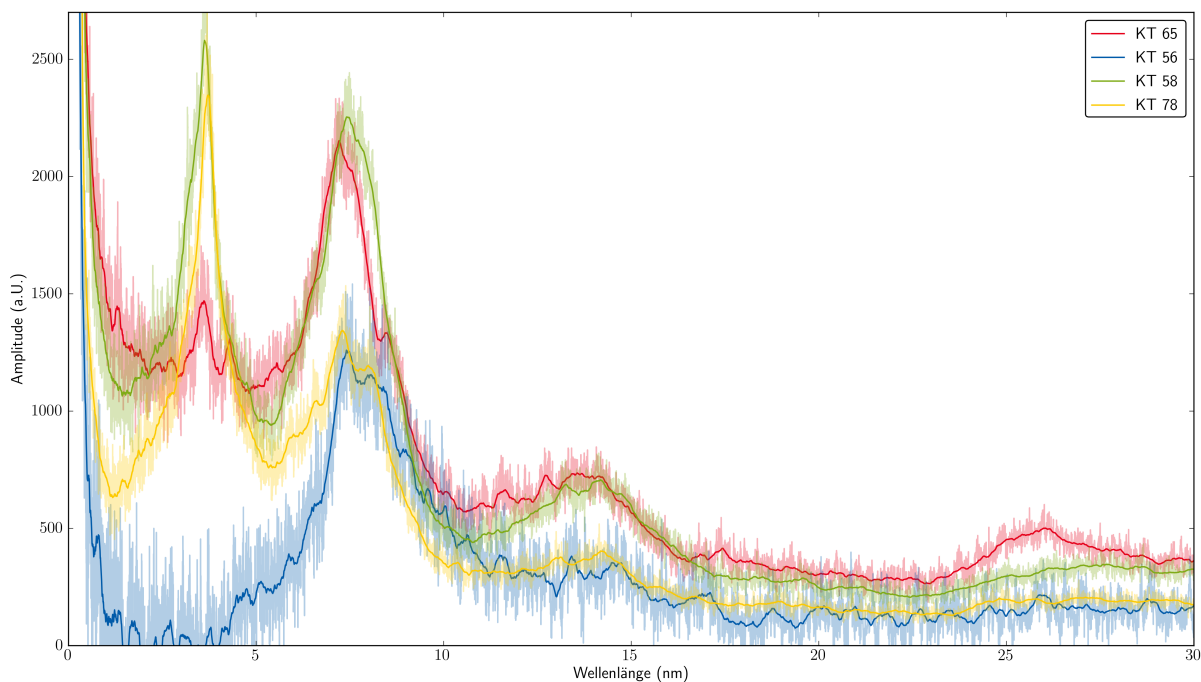


Abbildung 4.27: Aufgenommene Spektren der Hohlraumstrahlung. Für eine bessere Darstellung sind die Messdaten leicht transparent dargestellt und geglättete Profile darüber gelegt.

Zeitintegrierte Hohlraumstrahlung

Das Spektrometer misst die vom Diagnostikloch ausgesandte Strahlung zeitintegriert. Es stellt sich die Frage, inwiefern ein zeitintegriertes Spektrum von dem eines Planckschen Strahlers abweicht. Nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz steigt die Leistung, die ein schwarzer Körper abstrahlt, mit der vierten Potenz der Temperatur. Das bedeutet, bei einem zeitlichen Temperaturverlauf hat die maximale Temperatur den stärksten Einfluss auf die zeitintegrierte Aufnahme des Spektrums. Nimmt man einen bestimmten zeitlichen Verlauf für die Temperatur an und integriert die spektrale Leistung für den gesamten Puls, lässt sich der Effekt untersuchen.

In Abbildung 4.28 ist das Spektrum eines schwarzen Körpers mit einer Temperatur von 35 eV gezeigt. Der Verlauf der Temperatur wird als gaußförmig, mit der Halbwertsbreite des Heizlasers, angenommen (aus Abschnitt 4.4 wird deutlich, dass die Temperatur nur für diesen Zeitraum existiert). Die Integration liefert die zweite Kurve in zuvor genannter Abbildung. Das Maximum verschiebt sich nur minimal um weniger als 1 nm. Für höhere Temperaturen sinkt diese Differenz. Aus der temperaturabhängigen Verschiebung kann ein Korrekturfaktor für das Wiensche Verschiebungsgesetz bestimmt werden (Abbildung 4.29), das die Änderung des Maximums eines Planckschen Strahlers mit der Temperatur beschreibt:

$$\lambda_{max}(T) = \frac{249,7 \text{ nm eV}}{T} + \delta\lambda \quad \text{mit} \quad \delta\lambda = T^a \cdot \exp(b) \quad (4.20)$$

Hierbei sind a und b Konstanten, die aus einer linearen Regression stammen.

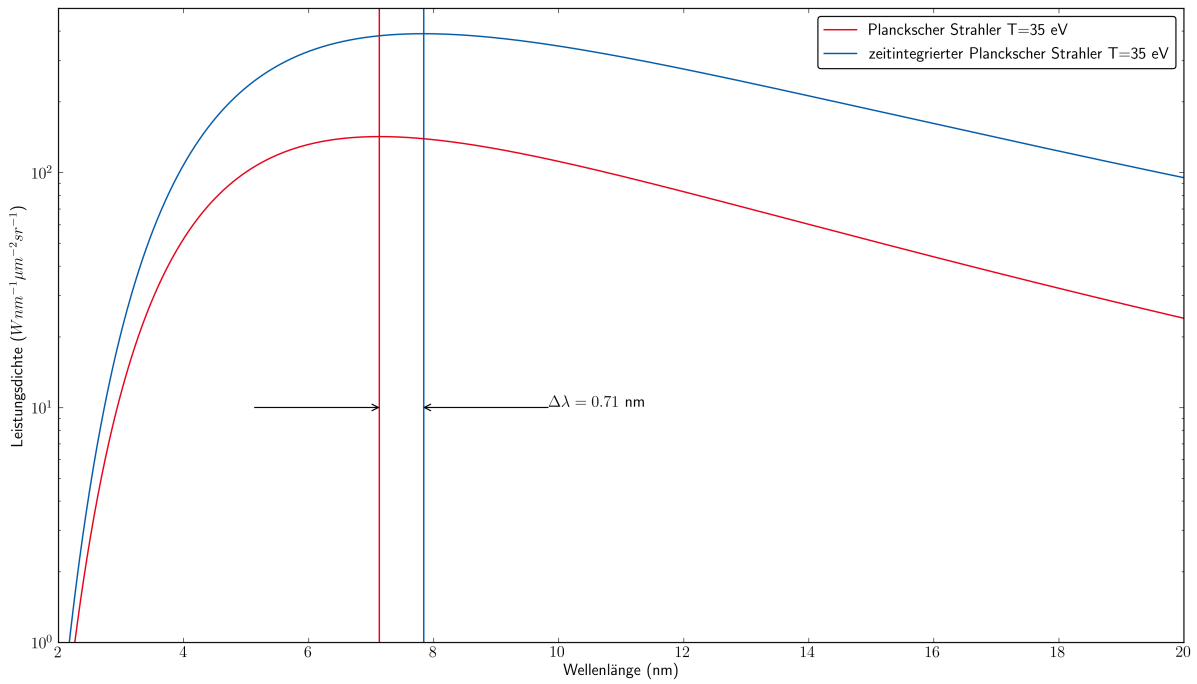


Abbildung 4.28: Spektrum eines Planckschen Strahlers mit einer Temperatur von 35 eV und das integrierte Spektrum eines zeitlichen Strahlungsverlaufs mit 6 ns Halbwertsbreite.

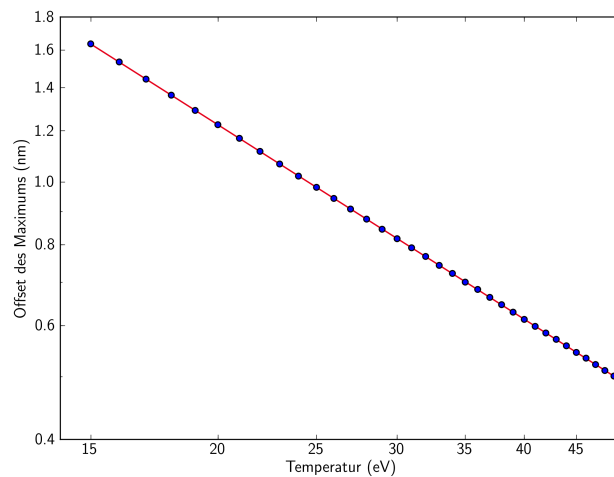


Abbildung 4.29: Verschiebung des Maximums eines zeitintegrierten Planckschen Strahlers bei einer Halbwertsbreite von 6 ns im zeitlichen Temperaturverlauf und einem Maximalwert entsprechend der Abzisse.

Temperatur der Hohlraumstrahlung

Das eigentliche Signal ist in erster Ordnung nicht auswertbar, weil es von dem zuvor beschriebenen Artefakt bei rund 8 nm verdeckt wird. Die höheren Beugungsordnungen sind hiervon nicht betroffen und auswertbar.

Eine Temperaturanalyse ist anhand des Maximums der Strahlung nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz möglich, also der Form des Spektrums, statt der absoluten Intensität. Hierzu wird zunächst ein Plancksches Spektrum mit einer angenommenen Maximaltemperatur, wie zuvor beschrieben, über die Zeit integriert. Anhand der berechneten Beugungseffizienzen und der Restluftabsorption wird ein Beugungsbild simuliert (letztere ist für die sichtbaren Absorptionskanten im simulierten Bild verantwortlich). Durch Variation der Temperatur wird das berechnete Beugungsbild mit dem gemessenen in Deckung gebracht. Die Amplitude ist entsprechend skaliert. Die Ergebnisse der Rechnung für die Hohlraumpektren sind in den Abbildungen 4.30 bis 4.33 gezeigt. Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung für Temperaturen zwischen 33 eV und 36 eV, die auch mit dem Diodenspektrometer ermittelt wurden.

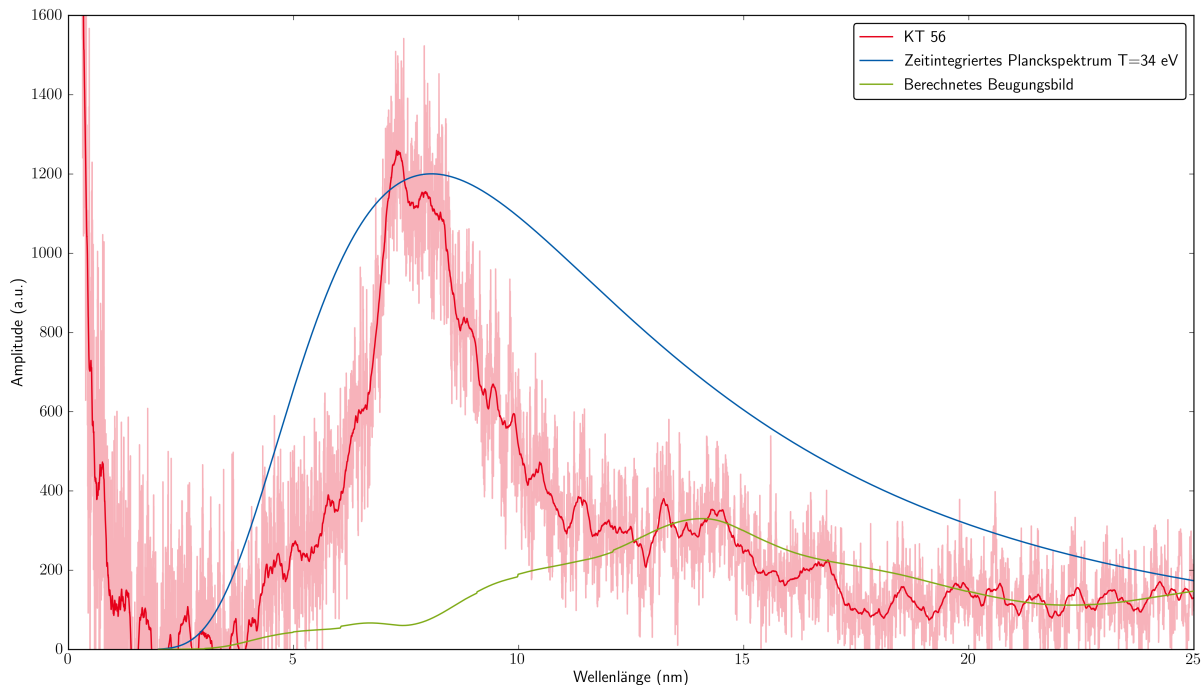


Abbildung 4.30: Auswertung des Hohlraumpektrums für KT 56.

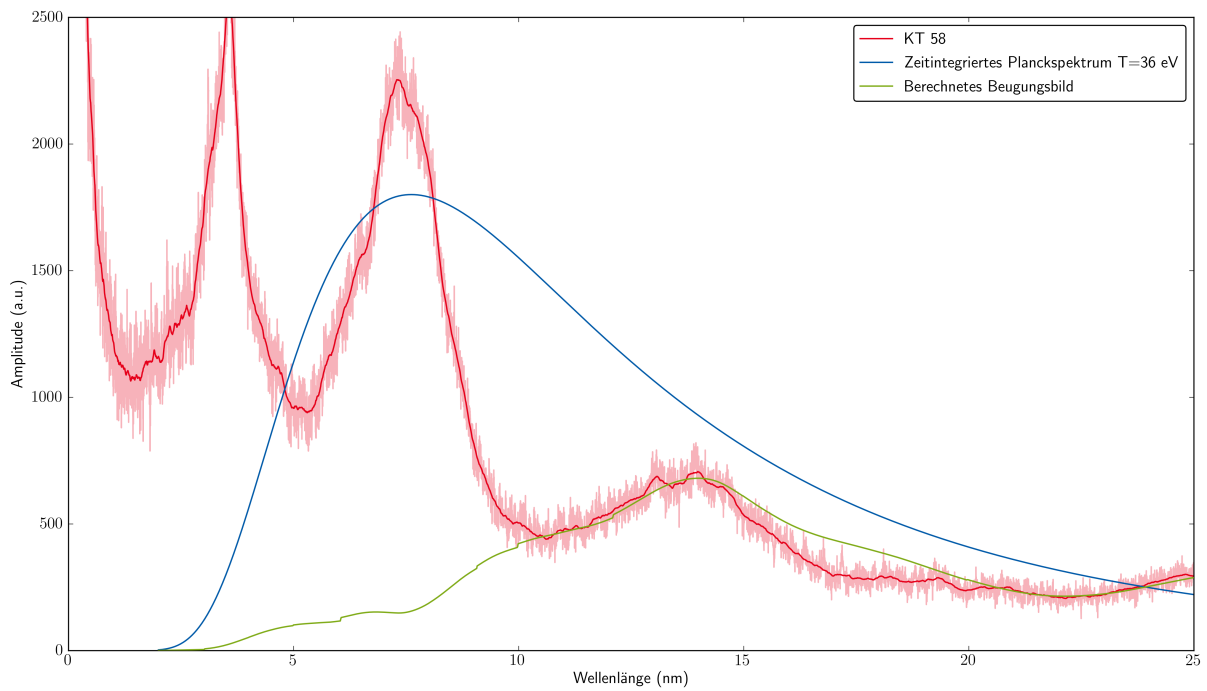


Abbildung 4.31: Auswertung des Hohlraumspektrums für KT 58.

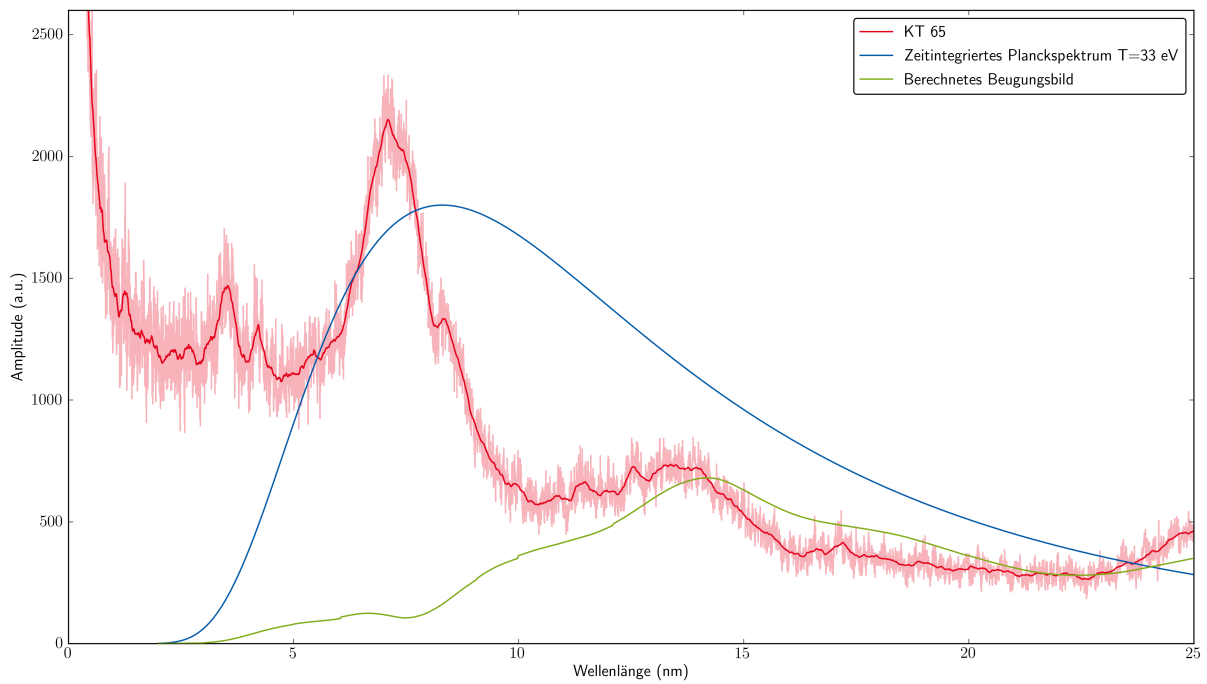


Abbildung 4.32: Auswertung des Hohlraumspektrums für KT 65.

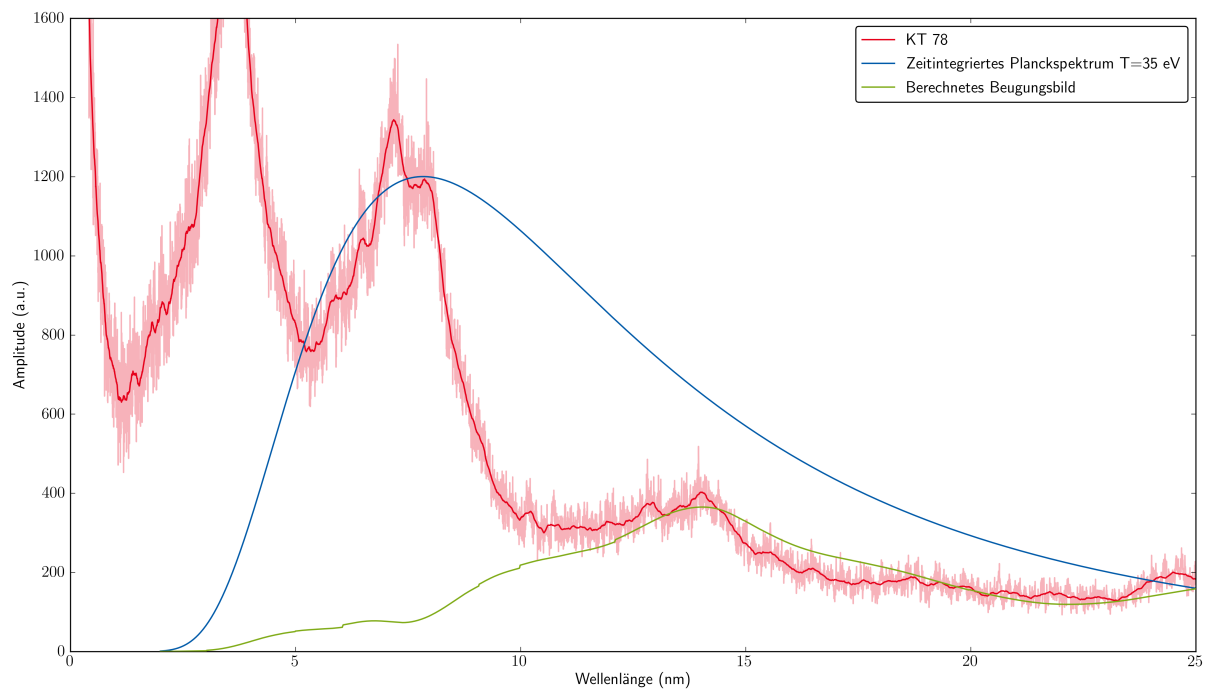


Abbildung 4.33: Auswertung des Hohlraumspektrums für KT 78.



5 Diskussion der Ergebnisse

5.1 Laserparameter

Die Parameter des *nhelix* Lasers sind, wie bereits in früheren Experimenten, gut charakterisiert worden. Kritische Eigenschaften, wie die Fokusgröße und die Schuss-zu-Schuss Schwankung der Fokusposition, genügen den Anforderungen für Hohlraumexperimente. Das bislang großzügig dimensionierte Lasereintrittsloch mit $300\ \mu\text{m}$ Durchmesser kann zukünftig, bei den derzeitigen Laserparametern, um ein Drittel verkleinert werden. Dadurch verringern sich die Strahlungsverluste.

Die mit der Schmierbildkamera gemessene Expansionsgeschwindigkeit des Plasmas stimmt gut mit den Vorhersagen aus der Theorie überein. Dabei ist zu beachten, dass der abgeschätzte Wert im Theoriekapitel für die kritische Dichte berechnet wurde. In der Messung mit der Schmierbildkamera fehlt die Dichteinformation. Als erstes wird das dünne, unterkritische Plasma aus dem Lasereintrittsloch entweichen, dessen Geschwindigkeit größer als die des Plasmas bei kritischer Dichte ist. Diese Messung liefert daher nur eine Obergrenze und nicht den tatsächlichen Wert.

5.2 Strahlungstemperatur

Das Hauptanliegen dieser Arbeit, die Charakterisierung der thermischen Strahlung eines lasergeheizten Hohlraums, konnte erfolgreich sowohl mit einer zeit- als auch einer spektralauflösenden Diagnostik durchgeführt werden.

Die zeitauflösende Diagnostik liefert zusätzlich Informationen über die Dauer der thermischen Strahlung, die erwartungsgemäß nur während der Laserpulsdauer existent ist. Die Temperaturmessung erfolgt anhand der absolut abgestrahlten Leistung des Hohlraums, die direkt mit der eines schwarzen Körpers verglichen wird. Das Plasma einer ebenen Goldfolie zeigt auf den ersten beiden Kanälen des Diodenspektrometers dieselbe Temperatur, die des dritten weicht davon stark ab. Bei einem Hohlraum liegt die Temperatur des zweiten Kanals immer unterhalb des ersten, stimmt jedoch im Rahmen der Messgenauigkeit ebenfalls noch mit diesem überein. Trotz des deutlichen Abfalls der gemessenen Spannung auf ein Viertel bei einem Hohlraum im Vergleich zur Folie ergibt sich eine ähnliche Temperatur. Dies ist die Folge der ungünstigen nichtlinearen Antwortfunktion, die wegen der Reduzierung der Filterdicke besonders zum Tragen kommt. Diese Maßnahme war notwendig, da die Temperaturen, und somit die Signalamplituden, deutlich unter den Werten aus früheren Messungen im UV-Bereich lagen. Nur bei zwei Messungen an Hohlräumen war auf dem dritten Kanal ein Signal vorhanden, das einer Temperatur oberhalb der anderen beiden Kanäle entsprach. Im Rahmen des Messfehlers stimmten jedoch alle drei Temperaturen überein und erreichten Maximalwerte im Bereich von 32 eV bis 38 eV.

Eine absolute Messung an einigen wenigen diskreten Wellenlängen erlaubt keinen Rückschluss auf die globale Form der spektralen Verteilung. Die bei der Auswertung a priori getroffene Annahme einer planckverteilten Strahlung muss verifiziert werden. Mit dem hierzu eingesetzten Spektrometer sind Spektren von Kohlenstoff- und Goldfolien sowie von Hohlräumen aufgenommen worden. Die Folienmessungen zeigen eine deutliche Dominanz höherer Beugungsordnungen und interne Reflektionen, die die Auswertung erschweren. Die C-Methode, ein Lösungsverfahren für die Maxwellgleichungen an einem Gitterprofil, konnte erfolgreich zur Beschreibung der Beugungsordnungen eingesetzt werden. Damit lassen sich sowohl die Kohlenstoff- als auch die Hohlraumspektren interpretieren. Die für zeitintegrierte

Planckspektren berechneten Beugungsbilder stimmen sehr gut mit den gemessenen Spektren überein. Die ermittelten Temperaturen liegen zwischen ca. 33 eV und 36 eV.

Zusammenfassend führen beide Messmethoden, wenngleich sie nicht bei demselben Hohlraum zusammen eingesetzt werden können, im Rahmen der Messunsicherheit zu derselben Strahlungstemperatur im Bereich von 35 eV (≈ 400.000 K). Das Maximum der Strahlung liegt demnach bei etwa sieben Nanometern.

Die maximale Temperatur variierte nahezu nicht mit der Laserenergie. Hohlräume gleichen Durchmessers, die mit 14 J und 26 J Laserenergie geheizt wurden, wiesen fast dieselbe Temperatur auf. Die Erhöhung der Energie geschah durch Verlängerung des Pulses von sechs auf sieben Nanosekunden, die Intensität wurde dabei nicht erhöht. Diese liegt bereits am maximal zulässigen Wert des Lasersystems und kann nicht weiter erhöht werden. Für die maximale Strahlungstemperatur ist jedoch die Intensität der bestimmende Faktor, da sie in diesen Experimenten noch unterhalb des optimalen Wertes für eine maximale Konversionseffizienz von Laser- zu Röntgenenergie lag.

Eine Verkleinerung des Hohlraumdurchmessers bei KT61, der mit $650 \mu\text{m}$ statt $750 \mu\text{m}$ Durchmesser ein auf 65 % verringertes Volumen aufwies, zeigte eine leichte Erhöhung der Temperatur um wenige Elektronenvolt. Das stimmt gut mit der zu erwartenden Abweichung nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz überein, wonach die Temperatur mit dem Volumen über die vierte Potenz verknüpft ist.

5.2.1 Skalierungsgesetz

Die in diesen Experimenten gemessene Temperatur fällt um die Hälfte geringer aus als zuvor gemessene Werte von maximal 73 eV [17, 18]. Die früheren Experimente nahmen eine Absolutmessung der Strahlungsintensität im UV-Bereich mit Wellenlängen größer 120 nm vor, der weit vom Strahlungsmaximum der Planckkurve, bei sieben bis acht Nanometern, entfernt liegt. Hier wird hingegen das Strahlungsmaximum von zwei verschiedenen Diagnostiken vermessen, die nahezu identische Ergebnisse liefern.

Des Weiteren stimmen die Ergebnisse sehr gut mit dem im Abschnitt 2.2.3 beschriebenen Skalierungsgesetz überein. Die unten dargestellten Grafiken zeigen die vom Diodenspektrometer gemessene und über die Kanäle gemittelte Temperatur, zusammen mit berechneten Temperaturen nach Gleichung 2.39. Der Albedo eines Goldhohlraums variiert nach [41] üblicherweise zwischen 0,75 und 0,85. In den Grafiken ist die untere Schranke angenommen. Aus der Laserenergie und der Laserpulsdauer mit einer Halbwertsbreite von 6 ns bzw. 7 ns ergibt sich die Leistung. Als Zeit für die Mittelung wird nicht die Halbwertsbreite, sondern die 2σ -Umgebung des Gaußpulses genommen. Die gestrichelten Linien sind die angegebenen Konversionseffizienzen von Laser- zu Röntgenlicht. Die gemessenen Temperaturen passen am besten zu einem Wert von 0,4 bis 0,5, in guter Übereinstimmung mit nach [65, 86] zu erwartenden Werten für die Laserparameter des *nhelix*.

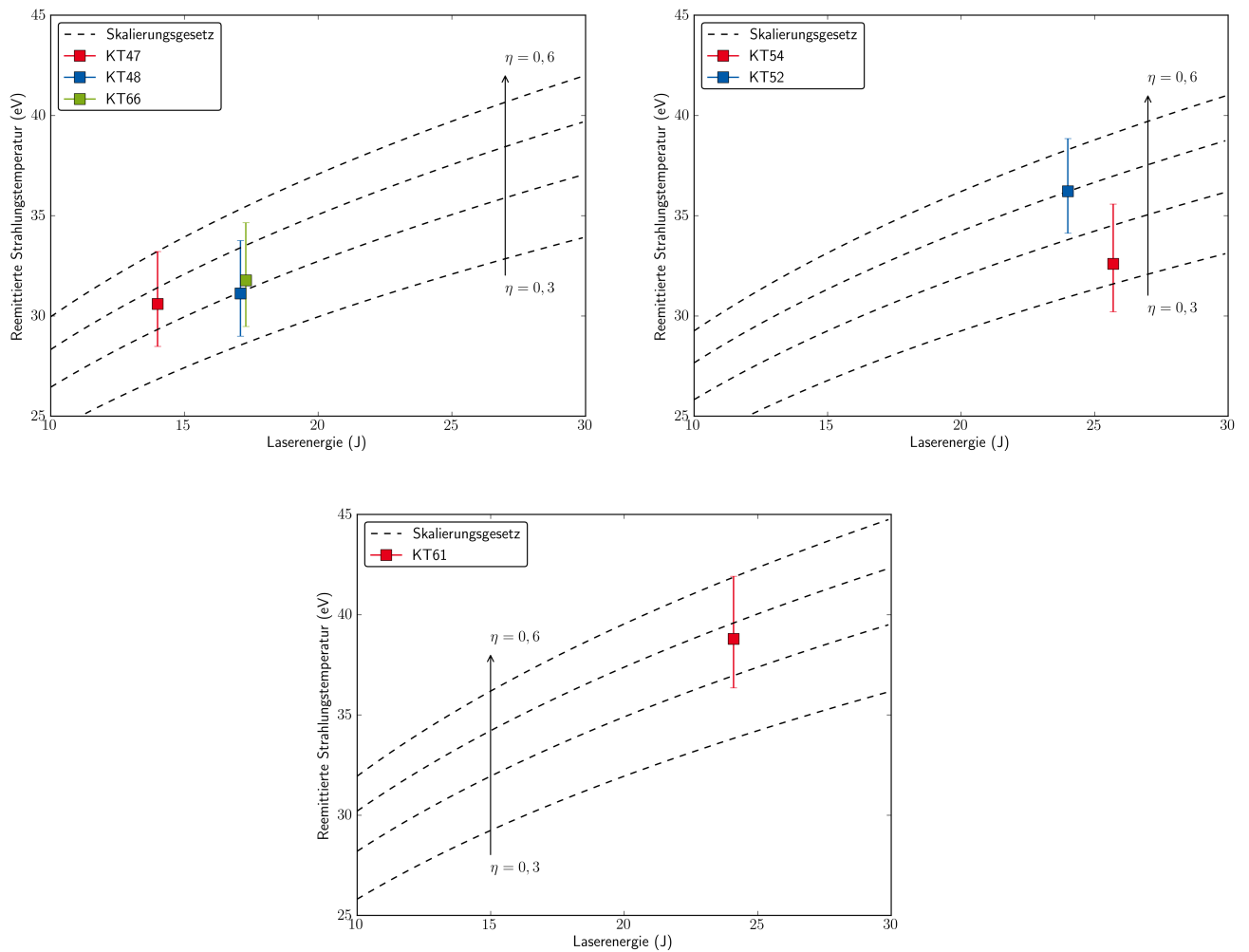


Abbildung 5.1: Vergleich der gemessenen Temperaturen des Diodenspektrometers mit dem Skalierungsgesetz aus Abschnitt 2.2.3. Die berechneten Temperaturen sind in Abhängigkeit der Konversionseffizienz von Laser- zu Röntgenenergie η dargestellt.



6 Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die thermische Strahlung eines lasergeheizten Hohlraums zeitlich und spektral vermessen. Alle Diagnostiken liefern ein in sich stimmiges Bild und die gemessenen Temperaturen stimmen mit den Vorhersagen der Theorie überein. Damit ist ein wichtiger Schritt in Richtung indirekt geheizter Targets für Energieverlustexperimente geleistet.

Die Abweichung der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Temperatur im Vergleich zu den ersten Messungen am *nhelix* Lasersystem liegen in dem früher verwendeten Messverfahren begründet. Dort wurde weit ab vom Strahlungsmaximum gemessen und, unter Annahme einer Planckschen Strahlungsverteilung, eine Temperatur bestimmt. Die vorliegenden Messungen zeigen, dass diese Annahme im langwelligeren Bereich größer 120 nm nicht zutrifft. Die Konzeption des neuen Diodenspektrometers für die aktuellen Experimente orientierte sich an den früheren Messwerten. Daraus resultiert das ungünstige nichtlineare Verhalten im Bereich der tatsächlich gemessenen Temperatur. Für zukünftige Messungen in diesem Temperaturbereich muss das Design überarbeitet und angepasst werden. Ebenso ist eine Kalibration des Gesamtapparates erforderlich, zum einen um den Messfehler zu reduzieren und zum anderen, um die vom Hersteller angegebenen Reflektivitäten und Quanteneffizienzen der Röntgenspiegel und Dioden zu präzisieren bzw. verifizieren.

Das Gitter des Spektrometers macht eine genauere Untersuchung der spektralen Verteilung nahezu unmöglich. Die vielen dominanten Beugungsordnungen, deren Effizienzen sich z.T. zwar berechnen ließen, im Gesamten aber unbekannt bleiben, sind bei der Auswertung kontinuierlicher Spektren untragbar. Ohne ein neues Gitter kann eine detailliertere Untersuchung nicht durchgeführt werden. Erste Ergebnisse von Messungen mit einem neuen Gitter bestätigen dies [87]. Für höhere Temperaturen, und somit einem Strahlungsmaximum bei kürzeren Wellenlängen, muss ein Gitter mit höherer Linienzahl verwendet werden, da selbst die ideale Version des aktuellen Gitters mit 576 Linien/mm bei kleinen Wellenlängen viele relevante Beugungsordnungen aufweist. Eine attraktive Möglichkeit ist ein Röntgentransmissionsgitter, bei dem sowohl die positiven als auch negativen Beugungsordnungen nutzbar sind. Mit kalibrierten Dioden für die einen, und einer Image Plate für die anderen Ordnungen ließen sich die bisher nur getrennt einsetzbaren Diagnostiken in einem Gerät vereinen und gleichzeitig nutzen. Eine Kalibration der Image Plates an z.B. einer Synchrotronstrahlungsquelle für den Wellenlängenbereich von einigen Nanometern ist dafür ebenfalls wünschenswert.

Die indirekte Heizung eines sekundären Targets konnte mit den Parametern des *nhelix* Lasers, und den damit erreichbaren Temperaturen, nicht verwirklicht werden. Die Temperatur im sekundären Hohlraum lag unterhalb der Detektionsschwelle des Diodenspektrometers. Für Energieverlustexperimente ist eine höhere Intensität des Heizlasers und Temperatur im Primärhohlraum erforderlich. Der PHELIX Laser [19], mit dem im Jahr 2008 zum ersten Mal eine Energieverluststrahlzeit mit direkter Heizung erfolgreich absolviert wurde, kann bis zu 500 J in Pulsen von einer Nanosekunde oder mehr liefern. Die zeitliche Pulsformung, und der damit einhergehenden Möglichkeit den Hohlraum mit einer konstanten Leistung zu heizen, sind ein großer Vorteil. Eine neue Strahlführung für frequenzverdoppeltes Licht befindet sich derzeit im Aufbau. Für den Standardhohlraum mit 750 μm Durchmesser und einem Rechteckpuls mit 2 ns und 250 J Energie liegt die maximale Temperatur nach dem Skalierungsgesetz bei etwa 115 eV im Konverterhohlraum. Dies ist ausreichend für die Heizung des sekundären Hohlraums und ermöglicht so erste Energieverlustmessungen an indirekt geheizten Targets. Prototypen des Targets (Abbildung 6.1) sind bereits erfolgreich hergestellt worden.



Abbildung 6.1: Prototyp eines Targets für indirekte Energieverlustmessungen. Zu sehen ist der sphärische Konverterhohlraum auf einem zylinderförmigen Sekundärhohlraum, an dessen Öffnungen Kohlenstofffolien angebracht sind. Hergestellt und fotografiert von D. Schumacher.

Literaturverzeichnis

- [1] M. D. ROSEN: *The physics issues that determine inertial confinement fusion target gain and driver requirements: A tutorial*. Physics of Plasmas, 6(5):1690, 1999.
- [2] J. NUCKOLLS, L. WOOD, A. THIESSEN und G. ZIMMERMANN: *Laser Compression of Matter to Super-High Densities: Thermonuclear (CTR) Applications*. Nature, 239(5368):139, 1972.
- [3] C. DEUTSCH: *Inertial confinement fusion driven by intense ion beams*. Annales de Physique, 11(1):1, 1986.
- [4] M. ROTH, T. E. COWAN, M. H. KEY, S. P. HATCHETT, C. BROWN, W. FOUNTAIN, J. JOHNSON, D. M. PENNINGTON, R. A. SNAVELY, S. C. WILKS, K. YASUIKE, H. RUHL, F. PEGORARO, S. V. BULANOV, E. M. CAMPBELL, M. D. PERRY und H. POWELL: *Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams*. Physical Review Letters, 86(3):436, 2001.
- [5] D. H. H. HOFFMANN, K. WEYRICH, H. WAHL, TH. PETER, J. MEYER TER VEHN, J. JACOBY, R. BIMBOT, D. GARDÈS, M. F. RIVET, M. DUMAIL, C. FLEURIER, A. SANBA, C. DEUTSCH, G. MAYNARD, R. NOLL, R. HAAS, R. ARNOLD und S. MAURMANN: *Experimental observation of enhanced stopping of heavy ions in a hydrogen plasma*. Zeitschrift für Physik A Atomic Nuclei, 330(3):339, 1988.
- [6] K. WEYRICH, D. H. H. HOFFMANN, J. JACOBY, H. WAHL, R. NOLL, R. HAAS, H. KUNZE, R. BIMBOT, D. GARDÈS, M.-F. RIVET, C. DEUTSCH und C. FLEURIER: *Energy loss of heavy ions in a hydrogen discharge plasma*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, 278(1):52, 1989.
- [7] D. H. H. HOFFMANN, K. WEYRICH, H. WAHL, D. GARDÈS, R. BIMBOT und C. FLEURIER: *Energy loss of heavy ions in a plasma target*. Physical Review A, 42(4):2313, 1990.
- [8] K.-G. DIETRICH, D. H. H. HOFFMANN, H. WAHL, C. R. HAAS, H. KUNZE, W. BRANDENBURG und R. NOLL: *Energy loss of heavy ions in a dense hydrogen plasma*. Zeitschrift für Physik D Atoms Molecules and Clusters, 16(4):229, 1990.
- [9] K.-G. DIETRICH, D. H. H. HOFFMANN, E. BOGGASCH, J. JACOBY, H. WAHL, M. ELFERS, C. R. HAAS, V. P. DUBENKOV und A. A. GOLUBEV: *Charge state of fast heavy ions in a hydrogen plasma*. Physical Review Letters, 69(25):3623, 1992.
- [10] D. H. H. HOFFMANN, J. JACOBY, W. LAUX, M. DE MAGISTRIS, E. BOGGASCH, P. SPILLER, C. STÖCKL, A. TAUSCHWITZ, K. WEYRICH, M. CHABOT und D. GERDES: *Energy loss of fast heavy ions in plasmas*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B Beam Interactions with Materials and Atoms, 90(1-4):1, 1994.
- [11] J. JACOBY, D. H. H. HOFFMANN, W. LAUX, R. W. MÜLLER, H. WAHL, K. WEYRICH, E. BOGGASCH, B. HEIMRICH, C. STÖCKL, H. WETZLER und S. MIYAMOTO: *Stopping of Heavy Ions in a Hydrogen Plasma*. Physical Review Letters, 74(9):1550, 1995.
- [12] K. WEYRICH, H. WAHL, A. GOLUBEV, A. KANTSYREV, M. KULISH, S. DUDIN, D. H. H. HOFFMANN, B. SHAROV und V. MINTSEV: *Influence of the gap-target configuration on the measured energy loss of C-ions in Ar-gas and -plasma*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment, 577(1-2):366, 2007.

-
- [13] M. ROTH, C. STÖCKL, W. SÜSS, O. IWASE, D. O. GERICKE, R. BOCK, D. H. H. HOFFMANN, M. GEISSEL und W. SEELIG: *Energy loss of heavy ions in laser-produced plasmas*. EPL (Europhysics Letters), 50(1):28, 2000.
- [14] J. D. LINDL, P. AMENDT, R. L. BERGER, S. G. GLENDINNING, S. H. GLENZER, S. W. HAAN, R. L. KAUFFMAN, O. L. LANDEN und L. J. SUTER: *The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility*. Physics of Plasmas, 11(2):339, 2004.
- [15] E. VASINA et al.: *Numerical investigation of Ion Beam Stopping in Indirect Laser Targets on Phelix-Unilac: Integrated 2D-Simulations*. GSI Plasma Physics Annual Report, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2000.
- [16] T. SCHLEGEL und E. BALDINA: *Homogeneous plasma heating by laser-generated hohlraum radiation*. High Energy Density Physics with Intense Ion and Laser Beams: Annual Report 2006 (GSI Report 2007-2), 2006.
- [17] G. SCHAUMANN: *Experimente mit lasergeheizten Hohlräumen für die Untersuchung der Wechselwirkung von Schwerionen mit ionisierter Materie*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2007.
- [18] D. SCHUMACHER: *Charakterisierung laserinduzierter Hohlraumstrahlung*. Masterarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2007.
- [19] K. WITTE, V. BAGNOUD, A. BLAŽEVIĆ, S. BORNEIS, C. BRUSKE, J. CAIRD, S. CALDERON, D. EIMERL, U. EISENBARTH, J. FILS, R. FUCHS, S. GÖTTE, T. HAHN, G. KLAPPICH, F. KNOBLOCH, TH. KÜHL, S. KUNZER, M. KREUTZ, R. LOTZ, T. MERZ-MANTWILL, E. ONKELS, D. REEMTS, M. ROTH, A. ROUSSEL, T. STÖHLKER, A. TAUSCHWITZ, R. THIEL, U. THIEMER, B. ZIELBAUER und D. ZIMMER: *Performance of PHELIX in 2008*. GSI SCIENTIFIC REPORT 2008, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 2008.
- [20] P. D. GOLDSTONE, S. R. GOLDMAN, W. C. MEAD, J. A. COBBLE, G. STRADLING, R. H. DAY, A. HAUER, M. C. RICHARDSON, R. S. MARJORIBANKS, P. A. JAANIMAGI, R. L. KECK, F. J. MARSHALL, W. SEKA, O. BARNOUIN, B. YAAKOBI und S. A. LETZRING: *Dynamics of high-Z plasmas produced by a short-wavelength laser*. Physical Review Letters, 59(1):56, 1987.
- [21] W. C. MEAD, E. K. STOVER, R. L. KAUFFMAN, H. N. KORNBLUM und B. F. LASINSKI: *Modeling, measurements, and analysis of x-ray emission from 0.26- μ m-laser-irradiated gold disks*. Physical Review A, 38(10):5275, 1988.
- [22] D. BAUER: *Plasma formation through field ionization in intense laser-matter interaction*. Laser and Particle Beams, 21(4), 2003.
- [23] M. R. ZAGHLOUL, M. A. BOURHAM und J. M. DOSTER: *A simple formulation and solution strategy of the Saha equation for ideal and nonideal plasmas*. Journal of Physics D Applied Physics, 33(8):977, 2000.
- [24] B. KÄRCHER: *Atomphysikalische Beschreibung Ionenstrahl-erzeugter Plasmen*. MPQ Report, Max-Planck Institut für Quantenoptik, 1991.
- [25] M. ROTH: *Experimentelle Bestimmung des Energieverlusts schwerer Ionen in lasererzeugten Plasmen*. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 1997.
- [26] S. ELIZIER: *The interaction of high-power lasers with plasmas*. Institute of Physics Publishing, 2002.
- [27] M. PLANCK: *Ueber das Gesetz der Energieverteilung im Normalspectrum*. Annalen der Physik, IV(4):553–563, 1900.

-
- [28] T. FLIESSBACH: *Statistische Physik*. Lehrbuch zur Theoretischen Physik IV. Spektrum Akademischer Verlag, 3. Auflage, 1999.
- [29] T. J. ORZECOWSKI, M. D. ROSEN, H. N. KORNBLUM, J. L. PORTER, L. J. SUTER, A. R. THIESSEN und R. J. WALLACE: *The Rosseland Mean Opacity of a Mixture of Gold and Gadolinium at High Temperatures*. Physical Review Letters, 77(17):3545, 1996.
- [30] D. COLOMBANT, M. KLAPISCH und A. BAR-SHALOM: *Increase in Rosseland mean opacity for inertial fusion hohlraum walls*. Physical Review E, 57(3):3411, 1998.
- [31] R. E. MARSHAK: *Effect of Radiation on Shock Wave Behavior*. Physics of Fluids, 1(1):24, 1958.
- [32] R. PAKULA und R. SIEGEL: *Self-similar expansion of dense matter due to heat transfer by nonlinear conduction*. Phys. Fluids, 28:232–244, 1984.
- [33] G. D. TSAKIRIS: *Energy redistribution in cavities by thermal radiation*. Physics of Fluids B Plasma Physics, 4(4):992, 1992.
- [34] R. SIGEL, K. EIDMANN, F. LAVARENNE und R. F. SCHMALZ: *Conversion of laser light into soft x rays. Part I: Dimensional analysis*. Physics of Fluids B Plasma Physics, 2(1):199, 1990.
- [35] K. EIDMANN, R. F. SCHMALZ und R. SIGEL: *Conversion of laser light into soft x rays. Part II: Numerical results*. Physics of Fluids B Plasma Physics, 2(1):208, 1990.
- [36] S. SAKABE, R. SIGEL, G. D. TSAKIRIS, I. B. FÖLDES und P. HERRMANN: *X-ray generation in a cavity heated by 1.3- or 0.44- μm laser light. I. Time-integrated measurements*. Physical Review A, 38(11):5756, 1988.
- [37] G. D. TSAKIRIS und R. SIGEL: *X-ray generation in a cavity heated by 1.3- or 0.44- μm laser light. II. Time-resolved measurements*. Physical Review A, 38(11):5769, 1988.
- [38] R. SIGEL, R. PAKULA, S. SAKABE und G. D. TSAKIRIS: *X-ray generation in a cavity heated by 1.3- or 0.44- μm laser light. III. Comparison of the experimental results with theoretical predictions for x-ray confinement*. Physical Review A, 38(11):5779, 1988.
- [39] H. NISHIMURA, Y. KATO, H. TAKABE, T. ENDO, K. KONDO, H. SHIRAGA, S. SAKABE, T. JITSUNO, M. TAKAGI, C. YAMANAKA, S. NAKAI, R. SIGEL, G. D. TSAKIRIS, J. MASSEN, M. MURAKAMI, F. LAVARENNE, R. FEDOSEJEVS, J. MEYER TER VEHN, K. EIDMANN und S. WITKOWSKI: *X-ray confinement in a gold cavity heated by 351-nm laser light*. Physical Review A, 44(12):8323, 1991.
- [40] G. D. TSAKIRIS und K. EIDMANN: *An approximate method for calculating Planck and Rosseland mean opacities in hot, dense plasmas*. Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer, 38(5):353, 1987.
- [41] J. SHAO-EN, S. KE-XU, D. YONG-KUN, H. TIAN-XUAN, C. YAN-LI und C. JIU-SEN: *Radiation Temperature Scaling Law for Gold Hohlraum Heated with Lasers at 0.35 mm Wavelength*. Chinese Physics Letters, 22(9):2328, 2005.
- [42] S. H. GLENZER, L. J. SUTER, R. E. TURNER, B. J. MACGOWAN, K. G. ESTABROOK, M. A. BLAIN, S. N. DIXIT, B. A. HAMMEL, R. L. KAUFFMAN, R. K. KIRKWOOD, O. L. LANDEN, M.-C. MONTEIL, J. D. MOODY, T. J. ORZECOWSKI, D. M. PENNINGTON, G. F. STONE und T. L. WEILAND: *Energetics of Inertial Confinement Fusion Hohlraum Plasmas*. Physical Review Letters, 80(13):2845, 1998.
- [43] S. ROSSELAND: *Note on the absorption of radiation within a star*. Mon. Not. R. Astron. Soc., 84:525–528, may 1924.

-
- [44] H.-K. CHUNG, M. H. CHEN, W. L. MORGAN, Y. RALCHENKO und R. W. LEE: *FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements*. High Energy Density Physics, 1(1):3, 2005.
- [45] S. ATZENI und J. MEYER TER VEHN: *The Physics of Inertial Fusion*. Oxford University Press, 2004.
- [46] J. D. HUBA: *NRL Plasma Formulary*, 2009.
- [47] P. SIGMUND: *Stopping of Heavy Ions - A Theoretical Approach*. Springer Verlag, 2004.
- [48] S. P. AHLEN: *Theoretical and experimental aspects of the energy loss of relativistic heavily ionizing particles*. Reviews of Modern Physics, 52(1):121, 1980.
- [49] U. FANO: *Penetration of Protons, Alpha Particles, and Mesons*. Annual Review of Nuclear Science, 13(1):1, 1963.
- [50] N. BOHR: *On the Theory of the Decrease of Velocity of Moving Electrified Particles on Passing through Matter*. Philos. Mag., 25:10, 1913.
- [51] G. H. HENDERSON: *The Decrease of Energy of a Particles on Passing through Matter*. Philos. Mag, 44:680–88, 1922.
- [52] J. A. GAUNT: *The Stopping Power of Hydrogen Atoms for α -Particles according to the New Quantum Theory*. Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society, 23(6):732, 1927.
- [53] H. BETHE: *Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie*. Annalen der Physik, 397(3):325, 1930.
- [54] H. BETHE: *Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit*. Zeitschrift für Physik, 76(5-6):293, 1932.
- [55] CHR. MØLLER: *Zur Theorie des Durchgangs schneller Elektronen durch Materie*. Annalen der Physik, 406(5):531, 1932.
- [56] J. LINDHARD und A. H. SØRENSEN: *Relativistic theory of stopping for heavy ions*. Physical Review A, 53(4):2443, 1996.
- [57] F. BLOCH: *Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie*. Annalen der Physik, 408(3):285, 1933.
- [58] B. A. WEAVER und A. J. WESTPHAL: *Energy loss of relativistic heavy ions in matter*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B Beam Interactions with Materials and Atoms, 187(3):285, 2002.
- [59] J. P. ROZET, C. STÉPHAN und D. VERNHET: *ETACHA: a program for calculating charge states at GANIL energies*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B Beam Interactions with Materials and Atoms, 107(1-4):67, 1996.
- [60] A. BLAŽEVIĆ, B. RETHFELD und D.H.H. HOFFMANN: *High energy density matter generated by heavy-ion beams, and application to fusion energy*. Matematisk-Fysiske Meddelelser, 52(1):109–131, 2006.
- [61] I. SOFRONOV, S. BELKOV, O. VINOKUROV et al.: *The MIMOZA code*. Trudy VNIIEF, 1:25, 2001.
- [62] G. SCHIWETZ: *Convolution approximation for swift Particles. (CasP)*. http://www.helmholtz-berlin.de/people/gregor-schiwetz/casp_en.html, 2008.

-
- [63] D. H. FROULA, D. BOWER, M. CHRISP, S. GRACE, J. H. KAMPERSCHROER, T. M. KELLEHER, R. K. KIRKWOOD, B. MACGOWAN, T. MCCARVILLE, N. SEWALL, F. Y. SHIMAMOTO, S. J. SHIROMIZU, B. YOUNG und S. H. GLENZER: *Full-aperture backscatter measurements on the National Ignition Facility*. Review of Scientific Instruments, 75(10):4168, 2004.
- [64] R. SIGEL: *The generation of intense Planck radiation by laser*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 29(10a):1261, 1987.
- [65] E. FABRE und P. HAMMERLING: *Progress in inertial confinement fusion*. Plasma Physics and Controlled Fusion, 30(11):1535, 1988.
- [66] E. L. DEWALD, K. M. CAMPBELL, R. E. TURNER, J. P. HOLDER, O. L. LANDEN, S. H. GLENZER, R. L. KAUFFMAN, L. J. SUTER, M. LANDON, M. RHODES und D. LEE: *Dante soft x-ray power diagnostic for National Ignition Facility*. Review of Scientific Instruments, 75(10):3759, 2004.
- [67] C. A. HAYNAM, P. J. WEGNER, J. M. AUERBACH, M. W. BOWERS, S. N. DIXIT, G. V. ERBERT, G. M. HEESTAND, M. A. HENESIAN, M. R. HERMANN, K. S. JANCAITIS, K. R. MANES, C. D. MARSHALL, N. C. MEHTA, J. MENAPACE, E. MOSES, J. R. MURRAY, M. C. NOSTRAND, C. D. ORTH, R. PATTERSON, R. A. SACKS, M. J. SHAW, M. SPAETH, S. B. SUTTON, W. H. WILLIAMS, C. C. WIDMAYER, R. K. WHITE, S. T. YANG und B. M. V. WONTERGHEM: *National Ignition Facility laser performance status*. Applied Optics, 46(16):3276, 2007.
- [68] R. KORDE und J. GEIST: *Quantum efficiency stability of silicon photodiodes*. Applied Optics, 26(24):5284, 1987.
- [69] R. KORDE, C. PRINCE, D. CUNNINGHAM, R. E. VEST und E. GULLIKSON: *Present status of radiometric quality silicon photodiodes*. Metrologia, 40(1):S145, 2003.
- [70] E. GULLIKSON, R. KORDE, L. R. CANFIELD und R. E. VEST: *Stable silicon photodiodes for absolute intensity measurements in the VUV and soft X-ray regions*. Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena, 80:313, 1996.
- [71] J. F. MEEKINS, R. G. CRUDDACE und H. GURSKY: *Optimization of layered synthetic microstructures for narrowband reflectivity at soft x-ray and EUV wavelengths*. Applied Optics, 25(16):2757, 1986.
- [72] J. F. MEEKINS, R. G. CRUDDACE und H. GURSKY: *Optimization of layered synthetic microstructures for broadband reflectivity at soft x-ray and EUV wavelengths*. Applied Optics, 26(6):990, 1987.
- [73] E. SPILLER und L. GOLUB: *Fabrication and testing of large area multilayer coated x-ray optics*. Applied Optics, 28(14):2969, 1989.
- [74] J. F. SEELY, M. P. KOWALSKI, W. R. HUNTER und G. GUTMAN: *Reflectance of a wideband multilayer x-ray mirror at normal and grazing incidences*. Applied Optics, 35(22):4408, 1996.
- [75] A. H. GABRIEL, J. R. SWAIN und W. A. WALLER: *A two-metre grazing-incidence spectrometer for use in the range 5-950 Å*. Journal of Scientific Instruments, 42(2):94, 1965.
- [76] H. VON SEGGERN, T. VOIGT, W. KNUFFER und G. LANGE: *Physical model of photostimulated luminescence of x-ray irradiated BaFBr:Eu²⁺*. Journal of Applied Physics, 64(3):1405, 1988.
- [77] A. L. MEADOWCROFT, C. D. BENTLEY und E. N. STOTT: *Evaluation of the sensitivity and fading characteristics of an image plate system for x-ray diagnostics*. Review of Scientific Instruments, 79(11):113102, 2008.
- [78] M. BATENTSCHUK: *Optimization of Mixed Storage Phosphors of the Type (Ba,Sr)F_{1+x}Br_{1-x}:Eu for Digital X-ray Radiography*. Mater. Res. Soc. Symp. Proc., 560, 1999.

-
- [79] J. A. ROWLANDS: *The physics of computed radiography*. Physics in Medicine and Biology, 47(23):R123, 2002.
- [80] B. NENSEL, P. THIELEMANN und G. DECKER: *Are storage phosphors a useful tool for soft x-ray imaging diagnostics? Spectral sensitivity and spatial resolution in the 0.07 to 14 nm range*. Journal of Applied Physics, 83(4):2276, 1998.
- [81] R. L. KELLY und L. J. PALUMBO: *NRL Report 7599: Atomic and ionic emission lines below 2000 angstroms: hydrogen through krypton*. Technischer Bericht 7599, Naval Research Laboratory, Washington D.C., 1973.
- [82] J. CHANDEZON, G. RAOULT und D. MAYSTRE: *A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application*. Journal of Optics, 11(4):235, 1980.
- [83] L. LI, J. CHANDEZON, G. GRANET und J.-P. PLUMEY: *Rigorous and Efficient Grating-Analysis Method Made Easy for Optical Engineers*. Applied Optics, 38(2):304, 1999.
- [84] B. L. HENKE, E. M. GULLIKSON und J. C. DAVIS: *X-Ray Interactions: Photoabsorption, Scattering, Transmission, and Reflection at $E = 50\text{-}30.000\text{ eV}$, $Z = 1\text{-}92$* . Atomic Data and Nuclear Data Tables, 54(2):181, 1993.
- [85] E. GULLIKSON: *Center for X-Ray Optics*. <http://www-cxro.lbl.gov>.
- [86] P. CELLIERS und K. EIDMANN: *Conversion of laser light into x rays in thin foil targets*. Physical Review A, 41(6):3270, 1990.
- [87] D. KRAUS: *Spektrale Untersuchung lasererzeugter Hohlraumstrahlung*. Masterarbeit, Technische Universität Darmstadt, 2009.

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 24. Februar 2010

(Thomas Heßling)



Danksagung

Mein herzlicher Dank geht an Herrn Professor Dr. Dr. h.c./RUS Dieter H. H. Hoffmann für die Möglichkeit zu dieser interessanten und herausfordernden Arbeit. Sein Engagement und stetiges Interesse am Fortgang der Arbeit, als auch seine persönliche Unterstützung über den fachlichen Rahmen der Arbeit hinaus, machten die vorliegende Arbeit überhaupt erst möglich.

Des Weiteren danke ich Herrn Professor Dr. Markus Roth für seine Unterstützung und die freundliche Integration in seine Arbeitsgruppe. Seine Erfahrungen und stetige Hilfsbereitschaft trugen wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Ebenfalls bedanke ich mich recht herzlich bei Dipl.-Phys. Dennis Schumacher, Dr. Gabriel Schaumann und M.Sc. Dominik Kraus für die tatkräftige Unterstützung in den Experimenten und im Allgemeinen. Die vielen fruchtbaren Diskussionen hatten entscheidenden Einfluss auf den Erfolg dieser Arbeit.

Mein Dank geht ebenfalls an Dr. Abel Blažević, Dipl.-Phys. Alexander Frank, Dipl.-Phys. Alexander Pelka, Dr. Marius Schollmeier, Dipl.-Phys. Alexander Schökel und Dipl.-Ing. Heinrich Wahl, die stets mit Rat und Tat aushalfen.

Des Weiteren bedanke ich mich bei Herrn Professor Thomas Stöhlker für sein Engagement und Einsatz für die Fortführung und das Gelingen der Arbeit.

Ebenso gilt mein Dank der gesamten Plasmaphysikgruppe, insbesondere dem Z6 Team, für die sehr gute Arbeitsatmosphäre und vielfältigen und hilfreichen Diskussionen bei vielen Gelegenheiten.

Ich danke Herrn von Kalben für die Aufnahme in das Detektorlabor und sein stetiges Interesse und hilfreichen Ratschläge bei der Fertigung der Targets. Außerdem bedanke ich mich bei den mechanischen Werkstätten des Instituts für Kernphysik und der GSI für ihren Einsatz und hilfreiche Beratung bei konstruktiven Herausforderungen.

Nicht zuletzt vielen lieben Dank an meine Familie und Freunde für ihre Unterstützung und stetige Motivation.



Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Thomas Heßling
Geboren am: 25. Juni 1978 in Münster
Staatsangehörigkeit: deutsch
Anschrift: In den Wingerten 17
64291 Darmstadt
Eltern: André Heßling
Sigrid Heßling, geb. Pollecker

Schulbildung:

08/1985 - 06/1989: Johanni-Grundschule in Billerbeck
08/1989 - 05/1998: Gymnasium Nepomucenum in Coesfeld
Abschluss: Abitur

Zivildienst:

07/1998 - 08/1999: Stift Tilbeck in Havixbeck

Studium:

WS/1999 - WS/2005: Physikstudium an der Technischen Universität Darmstadt
Abschluss: Diplom

Beruflicher Werdegang:

11/2005 - 11/2006: Stipendium
Graduiertenkolleg „Physik und Technik von Beschleunigern“
11/2006 - 12/2006: Wissenschaftlicher Mitarbeiter
Technische Universität Darmstadt
01/2007 - 12/2009: Wissenschaftlicher Mitarbeiter
GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH