

**Isochore Heizung von festem Aluminium
mit Femtosekunden-Laserpulsen:
eine röntgenspektroskopische
Untersuchung der K-Schalenemission**

Ulrich Andiel

**MPQ-Report
270**

Dezember 2001

MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR QUANTENOPTIK

**Isochore Heizung von festem Aluminium
mit Femtosekunden-Laserpulsen:
eine röntgenspektroskopische
Untersuchung der K-Schalenemission**

Ulrich Andiel

Dieser MPQ-Bericht ist als Manuskript des Autors gedruckt
Alle Rechte vorbehalten

This MPQ-Report has been printed as author's manuscript
All rights reserved

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
85740 Garching, Bundesrepublik Deutschland

MPQ 270

Dezember 2001

Max-Planck-Institut für Quantenoptik
BIBLIOTHEK
Hans-Kopfermann-Straße 1
D-85748 Garching
Tel.-Nr.: (089) 32905-148

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Dichte Plasmen	5
1.3	Stand der Forschung und Zielsetzung der Arbeit	7
1.4	Inhaltsüberblick	10
2	Experimenteller Aufbau	11
2.1	Das Lasersystem ATLAS	11
2.2	Erzeugung und Fokussierung frequenzverdoppelter Laserpulse	14
2.2.1	Frequenzverdopplung	14
2.2.2	Fokussierung	15
2.2.3	Ausdehnung der Röntgenquelle	18
2.2.4	Targetgeometrie	19
2.3	Hochauflösendes von Hamos-Spektrometer	22
2.4	Kristallspektrometer mit sub-Picosekunden-Zeitauflösung	27
2.4.1	Konisch gekrümmtes Kristallspektrometer	28
2.4.2	Sub-Picosekunden-Röntgenstreakkamera	31
2.4.3	Akkumulationsbetrieb	33
2.4.4	Zeitaufgelöste Röntgenspektroskopie	36
2.5	Bremsstrahlungsmessung mit Szintillatoren	38
3	Experimentelle Resultate	41
3.1	Zeitintegrierte K-Schalenspektren	41
3.1.1	Spektren von massiven Targets	41
3.1.2	Spektren von endlichen Emissionsschichtdicken	48
3.1.3	Spektren aus verschiedenen Emissionstiefen	50
3.2	Zeitaufgelöste K-Schalenspektren	57
3.2.1	Zeitaufgelöste Emission verschiedener Spektralbereiche	57
3.2.2	Pulsdauermessungen bei Variation der Intensität	59
3.2.3	Emission aus Plasmen unterschiedlicher Dichte	60

3.2.4	Einfluß der Tamperschicht	62
3.2.5	Dynamik der Linienverschiebung und -verbreiterung	63
3.2.6	Röntgenspektren bei Verwendung fundamentaler Laserpulse	65
3.3	Bremsstrahlungsspektren	69
4	Modelle und theoretische Betrachtungen	71
4.1	Targetheizung und Plasmadynamik	71
4.1.1	Simulation der Laserabsorption	73
4.1.2	Elektronischer Wärmetransport	75
4.1.3	Hydrodynamische Entwicklung	79
4.2	Plasmaemission	81
4.2.1	Atomkinetische Simulation	81
4.2.2	Starkverbreiterung	84
4.2.3	Plasmapolarisationsverschiebung	88
5	Diskussion	91
5.1	Zeitintegrierte Spektren	91
5.1.1	Spektren aus geschichteten Targets	91
5.1.2	Spektren aus massiven Targets	100
5.2	Zeitaufgelöste Spektren aus massiven Targets	104
5.2.1	Zeitaufgelöste Plasmaemission	104
5.2.2	K α -Emissionsdauer	107
5.3	Energiedepositionstiefe	109
6	Zusammenfassung und Ausblick	111
A	Entfaltungen	115
A.1	Von Hamos-Spektren	115
A.2	Zeitaufgelöste Spektren	118
	Literatur	125
	Danksagung	137

Kapitel 1

Einleitung

1.1 Motivation

Die CPA-Technik (Chirped Pulse Amplification) [1, 2] der Laserpulsverstärkung ermöglichte die Realisierung kompakter und kostengünstiger Hochleistungslaser mit ultrakurzen Pulsdauern. Im Vergleich zu Großlaseranlagen, welche nur wenige Laserschüsse pro Tag mit längerer Pulsdauer und wesentlich höherer Pulsenergie liefern, bieten CPA-Lasersysteme bei vergleichbarer Intensität Repetitionsraten von typischerweise 10Hz. Damit wurde die systematische Untersuchung des laserinduzierten Plasmazustandes einer breiten Forschungsgemeinde zugänglich. Aufgrund der kurzen Pulsdauer können extrem hohe Laserintensitäten erreicht werden ($> 10^{18} \text{W/cm}^2$), welche die Untersuchung von völlig neuartigen, insbesondere relativistischen [3, 4] Effekten in laserinduzierten Plasmen erlauben.

Außerdem ist durch Fokussierung dieser Laserpulse auf Festkörpertargets die Erzeugung dichter stark gekoppelter Plasmen möglich. Die ansteigende Flanke des Laserpulses dringt hierbei bis zur Skintiefe (vgl. Abb. 1.1) in den kalten Festkörper ein, heizt diese Schicht auf und führt aufgrund der einsetzenden Expansion zur Bildung eines Dichtegradienten. Der Hauptpuls kann damit (für schrägen Einfall und p-Polarisation) bei der kritischen Dichte durch Resonanzabsorption effizient Energie in die vordere Targetschicht einkoppeln. Dies führt zur Aufheizung dieser Schicht bis zu keV-Temperaturen. Die hierbei erzeugten hochenergetischen Elektronen transportieren die Energie bis tief in das kalte dichte Targetmaterial, welches damit auf Temperaturen von einigen hundert eV geheizt wird. Dieser Prozeß wird als *isochores Heizen* bezeichnet, da die Expansion tieferer Targetschichten während des ultraschnellen Heizprozesses gering ist und damit ein Plasma bei Festkörperdichte erzeugt werden kann. Die isochor geheizte Schichtdicke beträgt für unsere Bedingungen mindestens $0.4 \mu\text{m}$, wobei eine Elektronentemperatur von etwa 500eV erreicht wird. Der Laserfokussdurchmesser liegt in der Größenordnung von $10 \mu\text{m}$ und gibt die

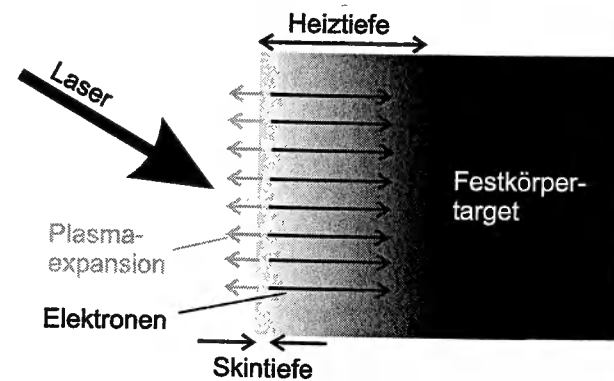


Abbildung 1.1: Die Absorption der ansteigenden Laserpulsflanke innerhalb der Skintiefe heizt die Vorderschicht des Targets auf und führt zu einem Dichtegradienten aufgrund der einsetzenden Expansion. Der Hauptpuls koppelt an der kritischen Dichte effizient Energie in die expandierende Vorderschicht und erzeugt hochenergetische Elektronen, welche tiefere Targetbereiche isochor heizen.

transversale Ausdehnung des Plasmas vor.

Die Untersuchung dieses Plasmazustandes ist von grundlegendem Interesse für verschiedene Forschungsgebiete. Für die Astrophysik sind beispielsweise Röntgenopazitäten zur Berechnung des Strahlungstransports im Sterninneren von großer Bedeutung. Die Überprüfung der hierzu verwendeten Opazitätsmodelle anhand experimenteller Daten ist daher von hohem Interesse. Bisherige Messungen mit ns-Laserpulsen (Pulsdauer im Nanosekundenbereich) erlaubten Plasmen im Dichtebereich $n_e < 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ zu untersuchen. Mit sub-ps-Laserpulsen sind dagegen Opazitätsmessungen bei wesentlich

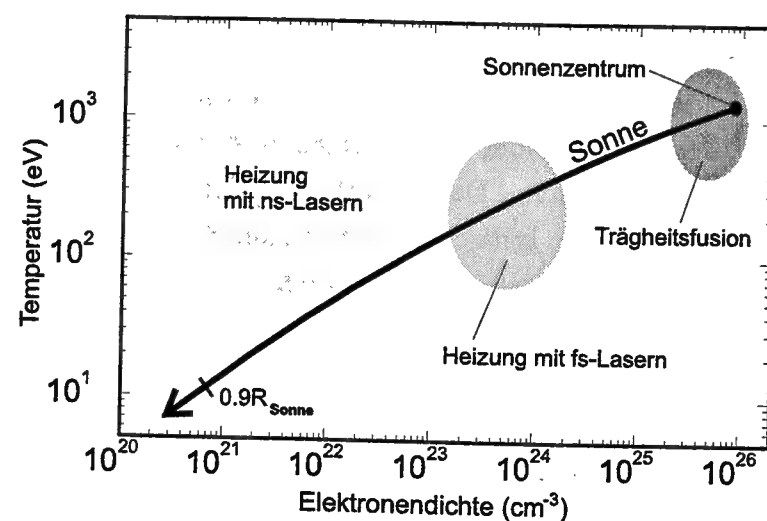


Abbildung 1.2: Es ist das Temperatur-Dichte Diagramm der Sonne über ihrem Radius dargestellt. Die zugänglichen Parameterbereiche laserinduzierter Plasmen und der Trägheitsfusion sind im Diagramm markiert.

höheren Dichten möglich [5]. Abbildung 1.2 zeigt die Plasmazustände in der Sonne und den Parameterbereich des mit fs-Lasern isochor geheizten Festkörperplasmas im Vergleich zu Plasmen von ns-Laserpulsen.

Noch extremere Temperatur- und Dichtebedingungen herrschen im Sonnenzentrum, wo Fusionsprozesse ablaufen. Die Untersuchung hoher Plasmadichten ist somit auch für die Fusionsforschung von Bedeutung, welche eine langfristige Sicherung der weltweiten Energieversorgung verspricht. Einen möglichen Weg bietet hierbei die laserinduzierte Trägheitsfusion (ICF, Inertial Confinement Fusion), deren experimentelle Realisierung schematisch in Abb. 1.3 dargestellt ist. In der direkt getriebenen Fusion werden hoch-energetische ns-Laserpulse möglichst homogen auf sphärische Wasserstoffkügelchen (sogenannte Pellets) fokussiert. Alternativ heizen diese Laserpulse bei der indirekt getriebenen Fusion einen Hohlraum, dessen Röntgenemission vom Pellet absorbiert wird. Das geheizte Wasserstoffplasma wird durch den Ablationsdruck zu extremen Dichten komprimiert, welche das Zünden von Fusionsprozessen erlauben.

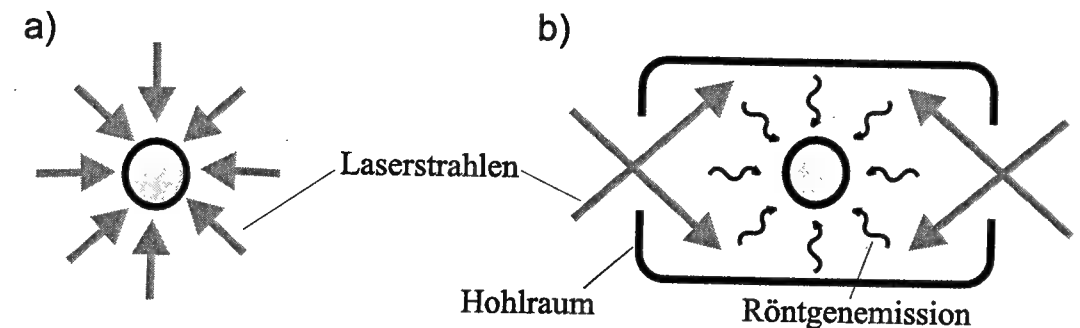


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung eines a) direkt und eines b) indirekt getriebenen Implosionsexperiments.

Die Diagnostik der von diesen Plasmen emittierten Röntgenspektren bietet einen Zugang zur Bestimmung der vorherrschenden Dichten und Temperaturen. Dazu werden dem Wasserstoffgemisch schwerere Spurenelemente (z.B. Argon oder Krypton) beige-mischt, da die Röntgenemission dieser Elemente aufgrund ihrer geringen Konzentration optisch dünn ist und in einem diagnostisch günstigen Wellenlängenbereich liegt.

In Abbildung 1.4 ist das zeitaufgelöste Röntgenspektrum eines indirekt getriebenen Fusionsperiments dargestellt, welches die Emission des Tracermaterials (hier Argon K-Schalenemission) im implodierenden Pellet zeigt [6]. Zu frühen Zeiten ist die Röntgenemission der Goldkavität zu erkennen. Die Deuteriumemission findet bei wesentlich längeren Wellenlängen statt und ist daher nicht im spektralen Fenster der Diagnostik sichtbar. Die Argonlinien zeigen im Verlauf der Zeit eine erhebliche Linienverbreiterung, welche auf die wegen der Kompression ansteigende Dichte im Pellet zurückzuführen ist. Die Stark-verbreiterte Ar-He β -Linie dient hier als Maß für die Elektronendichte

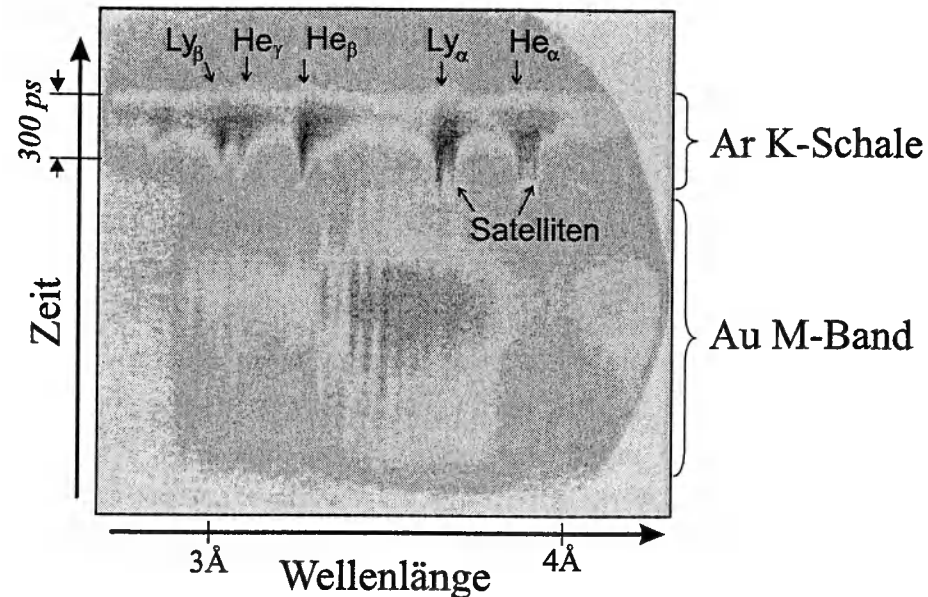


Abbildung 1.4: Zeitaufgelöstes Röntgenspektrum eines implodierenden D_2 -Pellets mit Argon als Tracermaterial [6].

($\approx 10^{24} \text{ cm}^{-3}$) des komprimierten Plasmas und aus dem Intensitätsverhältnis der He_β -Linie zu den Satellitenstrukturen kann die Elektronentemperatur ($\approx 1 \text{ keV}$) ermittelt werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Aluminiumplasmen liegen in einem vergleichbaren Parameterbereich. Im Unterschied zu Implosionsexperimenten an Großlaseranlagen kann durch isochores Heizen von ebenen Festköpertargets mit relativ geringem experimentellen Aufwand ein vergleichbarer Plasmazustand erzeugt und systematisch mit hoher Repetitionsrate untersucht werden. Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse sind damit für die Fusionsforschung auf der Basis des laserinduzierten Trägheitseinschlusses von großem Interesse.

Schließlich sei an dieser Stelle noch eine mögliche Anwendung der isochor geheizten Festkörperplasmen als ultrakurze Röntgenquelle erwähnt. Die Pulsdauer der Röntgenemission liegt aufgrund der raschen Auskühlung der Plasmen im ps-Bereich. Mit diesen Röntgenblitzen können ultraschnelle Prozesse in Röntgenbeugungsexperimenten nach dem Pump-Probe-Verfahren mit ps-Zeitauflösung untersucht werden [7, 8].

1.2 Dichte Plasmen

Die untersuchten Plasmen besitzen aufgrund ihrer hohen Dichte eine intensive Kopplung zwischen den Ionen. Der mittlere Abstand benachbarter Ionen ist durch $d_{\text{Ion}} = 2r_{\text{Ion}} \approx 2(3/(4\pi n_i))^{1/3}$ gegeben, wobei n_i die Ionendichte ist und r_{Ion} als Wigner-Seitz-Radius bezeichnet wird. Dieser Abstand limitiert im dichten Plasma die Besetzung hoher Bindungszustände mit dem Bahnradius $\langle r_n \rangle \approx a_B n^2/Z$, wobei $a_B \approx 0.53 \text{ Å}$ der Bohrradius, Z die effektive Kernladung und n die Hauptquantenzahl ist. Dieser für hohe Dichten charakteristische Effekt beschränkt die oberen Niveaus der beobachtbaren Rydbergserien. In Abb. 1.5 ist r_{Ion} als Funktion der Ionendichte eines wasserstoffähnlichen Aluminiumplasmas ($\text{Al } 12+$) im Vergleich zum Bahnradius $\langle r_n \rangle$ dargestellt. Die Festkörperdichte von Aluminium ($\rho = 2.7 \text{ g/cm}^3$) entspricht einer Ionendichte von $n_i = 6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ und einer Elektronendichte von $n_e = 8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$.

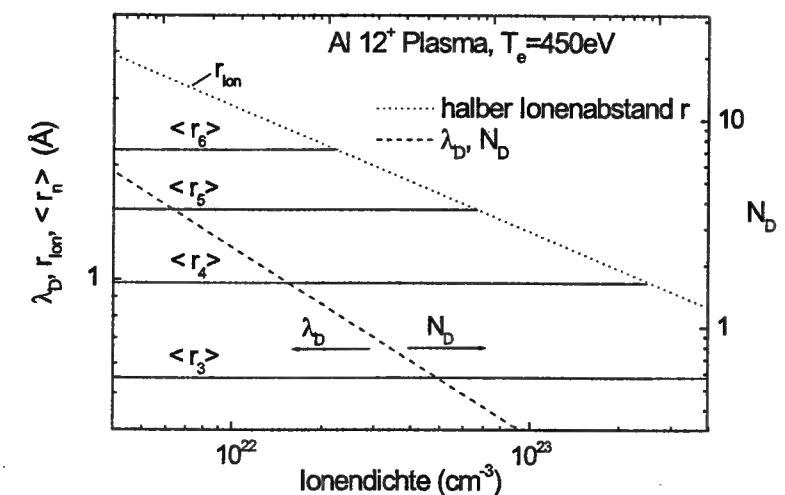


Abbildung 1.5: Mittlerer Ionenabstand r_{Ion} und Debyelänge λ_D limitieren die gebundenen Zustände im dichten Plasma. N_D ist die Anzahl der Elektronen innerhalb eines Kugelvolumens mit dem Radius λ_D .

Ein weiterer grundlegender Plasmaparameter ist die Debyelänge $\lambda_D = \sqrt{kT_e/(4\pi e^2 n_e (Z+1))}$ mit T_e als Elektronentemperatur und k als Boltzmannkonstante (vgl. Abb. 1.5). Sie ist ein charakteristisches Maß für die Reichweite der Coulombwechselwirkung und ist als Entfernung definiert, innerhalb derer eine Ladung im Plasma abgeschirmt wird. Unter unseren Bedingungen liegt ein Plasma bei Festkörperdichte mit einer Elektronentemperatur von etwa $T_e = 450 \text{ eV}$ vor und es folgt eine Debyelänge von $\lambda_D \approx 0.5 \text{ Å}$. Angeregte Zustände mit $\langle r_n \rangle > \lambda_D$ sind damit im Prinzip nicht mehr gebunden. Allerdings ist die Anzahl N_D der innerhalb der Debye-Kugel ($r = \lambda_D$) ent-

haltenen Elektronen unter diesen Bedingungen bereits kleiner als eins. Daher verliert das Bild der Debyeabschirmung in diesem Parameterbereich seine Gültigkeit. Im dichten Plasmazustand tritt eine starke elektrostatische Kopplung im Plasma auf. Das Verhältnis von potentieller (elektrostatischer) zu kinetischer (thermischer) Energie der Ionen

$$\Gamma = \frac{E_{pot}}{E_{kin}} = \frac{(Ze)^2 / (4\pi\epsilon_0 r_{Ion})}{3/2 kT_i} \quad (1.1)$$

wird als Kopplungsparameter bezeichnet. Plasmen mit $\Gamma > 1$ gelten als stark gekoppelt bzw. nicht-ideal, da die elektrostatische Wechselwirkung das Plasmaverhalten dominiert. In Abbildung 1.6 sind die im Experiment zugänglichen Plasmamparameter einge-

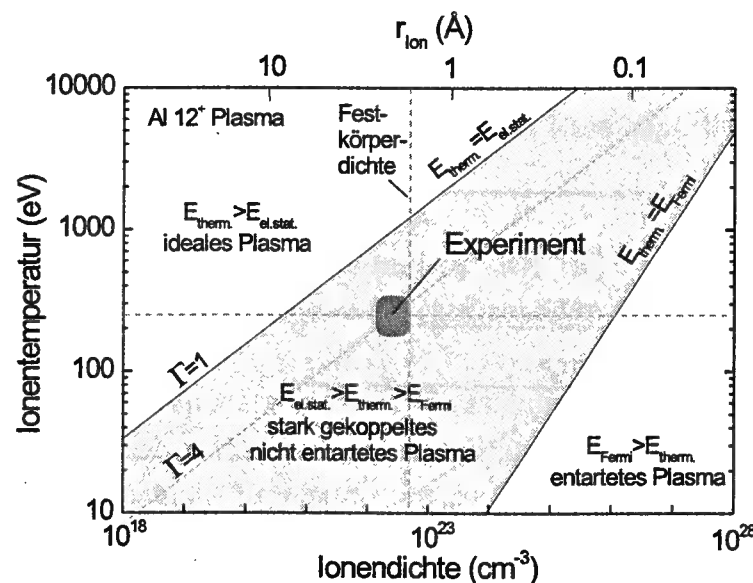


Abbildung 1.6: Die im Experiment zugänglichen Plasmamparameter liegen im Bereich stark gekoppelter nicht entarteter Plasmen.

zeichnet. Dem untersuchten Plasmazustand kann ein Kopplungsparameter im Bereich von $\Gamma = 3 - 5$ zugeordnet werden. Bei noch höheren Dichten oder niedrigeren Temperaturen fällt die thermische Energie unter die Fermienergie $E_F = \hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3} / (2m_e)$, so daß ein quantenmechanisch entartetes Plasma vorliegt.

Die starke Kopplung des laserinduzierten dichten Plasmas äußert sich als spektrale Charakteristik in der Röntgenemission. Die geringen Teilchenabstände begrenzen die oberen Niveaus der emittierten Rydbergserien und die Mikrofelder benachbarter Ionen verändern die Bindungsenergien der Elektronen. Die hohe Elektronendichte führt zu hohen Stoßfrequenzen und einer effizienten Abschirmung gebundener Elektronen durch freie Plasmaelektronen. Dies führt zur Emission Stark-verbreiterter und polarisationsverschobener Röntgenlinien.

1.3 Stand der Forschung und Zielsetzung der Arbeit

Zeitintegrierte Spektralanalyse des dichten Plasmas

Der dichte laserinduzierte Plasmazustand wurde in den letzten Jahren vorwiegend in Implosionsexperimenten an Großlaseranlagen mit hochenergetischen ns-Laserpulsen untersucht. Bei Plasmadichten um $n_e \approx 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ wurde 1994 von Hammel et.al. [9] in indirekt getriebenen Implosionsexperimenten am Nova Laser erstmalig eine Plasmapolarisationsverschiebung der He_β -Linie von Argon nachgewiesen. In vergleichbaren Experimenten [6,10,11] wurde in den letzten Jahren insbesondere die Stark-verbreiterte und polarisationsverschobene K-Schalenemission von Argon als Tracermaterial in Fusionspellets detailliert untersucht.

Plasmadichten um $n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ können durch Fokussierung von ns- bis ps-Laserpulsen auf Festkörpertargets erzeugt werden. Die erreichbare Dichte ist in diesen Experimenten typischerweise etwas höher als die kritische Dichte des expandierenden Plasmas. Aufgrund der in diesem Dichtebereich relativ geringen Linienverschiebungen ist der experimentelle Nachweis sehr schwierig. Mit 10ps-Laserpulsen bei 100mJ Energie zeigte die Plasmaemission eines zylindrischen Kohlenstofftargets bereits 1995 [12] Linienverbreiterungen und -verschiebungen (insbesondere der Ly_γ -Linie). Laserpulse bei 400ps/170J wurden in [13] verwendet, als 1997 erstmals in der Plasmaemission von ebenen Aluminiumtargets eine Plasmapolarisationsverschiebung in der Lyman-Serie ($\gamma - \epsilon$) in diesem Dichtebereich ($n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) nachgewiesen werden konnte.

In einer vorausgehenden Promotionsarbeit am MPQ wurde die Basis für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchte *isochore Heizung* von Festkörpertargets mit ultrakurzen Laserpulsen geschaffen [14,15]. Hierbei wurden frequenzverdoppelte Laserpulse mit 150fs Pulsdauer auf massive, mit einer dünnen Tamperschicht (MgO) bedeckte Aluminiumtargets fokussiert. Mittels zeitintegrierter Röntgenspektroskopie wurden Elektronentemperaturen von 300eV und Plasmadichten im Bereich der Festkörperdichte ($n_e \approx 8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) nachgewiesen. Es wurde zudem eine mit der Theorie übereinstimmende Plasmapolarisationsverschiebung für die Ly_α - und He_β -Linie gefunden. Insbesondere die exakte Wellenlängeneichung des gemessenen Spektrums ist hierbei äußerst kritisch, da Linienverschiebungen im Bereich von nur wenigen eV auftreten. Durch die Verwendung der unverschobenen kalten Al- K_α -Linie als Wellenlängennormal konnte dieses Problem in der beschriebenen Arbeit gelöst werden. Allerdings resultieren die detektierten Röntgenlinien aus Plasmen mit hohen räumlichen Gradienten, da im massiven Target Inhomogenitäten im Plasma unvermeidbar sind. Hierauf aufbauend steht im Rahmen dieser Arbeit die Untersuchung der räumlichen Struktur der erzeugten

Plasmen im Mittelpunkt.

Mit frequenzverdoppelten 170fs/6mJ Laserpulsen und geschichteten Targets wurde 1996 in [16] eine Untersuchung der Dichte- und Temperaturprofile laserinduzierter Plasmen durchgeführt. Auf der Basis von Ionenflugzeitmessungen wurden durch Vergleich mit Simulationen Elektronentemperaturen von etwa 500eV bis zu Tiefen von ca. 2000Å bei Festkörperdichte nachgewiesen. In [17] wurden frequenzverdoppelte s-polarisierte 130fs/120mJ Laserpulse und geschichtete Germaniumtargets verwendet. Röntgenspektroskopie der L-Schalenemission zeigte Elektronentemperaturen im Bereich von 300-400eV bei Plasmadichten nahe der Festkörperdichte in Tiefen von 500Å und 1000Å. Im Rahmen dieser Arbeit wurden vorwiegend p-polarisierte frequenzverdoppelte 150fs/60mJ Laserpulse eingesetzt. Mittels Röntgenspektroskopie wurde die K-Schalenemission einer dünnen in Kohlenstoff eingebetteten Aluminiumschicht in verschiedenen Schichttiefen (250–4000Å) untersucht. Insbesondere die exakte Vermessung der tiefe aufgelösten Polarisationsverschiebung der Ly_{α} -Linie konnte durch Verwendung der Silizium K_{α} -Linie als zusätzliches Wellenlängennormal hier mit sehr hoher spektraler Genauigkeit durchgeführt werden. Die gemessene Linienverschiebung und -verbreiterung zeigt mit zunehmender Schichttiefe den Trend einer bis zur Festkörperdichte ansteigenden Plasmadichte, wobei die Elektronentemperatur von etwa 450eV bis zu Tiefen von 4000Å annähernd konstant bleibt. Unter Verwendung von hydrodynamischen und atomkinetischen Simulationscodes wurde eine Spektralanalyse durchgeführt, welche die experimentellen Resultate gut reproduziert. Neben der Bestätigung des spektroskopischen Modells erlauben diese Ergebnisse Rückschlüsse auf den elektronischen Energietransport ins Target. Es zeigt sich, daß der Transport nicht mehr durch das Spitzer'sche lokale Wärmeleitungsmodell beschrieben werden kann. Stattdessen dringen bei den hier vorliegenden Laserintensitäten die erzeugten energetischen Elektronen tief in das dichte Target ein und heizen es auf.

Zeitaufgelöste Spektralanalyse des dichten Plasmas

Laserinduzierte Plasmen besitzen aufgrund der rasch einsetzenden Plasmaexpansion und Auskühlung eine sehr kurze Lebensdauer. Damit ist die Untersuchung der Plasmadynamik von fundamentaler Bedeutung für das Verständnis der ablaufenden physikalischen Prozesse.

Zeitaufgelöste Spektroskopie an dichten Plasmen fand in den letzten Jahren zunehmend das Interesse verschiedener Forschungsgruppen. In [18] wurden 1996 mit einer Zeitauflösung von 1.6ps Aluminiumplasmen von Festkörpern mit Dichten bis zu $n_e \approx 10^{23} \text{cm}^{-3}$ untersucht. Hierbei wurden He_{α} -Pulsdauern im Bereich von 5ps und K_{α} -Pulse mit 2ps Dauer gemessen. Mit einer Zeitauflösung von 0.5ps wurde kürzlich die Emission von Aluminiumplasmen dünner Folientargets (500 – 1000Å) unter-

sucht [19] und Röntgenemission im sub-ps-Bereich beobachtet. Die He_{α} -Linie zeigte hierbei eine Pulsdauer von ca. 500-700fs. Kohlenstoffplasmen mit Dichten bis zu $n_e \approx 10^{23} \text{cm}^{-3}$ wurden in [20] untersucht, wobei Laserpulse der fundamentalen Wellenlänge (800nm, 100fs, 50mJ) und mittlerem Kontrast verwendet wurden. Die beobachtete K-Schalenemission wies hierbei erheblich längere Pulsdauern im Bereich von 100ps auf.

Bei Verwendung ultrakurzer Laserpulse ist die Konversion von Laserenergie in Röntgenemission sehr gering ($< 10^{-4}$) [21]. In zeitintegrierten Messungen werden daher üblicherweise große Schußzahlen akkumuliert, um ein gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis der detektierten Röntgenspektren zu erreichen. In zeitaufgelösten Messungen stellt sich im Akkumulationsbetrieb insbesondere im Bereich der ps-Zeitauflösung das Problem der jitterfreien Triggerung der Streikkamera. In [22] wurde 1981 erstmals ein Triggervorgang verwendet, welches einen zeitlichen Jitterbeitrag von 4ps erreichte. Hierbei wurde ein photoleitender Halbleiterschalter (Auston-Switch) eingesetzt. Dieser wird von einem geringen Anteil des zur Plasmaerzeugung verwendeten Laserpulses getriggert und schaltet die Hochspannung auf die Ablenkplatten der Streikkamera. In [23] wurde dieses Akkumulationsverfahren 1995 auf einen Jitterbeitrag von etwa 2ps reduziert und in den letzten Jahren weiter verbessert [24, 25]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte in Zusammenarbeit mit der Firma Fastlite erstmals der Jitterbeitrag so stark reduziert werden, daß im Akkumulationsbetrieb eine Gesamtzeitauflösung der Diagnostik (Röntgenstreikkamera und Auston-Switch) im sub-ps-Bereich [26, 27] erreicht werden konnte.

Diese Diagnostik wurde zur zeitaufgelösten K-Schalenspektroskopie der Röntgenemission aus dichten Plasmen massiver Aluminiumtargets verwendet. Hierzu wurde eine neuartige Kopplung eines konisch-symmetrischen Krsitallspektrometers an die Streikkamera entwickelt. Die gemessenen Röntgenpulsdauern liegen im Bereich von 1-2ps und bestätigen durch den Vergleich mit Simulationsrechnungen die aus der zeitintegrierten Spektralanalyse erhaltenen Plasmaparameter.

1.4 Inhaltsüberblick

Die vorliegende Arbeit ist folgendermaßen strukturiert:

- Kapitel 2 beschreibt die experimentellen Grundlagen der laserinduzierten Plasmaerzeugung durch Fokussierung ultrakurzer Laserpulse auf Festkörpertargets. Es wird insbesondere auf die verwendeten Kristallspektrometer und die sub-ps-Röntgenschnierbildkamera im Akkumulationsmodus eingegangen. Die Bremsstrahlungsdiagnostik durch gefilterte Szintillationsdetektoren schließt dieses Kapitel ab.
- In Kapitel 3 werden die experimentellen Resultate der zeitintegrierten und zeitaufgelösten K-Schalenspektroskopie für massive und geschichtete Aluminiumtargets präsentiert. Eine zeit- und raumintegrierte Messung des Bremsstrahlungsspektrums ist eingeschlossen.
- Theoretische Betrachtungen und Simulationsverfahren zur Berechnung laserinduzierter Plasmaemission sind in Kapitel 4 zusammengefaßt. Es wird auf die Prinzipien der hydrodynamischen und atomkinetischen Simulationen eingegangen.
- Die experimentellen Resultate werden in Kapitel 5 diskutiert. Der Vergleich mit Simulationsergebnissen und die Beschreibung physikalischer Effekte stehen hierbei im Mittelpunkt.
- In Kapitel 6 wird eine Zusammenfassung der diskutierten experimentellen Resultate und deren Analyse gegeben. Außerdem werden Optimierungen und Möglichkeiten zukünftiger Experimente dargestellt.
- Im Anhang A sind Entfaltungsprozeduren der verwendeten experimentellen Detektionsverfahren beschrieben.

Kapitel 2

Experimenteller Aufbau

2.1 Das Lasersystem ATLAS

Die vorliegende experimentelle Arbeit wurde am Lasersystem ATLAS (Advanced Titanium-sapphire LASer) [28, 29] des MPQ durchgeführt. Dieses System arbeitet auf CPA-Basis (Chirped Pulse Amplification) und liefert bei 10Hz Repetitionsrate Laserpulse mit einer Halbwertsdauer von etwa 130fs, welche eine mittlere Energie von 250mJ bei einer Zentralwellenlänge von 790nm besitzen. Die mittlere Pulsleistung beträgt somit etwa 2TW.

Vor dem Verstärkungsprozesses wird die Pulsleistung durch Streckung der 100fs-

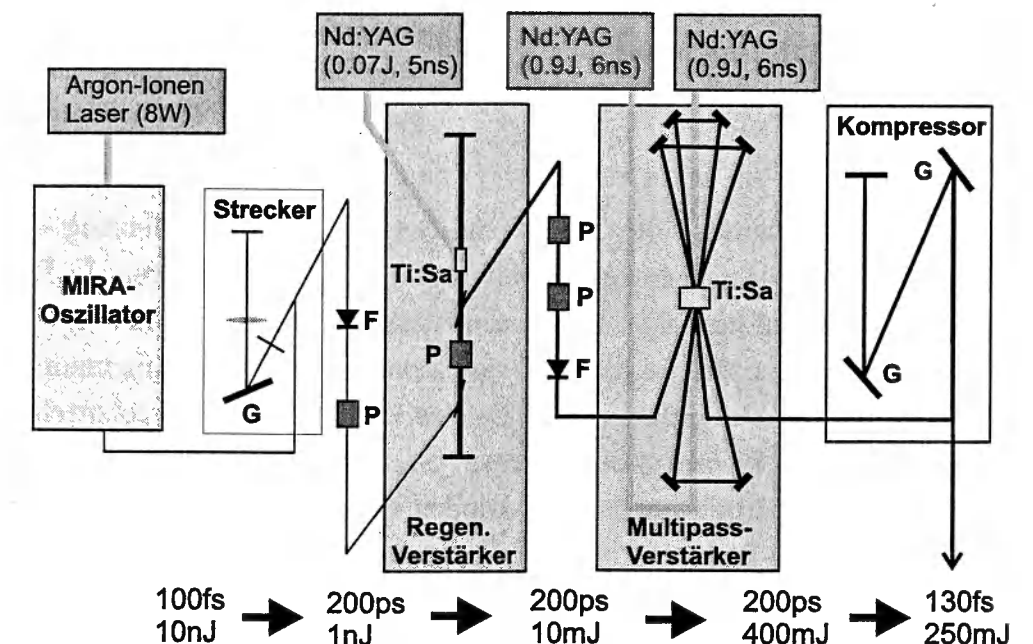


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des Lasersystems ATLAS, welches auf CPA-Basis arbeitet. Ti:Sa=Titan-Sapphir-Verstärungskristall, P=Pockelszelle, F=Faradaydreher, G=Reflexionsgitter

Oszillatorpulse auf 200ps Pulsdauer reduziert, um die Zerstörung optischer Komponenten durch zu hohe Pulsleistungen zu vermeiden. Die gestreckten Pulse werden in zwei Verstärkerstufen von wenigen nJ Pulsenergie auf knapp 400mJ verstärkt und schließlich wieder annähernd auf die ursprüngliche Pulsdauer komprimiert. Die verschiedenen Einheiten sind im Bild 2.1 schematisch dargestellt.

Ein wesentlicher Vorteil eines derartigen Hochleistungslasersystems ist der relativ geringe Platz- und Kostenaufwand. Das System ist auf zwei optischen Tischen untergebracht und nimmt insgesamt eine Fläche von weniger als $20m^2$ ein. Auch die hohe Repetitionsrate von 10Hz bietet im Vergleich zum Einzelschußbetrieb der Hochenergielaser (typisch 1 Schuß pro Stunde) wesentliche meßtechnische Vorteile.

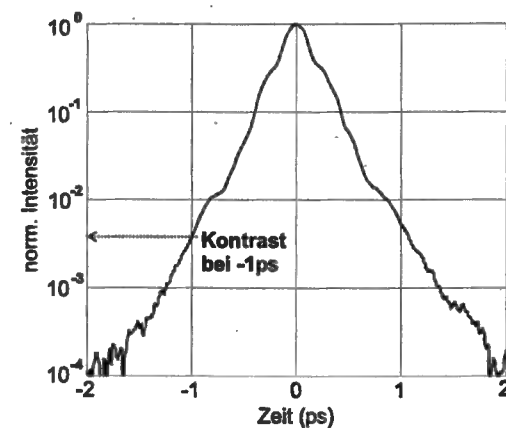


Abbildung 2.2: Zeitlicher Verlauf des fundamentalen ATLAS-Laserpulses aus einer Autokorrelationsmessung 3. Ordnung.

Der zeitliche Pulsanstieg sollte zur Realisierung der isochoren Heizung so steil wie möglich sein, um Vorplasmaerzeugung weitestgehend zu unterdrücken. In Bild 2.2 ist der zeitliche Pulsverlauf (aus einer Einzelschußautokorrelation 3. Ordnung) eines derartigen Pulses aufgetragen. In der letzten Picosekunde vor dem Pulsmaximum steigt die Intensität um 2-3 Größenordnungen an. Da das Zeitfenster der Autokorrelationsspur jedoch auf einige zehn Picosekunden begrenzt ist, wurden im ns-Bereich vorauslaufende Energieanteile mit Hilfe schneller PIN-Dioden vermessen. In diesem Bereich können insbesondere das ASE-Podest (Amplified Spontaneous Emission) und Pulsanteile aus vorausgehenden Umläufen im regenerativen Verstärker auftreten. Durch Einführung einer doppelten Pockelszellenstufe zwischen regenerativem und Multipass-Verstärker konnten auf der ns-Zeitskala diese Anteile weitgehend unterdrückt werden. In Abb. 2.3 ist ein Oszillogramm dargestellt, welches zeitaufgelöste Photodiodensignale des Laserpulses zeigt. Die beiden Signale wurden mit unterschiedlichen Filtern F abgeschwächt,

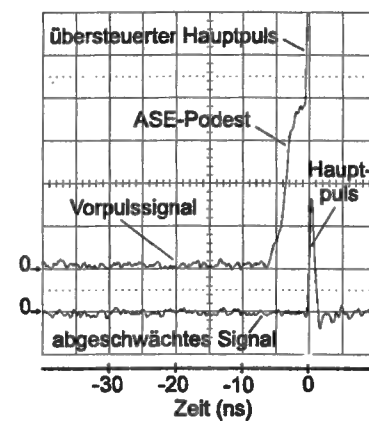


Abbildung 2.3: Vorpulskontrastmessung der fundamentalen ATLAS-Laserpulse mit einer PIN-Diode im ns-Bereich.

wobei $F_1 = 2 \cdot 10^4 F_2$ gilt. Auf diese Weise kann der relative Leistungskontrast direkt am Oszillogramm abgelesen werden. Der Laserpuls ist aufgrund der kurzen Pulsdauer von ca. 130fs zeitlich nicht auflösbar, so daß die Meßkurve der Zeitauflösung des Detektors entspricht (ca. 1ns). Es läßt sich nur eine Untergrenze des Leistungskontrasts im Hinblick auf Laservorpulse der gleichen Pulsdauer angeben. Im Zeitbereich von 30-3ns vor dem Laserpulsmaximum ist kein Vorpulssignal detektierbar und damit folgt ein Kontrastverhältnis der Pulsleistung von mindestens 10^5 . Im Oszillogramm ist auch das ASE-Pedestal im Zeitbereich von etwa 3ns vor dem Hauptpuls zu erkennen.

Die ATLAS-Pulse sind trotz des guten Kontrastverhältnisses für eine isochore Heizung des Targetmaterials nicht geeignet, da schon im ns-Bereich vor dem Laserhauptpuls Plasmabildung einsetzt. Bei einer maximalen Fokusintensität von $10^{18}W/cm^2$ folgt bei einem Leistungskontrast von 10^5 bereits im Vorpuls eine Intensität von $10^{13}W/cm^2$ am Target. Diese Intensität liegt bereits über der Plasmaerzeugungsschwelle, welche für 100fs-Laserpulse etwa $10^{12}W/cm^2$ beträgt [30]. Für längere Laserpulse im ns-Bereich (ASE-Pedestal) liegt diese Schwelle bei etwa $10^9W/cm^2$ [31]. Die Einkopplungseffizienz der Laserenergie in den Festkörper ist aufgrund des flachen Dichtegradienten damit nicht mehr optimal. Letztendlich können mit den ATLAS-Laserpulsen bei der fundamentalen Wellenlänge nur Plasmen geringer mittlerer Dichte ($< 10^{23}cm^{-3}$) erzeugt werden. Es ist daher notwendig, den Vorpulskontrast erheblich zu verbessern. Dies kann durch Frequenzverdopplung der Laserpulse erreicht werden.

2.2 Erzeugung und Fokussierung frequenzverdoppelter Laserpulse

Bild 2.4 zeigt schematisch die experimentelle Anordnung zur Erzeugung des dichten Plasmazustandes. Die ATLAS-Pulse werden frequenzverdoppelt und anschließend von der unkonvertierten Grundwellenlänge getrennt. Eine $\lambda/2$ -Platte dient zur freien Einstellung der Polarisationsrichtung der linear polarisierten frequenzverdoppelten Laserpulse. Schließlich werden diese Pulse in die Vakuumkammer eingespiegelt und mittels eines Parabolspiegels auf die Targetoberfläche fokussiert.

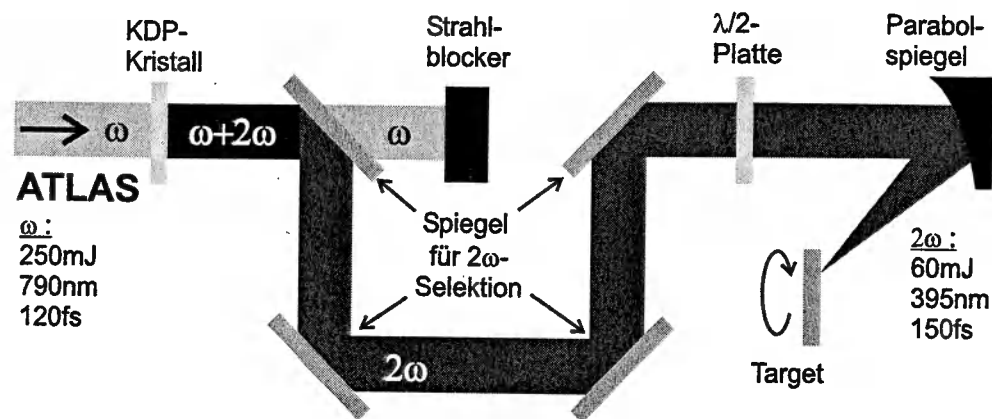


Abbildung 2.4: Schematischer experimenteller Aufbau zur Erzeugung dichter Plasmen mit ultrakurzen Laserpulsen bei hohem Kontrast.

2.2.1 Frequenzverdopplung

Durch Frequenzverdopplung der ATLAS-Laserpulse werden die Voraussetzungen für die isochore Heizung von Festkörpertargets geschaffen. Das nichtlineare Intensitätsverhalten des Verdopplungsprozesses ($I_{2\omega} \propto I_{\omega}^2$, siehe [32]) erhöht das Kontrastverhältnis der Ausgangspulse näherungsweise quadratisch. Im Zeitbereich 3-30 ns vor dem Hauptpuls besitzen die frequenzverdoppelten Pulse damit einen Leistungskontrast von ca. 10^{10} und in der letzten Picosekunde vor dem Pulsmaximum steigt die Intensität um etwa 5 Größenordnungen an. Dies bedeutet, daß die Vorplasmaerzeugung bei Verwendung dieser Pulse weitestgehend unterdrückt wird ($I_{Vorpulse} \leq 10^8 \text{ W/cm}^2$) und die Wechselwirkung des Lasers mit einem steilen Dichtegradienten erfolgt. Zudem hat die verkürzte Laserwellenlänge eine höhere kritische Dichte

$$n_{krit} = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \quad (2.1)$$

zur Folge (ω ist die Laserfrequenz). Damit findet die resonante Absorption der Laserpulse in einer dichteren Plasmaschicht, also näher am Festkörper statt, was die Energieeinkopplung in den dichten Festkörper zusätzlich optimiert.

Ein 2 mm dicker KDP-Kristall (Kaliumdihydrogenphosphat, Typ 2 [33]) dient als nichtlineares Konversionsmedium, wobei Phasenanpassung zwischen dem ordentlichen Brechungsindex der einfallenden fundamentalen und dem außerordentlichen, also winkelabhängigen Brechungsindex der frequenzverdoppelten Wellenlänge, erreicht wird. Aufgrund unterschiedlicher Gruppengeschwindigkeiten ($v_{gr,\omega} > v_{gr,2\omega}$) läuft jedoch der Ausgangspuls bereits im Kristall dem frequenzverdoppelten Puls davon. Dies führt aufgrund des abnehmenden räumlichen Pulsüberlapps [34, 35] zu einer geringfügigen Verlängerung des 2ω -Pulses. Bei einer mittleren Konversion von etwa 20-30% stehen damit frequenzverdoppelte Laserpulse mit ca. 50-70 mJ Pulsenergie und etwa 150 fs Halbwertsdauer zur Verfügung.

Die Separation der frequenzverdoppelten Laserpulse von der verbleibenden fundamentalen Komponente wird mittels einer Serie von vier dielektrischen Spiegeln erreicht. Diese für die frequenzverdoppelten Pulse hochreflektiven Spiegel besitzen ein spektral schmalbandiges Reflexionsverhalten, so daß die Fundamentale zu weniger als 1% je Spiegel reflektiert wird. Insgesamt wird damit eine Unterdrückung des Anteils der fundamentalen Laserpulse von besser 10^8 gewährleistet.

2.2.2 Fokussierung

Die Laserpulse werden unter 45° auf das Festkörpertarget fokussiert. Hierzu wurde ein Paraboloid mit der F-Zahl $F^\# = f/D \approx 3.2$ verwendet (Brennweite $f=162 \text{ mm}$, Strahldurchmesser $D \approx 50 \text{ mm}$). Dieser Parameter bestimmt den beugungsbegrenzten idealen Fokusbereich. Im Fall eines gaußförmigen Strahlprofils gilt [36]

$$d_{Gauß} = \frac{4}{\pi} \cdot \lambda \cdot F^\# \approx 1.6 \mu\text{m}, \quad (2.2)$$

wobei λ die Laserwellenlänge von 395 nm ist. Im allgemeinen ist jedoch die Wellenfront im Experiment durch die Verwendung nichtidealer optischer Elemente und durch nichtlineare Intensitätseffekte in transmittierenden Medien (Luft, Glas) gestört. Dies äußert sich deutlich in einer Verschlechterung der Fokusqualität, also einer Reduzierung der erreichbaren Intensität am Target.

Es wurde daher eine sorgfältige Fokuscharakterisierung durchgeführt. Mittels einer sphärisch korrigierten Objektivlinse wurde der Fokus ca. 40fach vergrößert auf eine CCD abgebildet. In Abb. 2.5 ist das detektierte normierte Intensitätsprofil im Laserfokus dargestellt. Die Fokusqualität konnte im Vergleich zu älteren Messungen [14] durch die Verwendung einer hochwertigeren Optik (Fokussierungsparabel und Frequenzverdopplungskristall) wesentlich verbessert werden. Dies ermöglichte die Erzeugung einer

näherungsweise gaußförmigen fokalen Intensitätsverteilung und damit einer höheren Spitzenintensität im Fokus. Da im Experiment kein ideal gaußförmiges Strahlprofil vorliegt, ist zum Vergleich mit dem Experiment das Profil des Airy-Musters [37]

$$I(r) = I_0 \left(\frac{2J_1\left(r \frac{2\pi R}{f\lambda}\right)}{r \frac{2\pi R}{f\lambda}} \right)^2, \quad (2.3)$$

besser geeignet, da dieses Beugungseffekte der Fokussierungsoptik mitberücksichtigt. J_1 ist hierbei die Besselfunktion 1. Ordnung, R der Laserstrahl- bzw. Aperturradius (25mm), f die Brennweite der Fokussierungsparabel (162mm) und λ die Laserwellenlänge (395nm). In Abb. 2.6 ist ein Profilschnitt durch den Fokus dargestellt, wobei der Zentralpeak einen Durchmesser von $d_{\text{Airy}} \approx 2\mu\text{m}$ aufweist. Der im Experiment erzeugte Fokus ($d_{\text{exp}} \approx 3.2\mu\text{m}$) ist damit etwa 1.6-fach beugungsbegrenzt ($d_{\text{exp}} \approx 1.6d_{\text{Airy}}$).

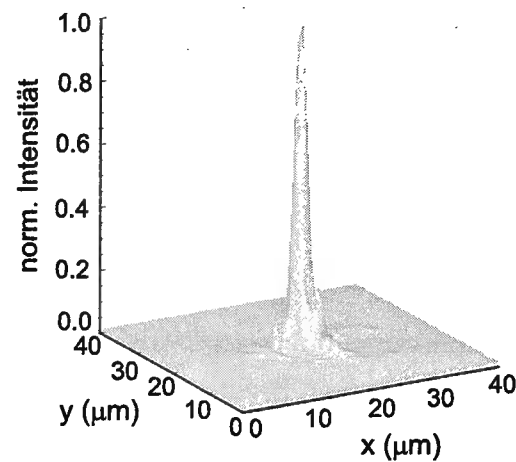


Abbildung 2.5: Normierte Intensitätsverteilung im Laserfokus.

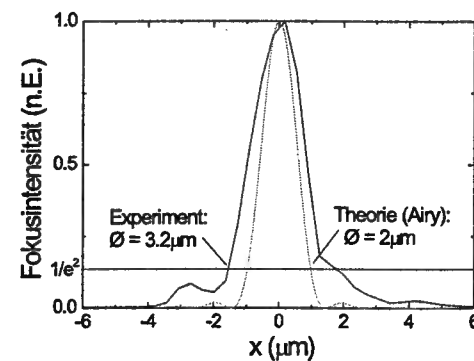


Abbildung 2.6: Linearer Schnitt durch den Laserfokus im Vergleich zum Airy-Profil.

Eine quantitativ aussagekräftige Darstellung des Fokusprofils ist in Abb. 2.7 dargestellt. Hierbei wurde ein axialsymmetrisches Intensitätsprofil angenommen und der Anteil der eingeschlossenen Pulsenergie $E(r)$ als Funktion des Fokusradius ermittelt. Im experimentellen Zentralpeak sind demzufolge etwa 50% der Pulsenergie enthalten. Die restliche Energie verteilt sich auf eine weit größere Fläche außerhalb des zentralen Peaks. In Abb. 2.8 wurde die radiale Intensitätsverteilung

$$I(r) = \frac{dE(r)/dr}{2\pi r \tau_{\text{Laser}}} \quad (2.4)$$

aufgetragen. In beiden Graphen wurde auch die aus Gl. 2.3 resultierende beugungsbegrenzte Fokussierung zum direkten Vergleich dargestellt. Abbildung 2.9 zeigt die

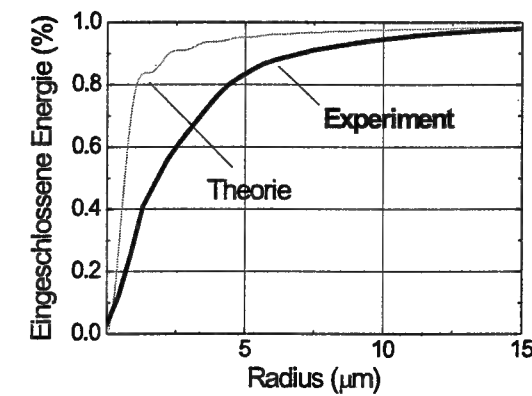


Abbildung 2.7: Eingeschlossene Pulsenergie als Funktion des Fokusradius.

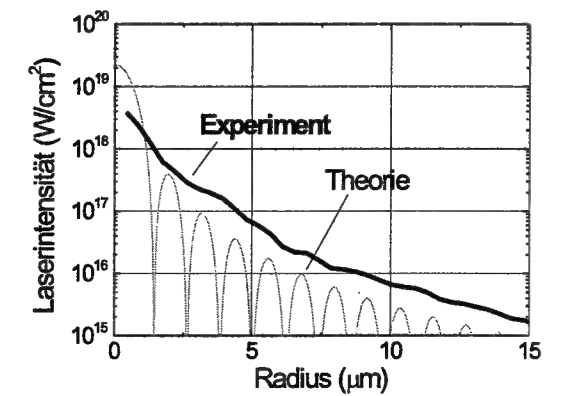


Abbildung 2.8: Resultierende Intensität als Funktion des Fokusradius.

resultierende über die Fokusfläche gemittelte Intensität. In Tabelle 2.1 sind die relevanten mittleren Intensitäten aufgeführt. Im zentralen Peak ($r = 1.6\mu\text{m}$) wird hierbei eine mittlere Intensität von $2.5 \cdot 10^{18} \text{ W/cm}^2$ erreicht. In Kap. 2.2.3 wird gezeigt, daß in einem Radius von $6.5\mu\text{m}$ 80% des Röntgensignals emittiert wird. In dieser Fläche beträgt die gemittelte Laserintensität $2.5 \cdot 10^{17} \text{ W/cm}^2$.

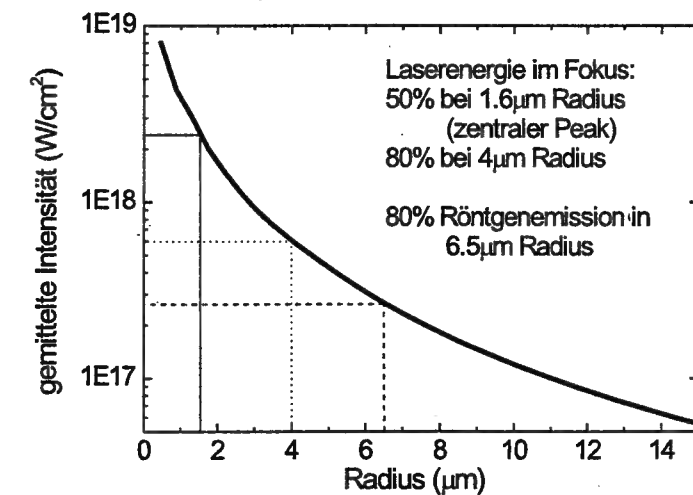


Abbildung 2.9: Flächengemittelte Fokusintensität als Funktion des Fokusradius bei einer Pulsenergie von 60mJ und 150fs Pulsdauer.

Die Fokuscharakterisierung wurde mit abgeschwächter Laserenergie durchgeführt, um eine Zerstörung der abbildenden Optik aufgrund der hohen Pulsleistungen zu vermeiden. Bei hohen Leistungen ist aufgrund von nichtlinearen Intensitätseffekten im

Fokusradius (μm)	1.6	4	6.5
mittlere Intensität ($10^{17} W/cm^2$)	25	6	2.5

Tabelle 2.1: Flächengemittelte Laserintensität im Fokus für verschiedene Radien.

Strahlengang eine größere Wellenfrontdeformation und eine damit verbundene zusätzliche Defokussierung und Pulsdauerverlängerung nicht auszuschließen [38–40]. Somit sind die angegebenen Fokusintensitäten als Obergrenzen der experimentell erreichbaren Intensitäten anzunehmen.

2.2.3 Ausdehnung der Röntgenquelle

Um die mittlere Laserintensität zu ermitteln, welche die Plasmaemission heizt, wurde die Ausdehnung des Röntgenemissionsflecks vermessen. Hierzu wurde die Halbschattenmethode [14] angewendet, welche darauf beruht, daß die Projektion einer Kante im Strahlenweg der Plasmaemission einen Rückschluß auf die Quellausdehnung erlaubt (siehe Abb. 2.10). Um Plasmaemission bei längeren Wellenlängen und insbesondere

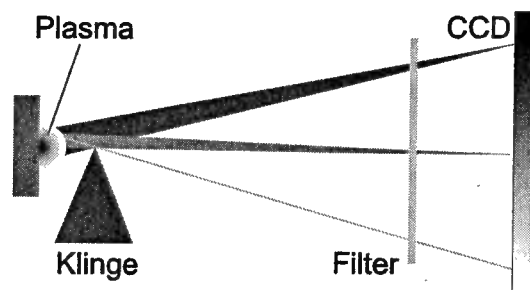


Abbildung 2.10: Experimenteller Aufbau zur Vermessung der Röntgenemissionsgröße mit der Halbschattenmethode.

Laserlicht zu blocken, wurde ein Be-Filter der Dicke $10\mu m$ verwendet, so daß ausschließlich der Röntgenbereich $> 1keV$ detektiert wurde. Letztlich kann der Schattenverlauf durch die Funktion

$$I(x) = \frac{1}{2} \left(1 + \operatorname{erf} \left(\frac{x - x_0}{M\omega} \right) \right), \quad (2.5)$$

gefittet werden [14] und erlaubt damit einen Rückschluß auf die Halbwertsbreite ω des angenommenen gaußförmigen Röntgenemissionsprofils unter Berücksichtigung eines Vergrößerungsfaktors M (hier ca. 40). Aus dieser Messung (vgl. Abb. 2.11) resultiert ein $1/e$ -Quellradius von etwa $5\mu m$ entsprechend 80% Röntgenemission aus einem Fleckdurchmesser von ca. $13\mu m$. Dieser Fleckgröße entspricht eine mittlere Laserintensität von $2.5 \cdot 10^{17} W/cm^2$, wie im letzten Kapitel gezeigt wurde (siehe Tab. 2.1).

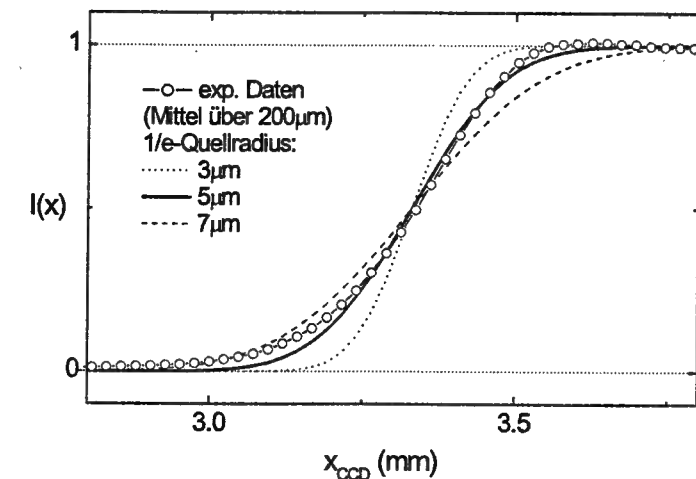


Abbildung 2.11: Halbschattenverlauf der Plasmaemission. Experimentelle Daten (Punkte) sind mit berechneten Profilen bei unterschiedlicher Fleckradien verglichen.

2.2.4 Targetgeometrie

Es wurden im Rahmen dieser Arbeit Messungen an massiven Aluminiumtargets ($\rho \approx 2.7g/cm^3$) mit und ohne $450\text{\AA}$ dicke Tamperschicht aus Kohlenstoff ($\rho \approx 2.2g/cm^3$) als auch an geschichteten Sandwichtargets durchgeführt. Abbildung 2.12 und 2.13 zeigen schematisch den Aufbau dieser Targets im Schnitt. Bei den geschichteten Targets wurde sowohl die Aluminiumschichtdicke im Bereich von $250 - 2000\text{\AA}$ als auch die Tamperschichtdicke von $250 - 4000\text{\AA}$ variiert. Die Schichten wurden jeweils in Vakuumverdampfanlagen hergestellt und auf scheibenförmige Substrate (Durchmesser $50.8mm$, Dicke $4-9mm$) aufgedampft. Es wurden Aluminium-, Glas- und Sigradursubstrate (glasartiger Kohlenstoff mit $\rho \approx 1.4g/cm^3$, Sigradur G [41]) mit optischer Oberflächengüte verwendet. Ein Rotationsverschiebemechanismus [14] positioniert die Targets nach jedem Laserschuss neu, um eine intakte Oberfläche im Laserfokus zur Verfügung zu stellen. Im 10Hz Meßbetrieb beschreiben die Krater dabei eine Kette mit der Form einer Spirale auf der Scheibenoberfläche. Ein Target bietet etwa Platz für 500 Laserschüsse im Fall von geschichteten Targets, bzw. 1500 Laserschüsse bei Verwendung massiver Aluminiumtargets.

Der Tamper hat die Aufgabe, die Emission des sich verdünnenden expandierenden Plasmas der Oberflächenschichten in einen nicht detektierten Wellenlängenbereich zu verschieben. Man verwendet daher für die Tamperschicht ein Element, dessen Linienemission nicht mit der K-Schalenemission von Aluminium überlagert. Damit wird erreicht, daß die Diagnostik ausschließlich die Emission des unter der Tamperschicht liegenden Aluminiumplasmas detektiert. Die eingehenden Dichte- und Temperaturgra-

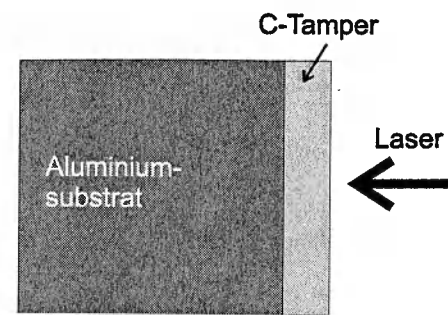


Abbildung 2.12: Getampertes massives Aluminiumtarget. Die Tamperschichtdicke beträgt hier 450 Å.

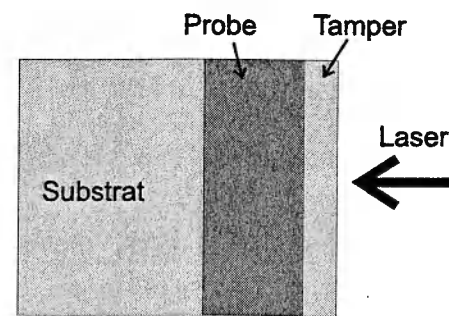


Abbildung 2.13: Prinzipieller Aufbau eines geschichteten Sandwichtargets. Probe und Tampfer werden nacheinander auf das Substrat aufgedampft.

dienten werden dadurch wesentlich verringert. In früheren Experimenten [14] wurde Magnesiumoxid als Tampfermaterial eingesetzt. Magnesiumlinien der expandierenden Vorderschichten überlagern jedoch mit dem Aluminiumspektrum und komplizieren daher die Spektralanalyse. In dieser Arbeit wurde Kohlenstoff als Tampfermaterial verwendet, da es keine Linienemission im Bereich des Aluminium K-Schalenspektrums besitzt.

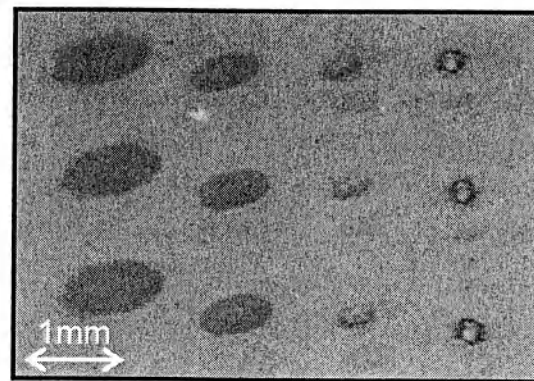


Abbildung 2.14: Reihe von laserinduzierten Kratern auf einer Aluminiumoberfläche bei verschiedenem Defokussierungsgrad.

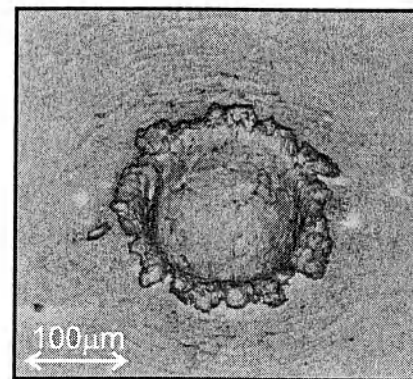


Abbildung 2.15: Optimal fokussierter Einzelschußkrater auf einer Aluminiumoberfläche.

In Abb. 2.14 ist die Oberfläche eines Aluminiumtargets nach Laserbeschuß gezeigt. Die unterschiedlichen Kraterdimensionen sind einer kontrollierten Defokussierung des Laserpulses zuzuordnen. In Abb. 2.15 ist eine vergrößerte Aufnahme eines Einzelschußkraters des optimal fokussierten p-polarisierten Laserpulses unter 45° Einfallswinkel dargestellt. Die vergrößerten Aufnahmen wurden mit einem Rasterelektronenmikroskop erstellt.

Bei optimalem Fokus liegen die Kraterdurchmesser in der Größenordnung von 100 µm.

Dieser Unterschied zur eigentlichen Fokusgröße von wenigen Mikrometern ist auf die hydrodynamische Entwicklung des aufgeheizten Targetmaterials zurückzuführen. Die Deposition der Laserenergie im Fokusvolumen führt innerhalb weniger Picosekunden zur Aufheizung des Festkörpers auf einige 100 eV. Der dabei entstehende Druck kann aus der idealen Gasgleichung $p = nkT$ in der Größenordnung von Gbar abgeschätzt werden. Es folgt eine Punktexplosion des heißen dichten Plasmabereichs, wobei die Energie im Plasma die Entwicklung der Plasmaausdehnung [42] bestimmt. Damit ist klar, daß der wiedererstartete Krater die Fokusgröße wesentlich übertrifft. In Bild 2.15 kann man deutlich die erstarrten Schmelzstrukturen der hydrodynamischen Expansion erkennen.

2.3 Hochauflösendes von Hamos-Spektrometer

K-Schalenemission findet beim Übergang eines Elektrons von einem angeregten Zustand ($n > 1$) in den Grundzustand ($n = 1$) statt. Im Fall von wasserstoffähnlichem Aluminium (12^+) wird die Lyman-Serie emittiert, wobei ein Photon der Energie

$$E = RZ^2 \left[1 - \frac{1}{n^2} \right] \quad (2.6)$$

freigesetzt wird. Hierbei wurde die Rydbergkonstante $R = 13.6 \text{ eV}$ und die Kernladungszahl Z eingeführt. Damit ist sofort klar, daß Aluminium aufgrund $Z = 13$ im keV-Bereich emittiert, welcher dem weichen Röntgenbereich mit Wellenlängen $< 10 \text{ \AA}$ zuzuordnen ist. Um eine spektrale Auflösung dieses Wellenlängenbereichs mittels Beugung an einer Gitterstruktur zu erreichen, ist eine entsprechend kleine, dieser Wellenlänge vergleichbare Gitterkonstante erforderlich. Es liegt daher nahe, auf die regelmäßige Gitterstruktur von Kristallen zurückzugreifen. Aufgrund der relativ geringen Eindringtiefe weicher Röntgenstrahlung in Materie [43], werden üblicherweise reflektive Kristallspektrometer verwendet. Hierbei wird die Bragg-Reflexionsbedingung

$$\lambda = \frac{2d}{i} \sin \alpha \quad (2.7)$$

ausgenutzt, wobei α der Einfallswinkel der Strahlung relativ zur Kristallebene, d der Netzebenenabstand und i die Beugungsordnung ist. Die verwendeten Spektrometer wurden in erster Beugungsordnung eingesetzt, so daß i im folgenden gleich 1 gesetzt wird.

Ein wesentlicher Teil der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Spektren wurde mit einem von Hamos-Kristallspektrometer aufgenommen (siehe Abb. 2.16). Dieses ist an einen im Röntgenbereich empfindlichen DEF-Film (Direct Exposure Film, Hersteller Kodak) [44] gekoppelt, und wird damit im zeitintegrierenden Betrieb verwendet. Der Vorteil dieser Anordnung liegt in der hohen spektralen Auflösung und in der sehr einfachen Handhabung des Spektrometers.

In der von Hamos-Geometrie [45–47] bildet ein zylindrisch gebogener Kristall die Röntgenquelle als Funktion des Einfallswinkels bzw. der Wellenlänge eindimensional auf seine Symmetrieachse ab. Damit wird ein spektral aufgelöster Linienfokus auf einer Länge von etwa 16 cm erzeugt. Die Röntgenemission wurde auf Film detektiert, da die Detektionsdimension einer CCD üblicherweise im Bereich weniger Zentimeter liegt. Für eine Messung wurden typischerweise 100 Laserschüsse akkumuliert.

Das Spektrometer ist mit einem PET-Kristall (Pentaerythrit, $C[CH_2OH_4]$, tetragonale Kristallordnung) ausgestattet, welcher einen Netzebenenabstand von $2d = 8.742 \text{ \AA}$ in der verwendeten Orientierung (002) besitzt. Dieses Material ist zur Röntgenspektroskopie besonders geeignet, da es ausschließlich aus niedrig-Z Elementen besteht

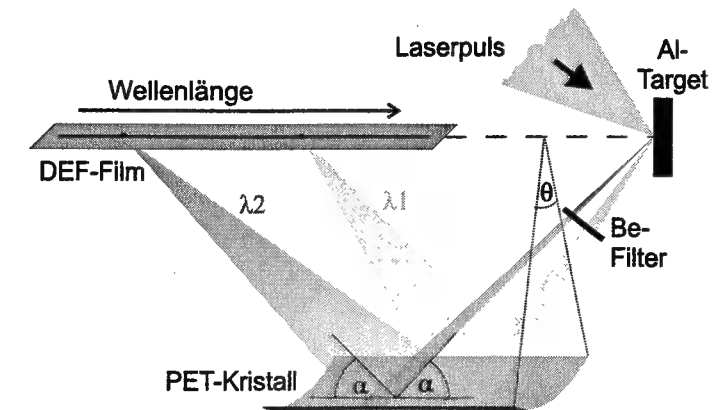


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung eines von Hamos-Kristallspektrometers, welches an einen DEF-Röntgenfilm gekoppelt wurde.

und damit ein geringes Fluoreszenzleuchten bei Bestrahlung mit keV-Photonen erzeugt [48]. Der Kristall ist mit 100 mm Radius gebogen und besitzt einen azimuthalen Öffnungswinkel von $\Theta \approx 29^\circ$ (50 mm Breite) und eine Länge von 80 mm. Damit ist ein Detektionsfenster von 1.45–2.1 keV bzw. $6 - 8.5 \text{ \AA}$ zugänglich.

Die Abbildungseffizienz des von Hamos-Spektrometers ist im Anhang A detailliert behandelt und liegt etwa bei 10^{-4} sr . Auch die Entfaltung von optischer Dichte in Signalintensitäten ist im Anhang erläutert, so daß die zeitintegrierten von Hamos-Messungen in absoluten Einheiten von Photonen pro Raumwinkel und Wellenlängenintervall vorliegen.

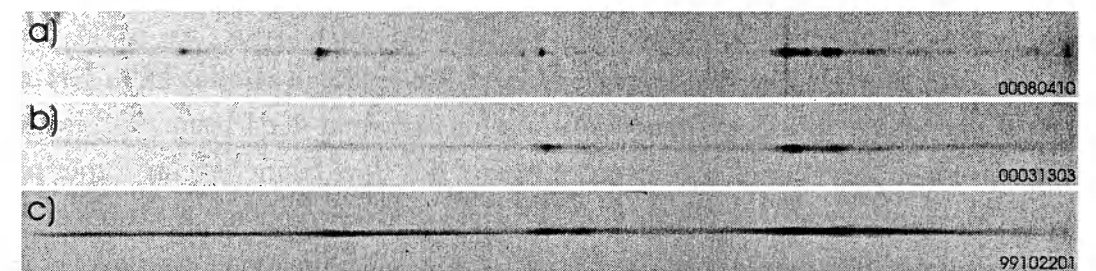


Abbildung 2.17: Zweidimensionale Scans der optischen Dichte typischer DEF-Röntgenfilme. Details zu a), b), c) sind im Text aufgeführt.

In Abb. 2.17 sind zweidimensional densitometrierte DEF-Röntgenfilme (ca. $160 \times 3 \text{ mm}$) nicht maßstabsgetreu dargestellt. Es ist deutlich der Linienfokus der spektral aufgelösten Röntgenstrahlung mit Linienstrukturen zu erkennen. Die Breite der Schwärzungslinie liegt in Übereinstimmung mit dem in Anhang A abgeschätzten Fokussierungsfehler δl etwa bei $0.1 - 0.3 \text{ mm}$.

Film a) wurde mit Röntgenemission aus Aluminium- und Siliziumplasmen geringer Dichte belichtet (vgl. Kap. 2.3) und zeigt daher spektral schmale Linienstrukturen.

Film b) bzw. c) zeigen die Emission aus dichten Aluminiumplasmen einer 250Å dicken Aluminiumschicht, welche unter 2000Å Kohlenstoff vergraben wurde, bzw. eines mit 450Å Kohlenstoff getampten massiven Aluminiumtargets. Deutlich sind in Fall b) und c) die breiteren stark ausgeschmierten Linienstrukturen zu erkennen, welche charakteristisch für die Emission aus dichtem Plasma sind.

Wellenlängenkalibrierung

Die in diesem Kapitel diskutierte Wellenlängenkalibrierung dient dazu, die theoretische Dispersionskurve zur Wellenlängenentfaltung anhand bekannter Spektrallinien zu verifizieren. Hierzu wurden Spektren aus dünnen ($n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) Plasmen detektiert, welche durch Einführung eines kontrollierten Vorpulses erzeugt wurden (vgl. Abb. 2.17a). Diese Linien weisen geringe Linienbreiten und vernachlässigbare Linienverschiebungen auf, so daß sie als Wellenlängennormale verwendet werden können. Insbesondere die K_α -Linie, welche aus dem kalten Bulkmaterial stammt, ist zur exakten Wellenlängeneichung geeignet. In Abb. 2.18 ist das Spektrum eines Aluminiumplasmas geringer Dichte dargestellt, dessen Wellenlängenskalierung unter Verwendung der Dispersionskurve mit dem Abstand

$$x = \frac{2R}{\tan \alpha(\lambda)} \quad (2.8)$$

der Linienposition von der Quelle berechnet wurde. $\alpha(\lambda)$ erfüllt hierbei Gl. 2.7 und R ist der Radius des zylindrisch gebogenen Kristalls. Zusätzlich sind die tabellierten Übergangsenergien der Resonanzlinien [49, 50] eingezeichnet. In Kap. 3.1.1 sind diese Übergänge in Form eines Grottrian-Diagramms dargestellt.

Spektren aus dichten Plasmen müssen in ihrer Wellenlänge absolut kalibriert werden, da die spektralen Positionen dieser Plasmalinien aufgrund der Plasmapolarisationsverschiebung nicht fixiert sind. Die Positionierung des Spektrometers im Experiment ist für jede Messung erneut notwendig und nicht absolut reproduzierbar. Jedes aufgenommene Spektrum erfordert damit die Detektion eines Wellenlängennormals (K_α -Linie), um die Wellenlängeneichung exakt durchzuführen.

Das im Anhang A berechnete spektrale Auslösungsvermögen von $\lambda/\Delta\lambda \approx 2000$ entsprechend $\Delta\lambda \approx 3 - 4 \text{ mÅ}$ wird an dieser Stelle mit der experimentell erreichten Auflösung verglichen. In Abbildung 2.19 ist die Dublettstruktur (j-Aufspaltung 1/2, 3/2) der Ly_α -Linie gezeigt. Diese Struktur zeigt eine Aufspaltung von ca. 5 mÅ , welche experimentell auflösbar ist. Auch der Anstieg (20 – 80%) der kurzwelligen Flanke der dargestellten Ly_α -Linie beträgt etwa 5 mÅ . Die Flanken der anderen Resonanzlinien (vgl. Abb. 2.18) zeigen einen vergleichbar steilen Anstieg. Da die Linien auf ihrer kurzwelligen Flanke mit keinen Satellitenbeiträgen überlagern, ist der Anstieg durch die experimentelle Spektralauflösung begrenzt. Abbildung 2.19 zeigt die kalte Silizium K_α -Linie mit einer

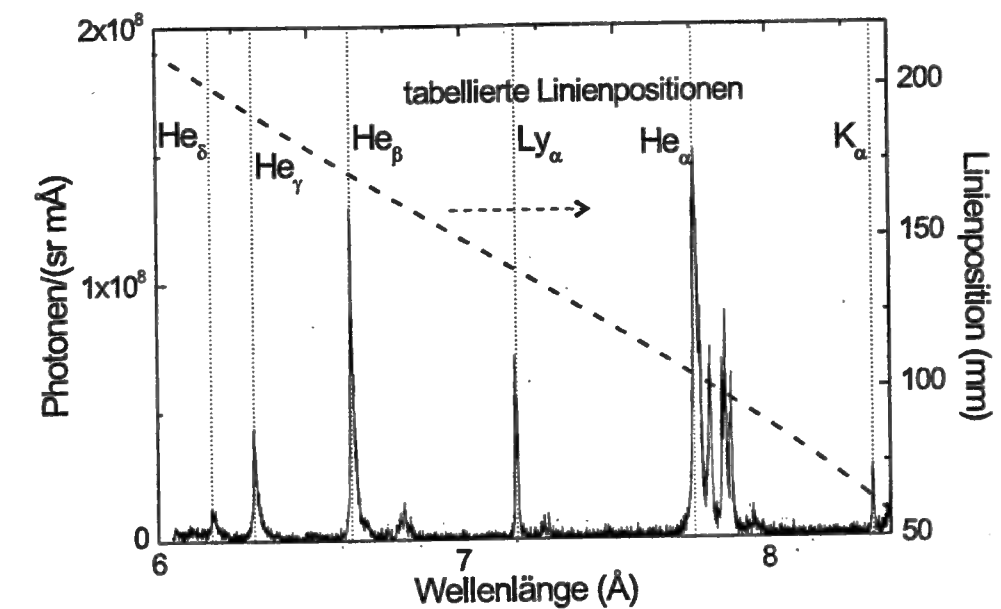


Abbildung 2.18: Wellenlängeneichung mittels Emission aus dünnem Aluminiumplasma und Vergleich mit tabellierten Linienpositionen. Gestrichelt ist die Dispersionskurve des von Hamos-Spektrometers eingezeichnet. Die Linienposition entspricht dem Abstand vom Laserplasma (vgl. Abb. 2.16).

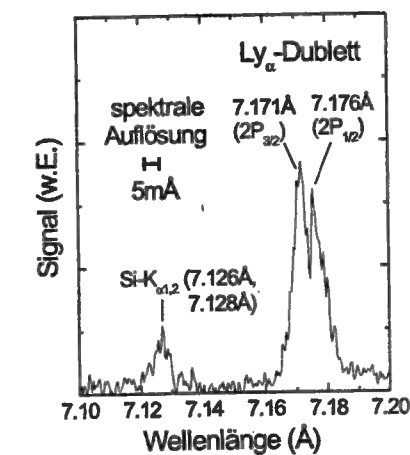


Abbildung 2.19: Mit dem von Hamos-Spektrometer ist die Ly_α -Dublettstruktur aus einem Plasma geringer Dichte auflösbar ($\Delta\lambda = 5 \text{ mÅ}$). Die Breite der Si-K_α -Linie ist auch durch die Auflösung des Spektrometers mit 5 mÅ vorgegeben.

spektralen Breite von etwa 5 mÅ . Ihre natürliche Linienbreite ($\approx 2 \text{ mÅ}$) ist durch die Lebensdauer des angeregten Zustandes gegeben, welche durch den Augerzerfall begrenzt

wird. Damit ist die gemessene Linienbreite ebenfalls ein Maß für die Auflösungsgrenze des Spektrometers. Zusammenfassend zeigt sich über das gesamte spektrale Fenster des von Hamos-Spektrometers eine experimentell erreichte Auflösung von etwa $5\text{ m}\text{\AA}$ entsprechend $\lambda/\Delta\lambda \approx 1200 - 1700$. Die im Anhang A ermittelte theoretische Auflösung des Spektrometers wird demnach im Experiment annähernd erreicht. Die Genauigkeit der absoluten Wellenlängenbestimmung durch Verwendung des K_α -Wellenlängennormals liegt im Bereich der Auflösungsgrenze. Die Position der Ly_α -Linie kann jedoch aufgrund der unmittelbaren Nähe zur Si- K_α -Eichlinie auf besser $\pm 1\text{ m}\text{\AA}$ bestimmt werden.

2.4 Kristallspektrometer mit sub-Picosekunden-Zeitaufklärung

Zeitaufgelöste Messungen von Röntgenspektren erfordern die Ankopplung eines Kristallspektrometers an eine Röntgenschnierbildkamera. Diese Kopplung gestaltet sich experimentell relativ schwierig und wurde in unterschiedlichen Anordnungen von verschiedenen Forschungsgruppen realisiert [18, 19, 24, 25, 51–53].

In Abb. 2.20 ist als Beispiel eine *senkrechte* Kopplung der Dispersionslinie eines zylindrischen von Hamos-Kristallspektrometers an die Bildebene skizziert. Diese Anordnung hat zur Folge, daß nur eine bestimmte Signalwellenlänge scharf auf die Bildebene abgebildet werden kann. Um den detektierten Spektralbereich zu variieren, muß die Detektionseinheit entlang der Dispersionslinie beträchtlich verschoben werden. Dieses Verfahren ist daher mit einem sehr hohen mechanischen Aufwand verbunden.

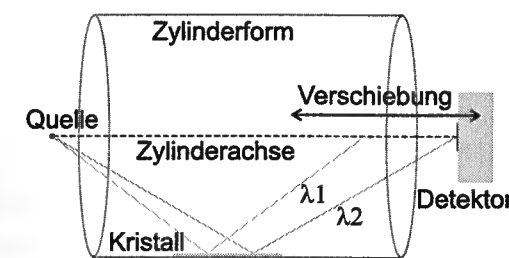


Abbildung 2.20: Senkrechte Kopplung eines zylindrischen von Hamos-Kristalls an einen Detektor.

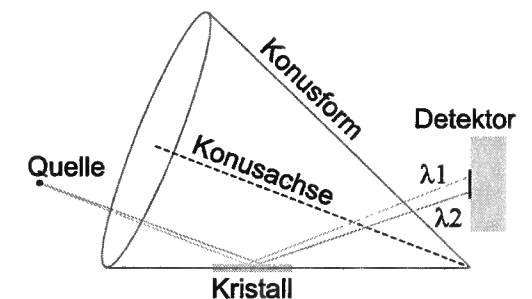


Abbildung 2.21: Senkrechte Kopplung eines gekippten konusförmigen Kristallspektrometers an einen Detektor.

Eine andere Variante basiert auf der Verwendung eines konisch gebogenen Kristalls [54–56], dessen Symmetrieachse in einer gekippten Orientierung zwischen Streackamerakathode und Quelle einjustiert wird (siehe Abb. 2.21). Die Dispersionebene wird in dieser Geometrie um 90° gekippt, so daß eine näherungsweise optimale Abbildung über einen begrenzten Spektralbereich auf der Bildebene möglich ist. Diese Anordnung hat jedoch den Nachteil, daß das zugängliche spektrale Fenster aufgrund der festgelegten Geometrie stark eingeschränkt ist. Ein weiterer Nachteil ist die schwierige Justage des gekippten konischen Kristallspektrometers. Es wurde daher im Rahmen dieser Arbeit ein neues Konzept entwickelt [57], welches eine experimentell einfach zu realisierende Kopplung eines Kristallspektrometers an eine Streackamera erlaubt.

2.4.1 Konisch gekrümmtes Kristallspektrometer

Für die zeitaufgelöste Spektroskopie wurde eine *senkrechte* Kopplungskonfiguration der Dispersionsebene an die Bildebene gewählt (spektral aufgelöster Röntgenlinienfokus steht senkrecht auf der Bildebene). Dies hat den Vorteil, daß eine axialsymmetrische Anordnung (vgl. Abb. 2.22) verwendet werden kann, welche sehr einfach zu justieren ist. Wir haben uns für die Verwendung einer *konisch-symmetrischen* Kristallanord-

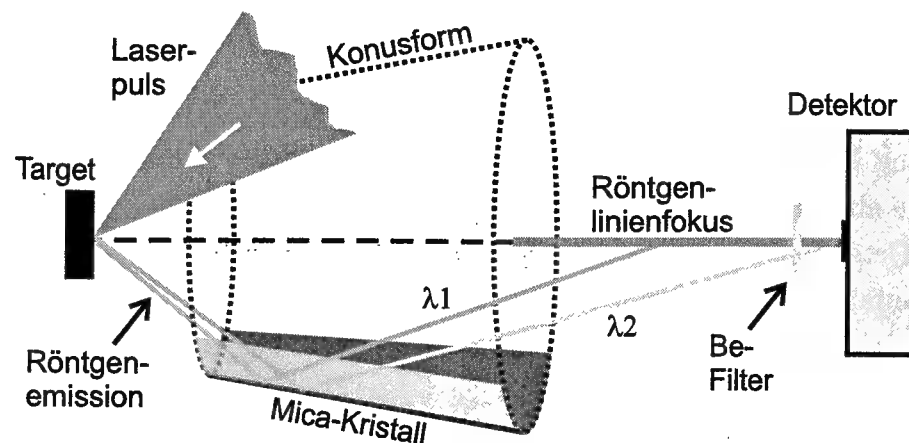


Abbildung 2.22: Experimentelle Anordnung zur senkrechten Kopplung des konischen Kristallspektrometers an die Streackamera.

nung entschieden. Dies erlaubt, den Abstand zwischen Quelle und Detektionsebene konstant zu halten und den detektierbaren Wellenlängenbereich durch Verschiebung des Kristalls entlang der Symmetrieachse zu variieren. In Abbildung 2.23 ist das Prinzip der Wellenlängenvariation schematisch dargestellt. Die Verschiebung des Kristalls ist experimentell sehr einfach zu realisieren. Die in Abb. 2.20 dargestellte Geometrie erfordert dagegen die präzise Verschiebung der Streackamera inklusive des Auslesesystems, was mechanisch äußerst aufwendig ist (Vakuumdichtigkeit, Gewicht). Das damit zugängliche spektrale Detektionsfenster kann auf diese Weise unter Beibehaltung einer hohen Dispersion erheblich vergrößert werden.

Das konische Kristallspektrometer ist mit einem Mica-Kristall (Glimmer) [58] ausgestattet, welcher in erster Beugungsordnung (002-Orientierung) bei einem Netzebenenabstand von $2d = 19.84 \text{ \AA}$ eingesetzt wird. Der ebene Mica-Kristall wurde von der Friedrich-Schiller-Universität in Jena zur Verfügung gestellt und wie im Anhang A erläutert, in seiner gebogenen Form charakterisiert.

Mit einer CCD wurde der in Abb. 2.24 dargestellte Röntgenfokus detektiert. Die CCD-Aufnahme zeigt deutlich, daß die optimale Abbildung nur für eine Wellenlänge erfüllt ist, welche dem Schnittpunkt des Linienfokusses mit der Bildebene zuzuordnen ist. Die Breite dieses optimalen Röntgenfokusses (senkrecht zur Dispersionsrichtung) beträgt etwa $100 \mu\text{m}$. Längerwellige Strahlung durchstößt den Linienfokus bereits

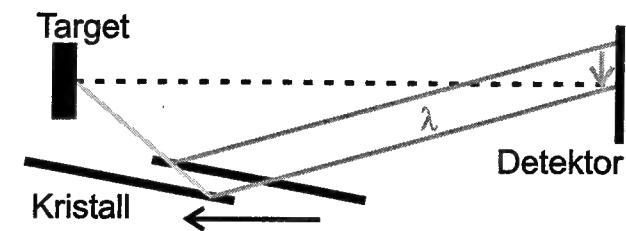


Abbildung 2.23: Prinzip der Wellenlängenvariation der detektierten Röntgenstrahlung bei konstantem Abstand zwischen Quelle und Bildebene.

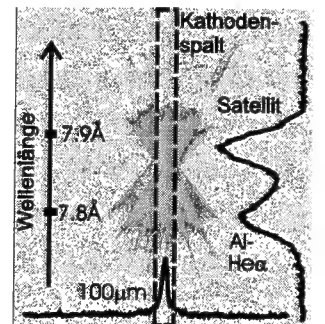


Abbildung 2.24: Röntgenfokusaufnahme mit einer CCD in der Bildebene.

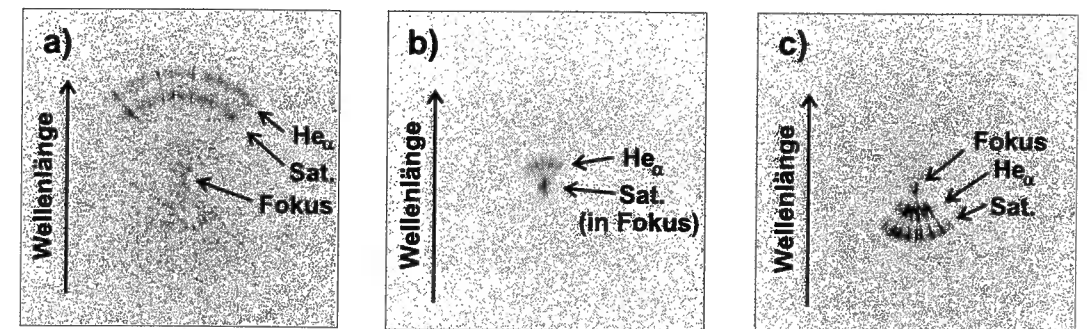


Abbildung 2.25: Detektion des fokussierten Röntgensignals mit einer CCD. a), b) und c) zeigen die He_α -Linie und den lithiumähnlichen Satelliten bei verschiedenen Kristallpositionen.

vor der Bildebene und wird daher defokussiert auf der CCD detektiert, ebenso wie die Beiträge der noch nicht fokussierten kurzwelligeren Strahlung. In Abb. 2.24 ist die Position und Form der Streackamerakathode gestrichelt eingezeichnet. Eine Auswertung der zeitaufgelösten Messungen erfordert in dieser Anordnung die Berücksichtigung der entsprechenden spektralen Intensitätsverteilung im detektierten Röntgenfokus. Eine Verschiebung des Kristalls verändert die vertikale Position einer bestimmten Röntgenlinie auf der Kathodenfläche. Damit wird auch der Fokussierungsgrad, also letztendlich die Signalintensität dieser Linie variiert. Im Experiment ermöglicht dies eine kontinuierliche Variation der Signalintensität, ohne auf Röntgenfilter zurückgreifen zu müssen. Insbesondere starke Röntgensignale, welche zu einem hohen Elektronenstrom in der Streackamera führen und aufgrund zunehmender Raumladungseffekte die Zeitauflösung drastisch verschlechtern können, sind damit einfach zu vermeiden. Mittels Kristallverschiebung kann in diesem Fall problemlos eine entsprechende Defokussierung, also Intensitätsreduzierung der Röntgenlinien, vorgenommen werden.

In Abb. 2.25 sind weitere CCD-Aufnahmen dargestellt, welche einen größeren Detekti-

onsbereich zeigen und für verschiedene Kristallpositionen a), b) und c) aufgenommen wurden. Deutlich sind auf den CCD-Bildern auch Effekte der Mosaikstruktur des Kristalls zu erkennen, die sich in verschiedenen strahlenförmig durch den Fokus laufenden Intensitätserhöhungen niederschlagen. Die Mosaikstruktur reduziert die Qualität der Röntgenfokussierung und damit auch die Auflösung des Spektrometers (vgl. Anhang A).

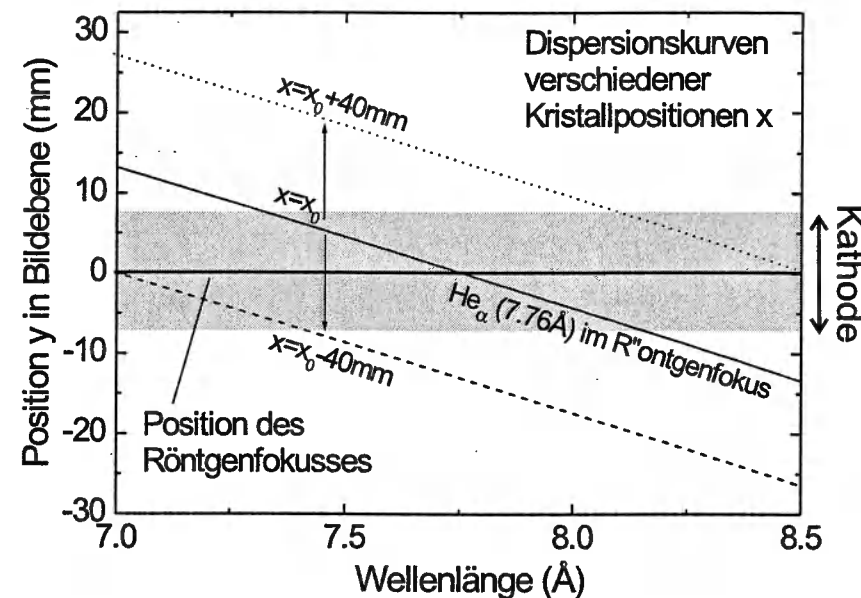


Abbildung 2.26: Dispersionskurven $y(\lambda)$ des Mica-Spektrometers an verschiedenen Kristallpositionen x . Der grau hinterlegte Bereich markiert das Detektionsfenster der Streackamera.

In Abb. 2.26 sind verschiedene Dispersionskurven des Mica-Spektrometers an unterschiedlichen Kristallpositionen dargestellt. Die Kathodenlänge beträgt etwa 15 mm, so daß ein spektrales Fenster von ca. 0.7 Å an einer festen Kristallposition detektiert wird. $y=0$ zeigt die Position des optimalen Röntgenfokusses in der Bildebene. $y > 0$ entspricht mit wachsender Wellenlänge zunehmend defokussierten Röntgensignalen, wohingegen im Bereich $y < 0$ kürzere Wellenlängen mit noch unfokussierten Beiträgen zu erkennen sind. Die Kristallposition $x = x_0$ wurde so gewählt, daß die He_α -Linie im optimalen Röntgenfokus liegt.

Der Kristallkonus (40-60 mm Radius) besitzt einen Öffnungswinkel von 90° und eine Länge von etwa 90 mm. Das damit zugängliche spektrale Fenster optimal abbildbarer Röntgenstrahlung ($y=0$) ist auf den Bereich $7 - 8.5 \text{ Å}$ festgelegt.

Das Mica-Kristallspektrometer liefert für die Aluminium K_α -Linie ($\lambda = 8.34 \text{ Å}$) eine

Abbildungseffizienz von etwa 10^{-5} sr . Im Anhang A ist die Berechnung der Signaleffizienz detailliert beschrieben. Das Mica-Spektrometer ist insbesondere aufgrund der geringeren Kristallreflektivität etwa um einen Faktor 10 lichtschwächer als das von Hamos-Spektrometer. Auch die spektrale Auflösung des Mica-Spektrometers ist geringer. Sie wird ebenfalls im Anhang A abgeleitet und kann mit etwa $\Delta\lambda/\lambda \approx 400$ im Bereich der He_α -Linie angegeben werden.

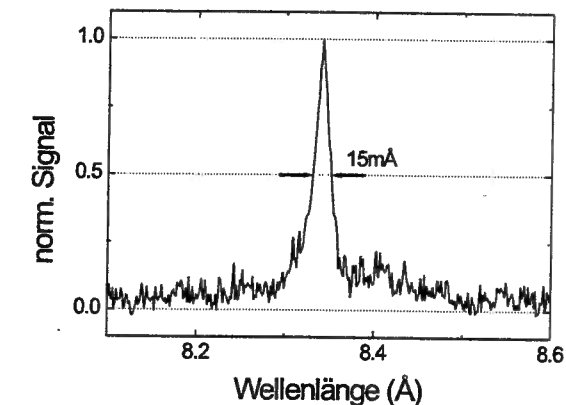


Abbildung 2.27: Bestimmung der experimentellen Auflösung von 15 mÅ des konischen Kristallspektrometers anhand der spektralen Breite der Al-K_α -Linie.

In Abb. 2.27 ist als Maß der experimentell erreichten Auflösung das spektrale Profil der K_α -Emission (vgl. Kap. 2.3, $\text{FWHM} \approx 2 \text{ mÅ}$) gezeigt, welches mit einer CCD detektiert wurde. Die Halbwertsbreite ist ein Maß für die Auflösungsgrenze des Spektrometers und beträgt etwa 15 mÅ . Damit folgt eine Auflösung von ca. $\Delta\lambda/\lambda \approx 550$, welche die oben angegebene theoretische Auflösung geringfügig übertrifft. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß der Einfluß des Kristalls (Reflexionswinkelabweichung und Eindringtiefe des Röntgensignals) auf die Zeitauflösung der Diagnostik im Vergleich zur Streackameraauflösung ($\approx 0.9 \text{ ps}$, vgl. nächster Abschnitt) vernachlässigbar ist, wie im Anhang A gezeigt wird.

2.4.2 Sub-Picosekunden-Röntgenstreackamera

Die Zeitstruktur des emittierten Röntgensignals wird durch die Verwendung einer Röntgenschnierbildkamera aufgelöst. Aufgrund der ultraschnellen Dynamik des Plasmaheizungs- und Kühlungsprozesses ist es notwendig, Röntgensignale (τ_{Signal} , FWHM) im ps-Bereich aufzulösen. Die Auflösung des Detektors τ_{Kamera} sollte demnach im sub-ps-Bereich liegen, um die Zeitstruktur des realen Signals aus den Meßdaten entfallen zu können. Für gaußförmige Signalprofile ist die detektierte Halbwertsbreite des

Signals τ_{Messung} durch

$$\tau_{\text{Messung}} = \sqrt{\tau_{\text{Signal}}^2 + \tau_{\text{Kamera}}^2} \quad (2.9)$$

gegeben.

Die zeitaufgelösten Messungen wurden mit einer neuartigen sub-ps-Röntgenstreakkamera durchgeführt. Hierbei handelt es sich um eine von AXIS-Photonique Inc. vertriebene Kamera vom Typ PX1 mit einer Einzelschußauflösung von etwa 500-600fs [24]. Eine schematische Darstellung des Kameraaufbaus ist in Abb. 2.28 gezeigt.

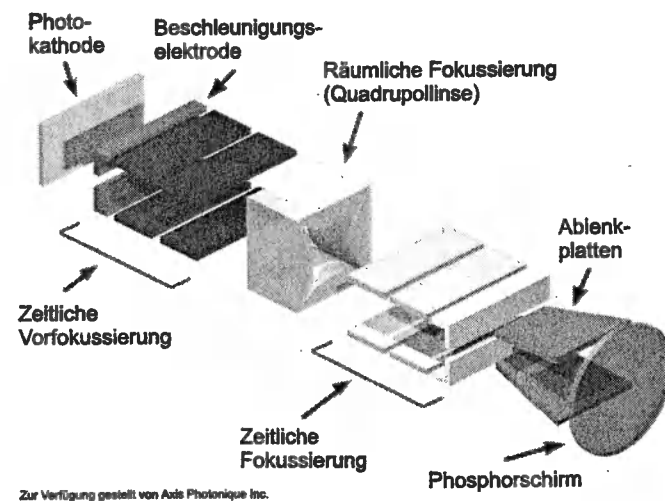


Abbildung 2.28: Schematischer Aufbau der sub-ps-Streakkamera AXIS PX1.

Die zeitliche Auflösung dieser Streakkamera ist näherungsweise durch

$$\tau_{\text{Kamera}} = \sqrt{\tau_{\text{statisch}}^2 + \tau_{\text{Photokathode}}^2 + \tau_{\text{Raumladung}}^2} \quad (2.10)$$

gegeben [24]. Die statische Auflösung der Kamera ist durch die um den Faktor 2 verkleinerte Abbildung des Eintrittsspalt auf den Phosphorschirm festgelegt. Aus räumlich hochauflösenden Messungen (Detektion auf Film) folgt eine Halbwertsbreite des abgebildeten Eintrittsspalt von $30\mu\text{m}$ im statischen Betrieb. Die mit der CCD gemessene Bildbreite von $\Delta x \approx 75\mu\text{m}$ ist wesentlich größer und durch die Auflösung des Auslesesystems ($24\mu\text{m}$ Pixelgröße) begrenzt. Bei einer maximalen Sweepgeschwindigkeit von $v_{\text{sweep}} = 0.16\text{mm/ps}$ resultiert ein Beitrag von $\tau_{\text{statisch}} = \Delta x/v_{\text{sweep}} \approx 450\text{fs}$. Die Verteilung der Sekundärelektronen ΔU_e der Photokathode und das beschleunigende Kathodenfeld E_k liefern einen weiteren Beitrag $\tau_{\text{Photokathode}} \propto \sqrt{\Delta U_e/E_k}$ [24] zur Auflösung der Kamera. Die Verwendung von KI-Kathoden mit $\Delta U_e = 0.61\text{eV}$ bei einer Beschleunigungsspannung von $E_k = 50\text{kV/cm}$ begrenzt diesen Beitrag auf etwa 470fs. Unter Vernachlässigung von Raumladungseffekten folgt aus Gl. 2.10 mit

unserem Auslesesystem eine Zeitaufklösung $\tau_{\text{Kamera}} \approx 650\text{fs}$. Um Raumladungseffekte zu minimieren, erzeugt die Elektronenoptik zwei voneinander getrennte Fokusse in Raum- und Zeitrichtung. Zudem wurden raumladungsbedingte Dispersionseffekte der Ausgangselektronenverteilung durch eine Verkürzung der Streakröhre reduziert.

Der Phosphorschirm der Streakkamera wird faseroptisch an ein verstärkendes MCP (Multichannelplate, Proxitronics) gekoppelt und anschließend mit einer ebenfalls faseroptisch gekoppelten gekühlten CCD (PMIS, Photometrics) ausgelesen. Die maximale Signalverstärkung des MCP liegt bei ca. 5000. Die Pixelgröße der CCD beträgt $24\mu\text{m}$, was bei maximaler Sweepgeschwindigkeit einer Auflösung von 150fs/Pixel entspricht.

2.4.3 Akkumulationsbetrieb

Typischerweise werden bei den vorhandenen Laserparametern und der Verwendung massiver Aluminiumtargets von einer intensiven Röntgenlinie (vgl. Kap. 3.1.1, He_α) etwa 10^{10} Photonen/sr emittiert [21]. Die Abbildungseffizienz des Mica-Spektrometers (siehe Kap. 2.4.1) und weitere Signalabschwächung (Kathodeneffizienz, Signaldefokussierung) liefern letztendlich Einzelschußsignale aus wenigen Photoelektronen, was zu einem geringen Signal-zu-Rausch Verhältnis führt. Es ist daher kaum möglich, diese Diagnostik im Einzelschußbetrieb zu verwenden. Die Lösung dieser Problematik liegt in der Aufsummierung einer entsprechend hohen Anzahl von Einzelschußsignalen geringer Intensität. Zur Aufrechterhaltung der hohen Zeitaufklösung der Streakkamera ist damit auch die Minimierung des Photoelektronenflusses in der Streakröhre erfüllt, so daß keine Raumladungseffekte auftreten (vgl. Kap. 2.4.2). Auf diese Weise kann ein hohes Signal-zu-Rausch Verhältnis des Meßsignals bei sub-ps-Zeitaufklösung erreicht werden.

Eine herkömmliche elektronische Triggerung der Ablenkspannung in der Streakkamera erweist sich hierfür jedoch als ungeeignet, da der zeitliche Jitter üblicher elektronischer Triggersysteme im multi-ps-Bereich liegt. Diese zeitlichen Schwankungen erlauben keinen Akkumulationsbetrieb mit der notwendigen sub-ps-Zeitaufklösung. Es wurde daher auf ein Triggersystem zurückgegriffen, welches auf der Basis von photoleitenden Halbleiterschaltern (Auston-Switch [22]) arbeitet. Diese werden direkt vom Laserlicht getriggert und schalten die Hochspannung an die Ablenkplatten der Streakkamera. Im Rahmen dieser Arbeit wurde in einem ersten Schritt eine Auston-Switch-Anordnung verwendet, welche eine Gesamtzeitaufklösung der Diagnostik von 1.7ps erlaubte [24, 59, 60]. Der zeitliche Jitter des Triggersystems resultiert dabei vorwiegend aus Energieschwankungen des Lasersystems. In Zusammenarbeit mit der Firma Fastlite konnte hierauf aufbauend durch Verwendung einer Kompensationsschaltung erstmals an einem 10Hz-Terawatt-Kurzpulslasersystem eine Gesamtzeitaufklösung von besser einer Picosekunde im Akkumulationsbetrieb erzielt werden [26, 57].

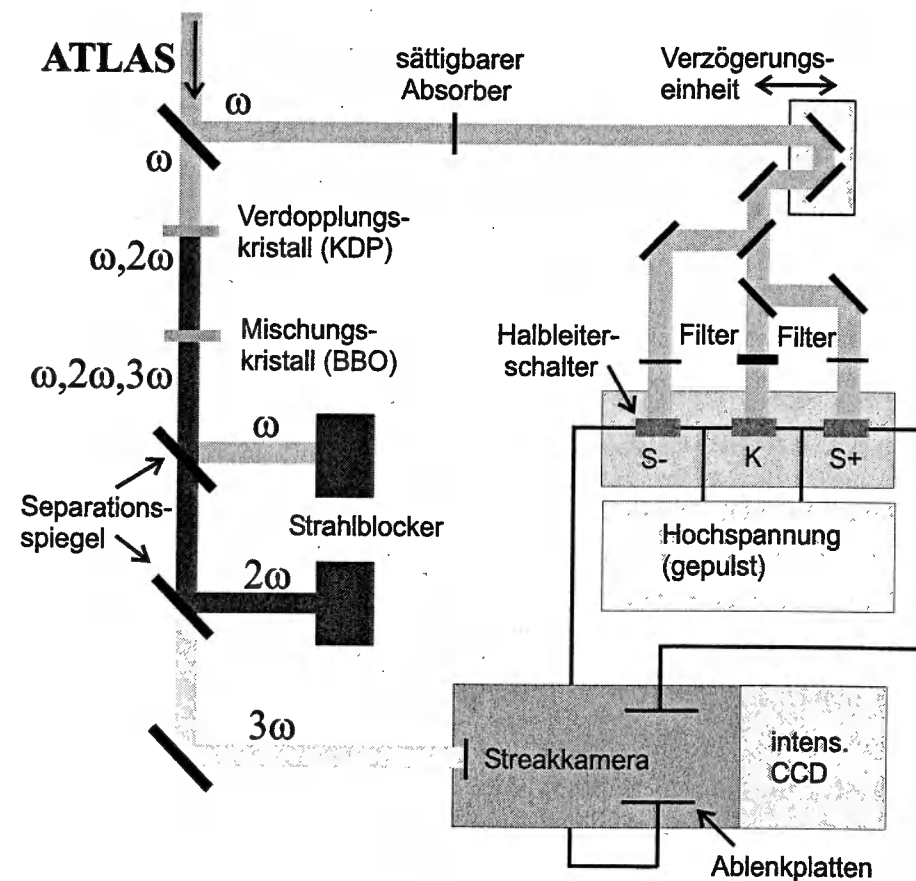


Abbildung 2.29: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zum Test der Zeitauflösung der Auston-Switch Triggerung.

In Abb. 2.29 ist schematisch der experimentelle Aufbau der laserinduzierten Streakkameratriggerung dargestellt. Hierbei wird ein Teil der Laserpulsenergie bei fundamentaler Wellenlänge (790nm) verwendet, welcher im Frequenzverdopplungsprozeß nicht konvertiert wurde. Den Laserpulsen läuft ein ASE-Pedestal im ns-Bereich voraus, welches von Schuß zu Schuß sehr stark schwanken kann. Um diesen Vorpuls zu unterdrücken, wurde ein sättigbarer Absorber (Typ RG 830, Dicke 2mm) eingesetzt. Eine Verzögerungseinheit ermöglicht es, den Schaltzeitpunkt der Streakkamera mit dem zu messenden Signalpuls abzugleichen. Anschließend wird der Strahlengang mittels einer Strahlteileranordnung in drei Anteile aufgespalten und durch entsprechende Neutralglasfilter in ihrer Energie auf die Halbleiterschalter angepaßt. Um die Hochspannung auf die Ablenkplatten der Streakkamera zu schalten, werden zwei GaAs-Halbleiterschalter (S+/- für positive und negative Spannung) verwendet. Ein weiterer Halbleiterschalter (K) ist zur Kompensation der Laserenergieschwankungen parallel zur gepulsten Hochspannungsquelle ($\pm 4kV$) geschaltet. Bei erhöhter Pulsenergie wird S+/- schneller durchgeschaltet und damit die Flanke

der Ladekurve für die Ablenkplatten der Streakkamera aufgestellt. In diesem Fall verringert K jedoch durch verstärkte Entladung die Maximalspannung und wirkt somit dem schnelleren Schaltprozeß von S entgegen. Die verwendeten Pulsenergien zur Triggerung des Auston-Switch betragen für S +/- etwa $30\mu J$ und für K ca. $5\mu J$. Bei einer Schuß zu Schuß Energieschwankung von ca. 5 – 10% (Standardabweichung) der fundamentalen Laserpulse wurde mit diesen Energiewerten die beste Zeitauflösung im Akkumulationsbetrieb erreicht.

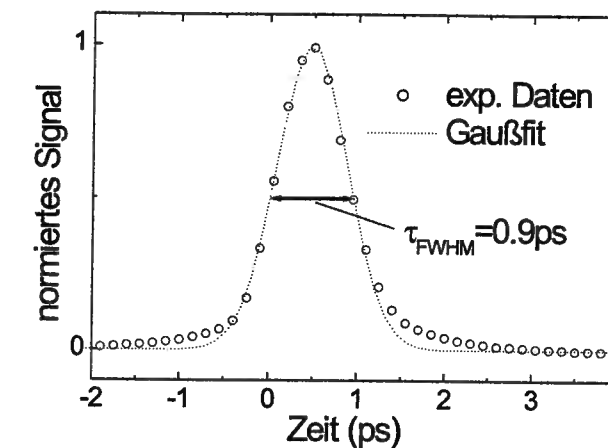


Abbildung 2.30: Auslesesignal der Streakkamera bei Verwendung frequenzverdreifachter Laserpulse als ultrakurze Signale mit Pulsdauern im Bereich der frequenzverdoppelten Laserpulsdauer von 150fs.

Zur Vermessung der Auflösung wurde frequenzverdreifachtes Laserlicht als Signalpuls verwendet. Hierzu wurden die ATLAS-Pulse in einem KDP-Kristall (Dicke 2mm) mit ca. 30% Konversion frequenzverdoppelt. Anschließend wurde die unkonvertierte Pulsenergie bei fundamentaler Wellenlänge mit den frequenzverdoppelten Laserpulsen in einem BBO-Kristall (1mm) zu 3ω gemischt. Das resultierende ultrakurze UV-Signal ($\lambda = 263\text{nm}$, $\tau_{3\omega} \approx \tau_{\text{laser}}$) kann bei Verwendung einer UV-Kathode zur Charakterisierung der Streakkameraauflösung eingesetzt werden. Zur Auswertung wurde über 100 Laserschüsse akkumuliert und das geschmierte Signal über 50 Pixel entlang des Kathodenspalts gemittelt. Abb. 2.30 zeigt das resultierende zeitliche Profil, welches einer Auflösung der Streakkamera im Akkumulationsmodus von $\tau_{\text{Kamera}} \approx 900\text{fs}$ entspricht. Die Signalpulsdauer ($\tau_{3\omega} \ll \tau_{\text{Kamera}}$) kann hierbei vernachlässigt werden. Es muß jedoch berücksichtigt werden, daß für Messungen im Röntgenbereich andere Kathodenmaterialien verwendet werden. Die Breite der Sekundärelektronenverteilung ist bei der verwendeten UV-Kathode kleiner als bei Röntgenkathoden, so daß eine geringfügige Reduzierung der Auflösung im Röntgenbereich zu erwarten ist.

Zur Charakterisierung der zeitlichen Auflösung der Diagnostik im Röntgenbereich

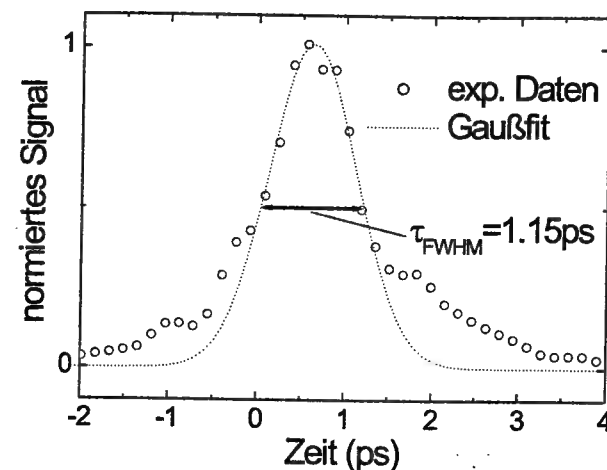


Abbildung 2.31: Zeitliches Röntgenemissionsprofil ($E > 1\text{keV}$) einer dünnen Goldschicht. Die Laserintensität wurde durch Defokussierung reduziert.

wurde eine KI-Photokathode verwendet, welche auch zur Untersuchung der Aluminiumemission eingesetzt wurde. Die Röntgenemission wurde analog zu Abb. 2.32 durch Fokussierung der Laserpulse auf ein Festkörpertarget erzeugt. Als Target wurde ein Glassubstrat mit einer $5000\text{\AA}$ dicken Borschicht verwendet, um die Siliziumemission des Glassubstrates zu unterdrücken. Auf die Borschicht wurde eine $200\text{\AA}$ dicke Goldschicht gedampft. Diese dünne Schicht wird durch Laserabsorption auf sub-ps-Zeitskala aufgeheizt und expandiert anschließend sehr schnell, was eine rasche Auskühlung zur Folge hat. Die Röntgenemission sollte daher ein sehr kurzes intensives Maximum besitzen. Das detektierte Signal wurde mit einem $10\mu\text{m}$ dicken Be-Filter auf den Spektralbereich $> 1\text{keV}$ beschränkt und ist damit auf die Röntgenemission der Goldschicht begrenzt. Im Experiment wurde das Target außerhalb des optimalen Laserfokus positioniert, um mittels Defokussierung die Laserintensität zu reduzieren und damit die Röntgenpulsdauer zu minimieren (vgl. Kap. 3.2.2). In Abb. 2.31 ist das zeitliche Emissionsprofil aus einer Überlagerung von 100 Laserschüssen gezeigt. Es weist eine Halbwertsdauer von 1.15ps auf. Die Entfaltung mit der Zeitauflösung der Streakkamera von 0.9ps liefert eine Halbwertsdauer der Röntgenemission aus der Goldschicht von ca. 0.7ps .

2.4.4 Zeitaufgelöste Röntgenspektroskopie

An dieser Stelle wird der komplette experimentelle Aufbau zur Erzeugung der isochor geheizten Plasmen und der zeitaufgelösten Röntgendiagnostik zusammengefaßt. Abbildung 2.32 zeigt schematisch die experimentelle Anordnung. Die Erzeugung der

ichten laserinduzierten Plasmen als Röntgenquellen wurde bereits in Kap. 2.2 und die verwendete zeitaufösende Diagnostik in Kap. 2.4.1 bis 2.4.3 detailliert erläutert.

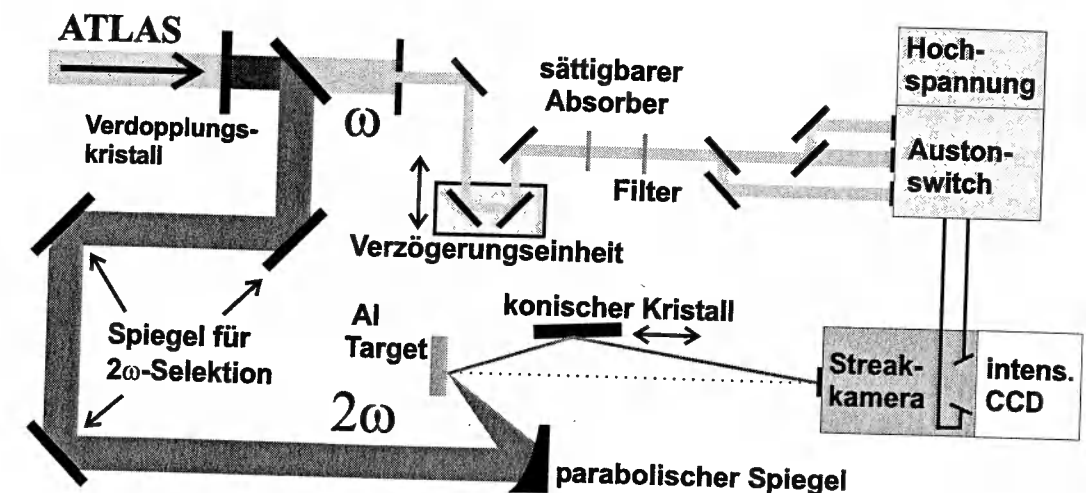


Abbildung 2.32: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus zur zeitaufgelösten Röntgenspektroskopie im Akkumulationsmodus.

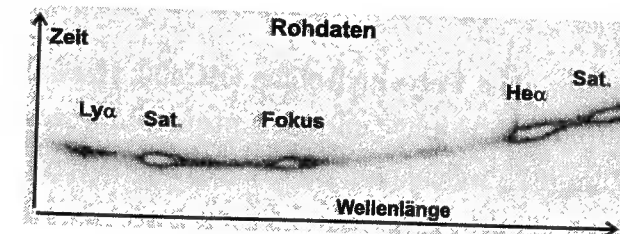


Abbildung 2.33: Zeitaufgelöstes Aluminiumspektrum (nichtentfaltete Rohdaten).

Ein zeitaufgelöstes Röntgenspektrum ist in einer unbehandelten Rohfassung in Abb. 2.33 dargestellt. Zusätzlich zu den detektierten Plasmalinien ist die Signalerhöhung im Röntgenfokusbereich des konischen Mica-Spektrometers zu erkennen. Diese Rohdaten müssen einer umfangreichen Entfaltungsprozedur unterzogen werden, welche im Anhang A im Detail beschrieben wird. Hierbei wird die Krümmung und Verkipfung des zeitlich geschmierten Röntgenspektrums beseitigt sowie die spektrale Empfindlichkeit der Diagnostik aufgrund der Röntgenfokusgeometrie und der Kristalleffizienz kompensiert.

2.5 Bremsstrahlungsmessung mit Szintillatoren

Die Messung des Bremsstrahlungsspektrums erlaubt die Bestimmung der Temperatur hochenergetischer Elektronen, welche durch die Laserabsorption in den Vorderschichten des Targets erzeugt werden. Der Heizmechanismus des Targets ist empfindlich von der Elektronentemperatur abhängig, da diese die mittlere freie Weglänge der Elektronen bestimmt. Damit kann zwischen einer Heizung des Targets durch eine diffusive Wärmewelle und einer nahezu instantanen Heizung durch schnelle Elektronen mit hohen freien Weglängen differenziert werden (vgl. Kap. 4.1.2).

Nr.	Filtermaterial	Energie (keV)
1	25µm Be + 100µm Al	8
2	25µm Be + 500µm Al	12
3	25µm Be + 500µm Al + 50µm Cu	24
4	25µm Be + 500µm Al + 300µm Cu	42

Tabelle 2.2: Filterkombinationen und niederenergetische Energiekanten der Detektionsfenster für die vier Szintillationskanäle.

Das Szintillatormaterial ist Polyvinyltoluen (BC400, Hersteller Bicron). Es wandelt Röntgenphotonen durch Ionisations- und Comptonstreuungsprozesse in Szintillationsphotonen ($\lambda \approx 420\text{nm}$) um [61], welche von einem angekoppelten Photomultiplier (Hamamatsu R5600) in eine meßbare elektrische Ladung transformiert werden. Verschiedene Filterkombinationen (siehe Tabelle 2.2) begrenzen das Detektionsfenster zu längeren Wellenlängen, während die endliche Szintillatordicke (16mm) eine Nachweisgrenze für hochenergetische Photonen darstellt.

In Abbildung 2.34 sind die spektralen Detektionsfenster der vier verwendeten Szintillationskanäle aufgetragen. Es wurde hierbei darauf geachtet, daß auch im niederenergetischsten Kanal Linienstrahlung der K-Schalenemission von Aluminium geblockt wird ($E_{\min} \approx 8\text{keV}$, $E_{\text{Linien}} \leq 3\text{keV}$) und ausschließlich Kontinuumsemission in den Szintillatoren detektiert wird.

Die Bremsstrahlungsemission ist eine Funktion der Elektronen- und Ionendichte (n_e , n_i), der Elektronentemperatur T_e und der Kernladungszahl Z und ist durch

$$I_{\text{brems}}(E) \propto \frac{n_e n_i Z^2}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{E}{kT_e}\right) \quad (2.11)$$

gegeben [62–64]. Die Integration der jeweiligen Detektionsfenster über die Energie liefert schließlich ein Signal, welches der detektierten Ladungsmenge proportional ist. Die Signalverhältnisse benachbarter Detektionsfenster sind daher nur noch von T_e

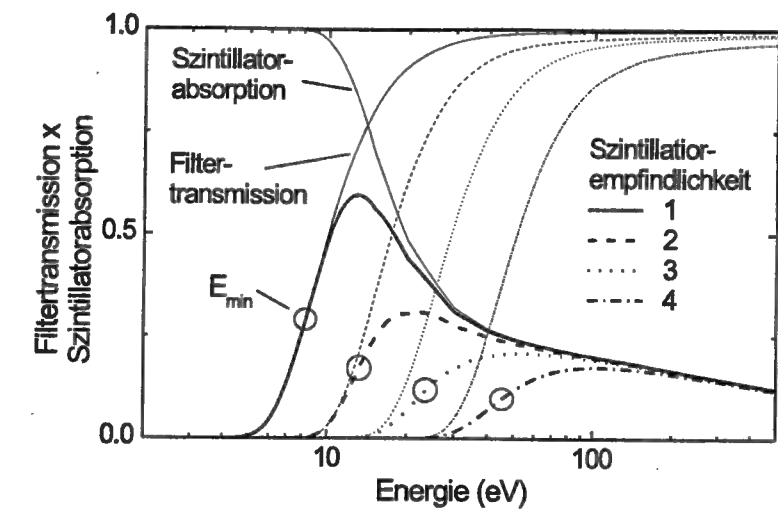


Abbildung 2.34: Spektrale Detektorempfindlichkeit der verwendeten Szintillationskanäle.

abhängig. Damit ist die Bestimmung der Elektronentemperatur im Bereich der zugehörigen Detektionskanten möglich [15].

Kapitel 3

Experimentelle Resultate

3.1 Zeitintegrierte K-Schalenspektren

In diesem Kapitel sind die zeitintegrierten experimentellen Spektren laserinduzierter Aluminiumplasmen zusammengefaßt, welche mit dem in Kap. 2.3 beschriebenen von Hamos-Spektrometer detektiert wurden. Mit dieser Diagnostik ist der Spektralbereich von $6 - 8.5 \text{ \AA}$ bzw. $1.45 - 2.1 \text{ keV}$ zugänglich.

3.1.1 Spektren von massiven Targets

Ein typisches Emissionsspektrum aus einem Aluminiumplasma relativ geringer Dichte ($n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$) ist in Abb. 3.1a dargestellt. Dieses Spektrum wurde mit frequenzverdoppelten Laserpulsen erzeugt, welche zeitlich in einen Hauptpuls und einen Vorpuls ($\Delta t \approx 30 \text{ ps}$) mit etwa 20% der gesamten Pulsenergie aufgespalten wurden. Dies konnte experimentell durch partielle Einführung einer 15mm dicken Quarzglasplatte in einen Teil des Strahlprofils (ca. 80% der Strahlfläche) realisiert werden. Der unterschiedliche Brechungsindex von Quarzglas ($n_G \approx 1.5$) und Luft ($n_L \approx 1$) führt zu unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten und damit zur zeitlichen Trennung der beiden Pulsanteile. Es ist hierbei notwendig, eine Glasplatte mit hoher Planparallelität und Oberflächengüte zu verwenden, um Richtungsänderungen oder Wellenfrontdeformationen des transmittierten und damit verzögerten Hauptpulses zu vermeiden. Auf diese Weise wird die Überlagerung der beiden Laserpulse im Fokus gewährleistet. Der Vorpuls erzeugt ein Plasma, welches ins Vakuum expandiert und ein Vorplasma mit flachem Dichtegradienten erzeugt. Der Hauptpuls wechselwirkt somit mit einem Plasma geringer Dichte.

Um Plasmaemission bei höheren Dichten nahe der Festkörperdichte zu erzeugen, werden frequenzverdoppelte Laserpulse mit hohem Kontrast (vgl. Kap. 2.2.1) verwendet. Damit wird das Vorplasma effizient unterdrückt und der Laserpuls wechselwirkt mit

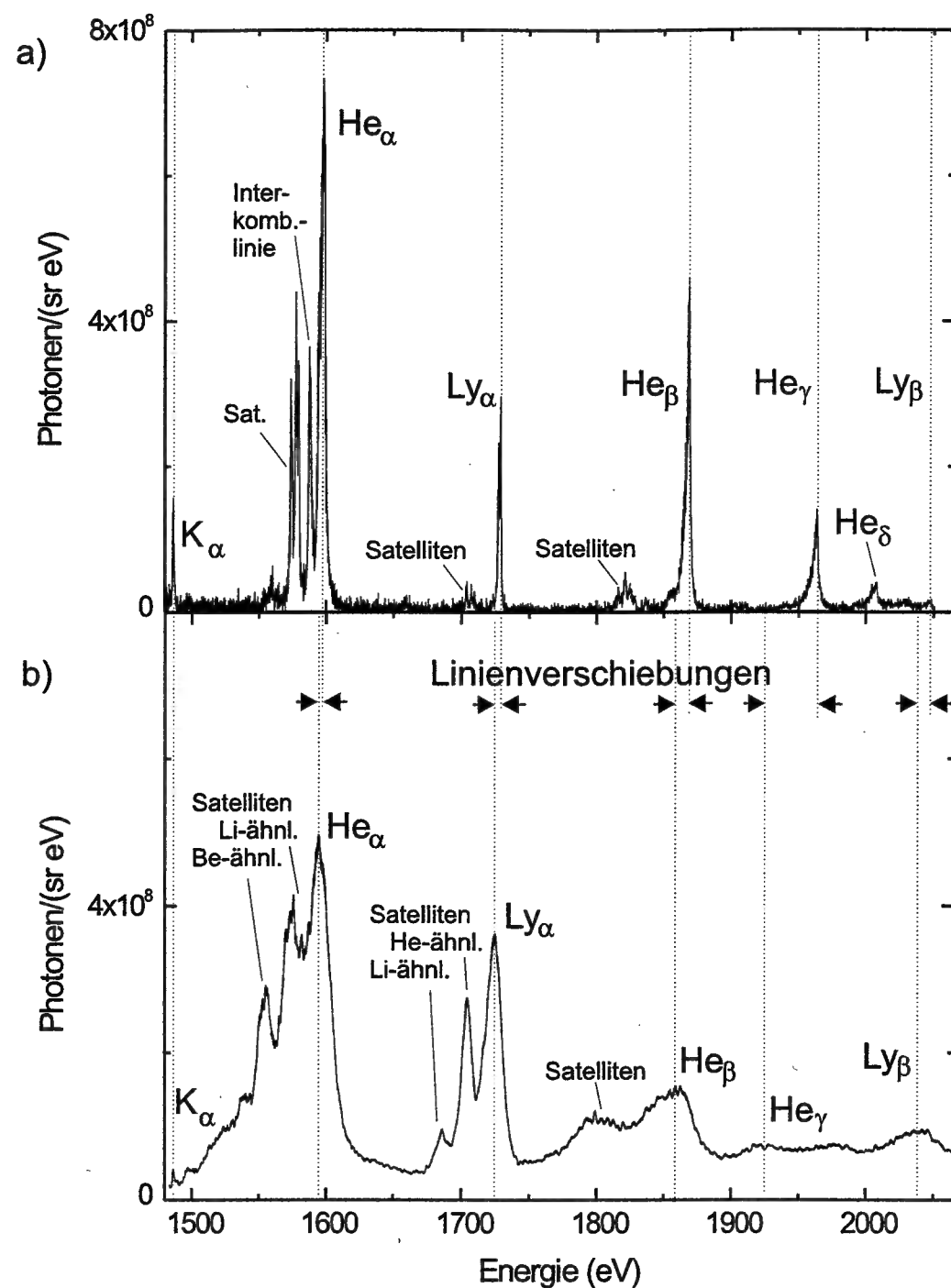


Abbildung 3.1: Vergleich gemessener K-Schalenspektren aus Plasmen a) geringer Dichte bei $n_e \approx 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ und b) nahe der Festkörperdichte ($n_e \approx 8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$).

einem steilen Dichtegradienten. Zusätzlich haben wir im Experiment getampte Targets verwendet (vgl. Kap. 2.2.4). Abbildung 3.1b zeigt ein entsprechendes Emissionsspektrum aus einem Plasma bei annähernd Festkörperdichte.

Die Spektren zeigen verschiedene Resonanzlinien, wobei die α -Linien dem Übergang eines Elektrons aus der L-Schale ($n=2$) und die β -Linien aus der M-Schale ($n=3$) in die K-Schale ($n=1$) entsprechen. Die K_α -Linie stammt hierbei von einem einfach ionisierten Atom und ist damit dem kalten Bulk-Targetmaterial zuzuordnen. Die Lyman-Linien werden von wasserstoffähnlichen Ionen emittiert, während He-ähnliche Linien von Ionen mit zwei gebundenen Elektronen (im Grundzustand und angeregten Zustand) stammen. Die gestrichelten Linien in Abb. 3.1a zeigen die tabellierten spektralen Positionen der verschiedenen Resonanzlinien. Die beitragenden Übergangsniveaus sind in Abb. 3.2 in Form eines Grotrian-Diagramms [50] dargestellt.

Das Spektrum eines Plasmas geringer Dichte weist spektral schmale Linien auf, wobei

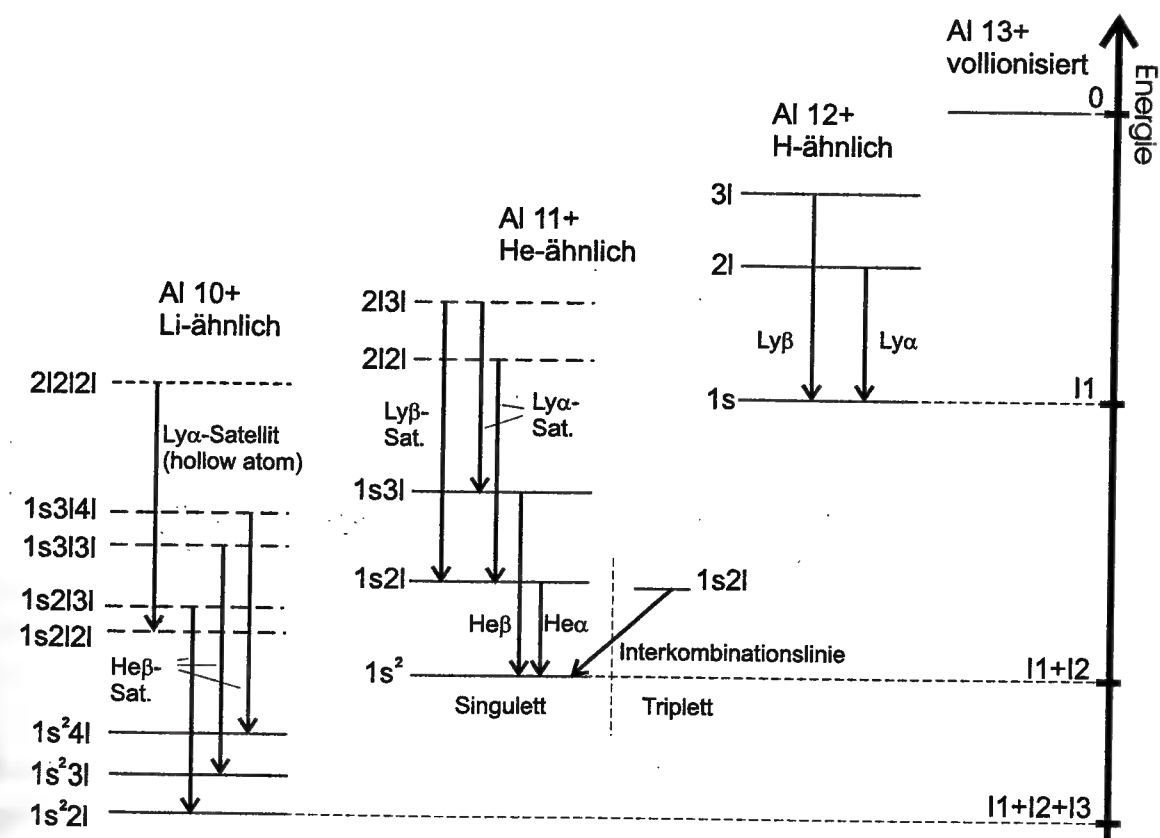


Abbildung 3.2: Grotrian-Diagramm der maßgeblichen Energielevel von lithiumähnlichem ($10+$) bis vollionisiertem Aluminium ($13+$). I3 bis I1 sind die Ionisationsenergien der letzten drei gebundenen Elektronen im Grundzustand. Die möglichen Bahndrehimpulse der angeregten Zustände sind mit $l=s,p,d,\dots$ bezeichnet. Doppelt angeregte Zustände sind lang gestrichelt und der dreifach angeregte Zustand ist kurz gestrichelt dargestellt.

die Resonanzlinien zu längeren Wellenlängen von relativ schwachen Satellitenbeiträgen begleitet werden. Im Fall hoher Plasmadichte sind die Linien dagegen Stark-verbreitert, zeigen intensive Satellitenemission und weisen eine Rotverschiebung hinsichtlich ihres Linienschwerpunktes auf. Die Schwerpunkte der Röntgenlinien aus dem dichten Plasma sind insbesondere bei den β - und γ -Linien aufgrund der Überlagerung mit Satellitenbeiträgen nicht exakt zu bestimmen. Damit resultieren relativ große Unsicherheiten in den gemessenen Linienverschiebungen der Plasmaemission massiver Targets (vgl. Abb. 5.14). In beiden Spektren wurde über 100 Laserschüsse gemittelt. Dargestellt ist die Anzahl der emittierten Röntgenphotonen pro Raumwinkel, Energieintervall und Laserschuß.

In Tabelle 3.1 ist die absolute Anzahl der emittierten Röntgenphotonen verschiedener Emissionslinien angegeben. Hierbei wurde in Abb. 3.1b nach Abzug des Untergrunds spektral über die entsprechende Linie integriert. Insbesondere bei den β -Linien zeigt sich eine starke Überlagerung mit Satellitenbeiträgen auf der langwelligen Seite. Die Integration über das Resonanzlinienprofil schließt daher teilweise auch Satellitenbeiträge mit ein. Zudem sind die Linienenergien, die spektralen Linienbreiten (FWHM) und die Polarisationsverschiebungen der Linien angegeben. In Kap. 5.1.2 wird die Verschiebung mit theoretischen Werten verglichen.

Linie	E (eV)	Photonenzahl (sr^{-1})	Linienbreite (eV)	Verschiebung (eV)
K_α	1486.7	$7 \cdot 10^7$	1.7	0
He_α	1598.5	$12 \cdot 10^9$	18	-3.9
Ly_α	1728.5	$7.5 \cdot 10^9$	14	-3.4
He_β	1868.6	$8 \cdot 10^9$	45	-14
Ly_β	2048.3	$4 \cdot 10^9$	50	-13

Tabelle 3.1: Linienenergien, experimentelle Photonen ausbeute, spektrale Halbwertsbreite und Plasmapolarisationsverschiebung verschiedener Röntgenlinien aus massiven getampten Aluminiumtargets (vgl. Abb. 3.1b).

Im Unterschied zur dieser Arbeit vorausgehenden Promotionsarbeit [14] wurde in den zeitintegrierten Messungen das zugängliche spektrale Fenster vergrößert, der MgO-Tamper durch Kohlenstoff ersetzt und die Laserintensität im Fokus durch Verwendung einer hochwertigeren Optik erhöht und homogenisiert. Damit kann nun auch die optisch dünne Ly_β -Linie in die Spektralanalyse miteingeschlossen werden und es treten keine störenden Magnesiumlinien mehr im Spektrum auf. Insbesondere konnte der lithiumähnliche Ly_α -Satellit, welcher einem dreifach angeregten Zustand (hollow atom) entspricht, durch Heizung sehr tiefer Targetschichten detektiert werden.

K_α -Emission

Ein Teil der Laserenergie wird während des Absorptionsprozesses in heiße Elektronen konvertiert, welche zu Elektronentemperaturen im multi-keV-Bereich aufgeheizt werden (vgl. Kap. 4.1.2). Diese Elektronen dringen bis in den kalten Targetbereich ein. Im Experiment ist ihre Charakteristik durch Bremsstrahlungsemission (vgl. Kap. 3.3) und Linienstrahlung ($E_{K_\alpha} \approx 1.487 \text{ keV}$) gegeben. Letztere stammt aus kalten Targetregionen und kann durch Stöße energetischer Elektronen, aber auch durch Photonen mit Energien oberhalb der K-Kante (1560 eV) gepumpt werden. Die im Experiment beobachtete K_α -Intensität ist bei Vernachlässigung von Photoionisationsbeiträgen ein charakteristisches Maß für die Existenz hochenergetischer Elektronen.

Abbildung 3.1b zeigt bei hohen Plasmadichten eine sehr schwache K_α -Linie. Die absolute Emission ist Tab. 3.1 zu entnehmen. Analog zu [14] kann hieraus die Gesamtenergie der schnellen Elektronen unter Vernachlässigung der Photoionisation mit

$$\frac{n_{K_\alpha, \text{tot}}}{E_{e, \text{heiß}, \text{tot}}} = \frac{n_{Al} d_{e, \text{heiß}} \sigma \omega}{E_{e, \text{heiß}}} \quad (3.1)$$

abgeschätzt werden. Die im Experiment gemessene Elektronentemperatur beträgt 9 keV (vgl. Kap. 3.3) und die Reichweite dieser Elektronen ist nach [65] durch $d_{e, \text{heiß}} \approx \lambda_{ee}/4 \approx 1 \mu\text{m}$ gegeben. Hierbei ist $n_{Al} = 6 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ die Atomdichte von kaltem Aluminium, $\sigma = 1.3 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ [66] der Wirkungsquerschnitt von 9 keV-Elektronen für K-Schalenionisation und $\omega = 0.0357$ die Fluoreszenzausbeute der K_α -Emission. Es folgt hieraus eine Gesamtenergie $E_{e, \text{heiß}, \text{tot}}$ von 0.5 mJ. Bei einer Pulsenergie von 60 mJ entspricht dies einer Energiekonversion von ca. 1%.

Die Linienbreite und -position der K_α -Linie wird nicht durch Starkeffekte oder Plasmapolarisationsverschiebung verändert, wie es im heißen dichten Plasma für hochionisierte Atome der Fall ist. Daher eignen sich diese Linien insbesondere zur Wellenlängenkalibrierung der aus dichten Plasmen emittierten Röntgenspektren. Auch Dopplereffekte treten im kalten Bulkmaterial nicht auf. Daher ist die Linienbreite durch die natürliche Lebensdauer der angeregten Niveaus bestimmt, welche durch den Auger-Zerfall begrenzt wird. Die Linienbreite liegt etwa bei 0.4 eV. In der Messung wird die K_α -Breite daher durch die Auflösungsgrenze des Spektrometers ($\approx 1 \text{ eV}$) bestimmt.

Die K_α -Emission ist bei Verwendung eines kontrollierten Vorpulses, der einen flachen Dichtegradienten erzeugt, größer als bei Verwendung von Laserpulsen mit hohem Kontrast. Dies folgt aus der Resonanzabsorptionstheorie (vgl. Gl. 4.4), welche bei flacheren Dichtegradienten höhere Elektronentemperaturen und damit größere Eindringtiefen ins Target vorhersagt.

Einfluß der Tamperschicht

Um den Einfluß der Tamperschicht auf die spektrale Linienform zu verdeutlichen, ist in Abb. 3.3 ein Ausschnitt des Emissionsspektrums eines Aluminiumtargets mit und ohne Tamperschicht (vertikal verschoben) dargestellt. Am Beispiel der He_β - und Ly_β -Linie ist deutlich die steile hochenergetische Flanke dieser Linien aus dem reinen Aluminiumtarget zu erkennen. Dies ist damit zu erklären, daß in diesem Fall die Emission aus einem inhomogenen Plasma stammt. Das expandierende Plasma erzeugt einen flachen Dichtegradienten mit Beiträgen geringer Dichte, welche sich im Spektrum als unverschobene Beiträge schmäler spektraler Breite wiederfinden. Man kann sich in einem

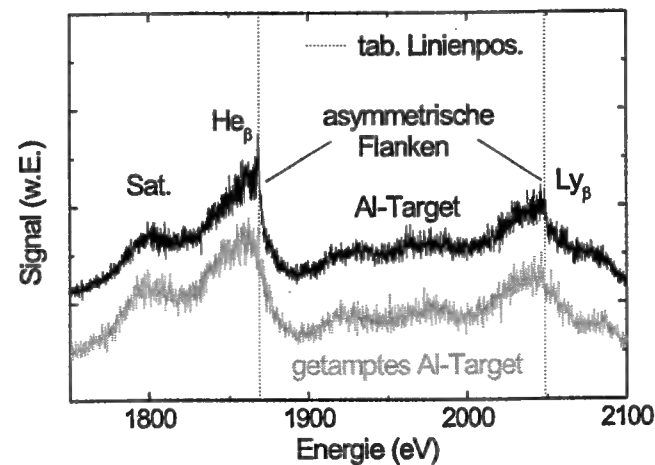


Abbildung 3.3: Vergleich zeitintegrierter K-Schalenemission aus massiven Aluminiumtargets. a) zeigt ein Spektrum mit der spektralen Charakteristik eines Plasmas geringer Dichte welches durch Einführung eines künstlichen Vorpulses erzeugt wurde. b) Emission aus dichtem Plasma eines getamperten massiven Aluminiumtargets.

vereinfachten Bild dieses Spektrum als Überlagerung der beiden Spektren aus Abb. 3.1a und b vorstellen. Die Verwendung getampeter Targets führt dazu, daß der inhomogene Dichtebereich der vorderen expandierenden Schichten vom Tampermaterial eingenommen wird und damit in einem spektralen Bereich emittiert, der außerhalb des spektralen Fensters des hier eingesetzten von Hamos-Spektrometers liegt. Der verwendete Kohlenstofftamper weist K-Schalenemission im Bereich von 300-400eV auf und stört daher den detektierten Spektralbereich (1.45-2.1keV) nicht. Es wird somit nur die Emission des relativ homogenen darunterliegenden dichten Aluminiumplasmas detektiert. Die Interpretation dieser Spektren ist daher wesentlich einfacher, wenngleich auch in diesem Fall Plasmagradients noch eine wichtige Rolle spielen, wie in Kap. 5.1.1 gezeigt wird.

Plasmapolarisationsverschiebung (PPV)

Im Experiment stellt sich aufgrund der relativ geringen PPV im Bereich weniger eV die Problematik einer exakten Wellenlängenkalibrierung. Da das Spektrometer nach jeder Aufnahme aus der Experimentierkammer entfernt werden muß, um den Film zu wechseln, ist für jede Messung eine unabhängige Wellenlängeneichung notwendig. Hierfür muß ein Wellenlängennormal gefunden werden, welches nicht durch PPV verfälscht wird. Wie weiter oben erläutert, erfüllt diese Aufgabe die kalte K_α -Linie, welche aus dem Bulkmaterial emittiert wird. Um die Dispersion möglichst exakt zu bestimmen, wurde in diesem Fall zusätzlich zum Aluminiumspektrum das Emissionsspektrum eines Siliziumplasmas bei geringer Dichte auf den gleichen Film belichtet. Hierfür wurde wiederum ein kontrollierter Laservorpus zur Vorplasmaerzeugung eingeführt. Damit stehen zwei K_α -Linien (Al und Si) zur Verfügung, um die Wellenlängenkalibrierung vorzunehmen. Da die Si- K_α -Linie bei 1740.1eV emittiert und sich damit in unmittelbarer Nachbarschaft zur Ly_α -Position (Dublett bei 1728.9eV und 1727.6eV) befindet, kann insbesondere die PPV der Ly_α -Linie mit sehr hoher Genauigkeit untersucht werden. Ein Spektrum, welches die Ly_α -Linie und ihre Satelliten im Fall hoher und geringer Dichte inklusive der Si- K_α -Eichlinie zeigt ist in Abb. 3.4 dargestellt.

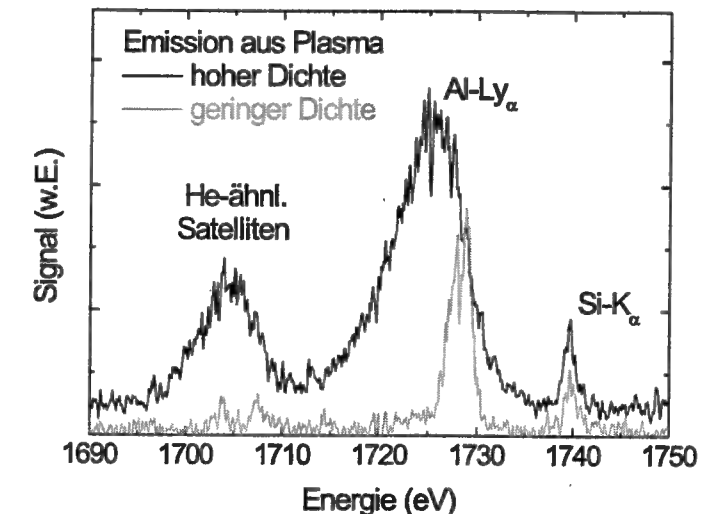


Abbildung 3.4: Vergleich zeitintegrierter Emission aus massiven Aluminiumtargets von Laserpuls mit (geringe Dichte) und ohne (hohe Dichte) Vorpuls. Zusätzlich wurde die Si- K_α -Linie als Wellenlängennormal detektiert.

Bei geringer Dichte kann die Feinstruktur der Ly_α -Emission ($j=1/2,3/2$) mit dem Spektrometer aufgelöst werden. Es ist deutlich die Rotverschiebung der Starkverbreiterten Ly_α -Linie bei Emission aus dem dichten Plasma zu erkennen. Die Ver-

schiebung der Linienschwerpunkte beträgt in diesem Fall etwa -3.4eV (vgl. Tab. 3.1). An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß die Silizium K-Schalenemission (Si-He_α und Si-Ly_α) mit der Aluminiumemission im Bereich der He_β - bis Ly_β -Linien überlagert. Bei einer Wellenlängenkalibrierung durch die Silizium K_α -Linie ist somit nur die He_α - und Ly_α -Emission des dichten Aluminiumplasmas einer detaillierten Spektralanalyse zugänglich.

3.1.2 Spektren von endlichen Emissionsschichtdicken

Die Verwendung massiver Aluminiumtargets führt dazu, daß das beobachtete Röntgensignal einer Überlagerung der Emission aus verschiedenen Aluminiumschichttiefen entspricht. Gradienten in Temperatur und Dichte führen daher zur Beobachtung gemittelter Plasmaparameter. Weiterhin spielen optische Dickeneffekte eine wichtige Rolle im Strahlungstransport. Reabsorptionseffekte führen hierbei insbesondere in den Linienmaxima zu Intensitätsabsenkungen und verändern damit die beobachtbare Linienform. Die Spektralanalyse kompliziert sich mit wachsender optischer Dicke erheblich, da ein Sättigungseffekt der Linienintensität gegen die Kirchhoff-Planck-Grenze des schwarzen Strahlers eintritt. Optisch dünne Linien bewahren dagegen beim Strahlungstransport ihre spektralen Informationen und wachsen linear mit der Dicke einer emittierenden homogenen Plasmaschicht.

Mit zunehmender Schichttiefe wächst jedoch nicht nur die optische Dicke, sondern aufgrund der zunehmenden Plasmadichte, entsprechend einer reduzierten Plasmaexpansion und abnehmender Temperatur, auch die Linienbreite. Es ist daher nicht möglich, zwischen Opazitäts- und Starkverbreiterung zu unterscheiden.

Um die Homogenität des untersuchten Plasmas zu erhöhen, wurden Targets mit endlichen Aluminiumschichtdicken verwendet. In Abb. 3.5 wird das Emissionsspektrum eines massiven Aluminiumtargets mit einer $1000\text{\AA}$ - bzw. $250\text{\AA}$ -dicken Aluminiumschicht verglichen. Die Schichtdicke des Kohlenstofftamper beträgt jeweils $450\text{\AA}$, wobei das Aluminium auf Sigradur aufgedampft wurde (vgl. Kap. 2.2.4).

Der Vergleich der Signalstärken zeigt deutlich, daß auch Schichttiefen $> 1000\text{\AA}$ wesentlich zur Emission des massiven Targets beitragen. Zunehmende Verbreiterungen der Emissionslinien und anwachsende Satellitenbeiträge sind als Charakteristik hoher Plasmadichten in tiefen Schichten deutlich zu erkennen (vgl. insbesondere die He_β - und Ly_β -Linien). Die Linienintensitäten der He_α - und Ly_α -Linien wachsen mit zunehmender Aluminiumschichtdicke nichtlinear an. Dieses Verhalten ist auf die ansteigende optische Dicke bei zunehmender Plasmaschichtdicke zurückzuführen. Die He_β - und Ly_β -Linien, als auch die Satellitenstrukturen und die Kontinuumsmission wachsen dagegen annähernd linear mit der Schichtdicke und können daher als optisch dünn betrachtet werden.

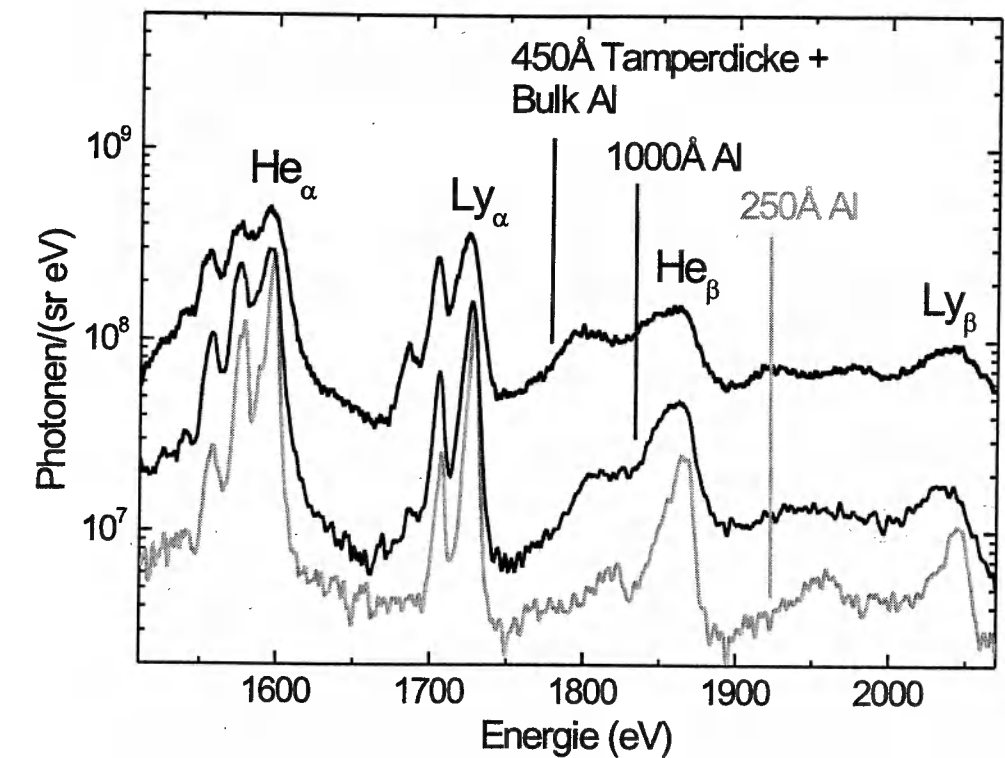


Abbildung 3.5: Zeitintegrierte Aluminium K-Schalenspektren von getampten Targets mit unterschiedlicher Aluminiumschichtdicke.

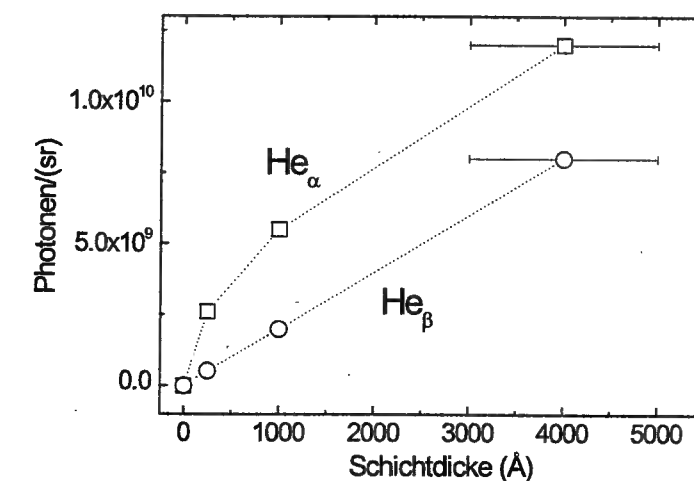


Abbildung 3.6: Spektral integrierte He_α - und He_β -Linienstärken als Funktion der emittierenden Aluminiumschichtdicke.

In Abbildung 3.6 ist die Signalstärke der He_α - und He_β -Linie nach spektraler Integration über die Linienbreite dargestellt. Es ist deutlich zu erkennen, daß die He_β -Emission annähernd linear mit der Emissionsschichtdicke anwächst, wohingegen die He_α -Linie einen Sättigungstrend zeigt. Die emittierende Al-Schichtdicke des massiven Targets ist experimentell nicht bekannt und kann aus der linearen Anwachsrate optisch dünner Linien extrapoliert werden. Aus dem Verhalten der He_β -Linie kann somit eine etwa $4000\text{\AA}$ dicke geheizte Aluminiumschicht für das massive Target abgeschätzt werden. An dieser Stelle sei insbesondere auf den lithiumähnlichen Satelliten der Ly_α -Linie hingewiesen ($E \approx 1685\text{eV}$). Diese Linie entspricht einem dreifach angeregten Zustand (hollow atom, $2s2p2p \rightarrow 1s2s2p$) und ist deutlich in der Emission des massiven Targets zu erkennen. Diese Emission stammt somit aus sehr tiefen Targetbereichen hoher Plasmadichte.

Um Gradientenbeiträge zu reduzieren und damit homogene Plasmazustände untersuchen zu können, muß die Aluminiumschichtdicke minimiert werden. Eine untere Grenze der Schichtdicke ist durch die Emissionsstärke gegeben.

3.1.3 Spektren aus verschiedenen Emissionstiefen

Im Anschluß an die Messung der Emission aus endlichen Aluminiumschichtdicken war es naheliegend, eine dünne Emissionsschicht konstanter Dicke in verschiedenen Targettiefen zu untersuchen. Die dünne Aluminiumschicht liefert Emissionsbeiträge aus relativ homogenen Plasmabereichen und ermöglicht damit, das Plasmaprofil in der Targetnormalen zu bestimmen. Es wurden hierfür Sigradursubstrate mit $250\text{\AA}$ dicken Aluminiumschichten bedampft. Ein erneutes Aufdampfen unterschiedlich dicker Tamperschichten aus Kohlenstoff ($250\text{\AA}$ bis $4000\text{\AA}$) erlaubt es anschließend, die Tiefe der Aluminiumschichten zu variieren (vgl. Kap. 2.2.4). Noch größere Schichttiefen standen aus fertigungstechnischen Gründen nicht zur Verfügung. In Abb. 3.7 sind Beispiele von Emissionsspektren aus verschiedenen Targettiefen unter Verwendung von p-polarisierten Laserpulsen dargestellt.

Mit zunehmender Schichttiefe tritt eine Verbreiterung der Resonanzlinien und Satellitenstrukturen auf. Die He_γ -Linie ist nur in der $250\text{\AA}$ tiefen Schicht zu erkennen und verschwindet mit zunehmender Tiefe. Dies ist auf Ionisationseffekte (Druckionisation bzw. Kontinuumserniedrigung) und Linienüberlagerung (Ingles-Teller Effekt) bei hohen Dichten zurückzuführen (vgl. Kap. 1.2).

Bei Verwendung von s-polarisierten Laserpulsen nimmt die Röntgenemissionsstärke um etwa eine Größenordnung ab. Dies ist eine Konsequenz der reduzierten Absorptionseffizienz, welche von etwa 50% für p-Polarisation auf ca. 10% absinkt (vgl. Kap. 4.1.1). Abbildung 3.8 zeigt eine Auswahl der gemessenen Spektren unter Verwendung s-polarisierter Laserstrahlung.

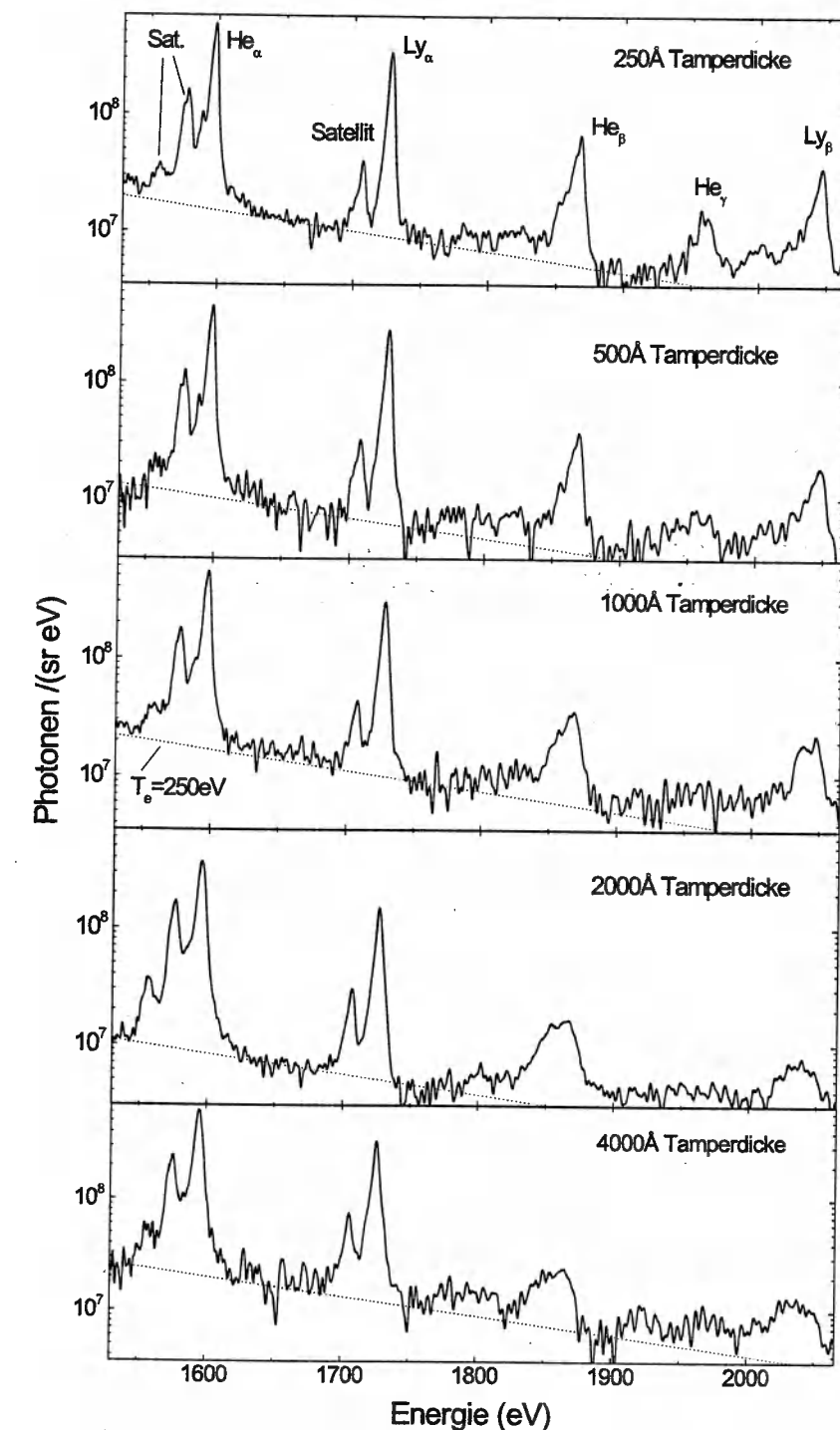


Abbildung 3.7: Zeitintegrierte K-Schalenspektren aus verschiedenen Schichttiefen für p-polarisierte Laserpulse. Die emittierende Aluminiumschichtdicke beträgt $250\text{\AA}$. Das Rekombinationskontinuum von Kohlenstoff (Tamber- und Substratmaterial) ist als gepunktete Linie für eine Elektronentemperatur von 250eV eingezeichnet.

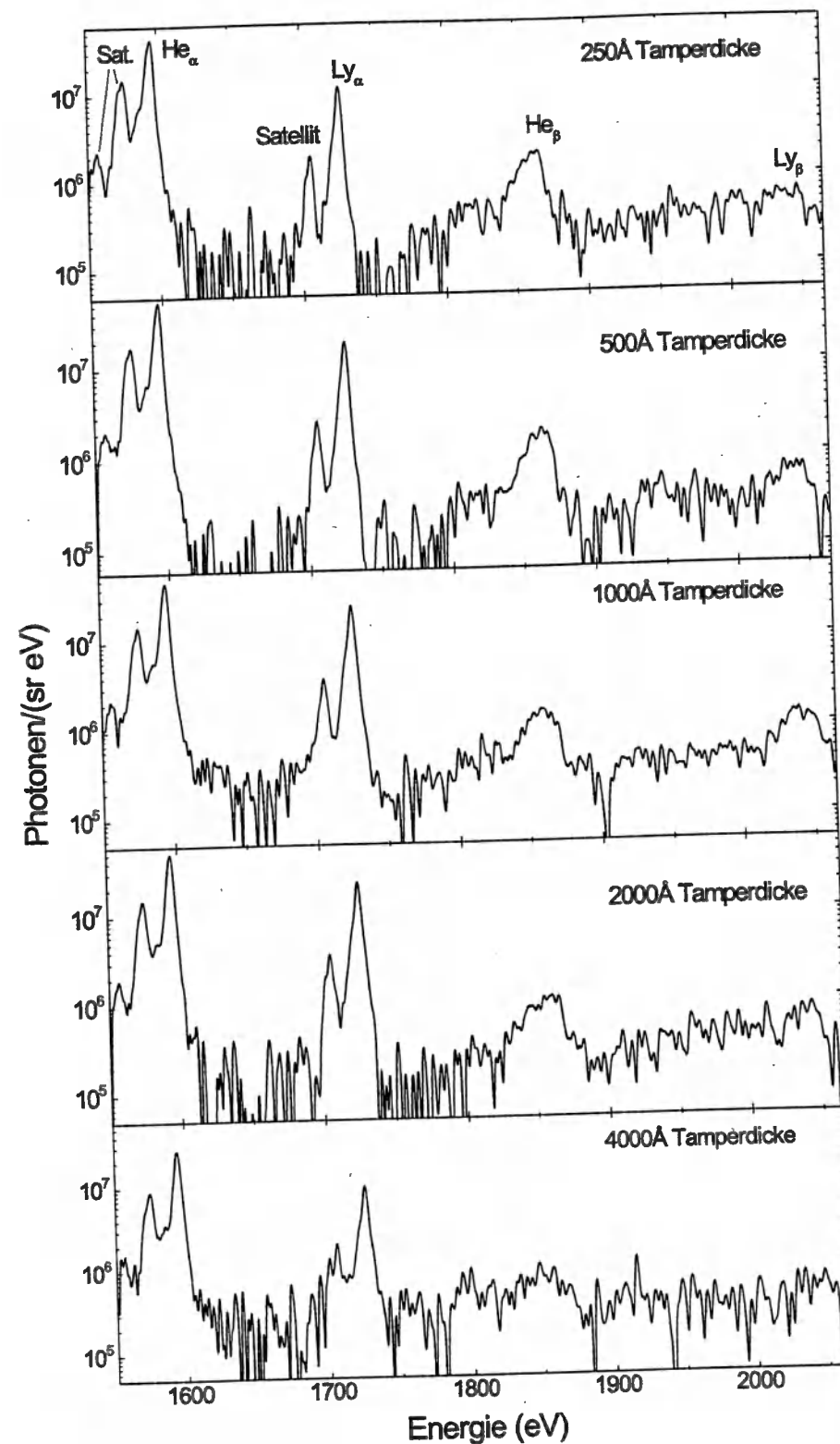


Abbildung 3.8: Zeitintegrierte K-Schalenspektren aus verschiedenen Schichttiefen für s-polarisierte Laserpulse.

In diesem Fall zeigen bereits Aluminiumschichten in geringer Tiefe die Charakteristik einer relativ hohen Plasmadichte. Linienverschiebung und -breite sind hier bereits größer als im Fall p-polarisierter Laserpulse. Dies deutet auf eine wesentlich schwächere Plasmaexpansion im Fall s-polarisierter Laserpulse hin, welche die Plasmadichte während der Emissionsdauer nur geringfügig reduziert. In großen Schichttiefen verschwinden die β -Linien im Rauschuntergrund, was auf einen Temperaturabfall zurückgeführt werden kann.

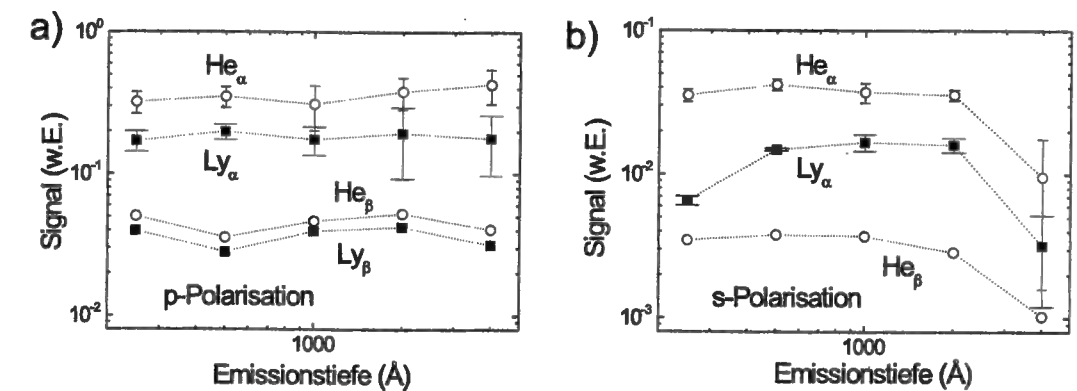


Abbildung 3.9: Emissionsstärken verschiedener Linien als Funktion der Schichttiefe für a) p-polarisierte und b) s-polarisierte Laserpulse. Bei einer Mittelung aus verschiedenen Messungen ist die Standardabweichung als Fehlerbalken eingezeichnet.

In Abb. 3.9a ist für p- und in b für s-polarisierte Laserpulse die spektral integrierte Signalstärke als Funktion der Targettiefe für verschiedene Resonanzlinien aufgetragen. Im Fall p-polarisierter Laserpulse ist hier kaum eine Schichttiefenabhängigkeit zu beobachten, während bei s-polarisierten Laserpulsen deutlich ein Absinken der Linienbeiträge aus tiefen Schichten zu erkennen ist. Die Tiefe der aufgeheizten Schicht ist somit für s-polarisierte Laserpulse geringer als bei p-Polarisation.

Die Wellenlängenkalibrierung für die Bestimmung der Ly_{α} -Verschiebung im Fall p-polarisierter Laserpulse ist in Abbildung 3.10 gezeigt. Die Si- K_{α} -Linie wird hierbei als Wellenlängennormal verwendet, da diese Linie aus dem kalten Targetmaterial stammt und damit keine spektralen Verbreiterungs- und Verschiebungseffekte des dichten Plasmas zeigt. Die einzelnen Spektren wurden geglättet und sind künstlich vertikal verschoben, um den Effekt der Linienverschiebung deutlicher zu illustrieren. Insbesondere die relative Verschiebung der Ly_{α} -Linie zwischen verschiedenen Aluminiumschichttiefen ist mit einer Genauigkeit von etwa $\pm 0.2\text{eV}$ bestimmbar. Die Auslösungsgrenze ist durch die Form der Si- K_{α} -Linie und die daraus resultierende Unsicherheit in der Bestimmung

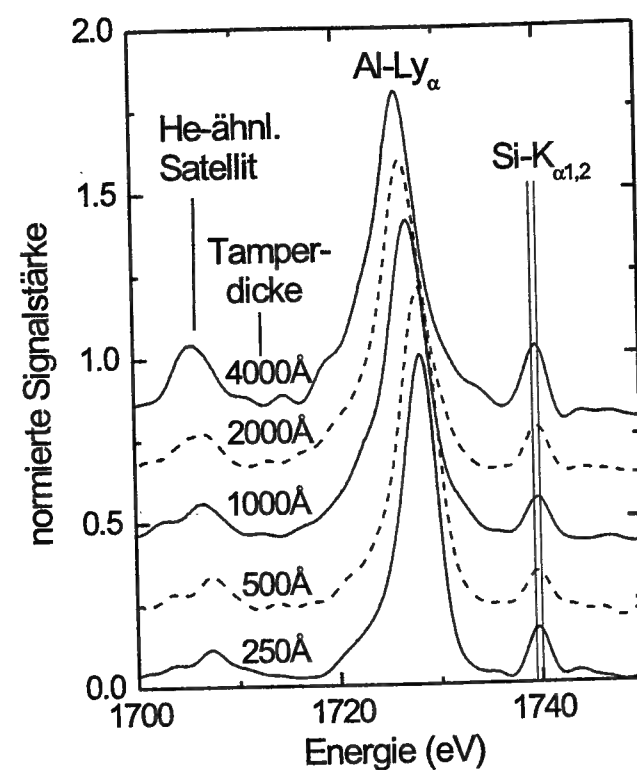


Abbildung 3.10: Verschiebung und Verbreiterung der Ly_{α} -Struktur aus 250 Å dicken Aluminiumschichten für p-polarisierte Laserpulse als Funktion der Tamperschichtdicke. Die spektrale Eichung wurde mit der $Si-K_{\alpha}$ -Linie durchgeführt.

des Linienmaximums gegeben.

Abbildung 3.11 zeigt für s- und p-polarisierte Laserpulse die Rotverschiebung als Funktion der Emissionsschichttiefe für die Ly_{α} - und He_{α} -Linie. Deutlich ist ein Anwachsen der Verschiebung entsprechend einer zunehmenden Plasmadichte in tieferen Schichten zu erkennen. Die unverschobene Position der Ly_{α} -Linie wurde als Energiemittel der Dublettstruktur mit $E \approx 1728.5 \text{ eV}$ gewählt. Für die He_{α} -Linie wurde $E \approx 1598.4 \text{ eV}$ entsprechend dem dominierenden Singulettübergang verwendet. Bei s-polarisierter Laserstrahlung tritt schon in geringen Targettiefen eine große Verschiebung auf. Diese kann nach Gl. 4.12 durch eine niedrigere Plasmatemperatur oder durch eine größere Plasmadichte, entsprechend einer geringeren Expansion ins Vakuum, zum Zeitpunkt der Emission erklärt werden. Die Bestimmung der Verschiebung der β -Linien ist aufgrund der Überlagerung mit Satellitenbeiträgen relativ ungenau und wurde daher nicht in die Analyse miteingeschlossen.

Weiterhin ist auch die spektrale Breite (Starkeffekt, vgl. Kap. 4.2.2) optisch dünner

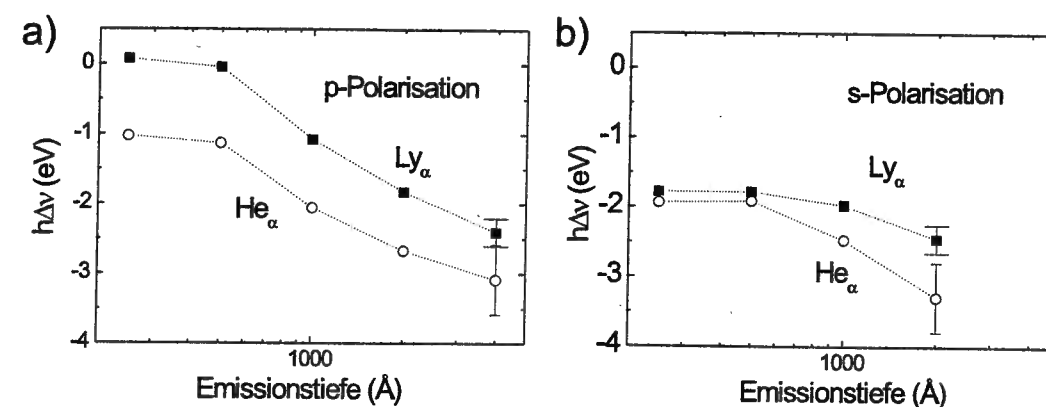


Abbildung 3.11: Vergleich der Plasmapolarisationsverschiebung, welche im Linienmaximum abgelesen wurde. Die Laserpulse sind in a) p- und in b) s-polarisiert. Die Fehlerbalken markieren die Genauigkeit der Wellenlängenkalibrierung ($\Delta E_{Ly_{\alpha}} \approx \pm 0.2 \text{ eV}$, $\Delta E_{He_{\alpha}} \approx \pm 1 \text{ eV}$) und sind für alle Schichtdicken gültig.

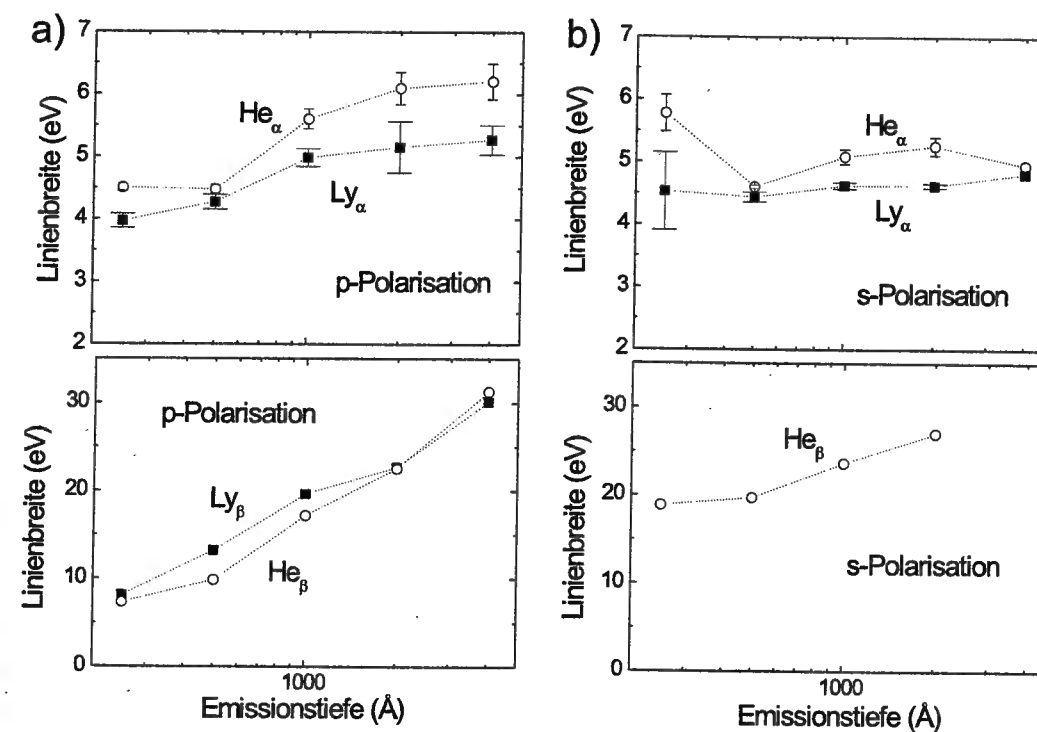


Abbildung 3.12: Vergleich der Linienbreite verschiedener Resonanzlinien als Funktion der Schichttiefe in a) für p-polarisierte und in b) für s-polarisierte Laserpulse. Bei einer Mittelung aus verschiedenen Messungen ist die Standardabweichung als Fehlerbalken eingezeichnet.

Linien ein charakteristisches Maß für die Plasmadichte. Abbildung 3.12 zeigt für beide Laserpolarisationen die spektralen Halbwertsbreiten verschiedener Linien. Bei p-Polarisation ist ein Anwachsen der spektralen Breite mit zunehmender Emissionstiefe zu erkennen, was wiederum auf den Anstieg der Plasmadichte zurückzuführen ist. S-polarisierte Laserpulse erzeugen eine Plasmaemission, die schon in den Vorderschichten vergleichsweise hohe Linienbreiten aufweist und analog zur Linienverschiebung als Effekt hoher Dichte bzw. geringer Temperatur gewertet werden kann. Opazitätsverbreiterung von Linien kann an dieser Stelle aufgrund der geringen Aluminiumschichtdicken ($250\text{\AA}$) auch für die α -Linien im wesentlichen vernachlässigt werden.

In Abb. 3.7 ist als gepunktete Linie zusätzlich das Kohlenstoffrekombinationskontinuum bei Verwendung von p-polarisierten Laserpulsen im Detektionsfenster des von Hamos-Spektrometers sichtbar. Aus der Steigung dieses Kontinuumbeitrags läßt sich auf die zeit- und raumgemittelte Temperatur des Kohlenstoffplasmas schließen. Hierbei wird der Zusammenhang $I_{rek} \propto \exp(-E/(kT_e))$ verwendet, wobei T_e die Elektronentemperatur des dichten Plasmas ist. Für p-polarisierte Laserpulse konnte hieraus eine Elektronentemperatur von 250eV (vgl. Abb. 3.7) bestimmt werden. Diese Temperatur ist als Mittelwert aller beitragenden Emissionstiefen des Kohlenstoffplasmas zu interpretieren. Im Fall der s-Polarisation liegt das Rekombinationskontinuum im Rauschuntergrund und kann daher nicht ausgewertet werden.

3.2 Zeitaufgelöste K-Schalenspektren

Die in Kap. 2.4 beschriebene spektral- und zeitaufauflösende Diagnostik erlaubt es, die zeitliche Entwicklung laserinduzierter Plasmen im Experiment detailliert zu untersuchen. Alle Messungen wurden im Akkumulationsmodus durchgeführt und entsprechen damit einer Überlagerung vieler Röntgenpulse. Es wurden im Rahmen der zeitaufgelösten Untersuchungen vorwiegend massive Aluminiumtargets verwendet, da diese kostengünstiger und experimentell einfacher als geschichtete Targets zu handhaben sind.

Die dargestellten Daten sind das Resultat einer Entfaltungsprozedur, welche aufgrund der Intensitätsverteilung im Röntgenfokus des Micaspektrometers (vgl. Kap. 2.4.1), der Spektrometerempfindlichkeit und der Streakkrümmung erforderlich ist (vgl. Anhang A). Die Zeitauflösung der Diagnostik von 0.9ps wurde in den Darstellungen zeitaufgelöster Spektren noch nicht entfaltet und wird jeweils bei der quantitativen Bestimmung von Emissionszeiten im Entfaltungsprozeß berücksichtigt.

3.2.1 Zeitaufgelöste Emission verschiedener Spektralbereiche

Wie bereits in Kap. 2.4.1 ausführlich diskutiert wurde, bietet die Verwendung eines konisch gebogenen Kristallspektrometers die Möglichkeit, den detektierbaren Wellenlängenbereich mittels Verschiebung des Kristalls zu variieren. In Abb. 3.13 sind zeitaufgelöste Aluminium K-Schalenspektren in unterschiedlichen Spektralbereichen dargestellt, welche verschiedenen Kristallpositionen zuzuordnen sind. Das gesamte zugängliche spektrale Fenster umfaßt den Bereich $7 - 8.5\text{\AA}$, so daß die kalte K_α -Linie, die He_α -Linie inklusive ihrer Satelliten als auch die Ly_α -Linie einschließlich Satelliten zeitaufgelöst untersucht werden können.

Die hier dargestellten zeitaufgelösten Spektren wurden mit frequenzverdoppelten Laserpulsen erzeugt. Die Messungen zeigen, daß die Emissionsdauer aller detektierten Linien im Bereich von $1-2\text{ps}$ liegt. Diese ultrakurze Pulsdauer ist eine weitere Charakteristik der Röntgenemission aus dem dichten Plasma, wie der Vergleich mit Simulation in Kap. 5.2.1 zeigt. Abbildung 3.14 zeigt zeitliche Emissionsprofile verschiedener Resonanzlinien. Die Emission steigt schnell an und besitzt einen etwas langsameren Abfall. Dieses extrem kurze und leicht asymmetrische Emissionsprofil wird in hydrodynamischen Simulationsrechnungen sehr gut reproduziert.

In Abbildung 3.15 sind die resultierenden Halbwertsbreiten der gemessenen Röntgenpulse nach quadratischer Entfaltung ($\tau_{\text{signal}} \approx \sqrt{\tau_{\text{SC}}^2 - \tau_{\text{mess}}^2}$) von der Streakkammerauflösung τ_{SC} aufgetragen. Die angegebenen Fehlerbalken sind vorwiegend auf Intensitätsschwankungen des Lasersystems zurückzuführen, deren Einfluß auf die Emissionsdauer im folgenden Kapitel untersucht wird. Zudem können Änderungen in der

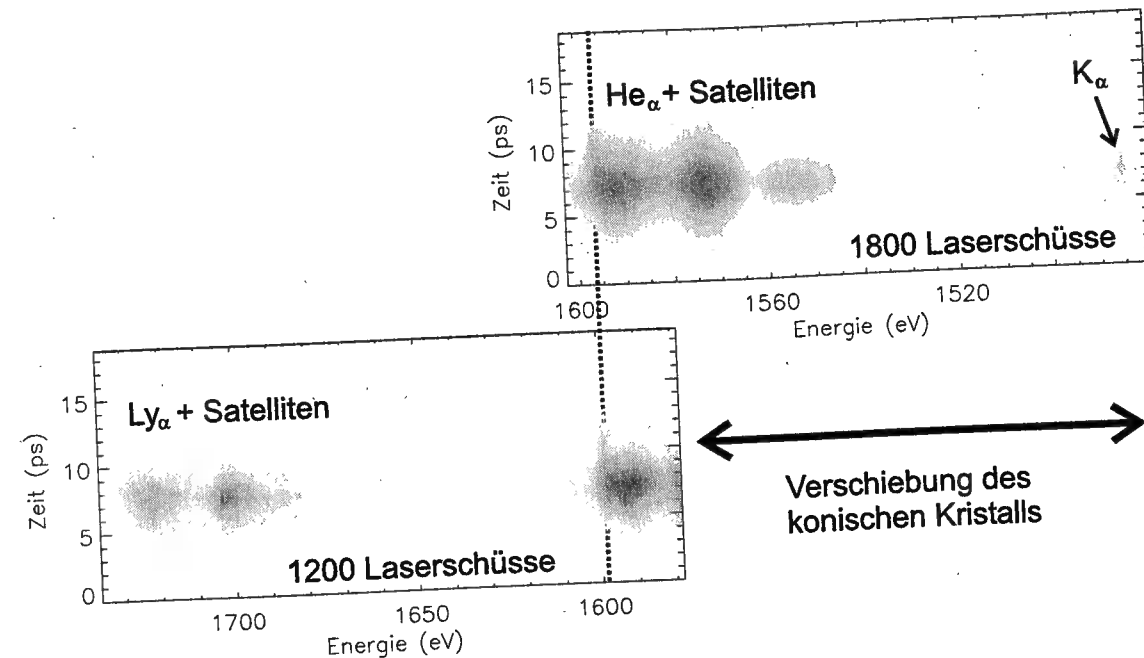


Abbildung 3.13: Typische zeitaufgelöste Röntgenspektren der Aluminium K-Schalenemission bei Verwendung frequenzverdoppelter Laserpulse. Unterschiedliche Wellenlängenbereiche sind durch Verschiebung des Kristallspektrometers zugänglich.

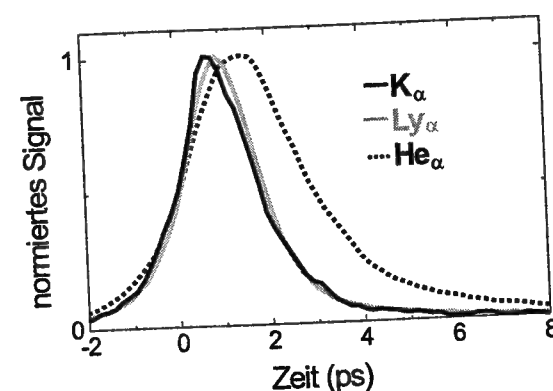


Abbildung 3.14: Zeitliche Profile verschiedener Emissionslinien. Die Auflösung der Streakkamera ist in dieser Darstellung noch eingeschlossen.

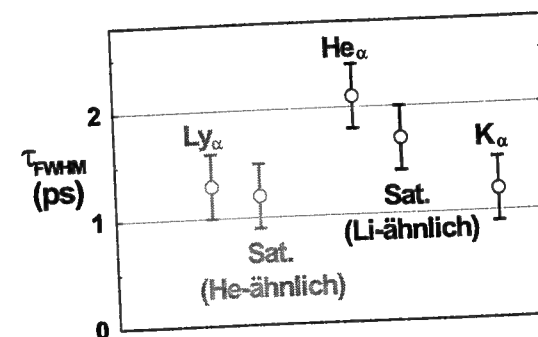


Abbildung 3.15: Halbwertsdauern der gemessenen Röntgenpulse nach Entfaltung der Streakkameraauflösung. Die Fehlerbalken markieren die Streuung verschiedener Messungen.

Schuß zu Schuß Stabilität des Lasersystems die Zeitauflösung der Diagnostik beeinflussen, was ebenfalls in den Fehlerbalken berücksichtigt ist.

3.2.2 Pulsdauermessungen bei Variation der Intensität

Durch Defokussierung der Laserpulse, konnte die Emissionsdauer der Plasmalinien als Funktion der Laserintensität untersucht werden.

Abbildung 3.16 zeigt die Fleckgröße der Röntgenemission als Funktion der Targetdefokussierung Δx . Im optimalen Fokus wurde in Kap. 2.2.3 ein Röntgenemissionsfleck mit $6.5 \mu\text{m}$ Radius gemessen. Mit zunehmender Defokussierung nähert sich die emittierende Fläche der Laserfokusgröße an, wobei ein stark defokussierter Laserfokus letztlich durch die geometrische Optik abgeschätzt werden kann. Dieser Übergang wird im Fall eines Gauß-Strahls durch eine Hyperbelfunktion beschrieben [37]. Die resultierende mittlere absorbierte Laserintensität ist als durchgezogene Linie eingezeichnet.

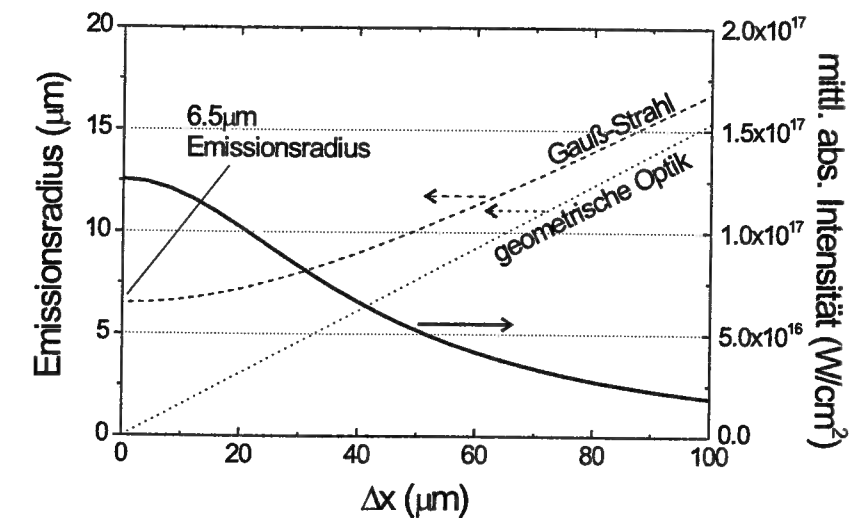


Abbildung 3.16: Mittlere absorbierte Laserintensität als Funktion des Defokussierungsabstandes Δx . Die gestrichelten Linien markieren den Röntgenemissionsradius für einen Gauß-Strahl im Vergleich zur geometrischen Optik.

In Abb. 3.17 ist die Signalintensität und die Halbwertsdauer der He_α -Linie aufgetragen. Es zeigt sich eine Abnahme der Röntgensignalstärke und der Röntgenpulsdauer mit zunehmender Defokussierung entsprechend einer abnehmenden mittleren Laserintensität. Die Pulsdauern wurden mit der Zeitauflösung der Diagnostik entfaltet. Gestrichelt ist ein Lorentz-Fit der Meßpunkte eingezeichnet. In Kap. 5.2.1 wird die gemessene Abhängigkeit der Röntgenpulsdauer von der absorbierten Laserintensität mit Simulationsresultaten verglichen.

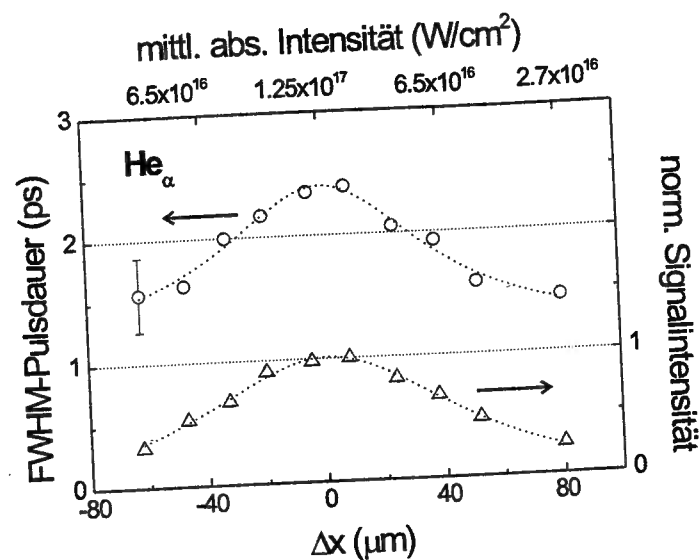


Abbildung 3.17: Halbwertsbreite und Signalstärke der He_α -Linie unter Intensitätsvariation durch Defokussierung. Die Halbwertsdauern der Röntgenpulse sind in dieser Darstellung bereits mit der Zeitauflösung der Diagnostik entfaltet. Analog zu Abb. 3.15 gibt der Fehlerbalken die Streuung verschiedener Messungen für alle Meßpunkte an.

3.2.3 Emission aus Plasmen unterschiedlicher Dichte

Durch Aufspaltung des Laserpulses in zwei zeitlich getrennte Anteile (vgl. Kap. 3.1.1) gleicher Energie kann die Wechselwirkung der Pulsanteile mit Plasma unterschiedlicher Dichte untersucht werden. Prinzipiell kann damit die Expansionsdynamik des Plasmas im Pump-Probe-Verfahren abgetastet werden.

In Abb. 3.18 ist das zeitaufgelöste Emissionsspektrum von Aluminium unter Verwendung eines derartigen Doppelpulses dargestellt. Der erste Laserpuls wechselwirkt aufgrund seines hohen Kontrastverhältnisses mit einem steilen Dichtegradienten (vgl. Abb. 3.13) und erzeugt damit eine Emissionscharakteristik, welche dem dichten Plasmazustand entspricht. Anschließend hat das Plasma etwa 30 ps Zeit zu expandieren, so daß sich ein flacher Dichtegradient ausbilden kann. Der zweite Anteil des Laserpulses wechselwirkt nunmehr mit dem expandierten Plasma und erzeugt Röntgenstrahlung mit der Charakteristik einer geringeren Plasmadichte. Dies äußert sich in geringeren Linienbreiten und schwächeren Satellitenemissionsbeiträgen. Der Linienschwerpunkt zeigt im ersten Röntgenpuls des dichteren Plasmas eine Rotverschiebung gegenüber der verdünnten Plasmaemission des zweiten Pulses, was insbesondere bei der He_α -Linie deutlich zu erkennen ist. Die gestrichelten Linien geben die tabellierte Energie der unverschobenen Linien an. Zudem ist die Intensität des kalten K_α -Signals im zweiten

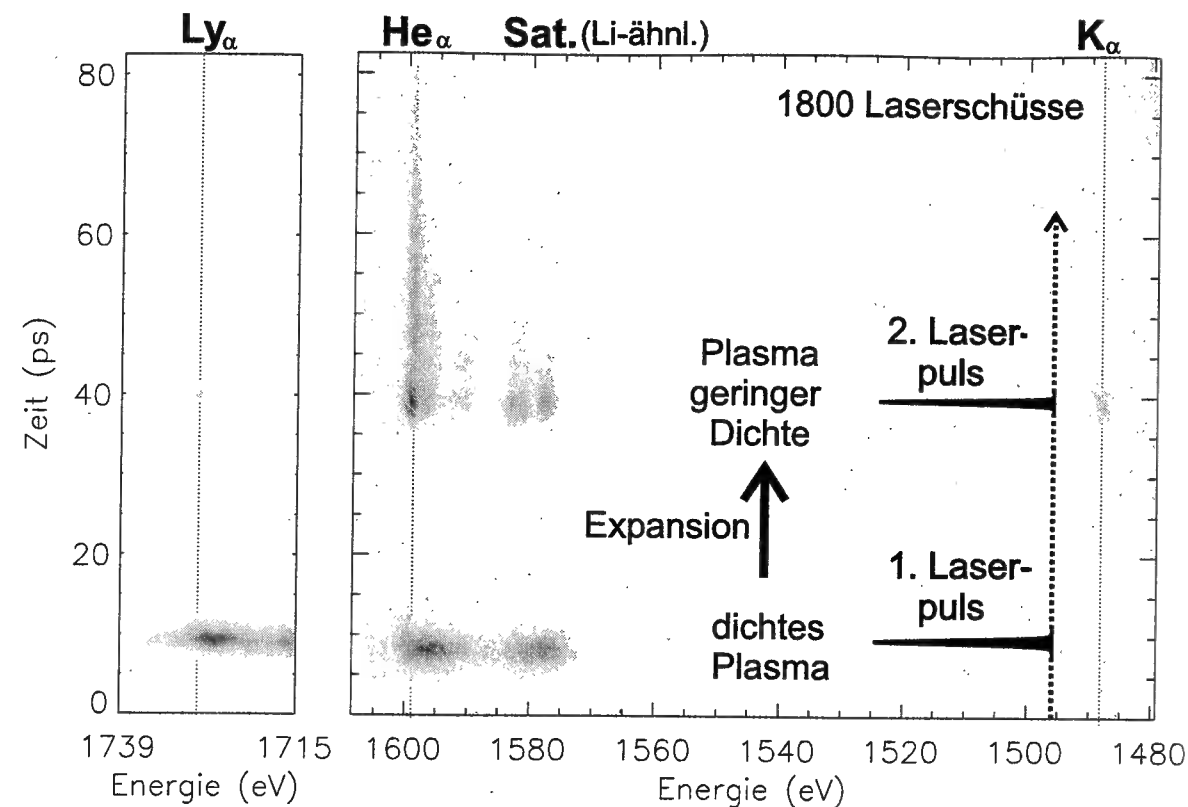


Abbildung 3.18: Zeitaufgelöste Röntgenspektren bei Verwendung eines Doppelpulses. Die gestrichelten Linien dienen zur Orientierung und geben die Energie der unverschobenen Linien an.

Puls erheblich angestiegen. Dies kann auf die effizientere Erzeugung von energiereichen Elektronen im Absorptionsprozeß des Laserpulses bei flachen Dichtegradienten zurückgeführt werden (vgl. Kap. 3.1.1). Des weiteren ist die Plasmaemission aus dünnerem Plasma tendenziell länger als aus dichten Plasmen.

Abbildung 3.19 zeigt zeitliche Profile der He_α -Linie und der angrenzenden lithiumähnlichen Satellitenemission. Es wurde hierbei über die spektrale Halbwertsbreite der Linien aus dem dichten Plasma gemittelt. Die Wechselwirkung des zweiten Laserpulses mit dem expandierten Plasma zeigt deutlich eine zeitliche Doppelstruktur in der He_α -Emission. Der erste Röntgenemissionspeak (bei $t=30$ ps) ist der Ionisationsphase des Plasmas zuzuordnen. Anschließend tritt Emission während einer längeren Rekombinationsphase auf. Diese Doppelstruktur ist auch in zeitaufgelösten Simulationen zu beobachten (vgl. Abb. 4.11). Hierbei frieren die angeregten Zustände trotz rasch sinkender Temperatur ein, da Stöße im Plasma geringer Dichte keine effiziente strahlungslose Abregung erzeugen können. Die Satellitenemission weist dagegen keinen sichtbaren Nachleuchteffekt in der Rekombinationsphase auf.

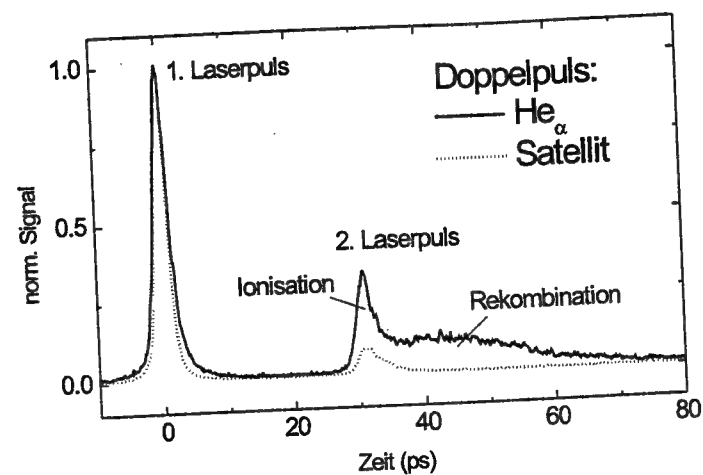


Abbildung 3.19: Zeitliche Profile der He_α -Linie und des angrenzenden lithiumähnlichen Satelliten aus Abb. 3.18. Deutlich ist für die He_α -Linie die Doppelstruktur der Ionisations- und Rekombinationsphase im zweiten Puls zu erkennen.

3.2.4 Einfluß der Tamperschicht

Die Aufnahme zeitaufgelöster Spektren erforderte die Akkumulation relativ hoher Schußzahlen (> 1000). Dies ist mit einem hohen Targetverbrauch verbunden. Deshalb wurden die Messungen großteils mit ungetampten Aluminiumtargets durchgeführt, deren Herstellung und Handhabung wesentlich einfacher ist. Der Einfluß der Tamperschicht auf die zeitaufgelöste Emissionscharakteristik wurde jedoch am Beispiel der He_α -Linie untersucht.

In Abbildung 3.20 wird die Emission eines reinen Aluminiumtargets mit einem getampten Aluminiumtarget verglichen. Ersteres weist ein spektral asymmetrisches Linienprofil auf. Die Beiträge an der hochenergetischen Flanke (1) sind auf die expandierenden Vorderschichten des Targets zurückzuführen. Die Röntgenemission dieser Schichten zeigt die Charakteristik eines verdünnten Plasmas. Die Emission ist nicht polarisationsverschoben und überlagert mit der blauen Flanke der rotverschobenen Emission aus dem dichten Plasma. Sie weist eine geringe spektrale Breite und eine längere Emissionsdauer auf (vgl. Abb. 3.21). Zudem zeigt das reine Aluminiumtarget auch im Linienzentrum (2) eine geringfügig längere Emissionsdauer als das getampte Target (3). Beide Effekte können darauf zurückgeführt werden, daß die vorderen Targetschichten in (2) zur Emission beitragen, während diese in (3) durch Kohlenstoff ersetzt sind und in einem anderen Spektralbereich emittieren. Insgesamt sind die Beiträge der expandierenden Vorderschichten jedoch relativ gering.

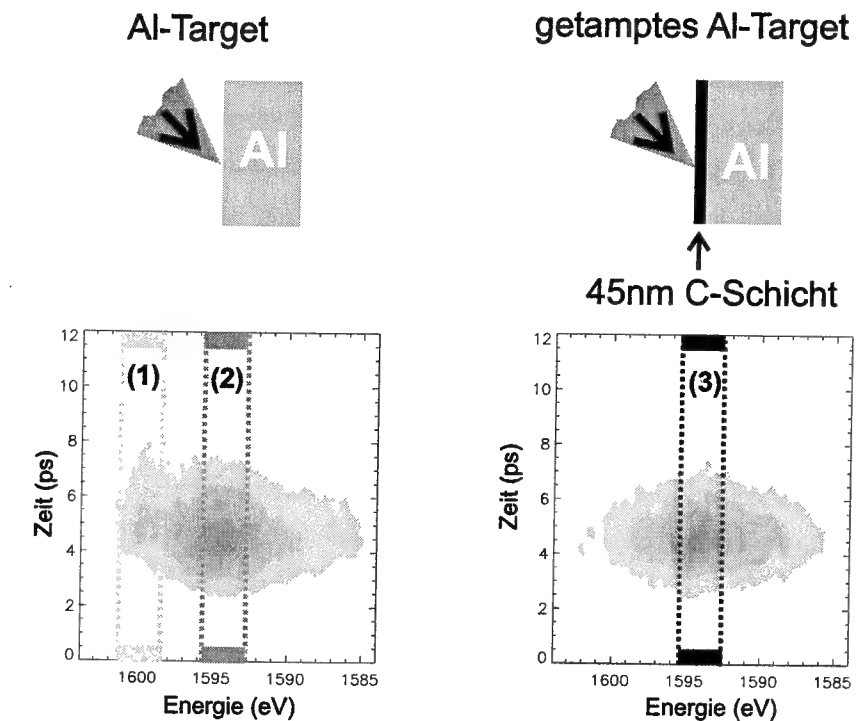


Abbildung 3.20: Vergleich der zeitaufgelösten He_α -Emission von einem Aluminiumtarget mit und ohne Tamperschicht aus 450Å Kohlenstoff.

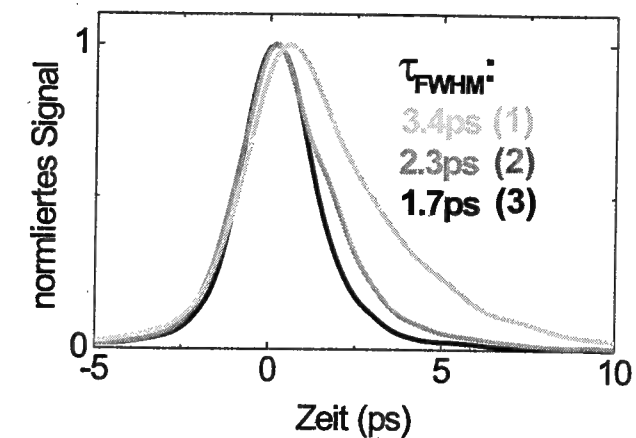


Abbildung 3.21: Vergleich der He_α -Emissionsdauer von getampten und ungetampten Aluminiumtargets. Die zeitlichen Profilschnitte sind der in Abb. 3.20 angegebenen Kennzeichnung zuzuordnen.

3.2.5 Dynamik der Linienverschiebung und -verbreiterung

In den bisher diskutierten Meßergebnissen konnte die Dynamik der Linienverschiebung und -verbreiterung der Resonanzlinien nicht im Detail aufgelöst werden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß diese Prozesse auf sub-ps-Zeitskala ablaufen und mit der verwendeten Diagnostik nicht aufgelöst werden können. Es liegt daher nahe, längere Laserpulse zur Plasmaerzeugung zu verwenden. Die Laserpulsverlängerung kann durch

Dejustage der Kompressoreinstellungen am Lasersystem erreicht werden. Allerdings führt die Pulsdauerverlängerung zu einer entsprechenden Intensitätsverringerung und damit zu einer Konversionsreduzierung im Frequenzverdopplungsprozeß, so daß auch die Energie der frequenzverdoppelten Laserpulse sinkt.

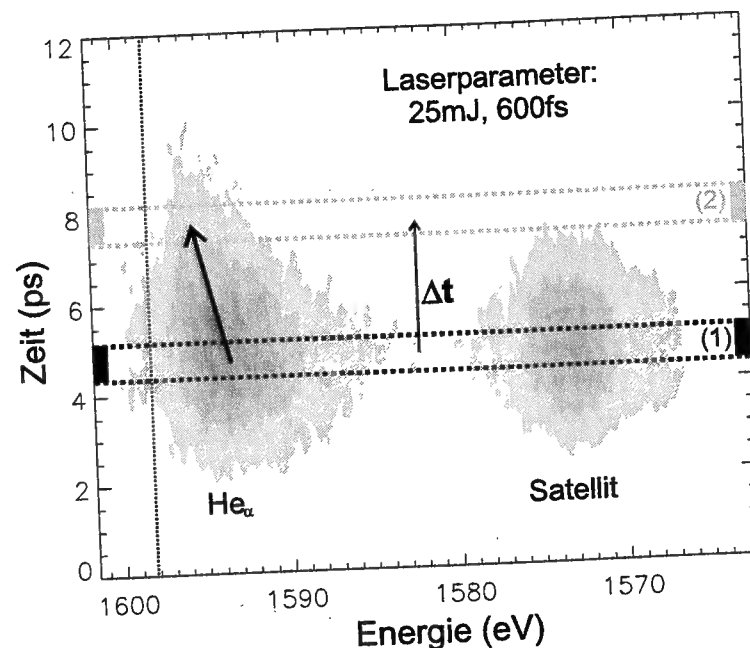


Abbildung 3.22: Dynamische Linienverschiebung und -verbreiterung bei Verwendung von Laserpulsen mit 600fs Dauer und 25mJ Energie. Die tabellierte Position der unverschobenen He_α -Linie ist gestrichelt eingezeichnet.

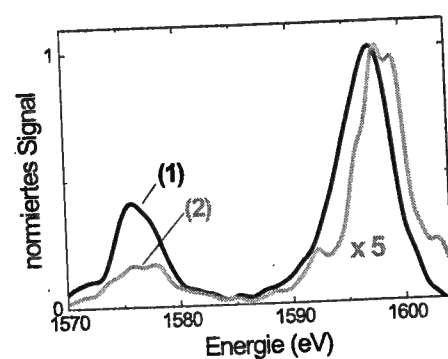


Abbildung 3.23: Spektrale Profile im Emissionsmaximum (1) und 3ps später (2) (vgl. Abb. 3.22).

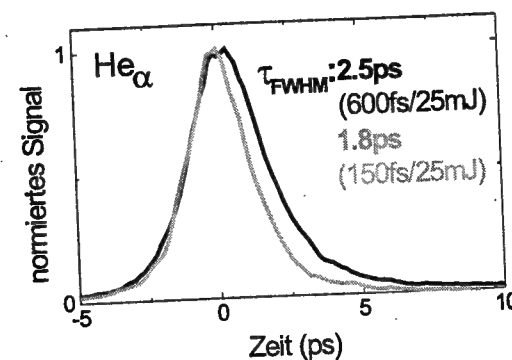


Abbildung 3.24: Vergleich der Emissionsdauer der Röntgenpulse bei Verwendung von Laserpulsen mit 150fs/25mJ und 600fs/25mJ.

Die Verwendung von Laserpulsen mit einer Pulsdauer von 600fs und einer Pulsenergie von 25mJ ermöglichte es, die Dynamik der Linienverbreiterung und -verschiebung

der Röntgenemission mit unserer Diagnostik aufzulösen. Abbildung 3.22 zeigt eine kontinuierliche Einengung der Linienbreite der He_α -Linie bei gleichzeitiger Reduzierung der Rotverschiebung des Linienschwerpunktes. Am angrenzenden lithiumähnlichen Satelliten ist dieses Verhalten aufgrund seiner geringeren Pulsdauer nicht zu beobachten. Um die dynamischen Veränderungen der Linienform deutlicher hervorzuheben, wurden zu verschiedenen Zeitpunkten die spektralen Profile in Abb. 3.23 geplottet und auf die maximale He_α -Intensität normiert. Eine Linienverschiebung von etwa 1.2eV und eine Einengung der spektralen Breite von 5.5eV auf 5eV innerhalb von 3ps ist hierbei zu beobachten. Des weiteren weist die He_α -Linie bei Verwendung der gestreckten 600fs/25mJ-Laserpulse eine längere Emissionsdauer als bei 150fs/25mJ-Laserpulsen auf (vgl. Abb. 3.24). Die Halbwertsdauer der Röntgenpulse bei 25mJ Pulsenergie und 150fs Pulsdauer ist hierbei konsistent mit der in Kap. 3.2.2 beschriebenen Intensitätsabhängigkeit der He_α -Pulsdauer (ca. 40% $I_{\max}$).

3.2.6 Röntgenspektren bei Verwendung fundamentaler Laserpulse

In diesem Abschnitt wird die Charakteristik der Röntgenemission von Laserpulsen bei der Grundwellenlänge mit der Emission der bisher verwendeten frequenzverdoppelten Laserpulse verglichen. Die Energie der fundamentalen ($\lambda = 790\text{nm}$) Laserpulse beträgt in diesem Fall 130mJ, so daß eine den frequenzverdoppelten Laserpulsen vergleichbare maximale Fokusintensität vorliegt (vgl. Abb. 3.25).

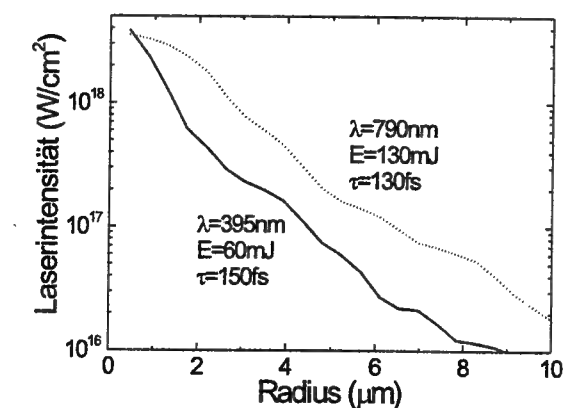


Abbildung 3.25: Radiale Intensitätsverteilung von Laserpulsen bei der fundamentalen Wellenlänge und 130mJ Pulsenergie im Vergleich zu frequenzverdoppelten Pulsen mit 60mJ Energie.

Die Energieeinkopplung in den Festkörper ist bei Verwendung von fundamentalen

Laserpulsen nicht optimal. Zum einen führt die größere Wellenlänge zu einer geringeren kritischen Dichte, also zu einer Absorptionsschicht, welche einem dünneren stärker expandierten Plasma zuzuordnen ist. Zum anderen besitzen diese Laserpulse nur einen mittelmäßigen Kontrast von etwa 10^5 im ns-Bereich vor dem Pulsmaximum. Damit kann Vorplasmabildung nicht effizient unterdrückt werden, was letztlich zur Wechselwirkung des Laserpulses mit einem flachen Dichtegradienten führt.

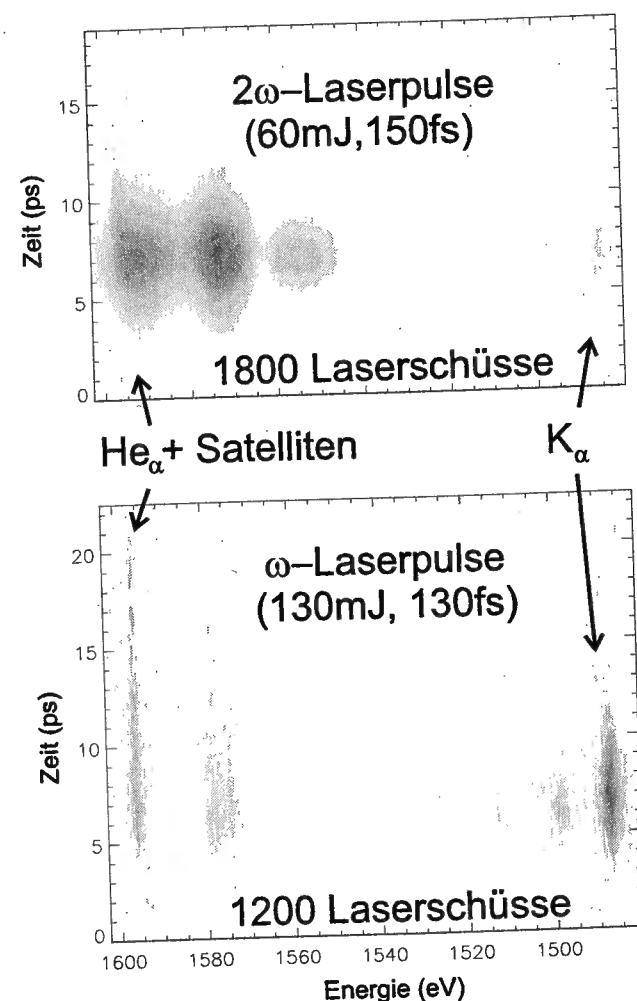


Abbildung 3.26: Vergleich der Röntgenemissionsspektren unter Verwendung von Laserpulsen bei der fundamentalen und frequenzverdoppelten Laserwellenlänge entsprechend einem mittleren und hohen Kontrast.

In Abbildung 3.26 werden die gemessenen Röntgenspektren verglichen. Deutlich sind die Unterschiede in der Emissionscharakteristik des dichten Plasmas (oben) und des verdünnten Plasmas (unten) zu erkennen. Schmale Linienbreiten, geringe Linienverschiebung, reduzierte Satellitenemission und verlängerte Pulsdauern deuten auf die geringe Plasmadichte bei Verwendung von Laserpulsen bei der Grundwellenlänge hin. Für den Vergleich von Linienintensitäten wurden in Abb. 3.27 die zeitaufgelösten Mes-

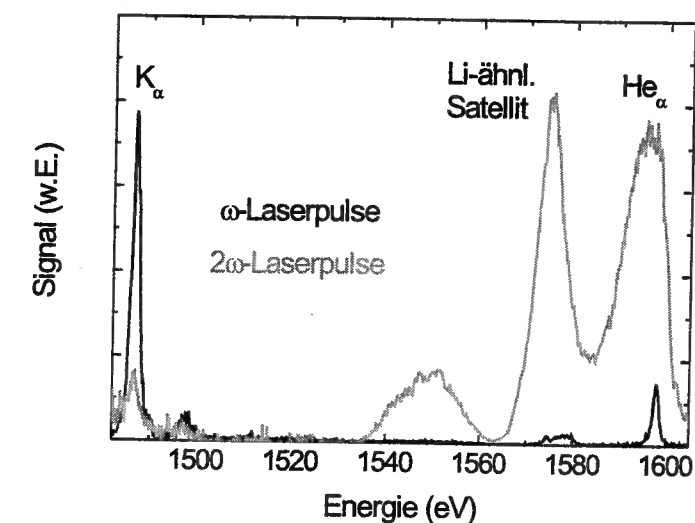


Abbildung 3.27: Zeitintegration der zeitaufgelösten Röntgenspektren für ω - und 2ω -Laserpulse aus Abb. 3.26.

sungen aus Abb. 3.26 zeitlich integriert.

Bei frequenzverdoppelten Laserpulsen sind die He_α -Linie und die dazugehörigen Satelliten sehr intensiv während die kalte K_α -Linie äußerst schwach ist. Diese Verhältnisse ändern sich bei Verwendung fundamentaler Laserpulse drastisch. Die K_α -Linienstärke ist 5-10fach intensiver und die He_α -Intensität sinkt etwa um einen Faktor 30 im Vergleich zur Emission bei frequenzverdoppelten Laserpulsen. Das starke K_α -Signal ist der effizienteren Erzeugung energetischer Elektronen bei der Absorption des Laserpulses im expandierten Plasma zuzuordnen. Das Skalierungsgesetz $T_{el} \propto (I\lambda^2)^{1/3 \dots 1/2}$ (vgl. Kap. 4.1.2) liefert für die fundamentale Wellenlänge eine höhere Elektronentemperatur. Die freie Weglänge dieser Elektronen ist entsprechend höher, so daß sie tiefer ins kalte Target eindringen können. Aufgrund der größeren Fokusfläche (vgl. Gl. 2.5) werden auch wesentlich mehr Elektronen beschleunigt. Letztendlich kann in den tieferliegenden kalten Targetschichten mehr K_α -Emission erzeugt werden.

Linie	$\text{K}_\alpha (\omega)$	$\text{K}_\alpha (2\omega)$	$\text{He}_\alpha (\omega)$	$\text{He}_\alpha (2\omega)$
Pulsdauer (ps)	3.3 ± 0.5	1.2 ± 0.3	5.2 ± 0.5	2.1 ± 0.3

Tabelle 3.2: Pulsdauern der K_α - und He_α -Emission aus massiven Aluminiumtargets bei Verwendung von fundamentalen (ω) und frequenzverdoppelten (2ω) Laserpulsen.

Der Vergleich der Röntgenpulsdauer liefert bei Verwendung fundamentaler Laserpulse eine länger anhaltende Plasmaemission. Zeitliche Profile, welche über die spektrale

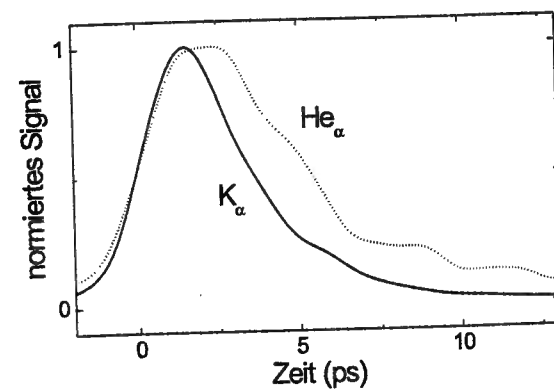


Abbildung 3.28: Zeitliche Emissionsprofile für die He_α - und die K_α -Linie aus Plasmen, welche mit Laserpulsen der fundamentalen Wellenlänge erzeugt wurden.

Halbwertsbreite der Linien gemittelt wurden, sind in Abb. 3.28 dargestellt. In Tabelle 3.2 sind die Halbwertsdauern der He_α - und K_α -Emission für beide Fälle angegeben. Bei Verwendung der fundamentalen Laserwellenlänge konnte keine Ly_α -Emission nachgewiesen werden. Die im aufgeheizten Plasma erreichten Temperaturen sind demnach zu gering, um wasserstoffähnliches Aluminium zu erzeugen. Dies kann mit der höheren Energie der bei der Laserabsorption erzeugten Elektronen begründet werden, welche sehr große freie Weglängen besitzen und damit ihre Energie auf ein wesentlich größeres Volumen verteilen. Infolgedessen sinkt die mittlere Elektronentemperatur des Plasmas und reicht nicht mehr aus, um wasserstoffähnliche Aluminiumionen (Al^{12+}) zu erzeugen. Im expandierenden Plasma sind dagegen aufgrund der geringeren Dichte die Stoßzeiten zu lang, um effizient Al^{12+} zu ionisieren und damit die Voraussetzung für Ly_α -Emission zu schaffen.

3.3 Bremsstrahlungsspektren

In diesem Abschnitt werden die effektiven Elektronentemperaturen aus der in Kap. 2.5 beschriebene Bremsstrahlungsmessung für den Fall frequenzverdoppelter Laserpulse aufgeführt. In Abbildung 3.29 sind die Meßwerte der vier Szintillationskanäle für s- und p-polarisierte Laserpulse dargestellt. Alle Signale sind auf das maximale Szintillationssignal des 8keV-Kanals bei p-Polarisation normiert. Die aus dem Signalverhältnis benachbarter Szintillatoren berechneten Elektronentemperaturen sind jeweils eingetragen.

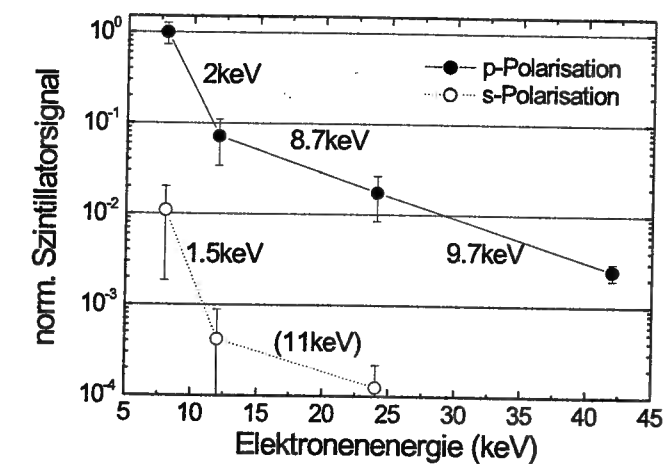


Abbildung 3.29: Normierte Bremsstrahlungsspektren aus massiven Aluminiumtargets für s- und p-polarisierte Laserpulse.

Es ist deutlich ein Spektrum zu erkennen, welches im wesentlichen aus zwei Temperaturen besteht. Im Niederenergiebereich ist eine Elektronentemperatur von ca. 2keV dominant, während zu höheren Energien etwa 8-10keV gemessen werden.

Die zeitgemittelte Oszillationsenergie freier Elektronen im Laserfeld ist durch das ponderomotive Potential $U_{osz} = e^2 E^2 / (4m_e \omega^2)$ gegeben, wobei E die Laserfeldstärke und ω die Laserfrequenz ist. Bei einer einfallenden Intensität von 10^{17} W/cm^2 folgt $U_{osz} \approx 1.5 \text{ keV}$. Dieser Wert entspricht näherungsweise der gemessenen effektiven Elektronentemperatur von 2keV, welche im niederenergetischen Bereich des Bremsstrahlungsspektrums auftritt.

Mit s-polarisierten Laserpulsen wurde ca. zwei Größenordnungen weniger Bremsstrahlung gemessen. Der Rauschuntergrund liegt bei etwa 10^{-4} , so daß der Wert der beiden hochenergetischen Kanäle bei s-Polarisation keine eindeutige Information mehr lieferte. Da bei s-Polarisation keine Resonanzabsorption stattfinden kann (vgl. Kap. 4.1.1), ist eine geringere Elektronentemperatur zu erwarten.

Kapitel 4

Modelle und theoretische Betrachtungen

4.1 Targetheizung und Plasmadynamik

Die laserinduzierte Heizung von Festkörpertargets ist ein sehr komplexer Prozeß. Die theoretische Behandlung erfordert daher den Einsatz von Simulationscodes. Zur Beschreibung der Hydrodynamik des Plasmas wurde der eindimensionale Simulationscode MULTI-fs verwendet. Da die geheizte Schichtdicke (ca. $0.4\mu m$) wesentlich kleiner als die transversale Ausdehnung des Plasmas ist (ca. $10\mu m$), können eindimensionale Simulationen die wesentlichen physikalischen Prozesse in guter Näherung erfassen.

MULTI-fs [67] basiert auf dem MULTI-Code [68], welcher für die Wechselwirkung von ns-Laserpulsen mit Materie entwickelt wurde. MULTI-fs wurde für die Simulation der Wechselwirkung von sub-ps-Laserpulsen mit Materie speziell angepaßt. Die Maxwell-Gleichungen werden hierbei in einem engen Langrange-Netz gelöst, womit sehr steile Dichtegradienten behandelt werden können. Zudem wurden separate Energiegleichungen für Elektronen und Ionen eingeführt, um deren Nichtgleichgewicht zu berücksichtigen. Außerdem wird ein Modell für elektrische und thermische Leitfähigkeit verwendet, welches für Temperaturen vom kalten Festkörper bis hin zum heißen Plasma gültig ist. Abbildung 4.1 zeigt ein hydrodynamisches Simulationsergebnis. Es ist ein Schnappschuß verschiedener Plasmaparameter 100fs nach dem Laserpulsmaximum bei einer absorbierten Intensität von $4 \cdot 10^{16} W/cm^2$ dargestellt. Der Laserpuls trifft von links ($x < 0$) auf die kalte Targetoberfläche ($x = 0$). In dieser Simulation wurde die Gültigkeit des diffusiven lokalen Wärmetransports (vgl. Kap. 4.1.2) angenommen. Die deponierte Laserenergie zeigt bei der kritischen Dichte einen Peak, der auf eine resonante Absorption zurückzuführen ist. Die dielektrische Funktion

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L(\omega_L + i\nu_{ei})}, \quad (4.1)$$

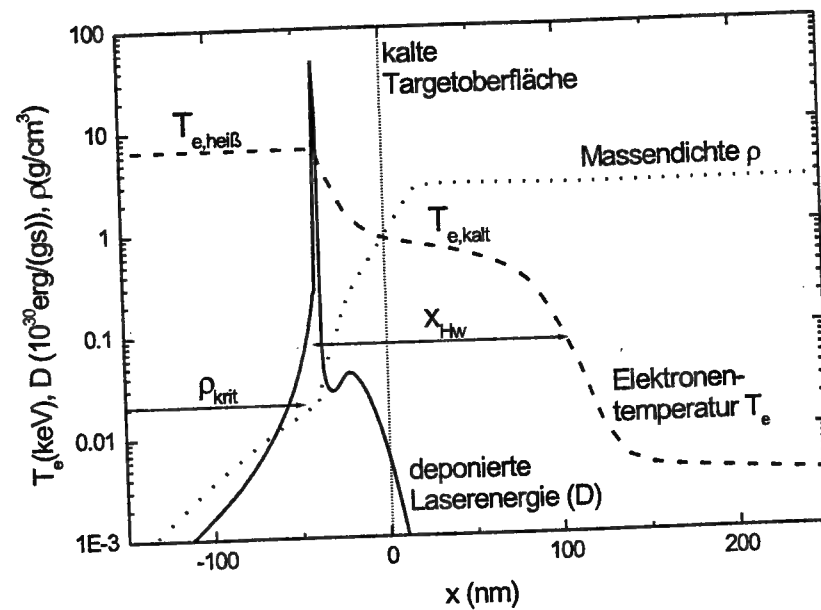


Abbildung 4.1: MULTI-fs Simulationsresultate für $I_{abs} = 4 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 100fs nach dem Laserpulsmaximum. Es ist der Verlauf der Elektronentemperatur, der Massendichte und der deponierten Laserenergie als Funktion der Ortskoordinate in der Targetnormalen dargestellt.

beschreibt die Laser-Plasma-Wechselwirkung im Code (ω_p ist die Plasmafrequenz, ω_L die Laserfrequenz und ν_{ei} die Elektron-Ion Stoßfrequenz im Plasma). ϵ weist eine Nullstelle bei $n = n_{krit}$ also $\omega_L = \omega_p$ auf, wobei Stöße näherungsweise zu vernachlässigen sind ($\nu_{ei}/\omega_L \rightarrow 0$). Damit liefert die Poissongleichung $\nabla(\epsilon \vec{E}) = 0$ eine Resonanz, welche den Absorptionsspeak begründet. Das Temperaturprofil zeigt eine in das kalte Targetmaterial eindringende Wärmewelle der Ausdehnung x_{Hw} , welche die Elektronen bis zu einer Tiefe von etwa 100nm auf einige hundert eV ($T_{e,kalt}$) aufgeheizt hat. Diese Welle läuft tief in den Festkörper hinein und kühlt dabei aus. Gleichzeitig expandieren die vorderen Targetschichten, welche bis in den keV-Bereich ($T_{e,heiß}$) aufgeheizt wurden, ins Vakuum und bilden einen Dichtegradienten.

Für diese und alle folgenden Simulationen mit MULTI-fs wurde ein Flußbegrenzungsfaktor f für den Wärmetransport ins Target verwendet. Die elektronische Wärmeleitung

$$S_e = -\kappa \nabla T_e \quad (4.2)$$

liefert bei den hier vorliegenden steilen Temperaturgradienten einen zu großen Wärmestrom [69]. κ ist die elektronische Wärmeleitfähigkeit ($\propto T_e^{5/2}$). In diesem Fall ist die freie Weglänge der Elektronen größer als die Ausdehnung des Temperaturgradienten.

Gl. 4.2 liefert damit eine Wärmeleitung, welche sogar den maximalen Wärmestrom $S_f = n_e k T_e \sqrt{k T_e / m_e}$ freier, mit der thermischen Geschwindigkeit strömender Elektronen übertreffen kann und somit unphysikalisch ist. Durch Einführung des freien Parameters f kann in diesem Fall der Wärmestrom mit $S_e = f S_f$ im Code limitiert werden. $f = 0.6$ entspricht einem thermischen Plasma mit maxwellischer Geschwindigkeitsverteilung [69] und $f < 0.6$ steht für einen reduzierten Wärmestrom. Die Simulationen wurden durchweg mit $f = 0.6$ durchgeführt.

4.1.1 Simulation der Laserabsorption

Die Einkopplung der Laserpulsenergie in den Festkörper ist von verschiedenen Laserparametern abhängig [70]. Insbesondere ein hoher Pulscontrast ist die Voraussetzung für eine Wechselwirkung des Laserpulses mit einem steilen Dichtegradienten und damit für die isochore Heizung. Die ansteigende Flanke des Laserpulses dringt hierbei bis zur Skintiefe

$$d_{skin} = \frac{\lambda}{4\pi \text{Im}(\hat{n})}, \quad \hat{n}^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L(\omega_L - i\nu)} \quad (4.3)$$

in den kalten Festkörper ein, wobei ω_p die Plasmafrequenz, ω_L die Frequenz bzw. λ die Wellenlänge der Laserpulse und ν die Stoßfrequenz der Elektronen ist. Diese Schicht wird durch inverse Bremsstrahlung [71] aufgeheizt und expandiert mit der Ionenschallgeschwindigkeit $s = \sqrt{(Z T_e + T_i)k/m_i}$, wobei T_e bzw. T_i die Elektronen- bzw. Ionentemperatur und Z die Kernladungszahl ist. Für unsere Bedingungen (Aluminium, $\lambda = 395 \text{ nm}$) folgt eine Skintiefe von $d_{skin} \approx 70 \text{ Å}$, welche auf der Zeitskala $t = d_{skin}/s$ expandiert. Bereits bei einer Laserintensität von 10^{15} W/cm^2 gilt $t \approx 100 \text{ fs} \approx \tau_{Laser}$. Dies bedeutet, daß bereits in der ansteigenden Flanke des Laserpulses ($I_{peak} \approx 10^{18} \text{ W/cm}^2$) durch die Expansion der Skinschicht ein Dichtegradient erzeugt wird. Im folgenden tritt eine resonante Laserabsorption ($\omega_L = \omega_p$) bei der kritischen Dichte (vgl. Gl. 2.1) auf, wobei Elektron-Plasmawellen angeregt werden und die Energie durch Wellenbrechen, Landaudämpfung und Stöße [71, 72] dissipiert wird. Damit wird diese dünne Schicht zu keV-Temperaturen aufgeheizt. Die energiereichen Elektronen können die Energie in den dahinterliegenden kalten Festkörper transportieren und heizen diesen damit isochor auf. Wie im nächsten Kapitel gezeigt wird, bestimmt die freie Weglänge dieser Elektronen die Heiztiefe, wobei $d_{Heiz} \gg d_{skin}$ gilt.

Die Absorptionseffizienz der Laserpulse ist im Experiment von verschiedenen Laser- und Targetparametern abhängig. Unsere Messungen wurden mit p- bzw. s-polarisierten Laserpulsen unter 45° Einfallswinkel durchgeführt. Damit folgt für p-polarisierte Laserpulse eine Absorptionseffizienz von 40–50%. Abbildung 4.2 zeigt die Winkelabhängigkeit der Laserabsorption für s- und p-polarisierte Laserpulse von 150fs Pulldauer und

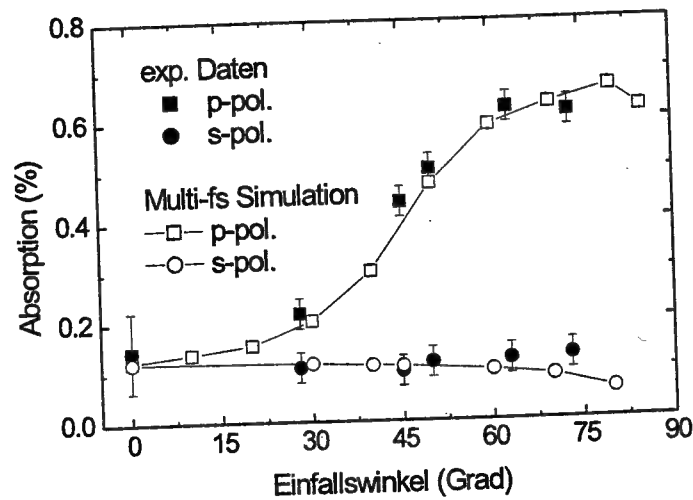


Abbildung 4.2: Winkelabhängigkeit der Absorption für s- und p-polarisierte frequenzverdoppelte Laserpulse an Aluminiumtargets. Die experimentellen Daten sind mit MULTI-fs Simulation [73] bei $I_{abs} = 3 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ verglichen.

einer mittleren Laserintensität von $3 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$. Der Vergleich von hydrodynamischen Simulationen und experimentellen Daten zeigt eine gute Übereinstimmung. Die Absorptionsmessungen wurden im Rahmen einer Diplomarbeit am ATLAS-Lasersystem durchgeführt [30], wobei die Laserintensität geringfügig niedriger als in der vorliegenden Arbeit war. Die Absorption steigt für p-polarisierte Laserpulse mit zunehmendem Einfallswinkel auf ein Maximum von etwa 60% bei ca. 60° an. Diese Winkelabhängigkeit stimmt sehr gut mit der MULTI-fs Simulation überein [73] und bestätigt damit die Resonanzabsorption als dominanten Absorptionsprozeß im Fall p-polarisierter Laserpulse.

Die Plasmaskalenlänge $L = n/\nabla n$, mit n als Plasmadichte ist ein Maß für die Steilheit des Dichtegradienten, welcher die Energieeinkopplung in das Target empfindlich beeinflusst. Für einen linear angenäherten Dichtegradienten $\nabla n = n_{krit}/L$ folgt als grobe Abschätzung für den Dichteverlauf $n \approx n_{krit} \cdot x/L$. In unserem Fall wurde aus dem Vergleich von Experiment und Simulation eine Skalenlänge von $L \approx 0.02\lambda \approx 80 \text{ \AA}$ mit λ als Laserwellenlänge bestimmt. Dieser steile Dichtegradient ist die Voraussetzung für isochores Heizen, da er die Temperatur der geheizten Elektronen begrenzt, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird. Zudem findet die Laserabsorption nahe an der kalten Targetoberfläche statt und die Energie kann effizient in den Festkörper eingekoppelt werden.

S-polarisierte Laserpulse zeigen eine Absorptionseffizienz von etwa 10%, welche vom Einfallswinkel annähernd unabhängig ist. Bei s-Polarisation ist keine Resonanzabsorp-

tion möglich und die Laserenergie wird im wesentlichen durch inverse Bremsstrahlung in den Vorderschichten des Targets deponiert.

4.1.2 Elektronischer Wärmetransport

Die Absorption der Laserpulse führt im Fall p-polarisierter Laserpulse zu einer Aufheizung der vorderen Targetschichten auf keV-Temperaturen (vgl. Abb. 4.1). Die Temperatur heißer Elektronen skaliert mit der einfallenden Laserintensität wie $T_{e,heiß} \propto (I\lambda^2)^{1/3 \dots 1/2}$ [71, 74–79]. Die Theorie der Resonanzabsorption [72] liefert das Temperaturverhalten

$$T_{e,heiß}[\text{eV}] \approx \sqrt{\frac{m_e \omega_L I_{abs}}{\nabla n_{krit}}}, \quad (4.4)$$

wobei $\nabla n_{krit} \approx n_{krit}/L$, mit $L \approx 0.02\lambda$ gilt. Für eine absorbierte Intensität von $6 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ folgt mit der Laserfrequenz $\omega_L = 4.8 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ eine mittlere Elektronentemperatur von etwa 10keV, was in guter Übereinstimmung mit dem Meßwert von 9keV ist (vgl. Kap. 3.3).

Das Spitzer'sche Wärmeleitungsmodell [69] liefert eine Wärmewelle, deren Front einen sehr steilen Temperaturgradienten aufweist. Durch Diffusion wird diese Front jedoch mit zunehmender freier Weglänge der Elektronen

$$\lambda_{ei} = \frac{\bar{v}}{\nu_{ei}} \quad (4.5)$$

aufgeweicht. Hierbei ist $\bar{v}$ die mittlere Geschwindigkeit der gerichteten Elektronen, welche aus

$$\frac{m_e \bar{v}^2}{2} = \frac{kT_{e,heiß}}{2} \quad (4.6)$$

folgt. Die Stoßfrequenz der Elektronen mit den Ionen ist durch

$$\nu_{ei}[\text{s}^{-1}] = 3 \cdot 10^{-6} \ln \Lambda \frac{n_e[\text{cm}^{-3}]Z}{T_{e,heiß}^{3/2}[\text{keV}]} \quad (4.7)$$

gegeben [69], wobei Z die Kernladungszahl ist. Der Coulomblogarithmus ist unter unseren Bedingungen ($T_{e,heiß} \approx 10 \text{ keV}$) mit $\ln \Lambda \approx 4.5$ gegeben. Dabei ist Λ das Verhältnis aus minimaler und maximaler Annäherung der stoßenden Elektronen an den Kern, wobei $b_{min} = \text{Max}[b_{min}^{gm} = \hbar/\sqrt{m_e k T_{e,heiß}}, b_{min}^{kl} = Ze^2/(kT_{e,heiß})]$ und $b_{max} = v_{e,heiß}/\omega_p$ gilt. Eine notwendige Voraussetzung für die Gültigkeit des diffusiven elektronischen Wärmetransports im Plasma ist, daß die Ausdehnung der Wärmewelle x_{Hw} größer als die freie Weglänge λ_{ei} der heißen Elektronen ist. Es ist daher erforderlich, für die in unserem Fall relevanten Laserintensitäten die Erfüllung dieser Bedingung zu überprüfen.

Abbildung 4.3 zeigt den Temperaturverlauf von Gl. 4.4 und Simulationsergebnisse aus MULTI-fs für verschiedene absorbierte Intensitäten in Aluminium. Es ist die Temperatur $T_{e,heiß}$ der hochenergetischen Elektronen in den Vorderschichten des Targets

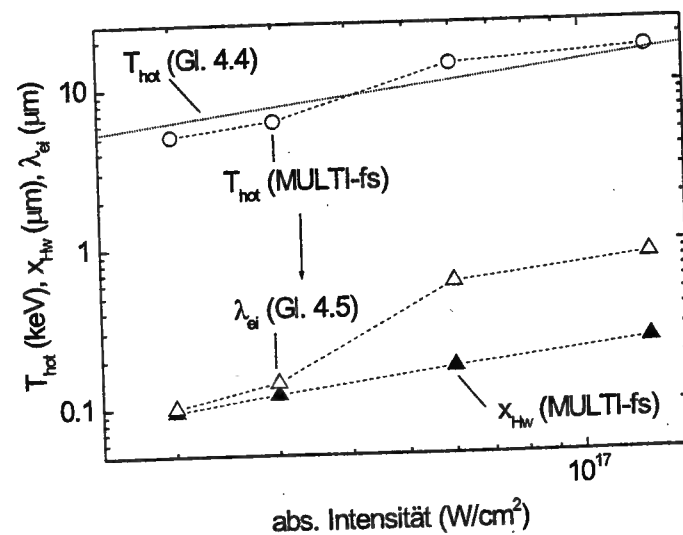


Abbildung 4.3: Vergleich der freien Weglängen von Elektronen mit der Wärmewellenausdehnung als Funktion der absorbierten Laserintensität in Aluminium. Zusätzlich ist die Temperatur der heißen Elektronen in der Absorptionsschicht dargestellt.

zum Zeitpunkt des Laserpulsmaximums und die Ausdehnung der diffusiven Wärmewelle x_{Hw} dargestellt. Unter Verwendung von Gl. 4.5 kann die freie Weglänge der Elektronen als Funktion der absorbierten Laserintensität berechnet werden. Die freie Weglänge λ_{ei} der Elektronen nimmt mit steigender Laserintensität wesentlich stärker als die Ausdehnung der diffusiven Wärmewelle x_{Hw} zu. Die hochenergetischen Elektronen thermalisieren demnach nicht mehr innerhalb einer geringen Schichttiefe. Das Wärmewellenmodell verliert damit zunehmend an Gültigkeit und ist bei hohen Intensitäten letztlich nicht mehr anwendbar, da *nicht-lokaler* Energietransport stattfindet.

- Eine kleine freie Weglänge entsprechend einer geringen Laserintensität führt zur Thermalisierung der Elektronen innerhalb einer dünnen Schicht. Es bildet sich damit eine diffusive Wärmewelle, welche in den Festkörper propagiert (lokale elektronische Wärmeleitung). Dieser Fall wird im folgenden als **diffusive** Energieeinkopplung bezeichnet.
- Höhere Laserintensitäten erzeugen dagegen hochenergetische Elektronen, welche aufgrund ihrer großen freien Weglängen sehr tief in den Festkörper eindringen und zu einem nicht-lokalen Wärmetransport führen. Dieses Regime wird als **nicht-lokale** Energieeinkopplung definiert.

Nicht-lokale Energiedeposition

Wie Abb. 4.3 zeigt, ist die Bedingung $\lambda_{ei} < x_{Hw}$ mit steigender absorbierte Intensität nicht mehr erfüllt. Die Temperatur der heißen Elektronen ist zu hoch und deren freie Weglänge damit zu groß, um eine Wärmewelle zu erzeugen. Es ist naheliegend, die Reichweite dieser Elektronen im Target als Energiedepositionstiefe x_D zu definieren. Im kalten Aluminium ist die Reichweite von 10keV-Elektronen etwa $1.3\mu m$ [80]. Wie in Abb. 4.4 jedoch zu erkennen ist, wird das Aluminium innerhalb weniger fs in den Plasmazustand übergeführt. In dieser Simulation wird die zeitliche Entwicklung des mittleren Ionisationsgrades bei schlagartiger Erhöhung der Temperatur auf 500eV bei Festkörperdichte von Aluminium ($2.7g/cm^3$) gezeigt. Der anfängliche Ionisationsgrad ist Al^{2+} . Der Großteil der ins Target eindringenden Elektronen wechselwirkt somit mit einem heißen Plasma bei Festkörperdichte. Die mittlere Reichweite der Elektronen kann im Plasma durch

$$x_D \approx \lambda_{ee}/(4\sqrt{Z}) \quad (4.8)$$

[65] abgeschätzt werden, wobei $\lambda_{ee} = \lambda_{ei}Z$ gilt (vgl. Gl. 4.5). Damit folgt für die gemessenen 9keV-Elektronen eine Energiedepositionstiefe von $x_D = 0.45\mu m$ in Kohlenstoff (Tampmaterial) und $x_D = 0.3\mu m$ in Aluminium.

Zur Behandlung der nicht-lokalen Energiedeposition im Rahmen der MULTI-fs Simulationen wurde das Target entsprechend dem Zeitverlauf des Laserpulses aufgeheizt. Aus den experimentellen Daten folgt ein konstantes tiefenunabhängiges Temperaturprofil von 450eV bis zu einer Tiefe von etwa $4000\text{\AA}$ (vgl. Abb. 3.6). Entsprechend wurde in diesem Modell als erste Näherung ein stufenförmiges Depositionsprofil gewählt, welches eine konstante Elektronentemperatur von 450eV besitzt und in einer Tiefe von $4500\text{\AA}$ auf Null abfällt.

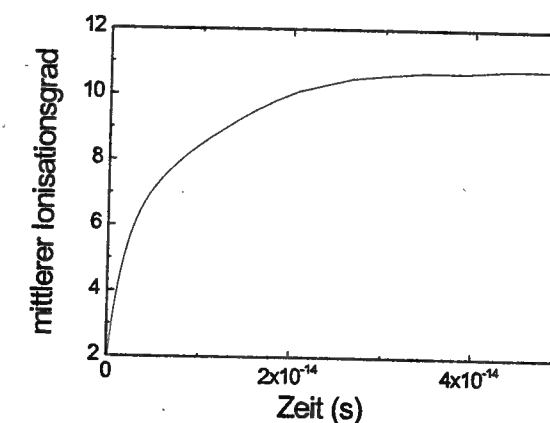


Abbildung 4.4: Zeitliche Entwicklung des mittleren Ionisationsgrads bei instantaner Temperaturerhöhung auf 500eV.

Eine einfache Energieabschätzung erlaubt im Rahmen des vorgestellten nicht-lokalen Heizmodells, die Konversion der Laserenergie in schnelle Elektronen abzuschätzen. Die innere Energie des Plasmas

$$\epsilon = \frac{3}{2}n_e k T_{e,kalt} + \frac{3}{2}n_i k T_i + I_p \quad (4.9)$$

ist durch die thermische Energie der Elektronen und der Ionen, zuzüglich der Ionisationsenergie I_p gegeben. Abbildung 4.5 zeigt den Verlauf der Zustandsgleichung für

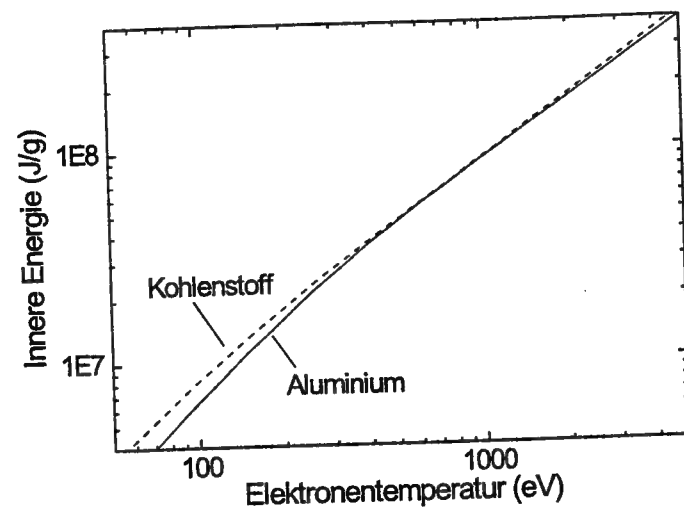


Abbildung 4.5: Verlauf der Zustandsgleichung des Plasmas für Kohlenstoff (Tampermaterial) und Aluminium, wobei die innere Energie als Funktion der Elektronentemperatur aufgetragen ist.

Aluminium und Kohlenstoff, wobei die innere Energie ϵ als Funktion der hier maßgeblichen Elektronentemperatur des Plasmas aufgetragen ist. Es folgt aus der gemessenen Elektronentemperatur von 450 eV (vgl. Kap. 5.1.1) eine innere Energie von $\epsilon \approx 42 \text{ MJ/g}$ für beide Elemente. Eine Abschätzung der im Heizvolumen deponierten Laserenergie führt zu einer mittleren inneren Energie

$$\epsilon = \frac{\kappa A E_{\text{Laser}}}{\pi r_{\text{Fokus}}^2 x_D \rho}, \quad (4.10)$$

wobei $A = 0.5$ die Laserabsorptionseffizienz (vgl. Kap. 4.1.1) und κ die Energiekonversion in hochenergetische Elektronen ist, welche ins Target eindringen. Für unsere Bedingungen ($r_{\text{Fokus}} \approx 6.5 \mu\text{m}$, $E_{\text{Laser}} = 60 \text{ mJ}$) folgt mit ϵ aus der Zustandsgleichung für Kohlenstoff ($\rho_C = 2.2 \text{ g/cm}^3$) und Aluminium ($\rho_{\text{Al}} = 2.7 \text{ g/cm}^3$) eine Konversionseffizienz κ von 15–20% der absorbierten Laserintensität in hochenergetische Elektronen.

4.1.3 Hydrodynamische Entwicklung

Plasmaexpansion und Wärmeleitung ins kalte Bulkmaterial kühlen das Plasma rasch aus. Diese Prozesse führen zu einer kurzen Lebensdauer der Plasmen und letztlich auch der emittierten Röntgenpulse. Die Dynamik der laserinduzierten Plasmen wird im folgenden anhand von Simulationsergebnissen erläutert, welche einer absorbierten Intensität von $6 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ entsprechen. Abbildung 4.6 zeigt die Temperatur- und Dichteprofile einer hydrodynamischen Simulationsrechnung als Funktion der Targettiefe ($x=0$ entspricht der kalten Targetoberfläche). In diesem Fall wurde eine diffusive Energieeinkopplung ins Target verwendet. Bereits nach etwa einer Picosekunde ist die Wärmewelle etwa 400 nm in das Target eingedrungen und heizt das Plasma im Mittel auf ca. 350 eV auf.

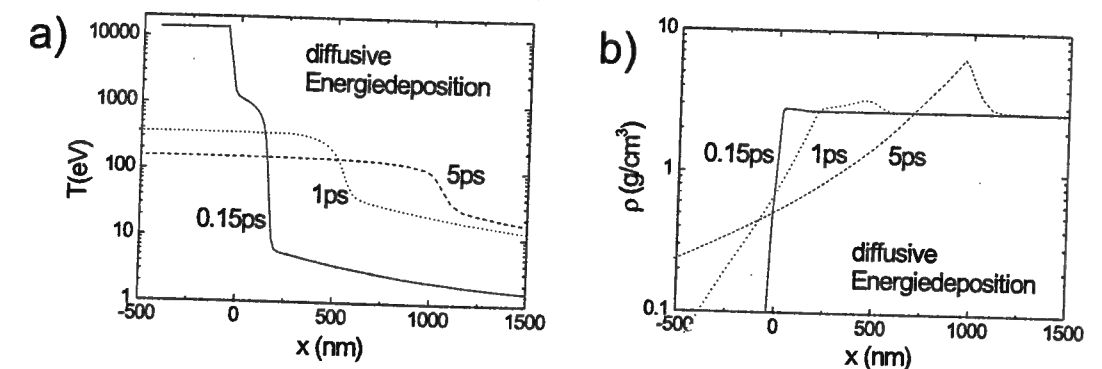


Abbildung 4.6: a) Temperatur- und b) Dichteprofile aus MULTI-fs als Funktion der Targetnormalen für verschiedene Zeitpunkte unter Annahme einer Wärmewellenheizung des Targets.

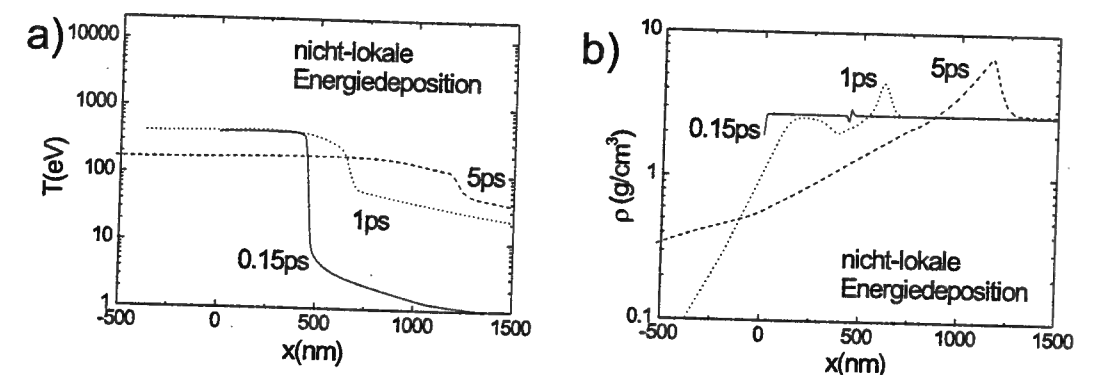


Abbildung 4.7: a) Temperatur- und b) Dichteprofile aus MULTI-fs unter Annahme einer nicht-lokalen Heizung des Targets durch heiße Elektronen.

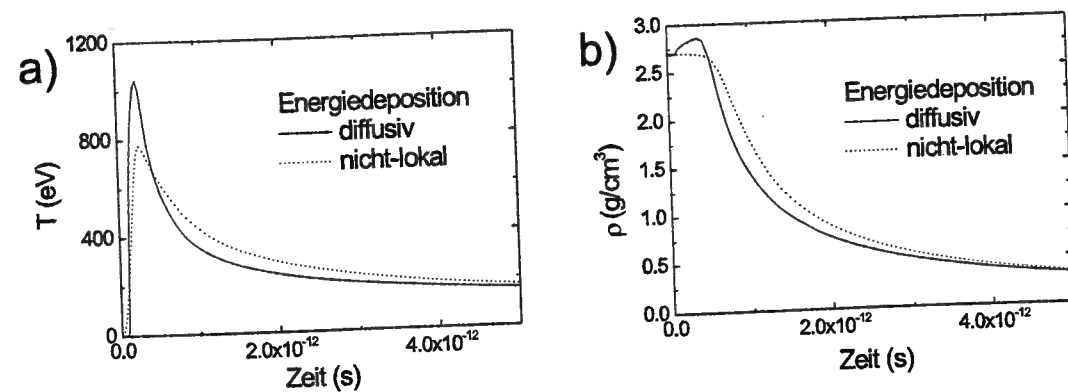


Abbildung 4.8: a) Temperatur und b) Massendichte als Funktion der Zeit für eine Schichttiefe von ca. 900 Å für diffusive und nicht-lokale Heizung des Targets.

Abbildung 4.7 zeigt vergleichbare Simulationsrechnungen bei nicht-lokaler Energiedeposition. Die Dichteprofile zeigen sowohl bei diffusiver als auch bei nicht-lokaler Energiedeposition die Propagation von Stoßwellen, welche tief in das Target eindringen, während die Vorderschichten ins Vakuum expandieren. Der Verlauf von Temperatur und Dichte ist insbesondere zu späten Zeiten in beiden Fällen vergleichbar.

Die Zeitgeschichte einer Schicht in 900 Å Tiefe ist in Abb. 4.8 für die Temperatur und die Massendichte gezeigt. Es ist jeweils das Zeitprofil für diffusive und nicht-lokale Heizung gezeigt. Die nicht-lokale Energiedeposition führt zu einer etwas langsameren Auskühlung und Verdünnung des Plasmas, was eine geringfügige Verlängerung der Röntgenemission aus dem dichten Plasmazustand zur Folge hat (vgl. Kap. 5.2.1).

4.2 Plasmaemission

4.2.1 Atomkinetische Simulation

Atomkinetische Strahlungscode erlauben Energieniveaus, Besetzungsdichten und Übergangswahrscheinlichkeiten von Atomen und Ionen als Funktion von Temperatur und Dichte zu ermitteln, um daraus die Plasmaemission zu berechnen. Es handelt sich hierbei um aufwendige Simulationsverfahren, da verschiedenste Strahlungs- und Stoßprozesse im Plasma zu berücksichtigen sind. Unter bestimmten Umständen kann jedoch auch auf vereinfachte Modelle zurückgegriffen werden.

Das Modell des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE, Local Thermal Equilibrium) ist bei hohen Dichten gültig. Hierbei dominieren Stoßprozesse, welche im Gleichgewicht mit ihren inversen Prozessen stehen. Der LTE-Zustand erlaubt, Besetzungen nach der Boltzmannverteilung, Ionisationsverhältnisse nach der Saha-Eggert-Gleichung und Geschwindigkeitsverteilungen nach der Maxwellverteilung als Funktion der lokalen Temperatur und Dichte zu berechnen.

Bei niedrigen Dichten gilt dagegen das Korona-Modell. Hier werden die Anregungs- und Ionisationsprozesse durch Stöße getrieben, während Abregung über spontanen Strahlungszfall und Rekombination durch Strahlungs- bzw. dielektrische Rekombinationsprozesse erfolgt.

Laserinduzierte Plasmabedingungen sind im allgemeinen nicht im Rahmen einer vereinfachten Modellrechnung beschreibbar, sondern erfordern eine konsequente Berücksichtigung aller beteiligter Prozesse. Dieser Nichtgleichgewichtszustand des Plasmas wird als NLTE (Non-Local Thermal Equilibrium) bezeichnet.

Zudem erfordert die Nichtstationarität der Laserplasmen die Berücksichtigung der Plasmadynamik in hydrodynamischen Simulationsrechnungen. Da es sich in unserem Fall um stoßdomierte dichte Plasmen handelt und Strahlungsprozesse in der Energiebilanz nur eine untergeordnete Rolle spielen, ist es möglich, die Atomkinetik von der Hydrodynamik des Plasmas zu entkoppeln. In einem ersten Schritt wird mit MULTI-fs die zeitliche Entwicklung von Temperatur und Dichte simuliert, während die Atomkinetik durch *Postprocessing* dieser Daten in einem zweiten Schritt berechnet wird.

Die Spektralanalyse der zeitintegrierten Röntgenemission basiert im wesentlichen auf dem Vergleich mit Simulationsspektren, welche mit dem CRAK-Code (Collisional Radiative Atomic Kinetics) durchgeführt wurden. Dieses Simulationsprogramm wurde von R.C. Mancini und P. Hakel vom Department of Physics der University of Nevada entwickelt [81] und zur Simulation der in Kap. 3.1 gezeigten K-Schalenspektren eingesetzt. Abbildung 4.9 zeigt die Strahlungs- und Stoßprozesse, welche in CRAK berücksichtigt werden. Es sind die Ionisationsstufen von Aluminium 3+ bis zum vollionisierten Aluminium 13+ eingeschlossen. Die Besetzung der verschiedenen Übergangsniveaus wird

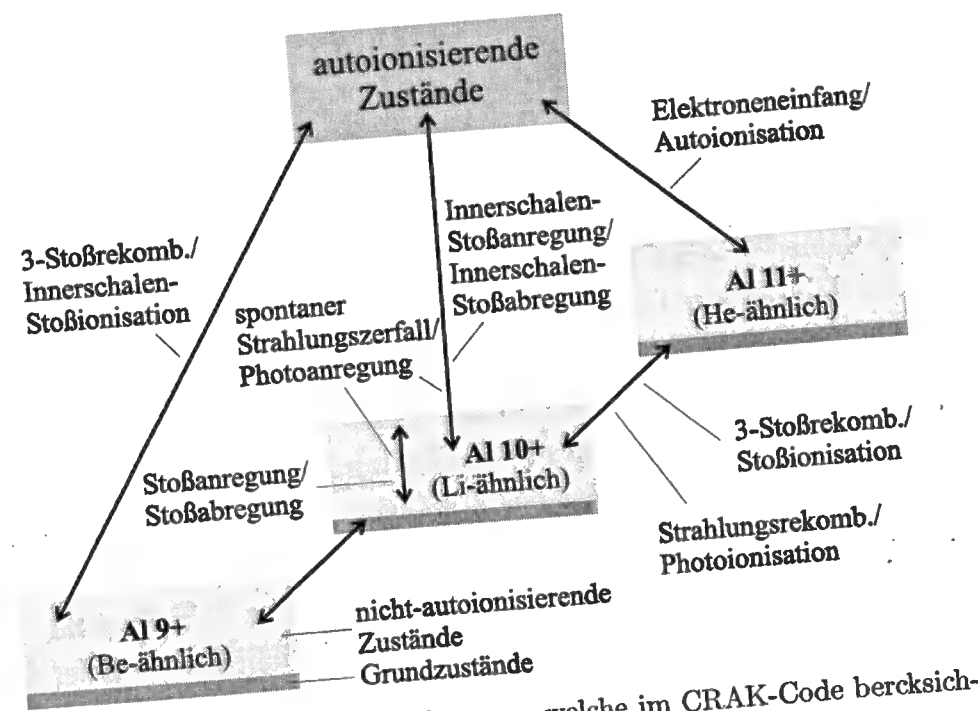


Abbildung 4.9: Atomkinetische Prozesse, welche im CRAK-Code berücksichtigt werden.

mit Hilfe von Ratengleichungen berechnet. Diese können stationär gelöst werden (konstante Energiedichte bzw. Steady State) oder in einer zeitaufgelösten Form behandelt werden. Mit dem MERL-Code [82,83] wurden die Stark-verbreiterten Linienprofile berechnet.

In CRAK sind heliumähnliche Satellitenbeiträge der Ly_{α} -Linie und lithiumähnliche Satelliten der He_{β} -Linie eingeschlossen. Energielevel, Übergangsraten und Wirkungsquerschnitte können mit einer Reihe zusätzlicher Codes (CATS, ACE, GIPPER) [84-86] berechnet werden, welche am Los Alamos Laboratory entwickelt wurden. Zusätzlich wurde der atomkinetische FLY-Code [87-89] eingesetzt. Dieses Simulationsprogramm ist kommerziell erhältlich und wurde insbesondere zur Simulation der zeitaufgelösten Messungen der He_{α} - und Ly_{α} -Linie in Kap. 5.2 verwendet. FLY löst ähnlich wie CRAK die Ratengleichung für die Populationen und berechnet anschließend die Spektren. Allerdings ist in diesem Code nur eine geringere Auswahl an Satellitenbeiträgen enthalten, welche zudem keine Starkverbreiterung einschließen. Auch die Linienverschiebung wird nicht berücksichtigt. FLY ist daher für die detaillierte Spektralanalyse insbesondere der dichten Plasmaemissionen nur in einem eingeschränkten Umfang verwendbar.

Ein Beispiel für eine atomkinetische Simulationsrechnung ist in Abb. 4.10 dargestellt. Es ist die Ionisationsbilanz im Plasma als Funktion der Elektronentemperatur gezeigt, wobei die Ionisationsstufen $9^{+} - 13^{+}$ von Aluminium unter stationären Bedingungen dargestellt sind. Mit zunehmender Temperatur steigt der Anteil hoher Ionisationsstu-

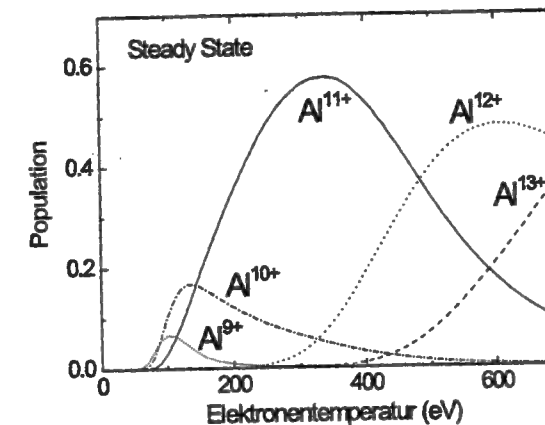


Abbildung 4.10: Steady State Berechnung der Ionisationsverteilung von Aluminium als Funktion der Elektronentemperatur bei Festkörperdichte. Die Rechnung wurde mit dem FLY-Code durchgeführt.

fen bis zum vollionisierten Aluminium. Das Diagramm zeigt, daß für die experimentell bestimmte Elektronentemperatur von etwa 450 eV (vgl. Kap. 5.1.1) helium- und wasserstoffähnliches Aluminium dominiert. Die mit dem CRAK-Code simulierte zeitauf-

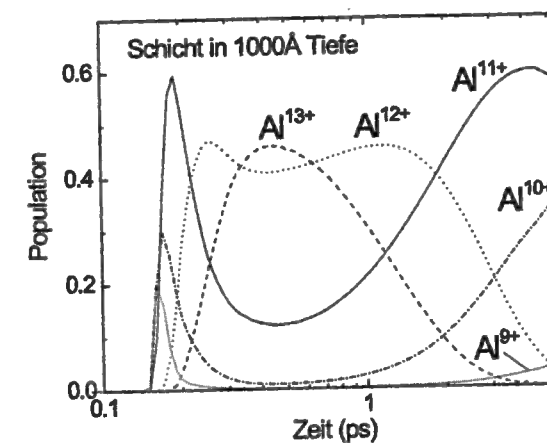


Abbildung 4.11: Ionisationsdynamik (Ionisation und Rekombination) von Aluminium aus MULTI-fs und CRAK. Betrachtet wird eine Schicht in 1000 Å Tiefe.

gelöste Ionisationsdynamik ist in Abb. 4.11 für eine Schicht in 1000 Å Tiefe dargestellt. Hierbei wurde die mit MULTI-fs ($I_{abs} \approx 6 \cdot 10^{16} W cm^{-2}$) berechnete Dichte- und Temperaturdynamik bei diffusiver Energiedeposition zugrundegelegt (vgl. Abb. 4.8). Um strahlungsinduzierte atomkinetische Prozesse im Plasma zu berücksichtigen, muß der Strahlungstransport in die Simulation eingeschlossen werden. Näherungsweise läßt

sich dies durch die Einführung von Escape-Faktoren [90] behandeln. Im CRAK-Code werden hierfür die Stark-verbreiterten Linienprofile im dichten Plasma berücksichtigt. Dagegen verwendet der Fly-Code Escape-Faktoren für Doppler-verbreiterte Profile, was dessen Anwendbarkeit in dichten Plasmen zusätzlich einschränkt. Zudem spielen Opazitätseffekte im Strahlungstransport der beobachteten Röntgenlinien durch das inhomogene Plasma eine wichtige Rolle, wie in Kap. 5.1.2 gezeigt wird. Die hierbei auftretende Selbstabsorption kann im Code durch Lösung der Strahlungstransportgleichung berücksichtigt werden.

4.2.2 Starkverbreiterung

Die spektrale Breite der Röntgenlinien aus dichtem Plasma wird vom Starkeffekt dominiert und liegt bei den hier betrachteten Plasmadichten nahe der Festkörperdichte ($n_e \approx 8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) für Ly_α und He_α bei etwa $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 5 \text{ eV}$ und für He_β und Ly_β bei etwa 30 eV (siehe Abb. 3.12). Ein Vergleich mit den entsprechenden Beiträgen der natürlichen Linienbreite und der Dopplerverbreiterung soll dies hier illustrieren. Die natürliche spektrale Linienbreite folgt aus der endlichen Lebensdauer eines angeregten Zustandes. Nur ein unendlich langer Wellenzug ist ideal monochromatisch und entspricht einer spektralen Deltafunktion. Mit $\tau_{nat} = 1/(2\pi\Delta\nu)$ und $\Delta\nu = e^2\nu_0^2/(3\epsilon_0 c^3 m_e)$ [91] folgt für eine Röntgenlinie im keV-Bereich ($E_0 \approx 1.5 \text{ keV}$) eine Lebensdauer von etwa 30fs und damit eine Linienbreite von ca. 0.02eV.

Die Dopplerverbreiterung folgt aus der thermischen Bewegung der strahlenden Ionen und ist durch $\Delta\nu_d = \nu_0 \sqrt{8 \ln 2 kT / (m_i c^2)}$ [91] gegeben. Für die entsprechende Röntgenlinie ($E_0 \approx 1.5 \text{ keV}$) und eine Ionentemperatur von 200eV ($T_i \approx T_e/2$) resultiert damit eine Linienbreite von 0.3eV.

Die Starkverbreiterung im dichten Plasma resultiert aus den Mikrofeldern der Elektronen und Ionen und ist durch die spektrale Linienform

$$I(\omega) = \int_0^\infty P(\epsilon) J(\omega, \epsilon) d\epsilon \quad (4.11)$$

bestimmt, wobei ω die Röntgensignalfrequenz und ϵ das elektrische Mikrofeld im Plasma ist. In $J(\omega, \epsilon)$ ist die dynamische elektronendominierte Verbreiterung enthalten, welche im Rahmen einer quantenmechanischen Störungstheorie berechnet werden kann [83]. $P(\epsilon)$ ist die statisch genäherte Mikrofeldverteilung der Ionen.

In einem einfachen dynamischen Bild wird die Lebensdauer der strahlenden Übergänge durch Stöße mit Elektronen reduziert, was zu einer Linienverbreiterung führt. Die Zeitskala der Wechselwirkung muß kürzer als die atomare Lebensdauer des angeregten Zustands sein (ca. 30fs, vgl. oben). Die Korrelationszeit von Elektronen im Plasma ist durch die Plasmafrequenz mit $\tau_{el} \approx \omega_p^{-1}$ entsprechend etwa 0.1fs für ein Aluminiumplasma bei Festkörperdichte gegeben. Die Elektronendynamik ist also schnell genug,

um durch Stöße die Wellenfunktion des strahlenden Übergangs zu verändern. Die Ionendynamik ist aufgrund von $\tau_i \approx \tau_e \sqrt{m_i/m_e}$ dagegen wesentlich langsamer und kann als quasistatischer Starkeffekt betrachtet werden. Der Ionenbeitrag führt zu einer Mikrofeldverteilung, welche eine Linienaufspaltung verursacht. Diese Feldverteilung kann mit dem APEX-Modell [92, 93] berechnet werden.

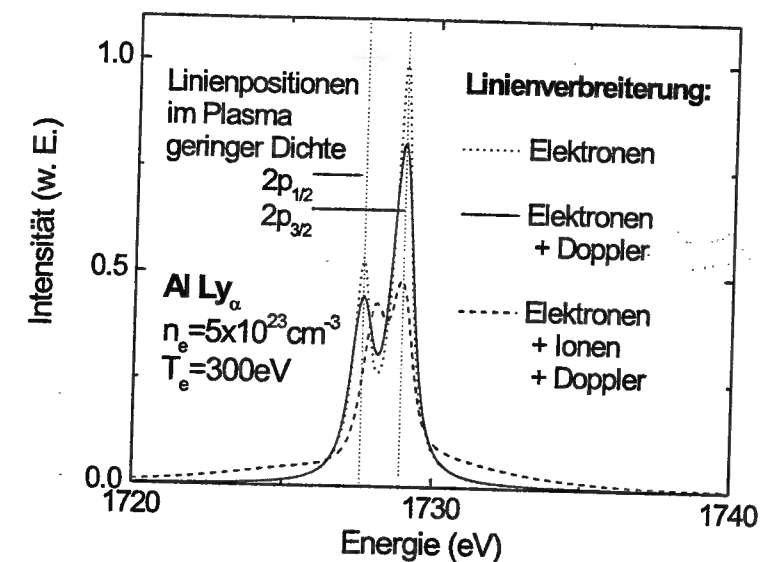


Abbildung 4.12: Simulationsspektren der Aluminium Ly_α -Linie unter Berücksichtigung verschiedener Linienverbreiterungen.

In Abbildung 4.12 ist am Beispiel der Ly_α -Linienstruktur der Effekt verschiedener Verbreiterungsmechanismen gezeigt. Die vertikal eingezeichneten Linien markieren die Lage der ungestörten Linien. Es ist die Starkverbreiterung durch Elektronen und Ionen dargestellt. Der dominierende Verbreiterungsmechanismus ist im Fall der Ly_α -Linie die dynamische Elektronenverbreiterung. Zudem ist zu erkennen, daß die Dopplerverbreiterung gegenüber der Starkverbreiterung vernachlässigt werden kann. Der statische Ionenbeitrag führt zu einer Aufspaltung und Verschiebung der Energieniveaus. Abbildung 4.13 zeigt die Linienaufspaltung in Abhängigkeit des elektrischen Feldes. Die Liniennotation ist in dieser Abbildung nur für den feldfreien ungestörten Fall korrekt, da das störende elektrische Feld zu einer Mischung der ungestörten Wellenfunktionen führt. Die durch das Feld aufgespaltenen Feinstrukturkomponenten sind letztlich als Linearkombination der ungestörten Komponenten darstellbar.

Der statische Starkeffekt des Ionenbeitrags ist deutlich am Beispiel des He_β -Linienprofils in Abb. 4.14 zu erkennen. Der Elektronenbeitrag ist für $T_e = 300 \text{ eV}$ und $n_e = 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ aufgetragen und der Effekt einer zusätzlichen ioneninduzierten

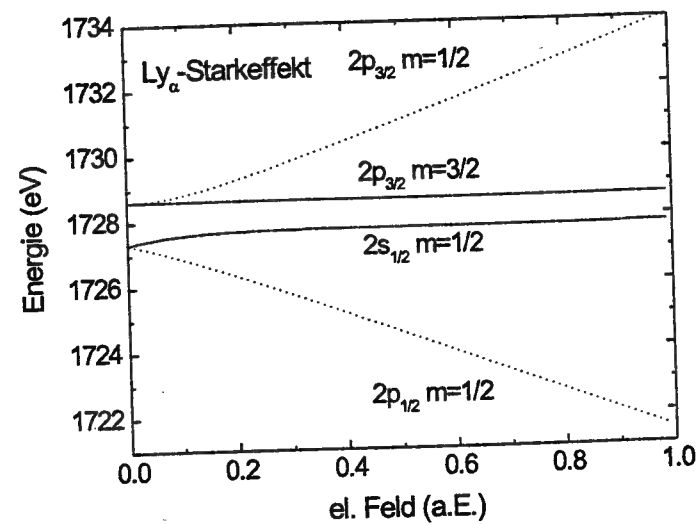


Abbildung 4.13: Aufspaltung der Feinstruktur der Aluminium Ly α -Linie in Abhängigkeit des elektrischen Feldes. m ist die magnetische Quantenzahl.

Linienaufspaltung ist für unterschiedliche Ionentemperaturen eingezeichnet. In Abbildung 4.15 sind die berechneten Ionenfeldverteilungen, welche zu der in Abb. 4.14 gezeigten Aufspaltung führen, dargestellt. $P(\epsilon)$ mit $\epsilon = E/E_0$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß das störende Ionenfeld den Wert ϵ annimmt. Die Feldeinheit ist durch $E_0 = e/(4\pi\epsilon_0 R_{0e}^2)$ gegeben, wobei $R_{0e} = (3/(4\pi n_e))^{1/3}$ der Radius einer Kugel ist, wel-

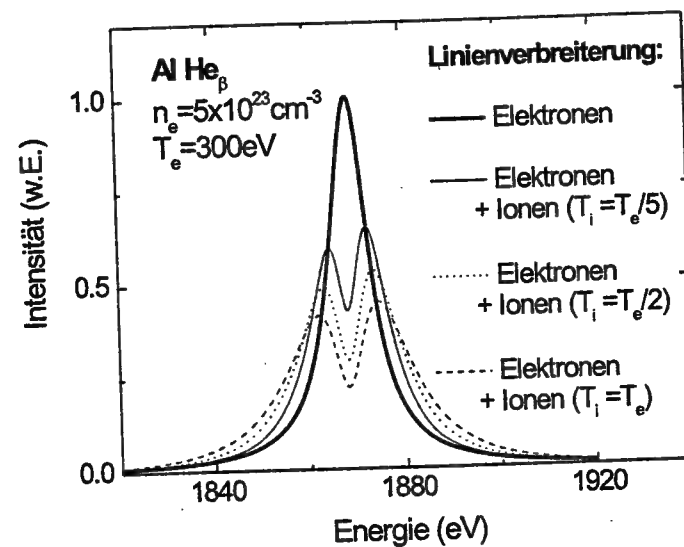


Abbildung 4.14: Linienverbreiterungen und -aufspaltungen der Aluminium He β -Linie mit zunehmender Ionentemperatur.

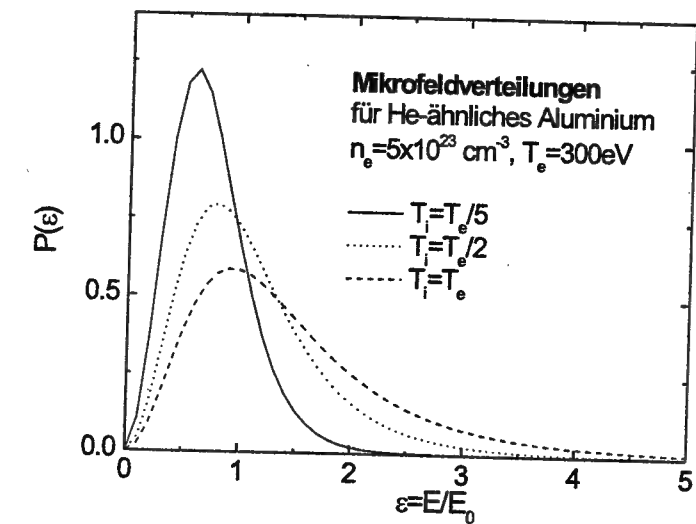


Abbildung 4.15: Verschiedene Ionenfeldverteilungen bei zunehmender Ionentemperatur. $E_0 = 0.46 a \cdot E = 2.4 \cdot 10^9 \text{ V/cm}$ für $n_e = 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$.

che dem mittleren Raumvolumen eines Elektrons im Plasma entspricht. In atomaren Einheiten ($e/a^2 = 5.14 \cdot 10^9 \text{ V/cm}$ mit $a = 0.53 \text{ \AA}$ als Bohrradius) folgt in unserem Fall ($n_e = 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) $E_0 = 0.46 \text{ a.u.}$ Die Aufspaltung des berechneten Linienprofils nimmt mit der Breite von $P(\epsilon)$ entsprechend einer höheren Ionentemperatur zu.

Zusätzlich zu den Resonanzlinien enthalten die gemessenen Spektren intensive Satellitenstrukturen. Deren Simulation erweist sich als extrem aufwendig, da in diesem

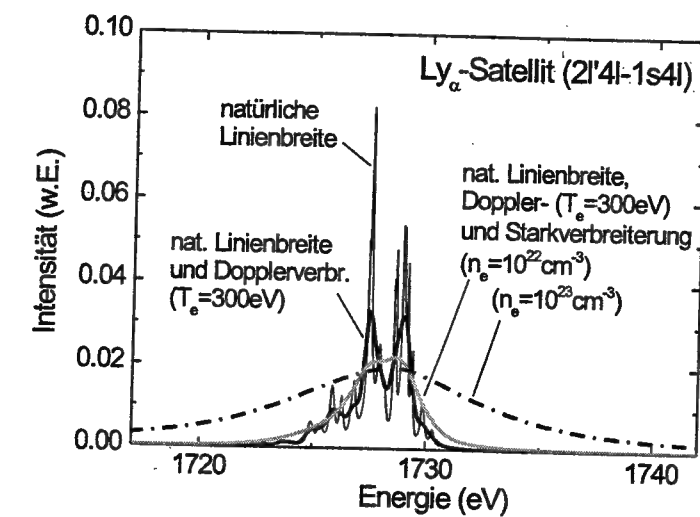


Abbildung 4.16: Simulationsspektren einer heliumähnlichen Aluminium Ly α -Satellitenstruktur unter Berücksichtigung verschiedener Linienverbreiterungen.

Fall (doppelt angeregter Zustand) eine sehr hohe Anzahl von beitragenden Linienkomponenten berücksichtigt werden muß. Abbildung 4.16 zeigt das mit CRAK simulierte spektrale Profil eines heliumähnlichen Satelliten ($2l'4l-1s4l$) der Ly_α -Linie bei einer Elektronentemperatur von 300 eV. Die Vielzahl verschiedener Einzelpeaks resultiert in diesem Fall aus der Berücksichtigung von 199 Übergängen. Der Vergleich der verschiedenen Verbreiterungsbeiträge zeigt erneut, daß sowohl die natürliche Linienbreite als auch die Dopplerverbreiterung im dichten Plasma gegenüber der Starkverbreiterung vernachlässigbar sind. Letztlich führt die Starkverbreiterung bei hohen Dichten zu einer Ausschmierung der Linienstrukturen und erzeugt ein einzelnes stark verbreitertes Linienprofil.

4.2.3 Plasmapolarisationsverschiebung

Das Modell eines isolierten Atoms im selbstkonsistenten elektrischen Feld liefert ein effektives Atompotential, welches die Berechnung der Energieniveaushiftung ermöglicht. Da die Dichte der freien Plasmaelektronen zum Ionenkern hin ansteigt [94], spricht man von einer Polarisation des Plasmas. Die damit resultierende Abschirmung des Kerns führt zu einer Reduzierung der Bindungsenergie gebundener Elektronen. Die Verschiebung der Energieniveaus nimmt mit steigender Hauptquantenzahl zu. Dies führt zu einer Verringerung der Übergangsenergie und damit zu einer zunehmenden Rotverschiebung der Röntgenlinie mit steigender Hauptquantenzahl des angeregten Zustands.

Die Linienverschiebung kann auch mit Hilfe einer quantenmechanischen Stoßtheorie von Nguyen [94] berechnet werden. In dieser Theorie wird die vollständige dynamische Wechselwirkung zwischen gebundenen und freien Elektronen berücksichtigt. Als Näherungsformel folgt der Zusammenhang

$$\Delta E \propto \frac{n_e}{Z^2 T^{0.4}}. \quad (4.12)$$

Die Temperaturabhängigkeit wurde hierbei durch Vergleich mit den in [94] tabellierten Werten gewonnen. Die Abschirmung steigt mit wachsender Elektronendichte und sinkender Elektronentemperatur. Bei hoher Dichte ist die Anzahl der freien Elektronen innerhalb des Atomvolumens größer und mit sinkender Temperatur steigt ihre mittlere Aufenthaltsdauer am Kern. In Abb. 4.17 ist die theoretische Linienverschiebung von Al- Ly_α als Funktion der Elektronentemperatur für verschiedene Dichten dargestellt. In unserem Fall ($T_e \approx 450 \text{ eV}$, $n_e \approx 6 - 8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) folgt eine Polarisationsverschiebung der Ly_α -Linie von 2-3 eV. Dies stimmt mit der experimentell bestimmten Linienverschiebung sehr gut überein (vgl. Kap. 5.1.1).

Da die Linienverschiebung nach Nguyen auf Resonanzlinien beschränkt ist, wurde auf

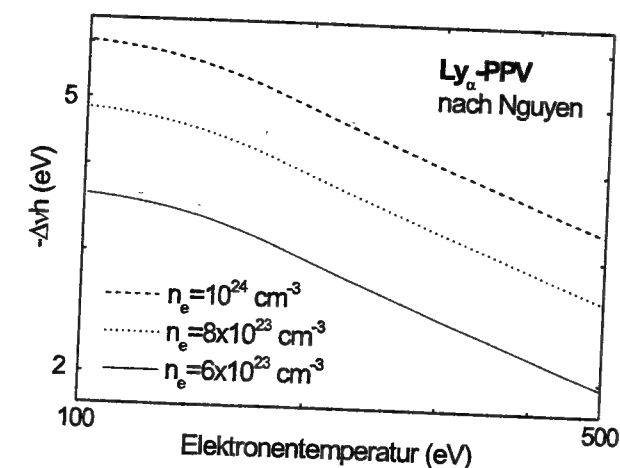


Abbildung 4.17: Nach Nguyen berechnete Plasmapolarisationsverschiebungen (PPV) der Aluminium Ly_α -Linie als Funktion der Temperatur für verschiedene Elektronendichten.

eine kürzlich von G. Junkel-Vives und C.F. Hooper, Jr. entwickelte Theorie zurückgegriffen [95]. Diese Theorie erlaubt es, im Rahmen einer erweiterten quantenmechanischen Stoßtheorie das komplette Stark-verbreiterte Linienprofil unter Einfluß der Polarisationsverschiebung zu berechnen. Zudem können neben Resonanzlinien auch Satellitenbeiträge behandelt werden. G. Junkel-Vives (Los Alamos National Laboratory) hat für unsere Dichteparameter die Linienverschiebungen der Ly_α -Linie und der heli-

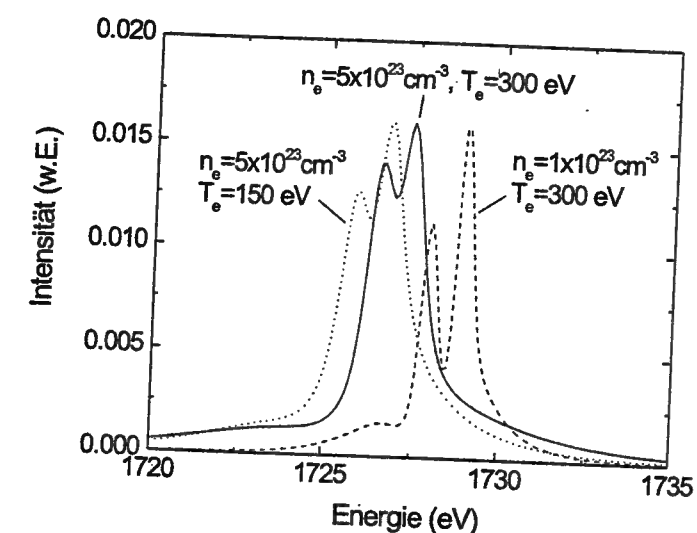


Abbildung 4.18: Spektrale Profile der Aluminium Ly_α -Linie als Resultat atomkinetischer Simulationsrechnungen für verschiedene Plasmamparameter.

umähnlichen Satelliten, sowie der He_β -Linie inklusive der lithiumähnlichen Satelliten berechnet. Diese Daten wurden als Eingabeparameter im CRAK-Code verwendet. Am Beispiel der Ly_α -Linie ist in Abb. 4.18 die Plasmapolarisationsverschiebung für verschiedene Plasmaparameter zu erkennen. Die durchgezogene Linie wurde für eine Elektronendichte von $5 \cdot 10^{23} \text{cm}^{-3}$ und eine Elektronentemperatur von 300eV berechnet. Die Reduzierung der Dichte auf $1 \cdot 10^{23} \text{cm}^{-3}$ führt zu einer Verringerung der Rotverschiebung und einer deutlichen Reduzierung der Linienbreite. Dagegen hat eine Verringerung der Elektronentemperatur auf 150eV eine größere Rotverschiebung entsprechend Gleichung 4.12 zur Folge, wobei sich die Linienform kaum verändert.

Kapitel 5

Diskussion

5.1 Zeitintegrierte Spektren

5.1.1 Spektren aus geschichteten Targets

Die folgende Diskussion befaßt sich mit der Analyse und Interpretation der in Kap. 3.1.3 zusammengefaßten zeitintegrierten Emissionsspektren dünner Aluminiumschichten in verschiedenen Schichttiefen. Die Analyse ist auf p-polarisierte Laserpulse beschränkt. Derzeit wird an Simulationen zur Berechnung der Röntgenemission für den Fall s-polarisierter Laserpulse gearbeitet.

Zur Simulation der Plasmadynamik wurde der Zeitverlauf von Dichte und Temperatur der in Kohlenstoff vergrabenen dünnen Aluminiumschichten mit MULTI-fs berechnet (vgl. Kap. 4.1.3). Es wurde hierbei eine absorbierte Intensität von $6 \cdot 10^{16} \text{W/cm}^2$ angenommen. Durch die Verwendung von $250 \text{\AA}$ dünnen Probeschichten aus Aluminium lassen sich räumliche Gradienten im Plasma minimieren, so daß die Aluminiumschicht in guter Näherung als homogen betrachtet werden kann. MULTI-fs Simulationsrechnungen zeigen bei diffusiver als auch bei nicht-lokaler Energiedeposition eine Temperaturänderung von etwa 1% innerhalb dieser Schichten. Die Dichtevariation ist insbesondere in größeren Tiefen mit ca. 10% ebenfalls relativ gering. Mit dem CRAK-Code wurde die Atomkinetik unter Berücksichtigung des Strahlungstransports berechnet (vgl. Kap. 4.2.1), wobei massengemittelte Plasmaparameter verwendet wurden. Opazitätseffekte sind in der Rechnung berücksichtigt. Aufgrund der geringen Dicke der Emissionsschichten beeinflussen sie das Ergebnis jedoch nur geringfügig. Zum Vergleich mit dem gemessenen zeitintegrierten Spektrum wurde die berechnete zeitaufgelöste Emission anschließend zeitlich integriert.

Abbildung 5.1 zeigt den Vergleich von experimentellen Spektren mit Simulationsergebnissen unter Verwendung der nicht-lokalen Energiedeposition (vgl. Kap. 4.1.2). Die Spektren sind in absoluten Intensitäten aufgetragen, wobei die Signalstärke der Simu-

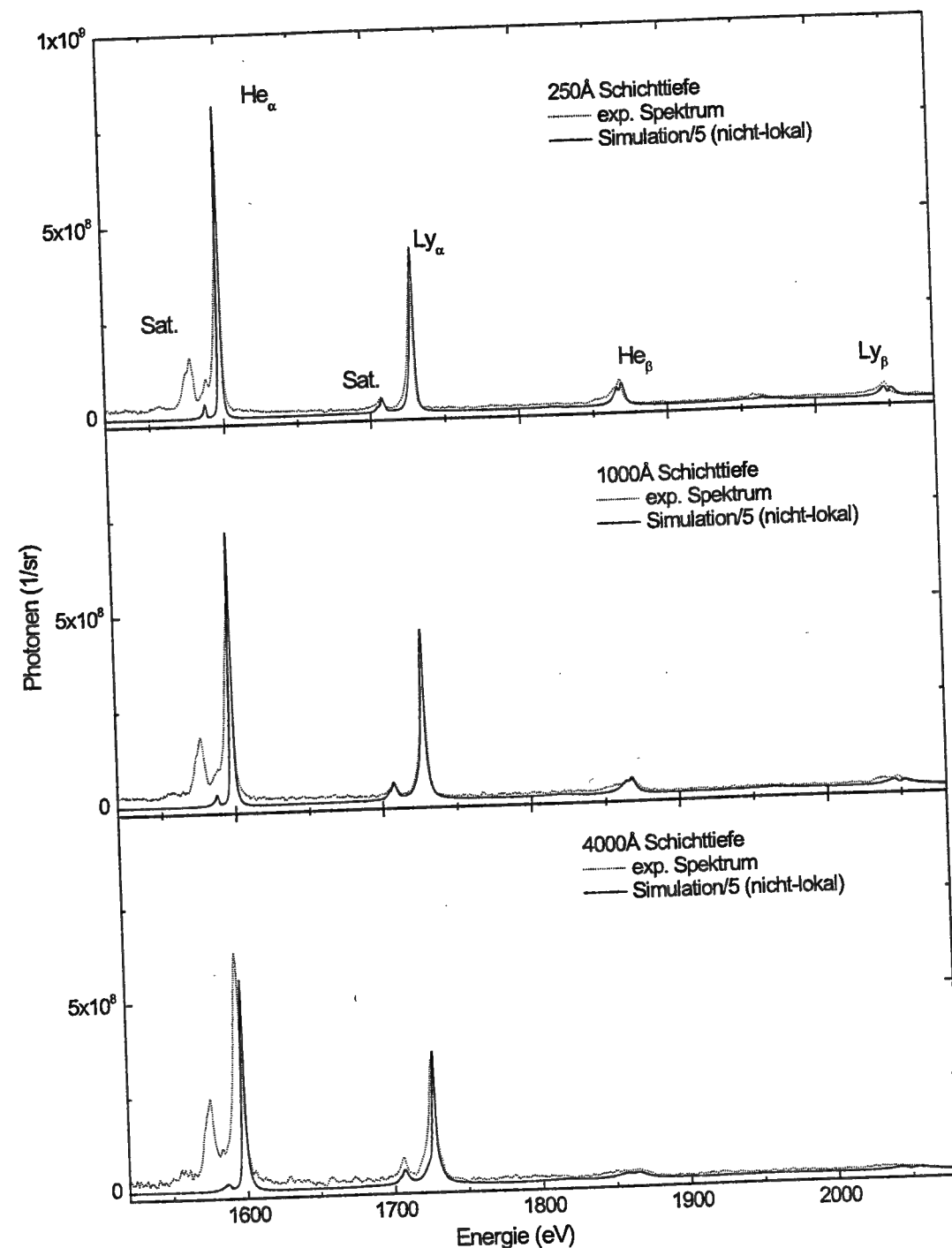


Abbildung 5.1: Vergleich von Simulationen bei nicht-lokaler Energiedeposition mit experimentellen Aluminiumspektren. Die Emissionstiefe bzw. die Tamperschichtdicke beträgt 250 Å, 1000 Å und 4000 Å. Die Signalstärke der Simulation wurde zur Anpassung an das Meßspektrum um den Faktor 5 reduziert.

lationsresultate auf einer homogen emittierenden Fläche von $6\mu\text{m}$ Radius basiert und etwa um einen Faktor 5 intensiver als die experimentelle Emission ist. Diese Abweichung kann auf Unsicherheiten in der absoluten Kalibrierung des Kristallspektrometers (vgl. Anhang A) zurückgeführt werden. Insgesamt zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Linienverhältnissen. Die Simulationen beinhalten heliumähnliche Satelliten in der Ly_α -Linie und lithiumähnliche Satellitenbeiträge in der He_β -Linie. Auch die Polarisationsverschiebung wurde für diese beiden Linienstrukturen in der Simulation berücksichtigt. Die Simulation der He_α - und Ly_β -Linie schließt allerdings weder Satellitenbeiträge noch die Polarisationsverschiebung ein, was Abweichungen dieser berechneten Linienprofile vom experimentellen Spektrum erklärt.

Linienstärken

Abbildung 5.2 zeigt für drei verschiedene Schichttiefen einer 250 Å dicken Aluminiumschicht das simulierte Emissionsspektrum von der He_β - bis zur Ly_β -Linie. Es werden

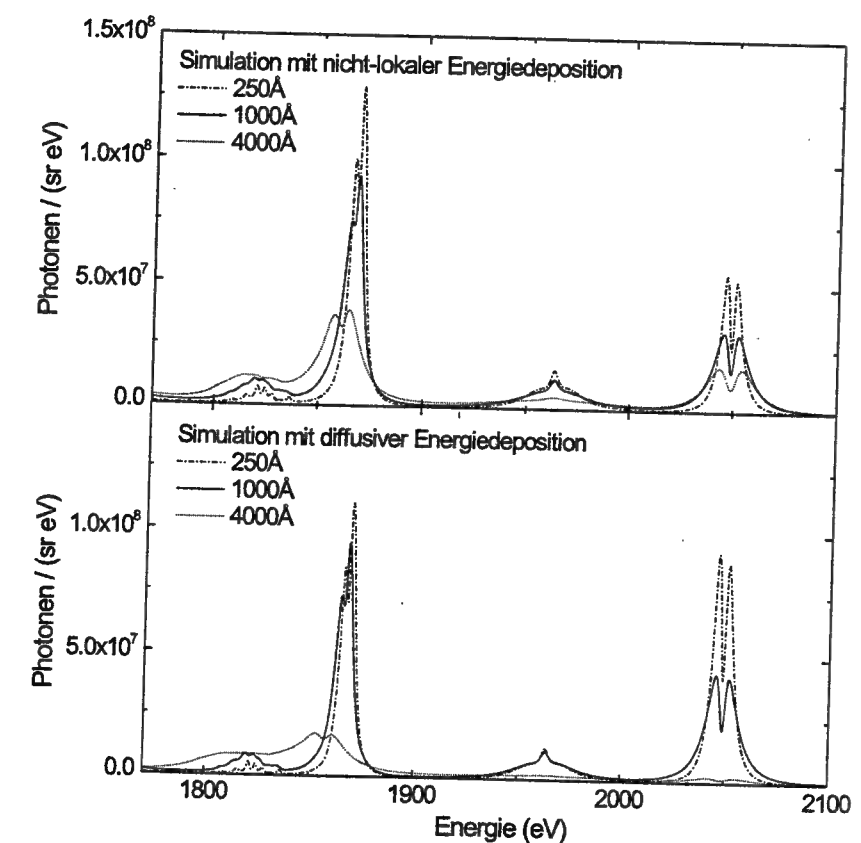


Abbildung 5.2: Vergleich von Simulationsresultaten bei nicht-lokaler und diffusiver Energiedeposition. Es ist das Röntgenspektrum von der He_β - bis zur Ly_β -Linie für die Schichttiefen 250 Å, 1000 Å und 4000 Å dargestellt.

Simulationsergebnisse bei diffusiver und nicht-lokaler Energiedeposition verglichen. In Abb. 5.3 sind die spektral integrierten Linienstärken als Funktion der Schichttiefe für beide Fälle aufgetragen. Im nicht-lokalen Heizmodell sind die Linienintensitäten annähernd unabhängig von der Schichttiefe, während bei diffusiver Energiedeposition ein starker Abfall der Emission mit zunehmender Schichttiefe erkennbar ist. Ein Vergleich der Linienstärken als Funktion der Emissionstiefe in Experiment (vgl. Abb. 3.9) und Simulation zeigt eine gute Übereinstimmung des nicht-lokalen Heizmodells für p-polarisierte Laserpulse. Dagegen zeigt sich im Fall s-polarisierter Pulse aufgrund der geringeren absorbierten Laserintensität qualitativ eine bessere Übereinstimmung mit dem diffusiven Modell.

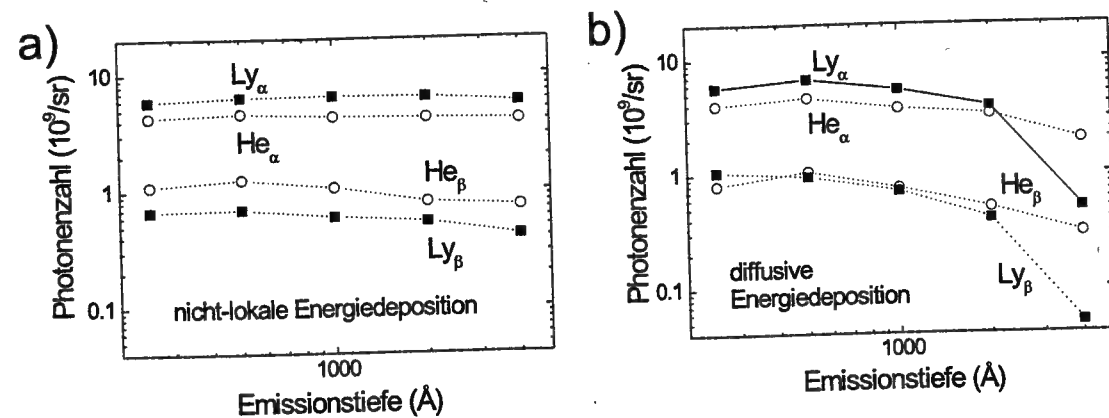


Abbildung 5.3: Berechnete Linienstärken als Funktion der Emissionstiefe für a) nicht-lokale und b) diffusive Energiedeposition. Die Simulation ist mit den experimentellen Ergebnissen in Abb. 3.9 zu vergleichen.

Das Verhältnis optisch dünner Linienintensitäten kann als Temperaturmaß verwendet werden. In Abb. 5.4 ist das gemessene Linienverhältnis Ly_β/He_β über die Targetkoordinate für p-polarisierte Laserpulse aufgetragen. Hieraus kann auf ein nahezu konstantes Temperaturprofil des Plasmas bis in tiefe Targetschichten ($> 4000\text{Å}$) geschlossen werden. Es ist deutlich zu erkennen, daß in diesem Bereich nur geringfügige Temperaturgradienten entlang der Targetnormalen auftreten. Der Vergleich mit Fly-Simulationen unter Annahme der Gültigkeit von LTE (vgl. Abb. 5.5) erlaubt aus diesem Verhältnis die Temperatur zu bestimmen. Insbesondere in tiefen Targetbereichen ist die Annahme von LTE aufgrund des hier stoßdominierten Plasmas gerechtfertigt. Ein Ly_β/He_β -Verhältnis von 0.4 entspricht in dieser Analyse einer mittleren effektiven Elektronentemperatur von 450eV. Dieser Wert stimmt näherungsweise mit der Temperatur überein, welche zum Zeitpunkt des Emissionsmaximums (0.5-1ps) der Linien in der zeitaufgelösten MULTI-fs Simulation berechnet wurde (vgl. Abb. 4.8). Die relativ gute

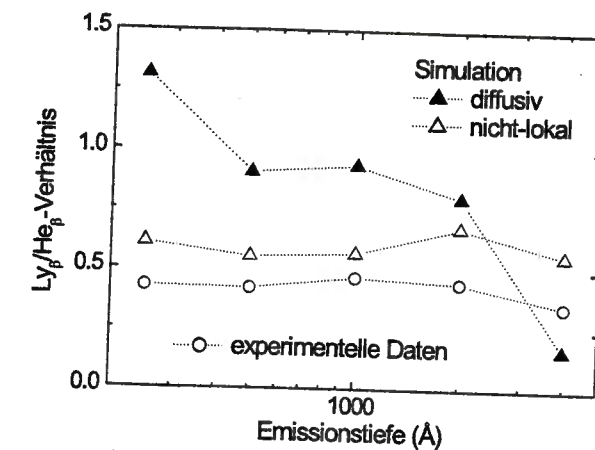


Abbildung 5.4: Linienverhältnis der Aluminium Ly_β - und He_β -Linie. Es sind Simulationen für diffusive und nicht-lokale Energiedeposition mit den experimentellen Daten verglichen.

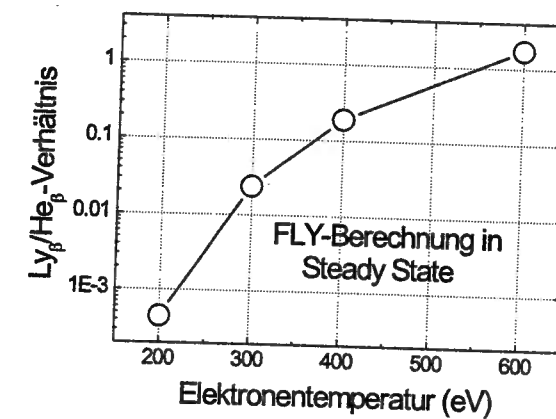


Abbildung 5.5: Intensitätsverhältnis von Ly_β zu He_β als Funktion der Elektronentemperatur unter der Annahme von LTE. Die Rechnung wurde mit dem FLY-Code durchgeführt.

Übereinstimmung zwischen LTE und nichtstationärer Rechnung ist auf die Stoßdominanz des vorliegenden Plasmas zurückzuführen.

In Abbildung 5.4 ist zum Vergleich auch das entsprechende Linienverhältnis aus den Simulationsrechnungen dargestellt. Bei diffusiver Energieeinkopplung bildet sich ein Temperaturprofil, welches mit zunehmender Schichttiefe stark abfällt. Die nicht-lokale Energiedeposition durch energiereiche Elektronen führt dagegen in Übereinstimmung mit dem Experiment zu einem annähernd konstanten Temperaturprofil, welches für die verwendete absorbierte Intensität von $6 \cdot 10^{16} \text{W/cm}^2$ eine Temperatur von ca. 500eV liefert.

Linienprofile

Die in diesem Abschnitt dargestellten Simulationen wurden mit nicht-lokaler Energiedeposition berechnet. Die spektrale Linienform und -verschiebung ist bei diffusiver Energiedeposition nahezu identisch. Dies lassen auch MULTI-fs Simulationsrechnun-

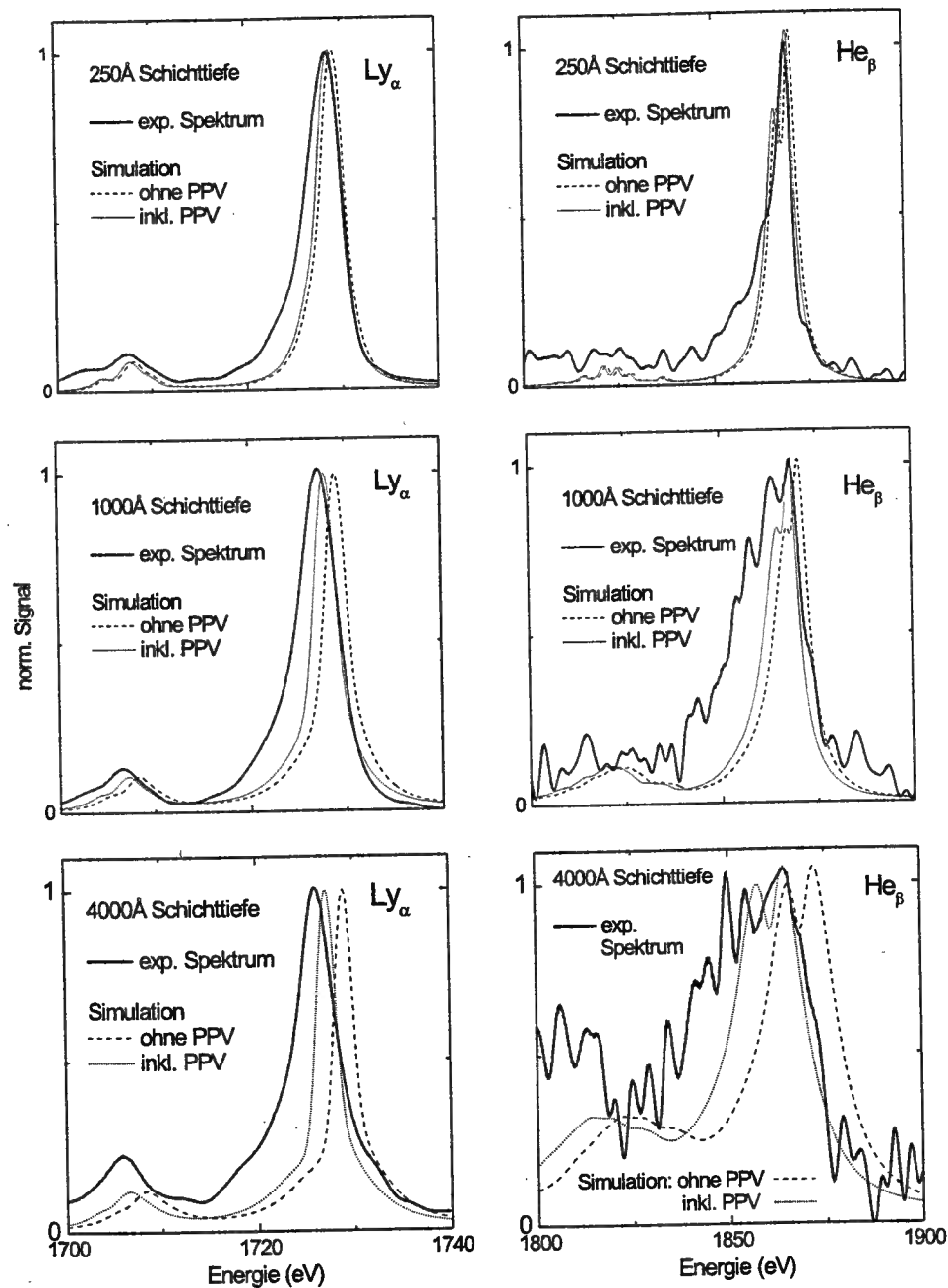


Abbildung 5.6: Vergleich experimenteller Linienprofile mit Simulationsergebnissen (mit und ohne Plasmapolarisationsverschiebung PPV) im nicht-lokalen Heizmodell für Aluminiumschichten in unterschiedlichen Targettiefen.

5.1. ZEITINTEGRIERTE SPEKTREN

gen erwarten (vgl. Abb. 4.6, 4.7 und 4.8), welche für beide Modelle eine vergleichbare Plasmadynamik vorhersagen. Die absoluten Linienintensitäten unterscheiden sich allerdings erheblich, wie im letzten Abschnitt gezeigt wurde.

In Abb. 5.6 sind in der linken Spalte die normierten Linienprofile aus Simulation und Experiment für die Ly α -Linie verglichen. Deutlich ist die hervorragende Übereinstimmung im Bereich der optisch dünnen blauen Flanke und ihres Anstiegs bis hin zum Linienmaximum zu erkennen. Die langwellige Flanke der Linie zeigt jedoch im Experiment durchweg zusätzliche Emissionsbeiträge, welche in der Simulation nicht enthalten sind. Ein analoges Verhalten ist in der rechten Spalte von Abb. 5.6 am Beispiel der He β -Linie zu erkennen. Mögliche Ursachen hierfür können höhere Satellitenbeiträge sein. Zudem erzeugt die im Experiment auftretende Intensitätsverteilung im Fokus transversale Plasmagradienten, welche in der eindimensionalen Simulation bisher nicht berücksichtigt wurden. Für die Aufklärung dieser Diskrepanz sind weitere Untersuchungen erforderlich.

Linienverschiebung

In diesem Abschnitt wird die spektrale Linienverschiebung als Funktion der Targettiefe diskutiert. Insbesondere die Ly α -Linie ist für die exakte Vermessung der Linienposition geeignet, da die spektrale Verschiebung dieser Linie experimentell sehr genau bestimmt wurde (vgl. Kap. 3.1.1). Zudem ist die Überlagerung mit Satellitenlinien, welche eine exakte Positionsbestimmung der Resonanzlinien erschweren, im Fall der Ly α -Linie gering.

Abbildung 5.7 zeigt den zeitaufgelösten Verlauf der Plasmapolarisationsverschiebung für eine Schichttiefe von 1000 Å. Die Temperatur- und Dichtedynamik wurde mit MULTI-fs bei diffusiver Energiedeposition ($I_{abs} = 6 \cdot 10^{16} \text{ W cm}^{-2}$) simuliert. Es ist die Rotverschiebung der Ly α -Linie und ihrer heliumähnlichen Satellitenlinie (Zuschauerelektron in $n=2$) dargestellt. Die Linienverschiebung nimmt zu späteren Zeiten aufgrund der abnehmenden Dichte des expandierenden Plasmas wieder rasch ab. Das Emissionsmaximum der Linien liegt bei 0.5-1 ps und definiert damit den im Röntgenspektrum sichtbaren Verschiebungsbeitrag.

Zusätzlich ist zu berücksichtigen, daß sich die Aluminiumschichten makroskopisch bewegen. Das führt zu einer Dopplerverschiebung, die nicht vernachlässigbar ist. In Abbildung 5.8 sind die Geschwindigkeitsbeiträge v und die resultierende Dopplerverschiebung

$$\Delta E = E \frac{v}{c} \cos \theta \quad (5.1)$$

als Funktion der Zeit für Schichten in verschiedenen Tiefen gezeigt, wie sie mit MULTI-fs bei nicht-lokaler Energiedeposition berechnet wurden. Hier ist c die Lichtgeschwin-

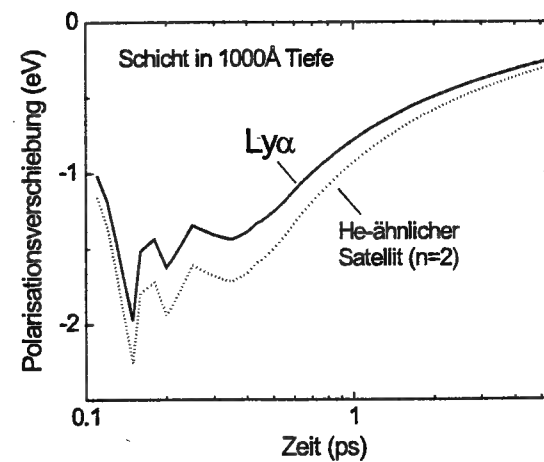


Abbildung 5.7: Zeitaufgelöste Plasmapolarisationsverschiebung der Ly_α -Linie und ihres Satelliten aus einer Aluminiumschicht in 1000 Å Tiefe nach G. Junkel-Vives [95]

digkeit und θ der Beobachtungswinkel von ca. 55° für die Ly_α -Linie (vgl. Kap. 2.3). Es ist für verschiedene Schichttiefen eine anfängliche Kompression zu erkennen, welche später in eine Expansion übergeht. Mit zunehmender Schichttiefe erfolgt die Expansion zu immer späteren Zeitpunkten und erlaubt damit die isochore Heizung tieferer Schichten. Es wurde zur Abschätzung des Dopplerverschiebungsbeitrags die Geschwindigkeit

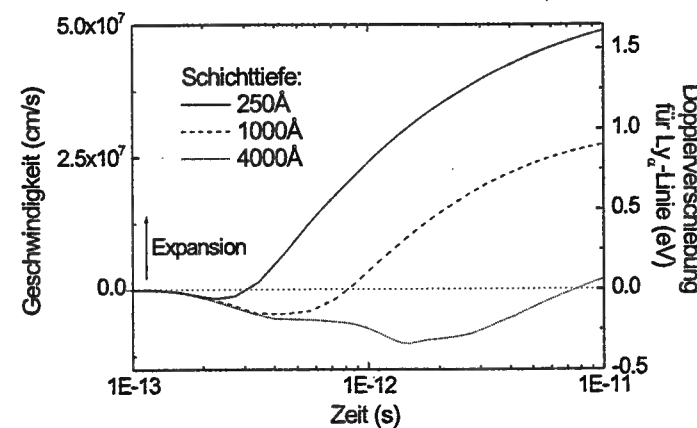


Abbildung 5.8: Geschwindigkeiten von Aluminiumschichten verschiedener Tiefen aus MULTI-fs (nicht-lokal) als Funktion der Zeit. Die resultierenden Dopplerverschiebungen (unter 55° Beobachtungswinkel zur Targetnormalen) sind rechts aufgetragen.

der Emissionsschicht zum Zeitpunkt der maximalen Röntgenmission verwendet.

Abbildung 5.9 und 5.10 zeigen die experimentellen Verschiebungsbeiträge im Ver-

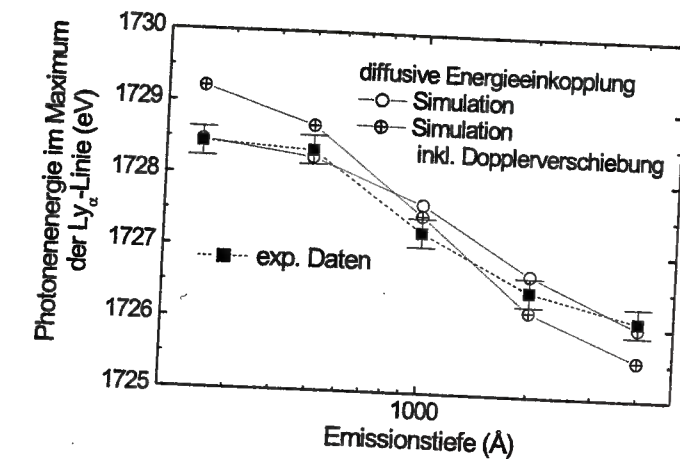


Abbildung 5.9: Vergleich der experimentell bestimmten zeitintegrierten Polarisationsverschiebungen der Aluminium Ly_α -Linie (vgl. Abb. 3.11) mit Simulationsresultaten im diffusiven Bild als Funktion der Emissionstiefe.

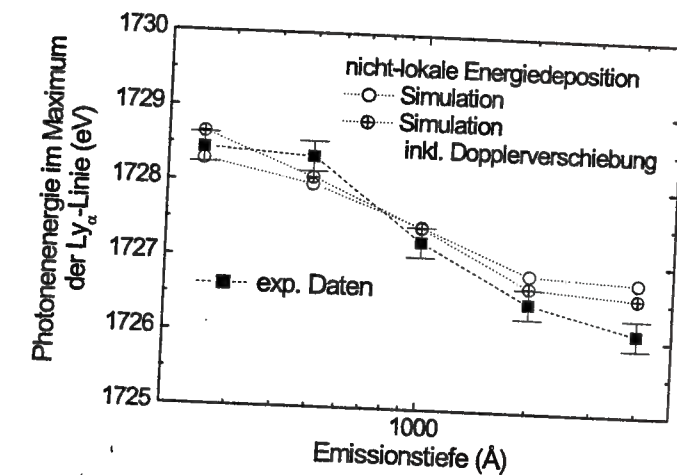


Abbildung 5.10: Vergleich der experimentellen Linienverschiebungen der Al- Ly_α -Linie mit Simulationsresultaten bei nicht-lokaler Energiedeposition.

gleich zur simulierten Plasmapolarisationsverschiebung im Fall diffuser und nicht-lokaler Energiedeposition. Zusätzlich sind die theoretischen Werte unter Einschluß der Dopplerverschiebung dargestellt. Es wurde jeweils die Photonenenergie im Maximum der Ly_α -Linie aufgetragen. Insgesamt zeigt sich eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Experiment und Theorie, sowohl unter Annahme einer diffusiven als auch einer nicht-lokalen Energiedeposition. Die aus der experimentellen Verschiebung berechnete Elektronendichte [94] (vgl. Kap. 4.2.3) steigt hierbei in tiefen Schichten auf $8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ (Festkörperdichte) an, wobei eine Temperatur von 450 eV angenommen wurde.

5.1.2 Spektren aus massiven Targets

Im folgenden werden Röntgenspektren aus massiven getampten Aluminiumtargets analysiert. Die Tamperschicht beseitigt die räumlichen Plasmagradierten in den Vorder-schichten des Targets. Das darunterliegende Aluminiumplasma ist jedoch nicht homo-gen und weist räumliche Gradienten auf, welche nicht vernachlässigbar sind. Die Plas-maemission ist im Vergleich zu den im vorhergehenden Kapitel behandelten dünnen Emissionsschichten relativ schwierig zu interpretieren, da das inhomogene und nicht-stationäre Plasma aus verschiedenen Tiefen emittiert und eine Überlagerung verschie-dener Plasmamparameter auftritt. Des weiteren finden Reabsorptionseffekte im Strah-lungstransport aus tiefen Schichten statt, so daß Opazitätseffekte hier eine wichtige Rolle spielen.

Die experimentellen Ergebnisse sind in Kap. 3.1.1 zusammengefaßt und werden an die-ser Stelle mit atomkinetischen Simulationsrechnungen verglichen. In Abbildung 5.11 ist das experimentelle Spektrum im Bereich der Ly_α -Linie und ihrer Satelliten mit dem Simulationsresultat in Steady State verglichen. Hierbei wurden Opazitätseffekte der Emission aus einer $1400\text{\AA}$ dicken Aluminiumschicht berücksichtigt. Es wurde eine Elektronentemperatur von 380eV und eine Elektronendichte von $7 \cdot 10^{23}\text{cm}^{-3}$ verwen-

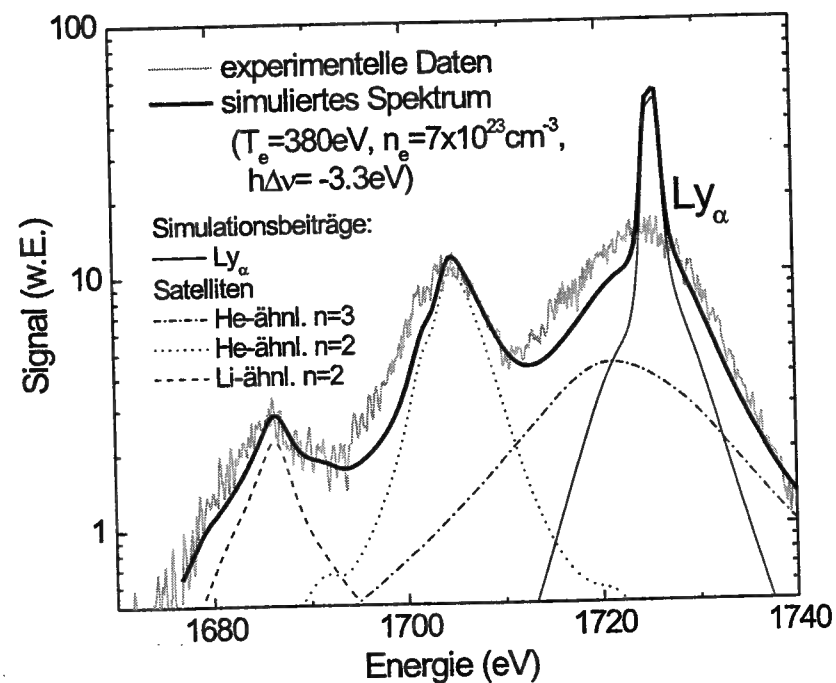


Abbildung 5.11: Vergleich der gemessenen Aluminium Ly_α -Linie und ihrer Satelliten mit Simulationsresultaten in Steady State bei einer Schichtdicke von $1400\text{\AA}$.

5.1. ZEITINTEGRIERTE SPEKTREN

det, um eine optimale Anpassung zu erreichen. In dieser atomkinetischen Simulation ist keine Polarisationsverschiebung eingeschlossen. Um die Simulation mit den experi-mentellen Daten zu überlagern, wurde daher das Spektrum als Ganzes künstlich um 3.3eV rotverschoben. Diese Verschiebung entspricht nach Nguyen [94] einer Dichte von $8 \cdot 10^{23}\text{cm}^{-3}$ bei einer Elektronentemperatur von 300eV und bestätigt damit in gu-ter Näherung die im CRAK-Code verwendeten Plasmamparameter. Eine offensichtliche Diskrepanz ist im Linienprofil der Ly_α -Linie zu beobachten, wo die Simulation eine wesentlich schmalere und intensivere Linie voraussagt. Wie im folgenden gezeigt wird, ist dies auf Opazitätseffekte zurückzuführen.

In Abb. 5.12 sind Simulationsresultate der Röntgenemission aus unterschiedlich dicken homogenen Aluminiumschichten bei einer Elektronentemperatur von 500eV und einer Elektronendichte von $5 \cdot 10^{23}\text{cm}^{-3}$ dargestellt, wobei Reabsorptionseffekte beim Strah-lungstransport berücksichtigt wurden. Deutlich ist mit zunehmender Schichtdicke ei-ne Opazitätsverbreiterung für die Ly_α -Linie zu erkennen, welche schließlich bei einer Schichtdicke von $8000\text{\AA}$ zu einer Selbstumkehr der Linie führt. Der heliumähnliche Sa-tellit der Ly_α -Linie und die He_β -Linienstruktur sind dagegen optisch dünn und wachsen näherungsweise linear mit der Emissionsschichtdicke. Die Abweichung der Simulation vom experimentellen Spektrum in Abb. 5.11 ist damit einem Opazitätseffekt zuzu-ordnen, da die Emissionsschichtdicke massiver Aluminiumtargets wesentlich größer als die in dieser Rechnung verwendete Schichtdicke ist ($\approx 4000\text{\AA}$, vgl. Kap. 3.1.2). Die

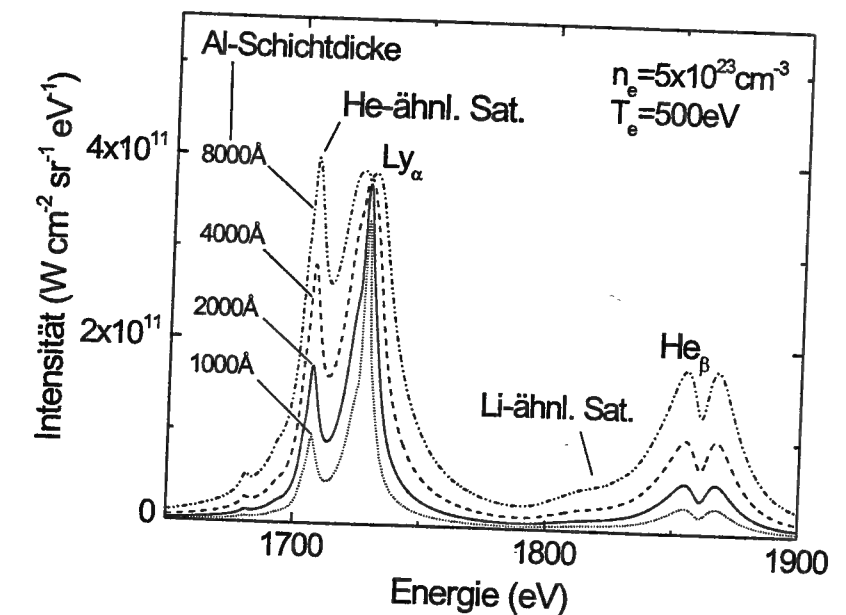


Abbildung 5.12: Simulationsresultate aus unterschiedlich dicken Aluminium-schichten unter Berücksichtigung von Opazitätseffekten.

Satellitenbeiträge sind optisch dünn, so daß eine gute Übereinstimmung der gemessenen Satellitenstruktur mit den simulierten Linienprofilen erreicht werden konnte. Die Bestimmung der gemittelten Plasmamaparameter aus massiven Targets ist daher mittels spektraler Analyse der Ly_α -Satellitenemission hinsichtlich Linienverbreiterung und Polarisationsverschiebung möglich.

In Abbildung 5.13 ist der Vergleich von Simulationsrechnungen in Steady State mit

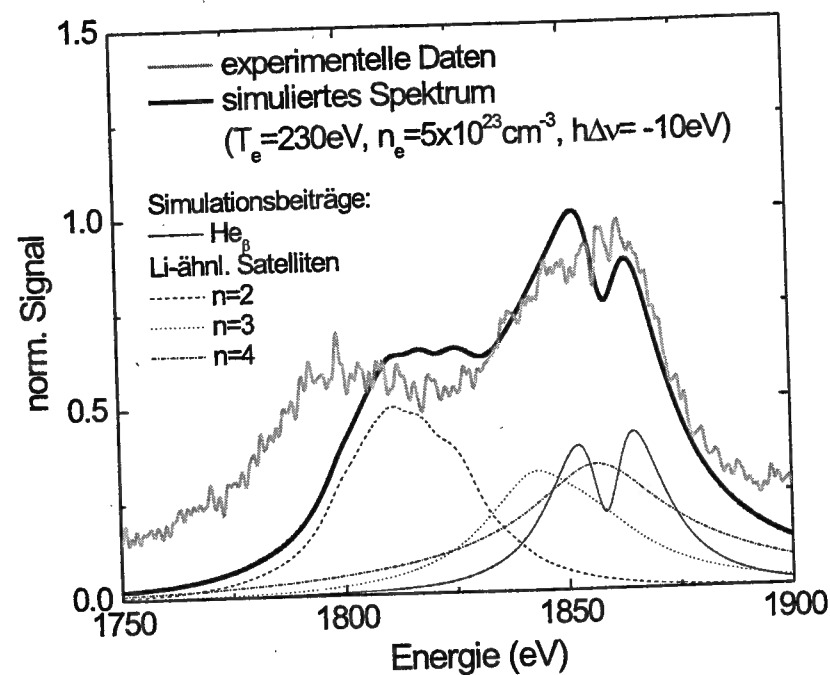


Abbildung 5.13: Vergleich der Aluminium He_β -Linie und ihrer Satellitenstruktur im Experiment mit Simulationsresultaten in Steady State.

dem Experiment für das spektrale Profil der He_β -Linie und ihrer Satellitenbeiträge gezeigt. Opazitätseffekte spielen hier keine Rolle, da die He_β -Linie und ihre Satelliten optisch dünn sind (vgl. Kap. 3.1.2). Die kurzwellige Flanke stimmt sehr gut mit der Simulation ($T_e = 230 \text{ eV}$, $n_e = 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) überein. Die langwellige Flanke des gemessenen Spektrums weist dagegen zusätzliche Strukturen auf, welche in der Simulation nicht miteingeschlossen sind. Im dargestellten Simulationsspektrum wurden ausschließlich Satellitenübergänge mit einem Zuschauerelektron berücksichtigt (Li-ähnliches Aluminium), welche in Abb. 5.13 eingezeichnet sind. Die Diskrepanz zwischen Experiment und Simulation ist vermutlich auf Beiträge höherer Satelliten (Be -, B -ähnlich) zurückzuführen. Die Berücksichtigung dieser Satellitenbeiträge ist in einer Weiterentwicklung des CRAK-Codes bereits vorgesehen. Die Linienverschiebung von -10 eV wurde analog zu Abb. 5.11 künstlich eingeführt und ist mit den in der Simulation verwendeten

Plasmamaparametern nach Nguyen [94] konsistent. Somit liefern zwei unabhängige Spektralanalysen (spektrales Linienprofil und Plasmapolarisationsverschiebung) identische Elektronentemperaturen und -dichten.

Plasmapolarisationsverschiebung

Das Emissionsspektrum getampter massiver Aluminiumtargets zeigt unterschiedliche Plasmapolarisationsverschiebungen für verschiedene Resonanzlinien (vgl. Kap. 3.1.1). In Abb. 5.14 sind die experimentellen Resultate mit theoretischen Vorhersagen [94] verglichen.

Es ist in Experiment und Theorie eine zunehmende Linienverschiebung mit der Hauptquantenzahl des Anregungszustandes zu beobachten (vgl. Kap. 4.2.3). Die theoretischen Werte wurden mit einer Elektronendichte von $9 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ und einer Elektronentemperatur von 400 eV berechnet und zeigen eine relativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Aufgrund von Reabsorptionseffekten im Strahlungstransport aus tiefen Targetbereichen (vgl. vorhergehendes Kapitel) und der Überlagerung der Resonanzlinien mit Satellitenstrukturen ist die Bestimmung des Linienschwerpunkts relativ ungenau. Zudem sei nochmals darauf hingewiesen, daß es sich für die hier betrachteten massiven Targets um zeit- und raumgemittelte Plasmamaparameter handelt.

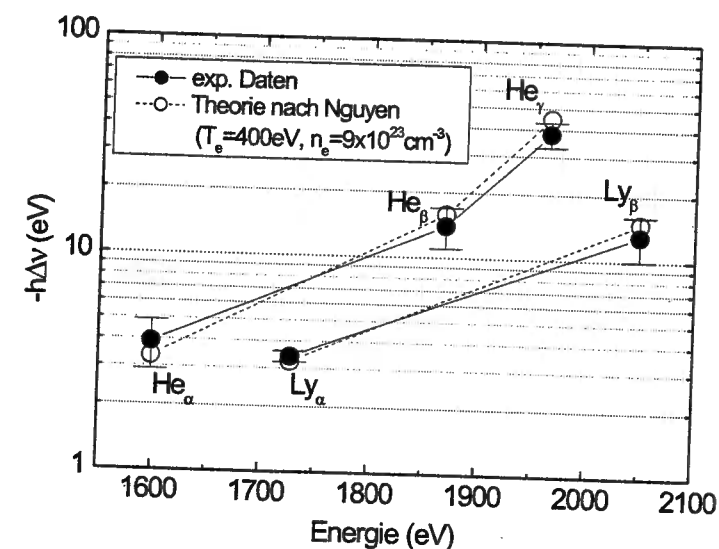


Abbildung 5.14: Vergleich der experimentell ermittelten Plasmapolarisationsverschiebungen verschiedener Aluminiumlinien mit den theoretischen Vorhersagen bei einer Elektronendichte von $9 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ und einer Elektronentemperatur von 400 eV . Die Fehlerbalken sind hier ein Maß für die Genauigkeit der Bestimmung des Linienschwerpunktes in den experimentellen Spektren.

5.2 Zeitaufgelöste Spektren aus massiven Targets

Die zeitaufgelöste Röntgenspektroskopie wurde im Rahmen dieser Arbeit auf massive Aluminiumtargets beschränkt. Zeitaufgelöste Messungen an geschichteten Targets (vgl. Kap. 6) sollen in nachfolgenden Experimenten durchgeführt werden.

Die in diesem Kapitel gezeigten Simulationen wurden mit MULTI-fs und dem atomkinetischen FLY-Code unter Vernachlässigung von Opazitätseffekten berechnet. Dies vereinfacht die Anwendung des Codes zur Simulation der Emission aus massiven Targets erheblich. Der Schwerpunkt dieser Untersuchung liegt in der Simulation des zeitaufgelösten Emissionsverhaltens der He_α - und Ly_α -Linie. Eine detaillierte Beschreibung des angewendeten Simulationsverfahrens findet sich in [60]. Das spektrale Linienprofil, welches insbesondere für die α -Linien von optischen Dickeneffekten abhängt, beeinflusst die zeitliche Emissionsanalyse nur unwesentlich. Dies kann aus zeitaufgelösten CRAK-Simulationen unter Einschluß von Reabsorption im Strahlungstransport geschlossen werden, an welchen derzeit gearbeitet wird.

5.2.1 Zeitaufgelöste Plasmaemission

In Kapitel 3.2 wurden die experimentellen Resultate der zeitaufgelösten Röntgenspektroskopie aus massiven getampten Targets zusammengefaßt. Die He_α -Linie emittiert hierbei länger als die Ly_α -Linie. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Ionisationszustand von wasserstoffähnlichem Aluminium (Al^{12+}) eine höhere Temperatur erfordert als es für heliumähnliches Aluminium (Al^{11+}) der Fall ist. Die zeitliche Temperaturentwicklung des Plasmas (vgl. Abb. 4.8) führt zu einer kürzeren Lebensdauer von Al^{12+} im Vergleich zu Al^{11+} . Die thermische Besetzungsdynamik spiegelt sich somit unmittelbar in den Emissionsdauern wieder.

Die Pulsdauern der Satelliten weisen im Experiment im Vergleich zu den entsprechenden Resonanzlinien eine etwas kürzere Emissionsdauer auf. Dies kann als Konsequenz der für die Satellitenemission dominierenden Stoßbesetzung und der damit verbundenen empfindlichen Dichteabhängigkeit interpretiert werden. Plasmaexpansion limitiert daher die Emission der Satellitenlinien frühzeitig.

In Kapitel 3.2.2 wurde der Einfluß der Laserintensität auf die Emissionsdauer der He_α -Linie untersucht. Mit zunehmender Intensität wurde eine Verlängerung der emittierten Pulsdauer festgestellt. Dieses Verhalten ist qualitativ damit zu erklären, daß die absorbierte Intensität im Plasma ansteigt und damit die Vorderschichten des Targets zu höheren Temperaturen aufgeheizt werden. Dies hat eine elektronische Heizung tieferer Targetschichten zur Folge, welche zur Emission der Linie beitragen und damit die Pulsdauer verlängern.

Die Zeitgeschichte der Dichte und Temperatur in den verschiedenen Targettiefen wur-

5.2. ZEITAUFGELÖSTE SPEKTREN AUS MASSIVEN TARGETS

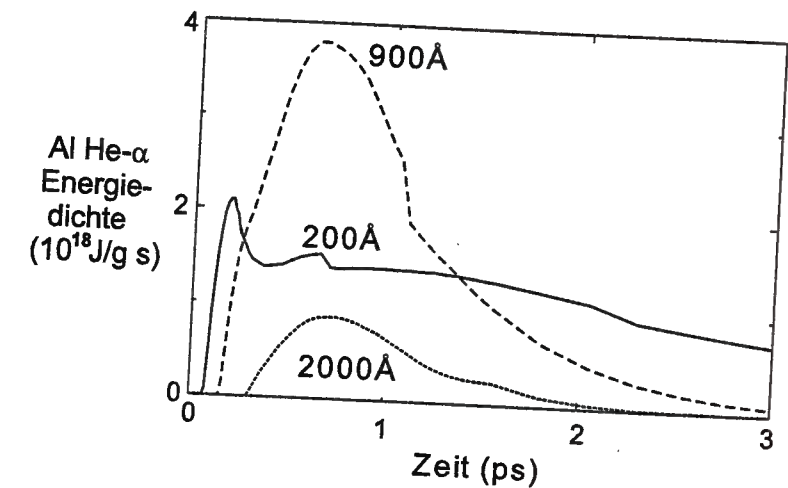


Abbildung 5.15: Emissionsverlauf der Aluminium He_α -Linie in unterschiedlichen Schichttiefen. Die Simulationen wurden mit MULTI-fs und FLY durchgeführt.

de mit MULTI-fs berechnet und stellt die Eingabedaten für den FLY-Code dar, mit welchem die entsprechenden Emissionsbeiträge berechnet werden. Die mit FLY simulierte zeitaufgelöste Emission ist in Abbildung 5.15 für die He_α -Linie in verschiedenen Schichttiefen bei einer absorbierten Intensität von $6 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$ (diffusives Modell) dargestellt. Aus einer Tiefe von etwa 900 Å resultiert der größte Emissionsbeitrag, dessen Maximum etwa eine Picosekunde nach dem Laserpuls auftritt. Zu diesem Zeitpunkt ist die Expansion noch gering (vgl. Abb. 4.8) und die Emission stammt aus dem dichten Plasmazustand. Die Emission aus tieferen Schichten nimmt bei der hier angewendeten diffusiven Energiedeposition rasch ab. Bei höheren Intensitäten gilt das nicht-lokale Heizmodell, welches zur Aufheizung tieferer Schichten und damit zu einer Verlängerung der Röntgenemission führt (siehe unten). Röntgenpulse aus den Vorderschichten zeigen

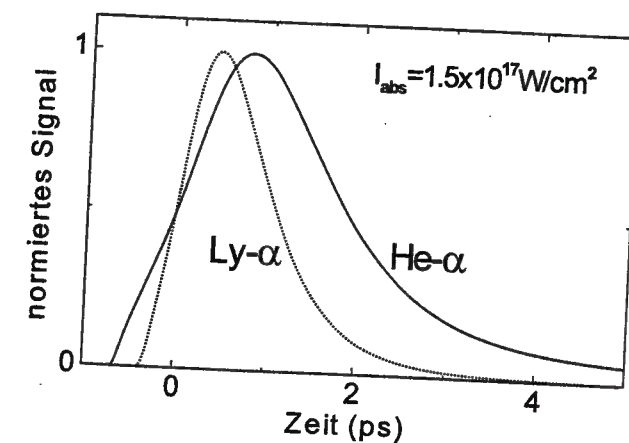


Abbildung 5.16: Simulierter Emissionsverlauf der Aluminium He_α - und Ly_α -Linie nach Integration über die Emissionsbeiträge aller Schichttiefen.

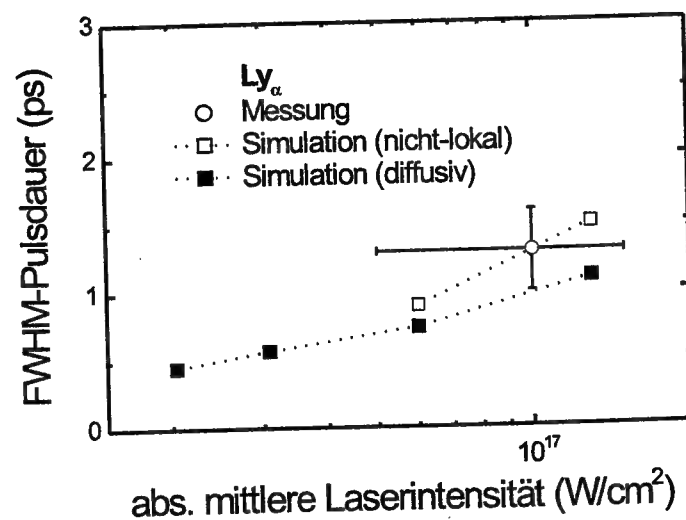


Abbildung 5.17: Simulierte Halbwertsdauern der Aluminium Ly_α -Linie für verschiedene absorbierte Intensitäten bei diffusiver und nicht-lokaler Energie-deposition im Vergleich mit dem Meßergebnis.

ein längeres Nachleuchten (vgl. Abb. 5.15). Dies ist den bereits expandierten verdünnten Plasmaschichten zuzuordnen, deren angeregte Zustände aufgrund der reduzierten Stoßabregung im dünnen Plasma ausfrieren. Zudem kann Rekombinationsleuchten (vgl. Kap. 3.2.3) die Emission verlängern.

Um die im Experiment beobachtete Zeitstruktur der Röntgenpulse zu berechnen, müssen noch die Beiträge aus den verschiedenen Schichttiefen aufintegriert werden. In Abbildung 5.16 ist das resultierende Pulsprofil für die Ly_α - und He_α -Linie im Fall diffusiver Energiedeposition dargestellt. Es ist analog zum Experiment (vgl. Abb. 3.14) eine Asymmetrie im zeitliche Linienprofil zu erkennen, wobei die Emission im Vergleich zum relativ steilen Anstieg etwas langsamer abfällt.

Des weiteren sind in Abbildung 5.17 die Halbwertsbreiten der simulierten Röntgen-emission für die Ly_α - und in Abb. 5.18 für die He_α -Linie dargestellt. Mit zunehmender absorbierte Laserintensität steigt auch die simulierte Röntgenemissionsdauer deutlich an. Wie bereits in Kap. 4.1.2 diskutiert, beschreibt bei höheren Laserintensitäten zunehmend das nicht-lokale Heizmodell die Energiedeposition ins dichte Targetmaterial. In diesem Modell wird eine geringfügige Verlängerung der emittierten Röntgenpulsdauer im Vergleich zum diffusiven Modell beobachtet, wie bereits die Temperatur- und Dichtedynamik in Abb. 4.8 erwarten läßt. Die Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Meßwerten aus Kap. 3.2.1 und 3.2.2 ist insbesondere bei hohen absorbierten Laserintensitäten sehr gut.

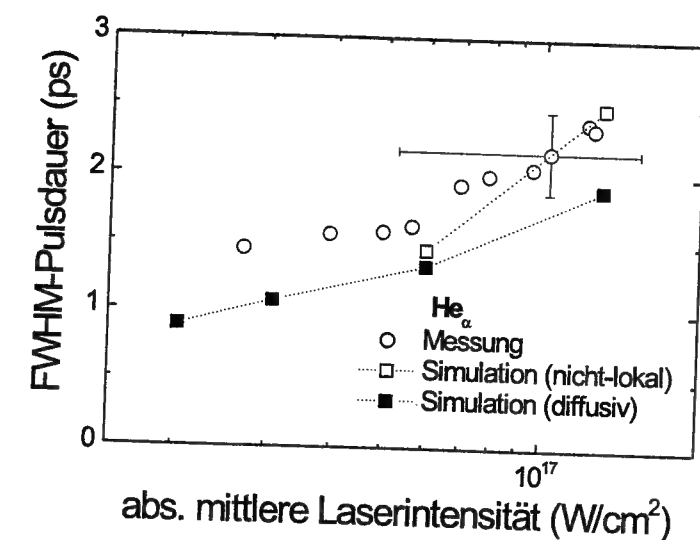


Abbildung 5.18: Simulierte Halbwertsdauern der Aluminium He_α -Linie für verschiedene absorbierte Intensitäten bei diffusiver und nicht-lokaler Energie-deposition im Vergleich mit experimentellen Resultaten. Die Variation der Intensität wurde im Experiment durch Defokussierung erreicht.

5.2.2 K_α -Emissionsdauer

Die Pulsdauer der kalten K_α -Linie ist schwieriger zu interpretieren. Die K_α -Emission tritt bei Ionisation eines K-Schalenelektrons aus kalten Aluminiumatomen auf. Die Ionisation kann durch Röntgenstrahlung aus dem heißen Plasma (vorwiegend von der He_α -Linie mit $h\nu > E_{\text{K-Kante}} = 1560\text{eV}$) oder durch Stöße mit schnellen Elektronen erfolgen (vgl. Kap. 3.1.1). Im Experiment wurde mit Laserpulsen bei der fundamentalen Wellenlänge eine K_α -Pulsdauer von 3.3ps und mit frequenzverdoppelten Laserpulsen von 1.2ps gemessen.

Die charakteristische Zeit, innerhalb derer Elektronen im Festkörper ihre Energie abgeben, kann nach [65] mit $\tau = \lambda_{ee} / \sqrt{kT_{e,\text{heiß}}/m_e}$ abgeschätzt werden. Im Experiment wurde für frequenzverdoppelte Laserpulse $T_{e,\text{heiß}} \approx 9\text{keV}$ gemessen, womit $\tau \approx 100\text{fs}$ folgt. In [79] wurden auf der Basis von PIC- und Monte-Carlo-Simulationen die K_α -Emission zeitaufgelöst berechnet, wobei Pulsdauern im sub-Picosekundenbereich vorausgesagt werden. Möglicherweise verursachen exotische Teilchenbahnen im Vakuum (Bruneleffekt bzw. Vakuumheizung [96]) die beobachtete Pulsverlängerung im Experiment. Der Unterschied in den Meßwerten bei ω - und 2ω -Laserpulsen kann durch die höhere Elektronentemperatur bei der fundamentalen Wellenlänge (vgl. vorhergehender Abschnitt) erklärt werden, welche größere Eindringtiefen in den Festkörper und damit eine längere K_α -Emissionsdauer zur Folge hat.

Um den Beitrag der Photoionisation an der K_α -Emission abzuschätzen, muß die Anzahl der He_α -Photonen ermittelt werden, welche den kalten Festkörper hinter dem Plasma erreichen. Der Temperaturgradient kann jedoch zu einer vollständigen Absorption der He_α -Emission führen, so daß eine Bestimmung des Photoionisationsbeitrags sehr aufwendig ist und hier nicht durchgeführt wird. Die Annahme effizienten Photopumpens könnte jedoch die gemessenen langen K_α -Puls dauern begründen, da in diesem Fall das zeitliche Emissionsverhalten der He_α -Linie die Zeitstruktur der K_α -Emission bestimmt.

5.3 Energiedepositionstiefe

Abbildung 5.19 zeigt die Tiefe der geheizten Targetschichten in vergleichbaren Experimenten. Neben den im Rahmen dieser Arbeit experimentell bestimmten Heiztiefen sind Meßergebnisse aus früheren Experimenten von Saemann [14] am gleichen Lasersystem bei geringeren Intensitäten im Diagramm eingetragen, wobei Al- bzw. NaCl-Targets verwendet wurden. Zudem ist bei einer wesentlich höheren Intensität ($I_{Laser} \approx 10^{19} W/cm^2$) ein Meßpunkt von Koch et.al. [97] aus einem Experiment am Lawrence Livermore National Laboratory eingezeichnet. Hier wurden $1\mu m$ dicke Aluminiumschichten in CH-Targets bis zu einer Tiefe von $20\mu m$ vergraben und damit die geheizte Tiefe durch Röntgenspektroskopie der Aluminium K-Schalenemission geprobt.

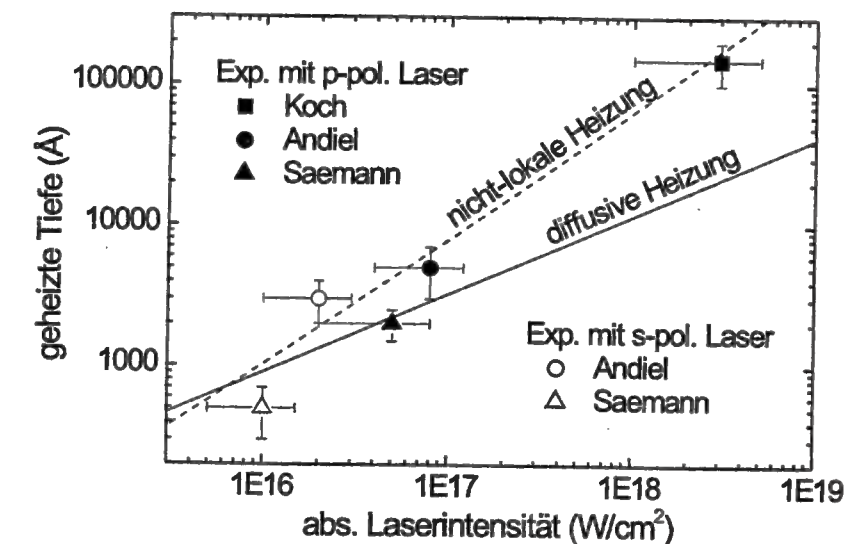


Abbildung 5.19: Tiefe der geheizten Targetschicht als Funktion der absorbierten Laserintensität. Es sind Messungen aus verschiedenen Experimenten mit dem diffusiven (Gl. 5.2) und nicht-lokalen (Gl. 4.8) Heizmodell verglichen.

Die Tiefe der geheizten Targetschicht ist im Bild der diffusiven Energiedeposition durch die Eindringtiefe der Wärmewelle gegeben und kann nach [98] mit

$$\Delta x = 1.4 \cdot 10^{-6} (I_{abs} [W/cm^2])^{5/9} (\tau_{laser})^{7/9} \quad (5.2)$$

abgeschätzt werden. Hierbei wurde die Expansion des Plasmas vernachlässigt, so daß diese Formel auf kurze Laserpulse (ca. 100fs) beschränkt ist. Die theoretische Skalierung ist als durchgezogene Linie in Abb. 5.19 eingetragen. Zusätzlich ist die Energiedepositionstiefe in Kohlenstoff im nicht-lokalen Heizmodell ($\Delta x \approx \lambda_{ee}/(4\sqrt{Z})$, vgl. Gl.

4.8) gestrichelt eingezeichnet. Beide Kurven liefern bei den geringeren Intensitäten eine relativ gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Bei hohen Intensitäten beschreibt jedoch das nicht-lokale Heizmodell den experimentellen Wert sehr gut, wohingegen das diffusive Modell eine erheblich geringere Heiztiefe voraussagt. Es findet mit zunehmender Laserintensität demnach ein Übergang vom diffusiven zum nicht-lokalen Energietransport heißer Elektronen im dichten Plasma statt.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden frequenzverdoppelte Laserpulse mit hohem Vorpulskontrast bei einer Wellenlänge von 395nm, einer Pulsdauer von 150fs und einer Pulsenergie von 60mJ verwendet. Durch Fokussierung dieser Pulse werden Laserintensitäten im Bereich von $10^{17} - 10^{18} \text{ W/cm}^2$ erreicht. Die kurze Laserpulsdauer und der hohe Vorpulskontrast ermöglichen es, Festkörpertargets isochor zu heizen und ein stark gekoppeltes dichtes heisses Plasma zu erzeugen.

Die Spektralanalyse der Röntgenemission dieser Plasmen erlaubt es, Rückschlüsse auf die Plasmatemperatur und -dichte zu ziehen. Es wurde ein zeitintegrierendes von Hamos-Spektrometer zur Aufnahme der K-Schalenemission von Aluminiumplasmen (1.5-2.1keV) verwendet. Durch Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit atomkinetischen Simulationsrechnungen konnten die Plasmamparameter bestimmt werden. Die Analyse der Plasmaemission aus massiven Aluminiumplasmen, welche mit einer dünnen Kohlenstoffschicht überzogen wurden, liefert mittlere Elektronentemperaturen von 200-400eV bei Elektronendichten von $5 - 8 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$, also nahe der Festkörperdichte. Der Nachteil massiver Targets liegt in den auftretenden Plasmahomogenitäten, welche zu einer Beobachtung gemittelter Plasmamparameter führen. Zudem ist die Plasmaemission optisch dick und damit schwierig zu analysieren.

Die Verwendung von Sandwichtargets mit 250Å dicken in Kohlenstoff eingebetteten Aluminiumschichten ermöglicht es, optisch dünne und insbesondere homogene Aluminiumplasmen zu erzeugen. Es treten somit im untersuchten Plasma kaum Gradienten auf und die Plasmadynamik ist durch die Zeitgeschichte von Temperatur und Dichte bestimmt. Zur Simulation der Plasmaemission wurden zeitaufgelöste hydrodynamische und atomkinetische Simualtionscodes verwendet. Es wurde die Aluminiumemission in 250 - 4000Å Schichttiefe untersucht und damit das Profil der Plasmamparameter entlang der Targetnormalen bestimmt. Insgesamt zeigt sich eine gute Übereinstimmung der experimentellen Ergebnisse mit der Simulation. Insbesondere die beobachteten Linienverschiebungen wurden in den Simulationen hervorragend reproduziert. Aus der

Spektralanalyse folgt eine mit zunehmender Emissionstiefe bis zur Festkörperdichte ansteigende Plasmadichte und eine annähernd konstante Elektronentemperatur von ca. 450 eV. Der Vergleich mit Simulationsergebnissen läßt auf eine nicht-lokale uniforme Energiedeposition durch hochenergetische Elektronen bis zu Tiefen von mindestens 4000 Å schließen.

Eine weitere Charakteristik dichter laserinduzierter Plasmen ist die zeitliche Struktur der emittierten Röntgenpulse. Für die zeitaufgelöste experimentelle Untersuchung der Röntgenemission wurde ein neuartiges Kristallspektrometer zur Kopplung an eine sub-Picosekunden-Röntgenstreakkamera entwickelt. Diese Anordnung erlaubt es, den detektierten Spektralbereich zu variieren und ermöglicht damit eine hohe spektrale Auflösung in einem relativ großen Spektralbereich (1.5-1.8 keV), wobei auch die Intensität des detektierten Röntgensignals einfach variiert werden kann. Um das Signal-zu-Rausch Verhältnis der zeitaufgelösten Spektren zu erhöhen, wurde das Röntgensignal vieler Laserschüsse aufsummiert. Durch Einsatz eines lasergetriggerten Halbleiterschalters zur jitterfreien Ansteuerung der Streakkamera konnte mit dieser Diagnostik im Akkumulationsbetrieb erstmals eine Zeitauflösung von 0.9 ps erreicht werden.

Für die zeitaufgelösten Messungen wurden massive Aluminiumtargets verwendet. Es wurde für die Pulsdauer (FWHM) der He_α -Linie 2.1 ps, der Ly_α -Linie 1.3 ps und der kalten K_α -Linie 1.2 ps gemessen. Die Emissionsdauer entsprechender Satellitenbeiträge ist geringfügig kürzer. Eine Reduzierung der Laserintensität zeigte eine Verkürzung der emittierten Röntgenpulsdauern. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit hydrodynamischen und atomkinetischen Simulationsrechnungen liefert eine gute Übereinstimmung und bestätigt die Resultate der zeitintegrierten Spektralanalyse.

Bei Verwendung von Laserpulsen mit der fundamentalen Wellenlänge und mittleren Kontrastbedingungen wurde eine längere Röntgenemission aus Plasmen geringerer Dichte beobachtet. Die Pulsdauer der detektierten He_α -Linie liegt in diesem Fall bei ca. 5.2 ps und die der kalten K_α -Emission bei 3.3 ps.

Perspektiven

Aus den experimentellen Erkenntnissen, die im Rahmen dieser Arbeit gewonnen wurden, lassen sich für zukünftige Experimente einige Erweiterungen und Optimierungen schließen.

Die zeitintegrierten Messungen an geschichteten Aluminiumtargets zeigen bis in Tiefen von 4000 Å ein annähernd konstantes Temperaturprofil. Um den Temperaturabfall in größeren Tiefen zu untersuchen, müssen tiefer vergrabene Aluminiumschichten untersucht werden. Die Herstellung solcher Targets erweist sich jedoch aufgrund der geringen Haftung aufgedampfter dickerer Kohlenstoffschichten als problematisch. Die

Verwendung von aufgeklebten Tamperfolien aus Plastik oder der Einsatz anderer Tampermaterialien bietet sich daher für zukünftige Experimente an.

Weiterhin ist geplant, das spektrale Detektionsfenster der zeitaufgelösten Diagnostik auf den Bereich 1.7-2.1 keV, also auf die Aluminium Ly_β -, He_β - und He_γ -Linien auszuweiten. Diese Röntgenlinien zeigen kaum Opazitätseffekte und weisen im Vergleich zur bisher untersuchten He_α - und Ly_α -Linie wesentlich größere Plasmapolarisationsverschiebungen auf. Diese können mit der verwendeten Diagnostik spektral und zeitlich aufgelöst werden.

Die spektrale Auflösung und die Signaleffizienz des konischen Kristallspektrometers lassen sich durch Verwendung eines RbAP-Kristalls verbessern. Dieses Material kann unter Beibehaltung hoher Güte zu sehr kleinen Radien gebogen werden, was eine bessere spektrale Auflösung erwarten läßt. Zudem ist auch die Reflektivität im Vergleich zum verwendeten Micakristall wesentlich höher.

Eine weitere Verbesserung der Zeitauflösung der Röntgenstreakkamera ist für eine detailliertere Untersuchung der ultrakurzen Röntgenemission erforderlich. Eine Möglichkeit zur Erhöhung der Zeitauflösung besteht in der Verwendung eines höheren Beschleunigungsfeldes an der Streakkamerakathode durch den Einsatz einer gepulsten Hochspannungsquelle [99]. Die kürzere Röntgenemission von laserinduzierten Plasmen bei geringeren Laserintensitäten kann damit zeitaufgelöst untersucht werden. Insbesondere die Messung der Pulsdauer der kalten K_α -Emission ist bei geringeren Laserintensitäten (10^{16} W/cm^2) von hohem Interesse. Durch Defokussierung der Laserpulse wird eine Optimierung der Röntgenausbeute bei gleichzeitiger Reduzierung der Pulsdauer bis in den sub-ps Bereich erwartet [79]. Diese Röntgenpulse können mittels Kristalloptik fokussiert werden und als Probepulse in sub-Picosekunden zeitaufauflösenden Röntgenbeugungsexperimenten eingesetzt werden [7, 8].

Die Kombination der verbesserten spektral- und zeitaufauflösenden Diagnostik mit der räumlichen Auflösung geschichteter Targets, welche eine Minimierung von Dichte- und Temperaturgradienten im untersuchten Plasma erlauben, wird in naher Zukunft möglich sein. Es können damit sehr saubere Messungen durchgeführt werden, deren Analyse kaum mehr durch experimentelle Mittelungseffekte kompliziert wird. Damit bietet sich eine optimale Diagnostik zur experimentellen Untersuchung des laserinduzierten stark gekoppelten Plasmazustandes.

Anhang A

Entfaltungen

A.1 Von Hamos-Spektren

Auflösung des von Hamos-Spektrometers

Die Auflösung des Kristallspektrometers ist durch folgende Größen begrenzt:

- Größe der Röntgenquelle
- Strahlversatz aufgrund der Eindringtiefe der Röntgenstrahlung in den Kristall
- Reflexionskurve des perfekten Kristalls als Funktion des Einfallswinkels
- Idealformabweichung des gebogenen Kristalls
- Mosaikstruktur des gebogenen Kristalls

Die hier verwendeten Kristalle wurden mit kleinen Krümmungsradien gebogen (vgl. Kap. 2.3, 2.4.1), so daß die dadurch auftretenden Formfehler (Mosaikstruktur [100] und Idealformabweichung) die Auflösung dominieren und Quellgröße, Eindringtiefe und Reflexionskurve hier nur eine untergeordnete Rolle spielen. Die Mosaikstruktur resultiert aus der gegenseitigen Verkipfung kleinster Kristallbereiche im mrad-Bereich und hat somit insgesamt eine Ausschmierung der Winkelauflösung $\Delta\alpha$ zur Folge.

Die Ableitung der Bragg-Bedingung (Gl. 2.7) nach dem Braggwinkel α liefert das spektrale Auflösungsvermögen des Kristallspektrometers

$$\frac{E}{\Delta E} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\tan \alpha}{\Delta\alpha}. \quad (\text{A.1})$$

Die maximale Auflösung kann im Fall eines perfekt gebogenen Kristalls erreicht werden, welcher keinerlei Formfehler aufweist. Nach der dynamischen Theorie der Röntgenbeugung [43, 101–103] wurde mit dem Programm DIXI am Institut für

Röntgenoptik der FSU-Jena die Reflexionskurve des PET-Kristalls für die He_α -Linie berechnet (vgl. Abb. A.1). Die Halbwertsbreite dieser Kurve beträgt $\Delta\alpha \approx 0.39\text{mrad}$, entsprechend einer Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda \approx 4800$.

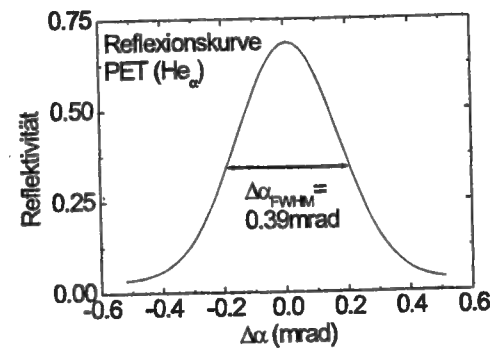


Abbildung A.1: Berechnete Reflexionskurve eines PET-Kristalls bei 7.76Å nach [43].

Der verwendete gebogene Kristall wurde an der FSU-Jena mittels Röntgenprojektionsstopographie [43, 104] charakterisiert (siehe Abb. A.2). In dieser Abbildung ist die Verteilung der Reflexionswinkelabweichungen des gebogenen Kristalls entlang der Dispersionsrichtung dargestellt. Die Standardabweichung $\Delta\alpha_{sd}$ der gemessenen Reflexionswinkel α beträgt demnach 0.38mrad entsprechend einer Halbwertsbreite der gaußschen Winkelverteilung von $\Delta\alpha \approx 2\Delta\alpha_{sd}/0.849 = 0.9\text{mrad}$. Dies entspricht einer Auflösung $\lambda/\Delta\lambda \approx 2100$ für He_α ($\lambda = 7.76\text{Å}$, $\alpha = 62^\circ$) bzw. $\lambda/\Delta\lambda \approx 1100$ für Ly_β ($\lambda = 6.05\text{Å}$, $\alpha = 44^\circ$). Dies ist in guter Übereinstimmung mit der gemessenen Auflösung von 1200-1700 (vgl. Kap. 2.3).

Die begrenzte Kristallauflösung hat einen Fokussierungsfehler $\Delta l = 2R\Delta\alpha/\sin^2\alpha$ von $120\mu\text{m}$ für die He_α -Linie und $370\mu\text{m}$ für die Ly_β -Linie zur Folge. Dieser Fehler ist somit deutlich größer als die Röntgenquellgröße von etwa $10\mu\text{m}$ oder die Eindringtiefe in den Kristall von etwa $4\mu\text{m}$ [104]. Damit ist klar, daß der Formfehler des gebogenen Kristalls das Auflösungsvermögen begrenzt.

Absolute Intensitätseichung

Mit dem Microdensitometer (MDM3, Joice Loeb) wurde der entwickelte DEF-Film eindimensional entlang des Röntgenfokusses digitalisiert (in Abb. 2.17 ist eine zweidimensionale Digitalisierung dargestellt). Hierbei wurde senkrecht zur Dispersionsrichtung über die Breite des Linienfokusses von ca. 0.2mm integriert. Die Anwendung

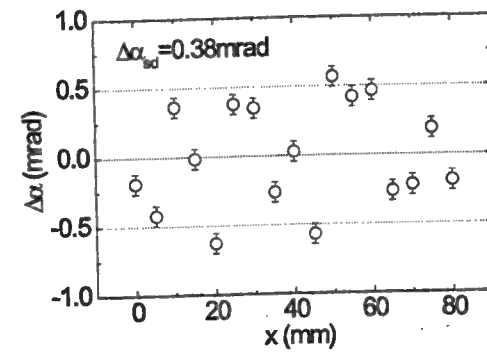


Abbildung A.2: Messung der Reflexionswinkelabweichungen des gebogenen PET-Kristalls in Abhängigkeit der Koordinate in spektraler Richtung.

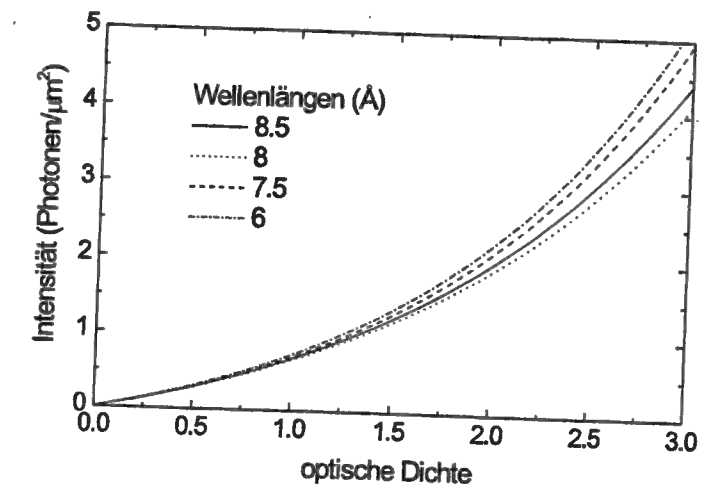


Abbildung A.3: Entfaltungskurven von optischer Dichte des DEF-Films in Signalintensität nach Henke [44] für verschiedene Wellenlängen.

der Dispersionsgleichung (Gl. 2.8) liefert ein Spektrum optischer Dichten $D(\lambda)$. Diese können mittels Standardentfaltung nach Henke [44] in einfallende Röntgensignalintensität $I_{\text{Sig}}(D, \lambda)$ konvertiert werden, welche in Einheiten von Photonen pro Filmfläche bzw. Wellenlängenintervall angegeben werden können. Die Entfaltungskurven sind für verschiedene Wellenlängen in Abbildung A.3 dargestellt, wobei eine numerische Apertur (N.A.) von 0.1 zugrundeliegt. Da das verwendete Microdensitometer mit 0.25 N.A. arbeitet, ist zusätzlich eine Konvertierung der Meßdaten in 0.1 N.A. Einheiten notwendig [44]. Es wurden in der Auswertung Empfindlichkeitsschwankungen des Films verschiedener Produktionschargen oder aufgrund der Filmalterung vernachlässigt. Um aus der detektierten Signalintensität des DEF-Films auf die von der Quelle emittierten Photonenzahlen $I_{\text{Sig,ges}}(I_{\text{Sig}}, R_{\text{int}}, \Omega, T)$ zurückzuschließen, muß eine absolute Eichung des Spektrometers durchgeführt werden. Neben der integrierten Kristallreflektivität R_{int} geht der Öffnungswinkel Ω des Spektrometerkristalls und die Transmission T der Filter ($20\mu\text{m}$ Be, $2\mu\text{m}$ Mylar) in die absolute Eichung jeweils als wellenlängenabhängige Funktion ein. In Abbildung A.4 sind diese Beiträge dargestellt und Abb. A.5 zeigt die daraus resultierende Gesamteffizienz des Spektrometers. Die integrierte Reflektivität

$$R_{\text{int}} = \int_{\alpha_0 - \Delta\alpha}^{\alpha_0 + \Delta\alpha} R(\alpha) d\alpha \quad (\text{A.2})$$

des gekrümmten PET-Kristalls ist aus der Eichmessung eines baugleichen Typs des gleichen Herstellers am BESSY Synchrotron in Berlin bekannt [105]. Somit konnte die absolute Kalibrierung des verwendeten Spektrometers auch ohne Messung an einer Eichquelle durchgeführt werden.

Die Abbildungseffizienz nimmt über dem Detektionsbereich die Werte zwischen

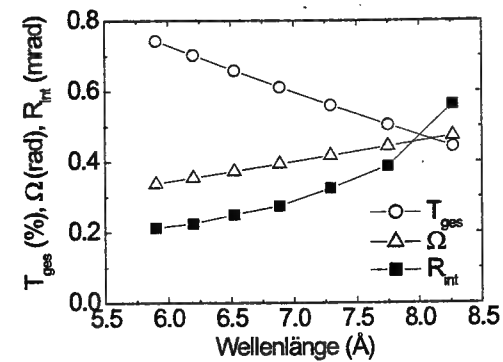


Abbildung A.4: Filtertransmission T_{ges} , integrierte Kristallreflektivität R_{int} und Öffnungswinkel Ω des PET-Kristalls als Funktion der Wellenlänge.

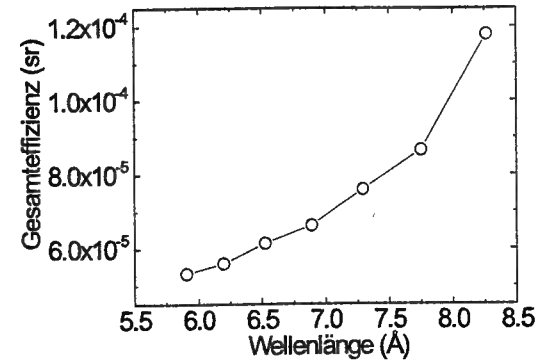


Abbildung A.5: Gesamteffizienz des von Hamos-Kristallspektrometers.

$1.2 \cdot 10^{-4} sr$ für die Aluminium K_{α} -Linie ($\lambda = 8.432 \text{ \AA}$) und $0.5 \cdot 10^{-4} sr$ für die Aluminium Ly_{β} -Linie ($\lambda = 6.053 \text{ \AA}$) an. Damit können die gemessenen Spektren in absoluter Photonenzahl je Wellenlängen- oder Energieintervall und Raumwinkel angegeben werden. Die Signalempfindlichkeit des Films ist verglichen mit einer CCD-Kamera geringer. Als Untergrenze der auswertbaren optischen Dichte kann aufgrund des Signal-zu-Rausch Verhältnisses etwa 0.05D abgeschätzt werden. Dies entspricht bei einer Fokusbreite von 0.2mm etwa 5 Röntgenphotonen pro Mikrometer in Dispersionsrichtung auf dem Film.

A.2 Zeitaufgelöste Spektren

Mica-Auflösung

Die an der FSU-Jena berechnete Reflexionskurve eines Mica-Kristalls (siehe Abb. A.6) besitzt für die He_{α} -Linie ($\lambda = 7.76 \text{ \AA}$, $\alpha = 23^{\circ}$) eine Halbwertsbreite von $\Delta\alpha \approx 0.15 mrad$, was einer theoretischen Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda \approx 2800$ entspricht (vgl. Gl. A.1). Auch der gebogene Mica-Kristall wurde am Institut für Röntgenoptik der FSU-Jena mittels Röntgenprojektionstopographie charakterisiert und lieferte eine dem PET-Kristall des von Hamos-Spektrometers vergleichbare Winkelauflösung (siehe Abb. A.7) [106]. Die Standardabweichung der hierbei gemessenen Reflexionswinkelabweichung beträgt $0.48 mrad$, womit eine Halbwertsbreite der gaußschen Winkelverteilung von $\Delta\alpha \approx 1.1 mrad$ folgt. Aufgrund des kleineren Einfallswinkels (entsprechend der größeren Gitterkonstante) führt dies im Vergleich zum PET-Kristall zu einer erheblich schlechteren Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda \approx 400$ für die He_{α} -Linie. Im Vergleich hierzu liefert die Messung eine Auflösung von $\lambda/\Delta\lambda \approx 550$ (vgl. Kap. 2.4.1).

A.2. ZEITAUFGELÖSTE SPEKTREN

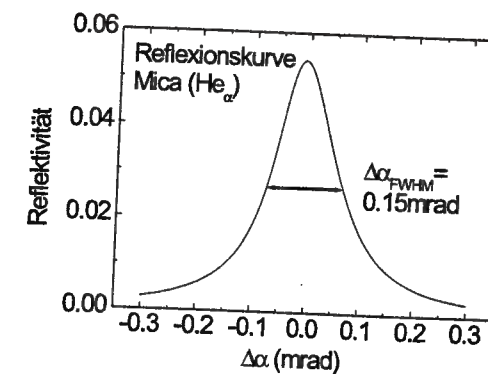


Abbildung A.6: Berechnete Reflexionskurve eines Mica-Kristalls bei $7.76 \text{ \AA}$ nach [43].

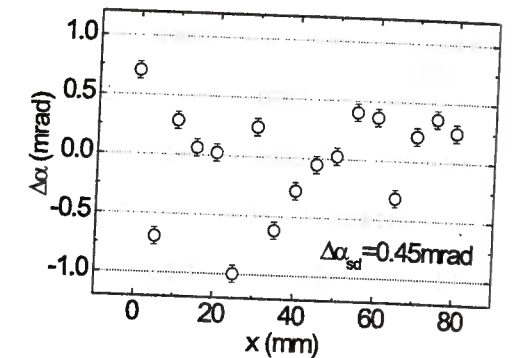


Abbildung A.7: Messung der Reflexionswinkelabweichung des gebogenen Mica-Kristalls in Abhängigkeit der Koordinate in spektraler Richtung.

Die Abbildungsverzerrung aufgrund der Reflexionswinkelabweichung führt zu einer Reduzierung der Zeitauflösung im fs-Bereich und ist damit vernachlässigbar. Dies ist mit der geringen Detektionsdimension der Kathode von ca. $100 \mu m$ in Zeitrichtung und der guten Winkelauflösung des Kristalls von $\Delta\alpha \approx 1.1 mrad$ zu begründen. Die möglichen Verlängerungen der Röntgensignalwege liegen damit bei der vorgegebenen Spektrometergeometrie im sub- μm -Bereich. Auch die Eindringtiefe des Röntgensignals in den Mica-Kristall (ca. $25 \mu m$ [106]) liefert nur Beiträge kleiner 100fs und wird damit gegenüber der Detektorauflösung von etwa 0.9ps vernachlässigt.

Entfaltungsprozedur

Analog zur Intensitätskalibrierung des von Hamos-Spektrometers wird im folgenden das konisch gekrümmte Mica-Spektrometer mit der Röntgenstreackamera als zeitauflösende Diagnostik behandelt. In Abb. A.8 ist die integrierte Reflektivität [107], der Öffnungswinkel des gebogenen Kristalls und die Transmission der verwendeten Filter ($10 \mu m$ Be, $4 \mu m$ Mylar) dargestellt. Die Gesamteffizienz des Mica-Spektrometers liegt zwischen $1 \cdot 10^{-5} sr$ für Ly_{α} ($\lambda = 7.18 \text{ \AA}$) und $0.3 \cdot 10^{-5} sr$ bei etwa $8 \text{ \AA}$. Damit ist dieses Spektrometer etwa um eine Größenordnung lichtschwächer als das von Hamos-Spektrometer. Die Empfindlichkeit der verwendeten KI-Kathoden beträgt etwa 0.8 Elektronen je einfallendem Röntgenphoton (Quantenausbeute). Da das Auslesesystem jedes Photoelektron detektiert, ist die zeitaufgelöste Diagnostik (für das optimal fokussierte Röntgensignal) empfindlicher als das zeitintegrierende von Hamos-Spektrometer. Die Entfaltung der zeitaufgelösten Röntgenspektren gestaltet sich jedoch aus folgenden Gründen relativ schwierig:

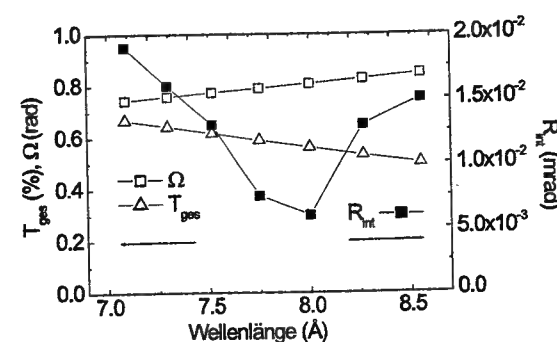


Abbildung A.8: Filtertransmission T_{ges} , integrierte Kristallreflektivität R_{int} und Öffnungswinkel Ω des Mica-Kristalls als Funktion der Signalwellenlänge.

- Die senkrechte Kopplung des konischen Mica-Spektrometers an die Streakkammerkathode erfordert eine spektrale Intensitätskorrektur aufgrund der Röntgenfokusgeometrie.
- Aufgrund von Weglängenunterschieden der Röntgensignale im Spektrometer und der Photoelektronenbahnen in der Streakröhre ist das Röntgenspektrum zeitlich verzerrt.

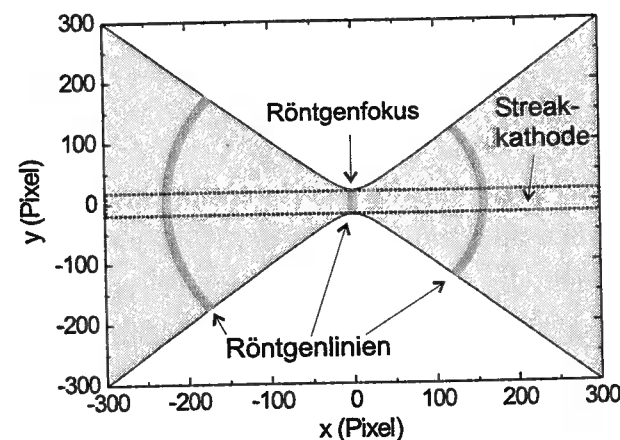


Abbildung A.10: Schematische Darstellung des Röntgenfokusses des konischen Mica-Spektrometers in der senkrecht zum Linienfokus angeordneten Bildebene.

In Abbildung A.10 ist schematisch die Form des Röntgenfokusses dargestellt. Zur Entfaltung der spektralen Intensitätsverteilung kann eine Hyperbelfunktion verwendet wer-

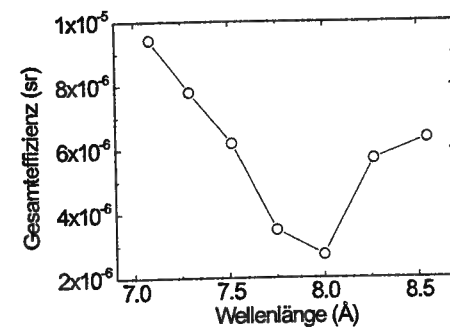


Abbildung A.9: Gesamteffizienz des Mica-Kristallspektrometers im optimalen Röntgenfokus in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

den. Für die Entfaltungsfunktion gilt

$$I_{ges}(x) = I_{Kathode}(x) \sqrt{1 + \left(\frac{\Omega x}{a}\right)^2} \quad (A.3)$$

mit $a=20$ als Hyperbelparameter, welcher ein Maß für die Kathodenbreite ist. Der Öffnungswinkel beträgt $\Omega \approx 90^\circ$ und ist durch die Kristallgeometrie vorgegeben. Des weiteren wurde auch die zeitliche Streakkrümmung korrigiert. Diese ist eine Konsequenz unterschiedlicher Weglängen der Photoelektronen in der Streakröhre. Die Bahnlängen steigen mit zunehmendem Abstand von der Streakröhrenachse, was einer zunehmenden Verzögerung des Signals am Rand des Detektionsbereich in räumlicher bzw. spektraler Richtung entspricht. Hierzu wurde mittels homogener Bestrahlung der Kathode mit einem gefilterten Röntgensignal der Krümmungsparameter entlang der Zeitachse untersucht. In Abb. A.11 ist der resultierende Krümmungsverlauf unter Variation der Signalverzögerung gezeigt, dessen Parameterisierung einer zweidimensionalen Entfaltungsfunktion entspricht. Zusätzlich muß auch eine zeitliche Weglängenkorrektur aufgrund der Geometrie des Spektrometers durchgeführt werden, wie in Abb. A.12 gezeigt ist. Der hier eingezeichnete Umkreis der Quelle markiert konstante Weglängen des Röntgensignals und weicht von der Detektionsebene ab. Hieraus resultiert eine Verkippung des detektierten Spektrums in der Zeitrichtung. In der Entfaltungsprozedur zeitaufgelöster Röntgenspektren wurden diese Korrekturen berücksichtigt.

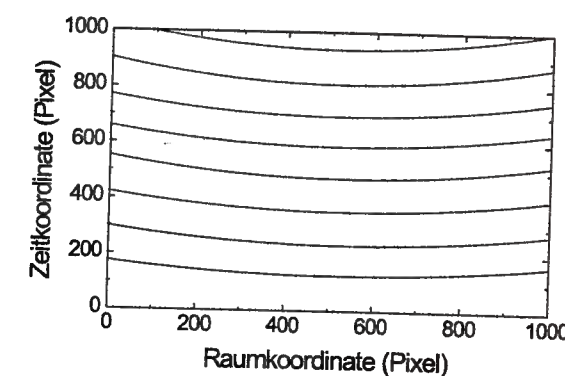


Abbildung A.11: Krümmungsverläufe bei verschiedenen Positionen entlang der Zeitachse.

In Abbildung A.13a ist ein zeitaufgelöstes Röntgenspektrum als Rohdatensatz gezeigt. Deutlich ist die Krümmung und Verkippung des Spektrums zu erkennen. Die Intensitätserhöhung in der Mitte des Spektrums entspricht dem Röntgenfokus des Spektrometers. Sowohl die Intensitätsverteilung als auch die Streakkrümmung ist in

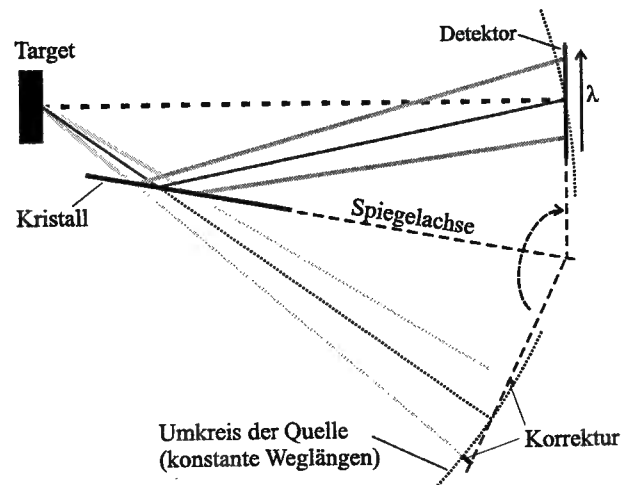


Abbildung A.12: Optische Weglängenunterschiede des spektral aufgespaltenen Röntgensignals aufgrund der Spektrometergeometrie.

Abb. A.13b korrigiert. Zudem wurde die Wellenlängenkalibrierung und die Zeiteichung (0.15ps/Pixel) durchgeführt und das Untergrundsignal abgezogen.

Auf eine absolute Kalibrierung des zeitaufgelösten Röntgenspektrometers wurde verzichtet. Dies ist zum einen damit zu begründen, daß keine absolute Messung der integrierten Reflektivität des Mica-Spektrometers in der gebogenen Form vorliegt und diese möglicherweise von den in Abb. A.8 angegebenen Werten abweicht. Zum anderen ist die

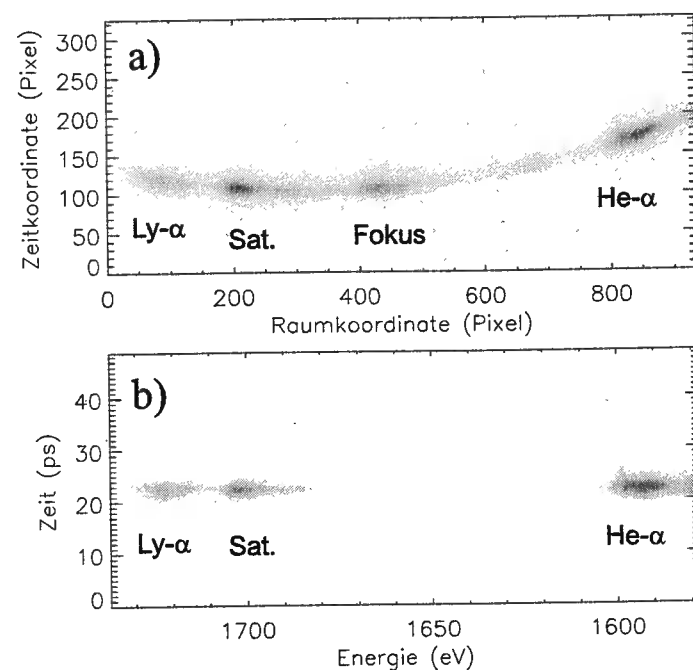


Abbildung A.13: Zeitaufgelöstes Röntgenspektrum a) in der Rohfassung des Auslesesystems und b) von Krümmung, Verkippung und Intensitätsverteilung des Röntgenfokusses entfaltete Daten.

Form des Röntgenfokus quantitativ nicht einfach zu behandeln, da die Fokussierungsqualität des Mica-Kristalls nicht über alle Wellenlängen konstant ist. Zudem ist eine absolute Eichung der emittierten Röntgenphotonen bereits mit dem zeitintegrierenden von Hamos-Spektrometers durchgeführt worden. Die zeitaufgelösten Messungen wurden vor allem zur Untersuchung der Zeitstruktur einzelner Röntgenlinien durchgeführt. Für eine quantitative Spektralanalyse muß jedoch auf die zeitintegrierten von Hamos-Messungen zurückgegriffen werden.

Literaturverzeichnis

- [1] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Opt. Comm.*, 56(3):219–221, 1985.
- [2] M. D. Perry and G. Mourou. Terawatt to petawatt subpicosecond lasers. *Science*, 264:917–924, 1994.
- [3] R. Fedosejevs, X. F. Wang, and G. D. Tsakiris. Onset of relativistic self-focusing in high density gas jet targets. *Phys. Rev. E*, 56(4):4615–4639, 1997.
- [4] C. Gahn, C. D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer ter Vehn, G. Pretzler, P. Thieroff, D. Habs, and K. J. Witte. Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels. *Phys. Rev. Lett.*, 83(23):4772–4775, 1999.
- [5] K. Nazir, S. J. Rose, A. Djaoui, G. J. Tallents, M. G. Holden, P. A. Norreys P. Fewes, J. Zhang, and F. Failles. X-ray spectroscopic studies of hot, dense iron plasma formed by subpicosecond high intensity KrF laser irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, 69(24):3686–3688, 1996.
- [6] N. C. Woolsey, B. A. Hammel, C. J. Keane, C. A. Back, J. C. Moreno, J. K. Nash, A. Calisti, C. Mossé, L. Godbert, R. Stamm, B. Talin, C. F. Hooper, A. Asfaw, L. S. Klein, and R. W. Lee. Spectroscopic line shape measurements at high densities. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 58(4-6):975–989, 1997.
- [7] C. W. Siders, A. Cavalleri, K. Sokolowski-Tinten, Cs. Tóth, T. Guo, M. Kammler, M. Horn von Hoegen, K. R. Wilson, D. von der Linde, and C. P. J. Barty. Detection of nonthermal melting by ultrafast X-ray diffraction. *Science*, 286:1340–1342, 1999.
- [8] C. Rose-Petruck, R. Jimenez, T. Guo, A. Cavalleri, C. W. Siders, F. Ráksi, J. A. Squier, B. C. Walker, K. R. Wilson, and C. P. J. Barty. Picosecond-milliangström lattice dynamics measured by ultrafast X-ray diffraction. *Nature*, 398:310–312, 1999.

- [9] B. A. Hammel, C. J. Kaene, T. R. Dittrich, D. R. Kania, J. D. Kilkenny, R. W. Lee, and W. K. Levedahl. K- and L-shell x-ray spectroscopic measurements of fuel and pusher dopants in indirectly driven ICF implosions. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 51(1-2):113-124, 1994.
- [10] D. A. Haynes, Jr., D. T. Garber, C. F. Hooper, Jr., R. C. Mancini, Y. T. Lee, D. K. Bradley, J. Delettrez, R. Epstein, and P. A. Jaanimagi. Effects of ion dynamics and opacity on Stark-broadened argon line profiles. *Phys. Rev. E*, 53(1):1042-1050, 1996.
- [11] N. C. Woolsey, C. A. Back, R. W. Lee, A. Calisti, C. Mossé, R. Stamm, B. Talin, A. Asfaw, and L. S. Klein. Experimental results on line shifts from dense plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 65:573-578, 2000.
- [12] Y. Leng, J. Goldhar, H. R. Griem, and R. W. Lee. C VI Lyman line profiles from 10-ps KrF-laser-produced plasmas. *Phys. Rev. E*, 52(4):4328-4337, 1995.
- [13] O. Renner, P. Sondhauss, D. Salzmann, A. Djaoui, M. Koenig, and E. Förster. Measurement of the polarization shifts in hot and dense aluminum plasma. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 58(4-6):851-857, 1997.
- [14] A. Saemann. *Erzeugung eines heißen Plasmas bei Festkörperdichte durch Einstrahlung von 150 fs langen Laserpulsen*, volume 242 of *MPQ Report*. Max-Planck Institut f. Quantenoptik, 1999.
- [15] A. Saemann, K. Eidmann, I. E. Golovkin, R. C. Mancini, E. Andersson, E. Förster, and K. Witte. Isochoric heating of solid aluminum by ultrashort laser pulses focused on a tamped target. *Phys. Rev. Lett.*, 82(24):4843-4846, 1999.
- [16] G. Guethlein, M. E. Foord, and D. Price. Electron temperature measurements of solid density plasmas produced by intense ultrashort laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 77(6):1055-1058, 1996.
- [17] B. K. F. Young, B. G. Wilson, D. F. Price, and R. E. Stewart. Measurements of x-ray emission and thermal transport in near-solid-density plasmas heated by 130fs laser pulses. *Phys. Rev. E*, 58(4):4929-4936, 1998.
- [18] J. C. Kieffer, Z. Jiang, A. Ikhlef, , and C.Y. Côté. Picosecond dynamics of a hot solid-density plasma. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(1):132-137, 1996.
- [19] P. Gallant, Z. Jiang, C. Y. Chien, P. Forget, F. Dorchies, J. C. Kieffer, H. Pépin, O. Peyrusse, G. Mourou, and A. Krol. Spectroscopy of solid density plasmas

- generated by irradiation of thin foils by a fs-laser. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 65(1-3):243-252, 2000.
- [20] M. Nantel, G. Ma, S. Gu, C. Y. Côté, J. Itatani, and D. Umstadter. Pressure ionization and line merging in strongly coupled plasmas produced by 100-fs laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 80(20):4442-4445, 1998.
- [21] K. Eidmann, A. Saemann, U. Andiel, I. E. Golovkin, R. C. Mancini, E. Andersson, and E. Förster. Generation of hot plasma at solid density by high-contrast ultra-short laser pulses. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 65:173-184, 2000.
- [22] W. Knox and G. Mourou. A simple jitter-free picosecond streak camera. *Opt. Comm.*, 37(3):203-206, 1981.
- [23] A. Maksimchuk, M. Kim, J. Workman, G. Korn, J. Squier, D. Du, D. Umstadter, G. Mourou, and M. Bouvier. Signal averaging x-ray streak camera with picosecond jitter. *Rev. Sci. Instrum.*, 67(3):697-699, 1995.
- [24] C. Y. Côté, D. Kaplan, M. Bouvier, K. Eidmann, J. Tesar, and J. C. Kieffer. A laser-triggered ultrafast streak camera for the measurement of ultrashort events on the femtosecond time scale. In *Proceeding of the SPIE-Laser and Material in Industry and Opto-Contact Workshop, Quebec City*, 1998.
- [25] A. Maksimchuk, M. Nantel, G. Ma, S. Gu, C. Y. Côté, D. Umstadter, S. A. Pikuz, I. Y. Skobelev, and A. Y. Faenov. X-ray radiation from matter in extreme conditions. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 65:367-385, 2000.
- [26] T. Oksenhendler, D. Kaplan, U. Andiel, K. Eidmann, and K. Witte. Sub-picosecond streak camera averaging measurements using a photoconductive switch with amplitude compensation. In *Paper CThM44 presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Francisco, California, May 7-12*, 2000.
- [27] K. Eidmann, U. Andiel, E. Förster, I. E. Golovkin, R. C. Mancini, R. Rix, A. Saemann, T. Schlegel, I. Uschmann, and K. Witte. Spectroscopy of plasmas at solid density generated by ultra-short laser pulses. In R. C. Mancini and R. A. Phaneuf, editors, *AIP Conference Proceedings Vol. 547: Atomic processes in plasmas*, pages 238-251, 2000.
- [28] S. Kohlweyer. *Erzeugung von Harmonischen durch Reflexion hochintensiver Laserpulse an einem überdichten Plasma*, volume 213 of *MPQ Report*. Max-Planck Institut f. Quantenoptik, 1996.

- [29] U. Andiel. Abhängigkeit der Gasharmonischen von der Phase eines Zweifarbenpulses. Diplomarbeit, Technische Universität München, 1998.
- [30] R. Rix. Absorption intensiver, ultrakurzer Laserpulse an Festkörpertargets. Diplomarbeit, Universität Erlangen, 1999.
- [31] R. P. Godwin, C. G. M. Vankessel, J. N. Olsen, P. Sachsenmeier, and R. Sigel. Reflection losses from laser-produced plasmas. *Zeitschrift für Naturforschung, Section A-A Journal of physical sciences*, 32(10):1100–1107, 1977.
- [32] F. G. Patterson, M. D. Perry, and E. M. Campbell. Ultra-high brightness laser research at LLNLok. In *Proceedings of SPIE Vol. 1040: High Power and Solid State Lasers II*, pages 160–168, 1989.
- [33] V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*, volume 64 of *Springer Series in Optical Sciences*. Springer, Berlin, 2nd edition, 1997.
- [34] J. C. Diels and W. Rudolph. *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*. Academic Press, San Diego, 1996.
- [35] V. Krylov, A. Rebane, A. G. Kalintsev, H. Schwoerer, and U. P. Wild. Second-harmonic generation of amplified femtosecond Ti:sapphire laser pulses. *Opt. Lett.*, 20(2):198–200, 1995.
- [36] H. Hügel. *Strahlwerkzeug Laser*. Teubner, Stuttgart, 1992.
- [37] E. Hecht and A. Zajac. *Optics*. Addison-Wesley Publishing Company, 1980.
- [38] Z. Bor. Distortion of femtosecond laser pulses in lenses and lens systems. *J. Mod. Opt.*, 35(12):1907–1918, 1988.
- [39] Z. Bor. Distortion of femtosecond laser pulses in lenses. *Opt. Lett.*, 14(16):119–121, 1989.
- [40] S. Szatmari and G. Kühnle. Pulse front and pulse duration distortion in refractive optics, and its compensation. *Opt. Comm.*, 69(1):60–65, 1988.
- [41] R. Dübgen and G. Popp. Glasartiger Kohlenstoff Sigradur - ein Werkstoff für Chemie und Technik. *Z. Werkstofftechn.*, 15:331–338, 1984.
- [42] Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer. *Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena*. Academic Press, 1966.

- [43] G. Hoelzer, O. Wehrhahn, and E. Foerster. Characterization of flat and bent crystals for x-ray spectroscopy and imaging. *Cryst. Res. Technol.*, 33(4):555–567, 1998.
- [44] B. L. Henke, J. Y. Uejio, G. F. Stone, C. H. Dittmore, and F. G. Fujiwara. High-energy x-ray response of photographic films: models and measurement. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3:1540–1550, 1986.
- [45] L. v. Hámos. Röntgenspektroskopie und Abbildung mittels gekrümmter Kristallreflektoren. Kurze Originalmitteilungen. *Naturwissenschaften*, 20:705–706, 1932.
- [46] L. v. Hámos. Röntgenspektroskopie und Abbildung mittels gekrümmter Kristallreflektoren. *Annal. Phys.*, 17:716–724, 1933.
- [47] M. A. Blochin. *Methoden der Röntgenspektralanalyse*. Teubner, Leipzig, 1963.
- [48] D. Vaughan, editor. *X-Ray Data Booklet*. Center for X-Ray Optics, Lawrence Berkely Laboratory, Berkely, California, 1986.
- [49] R. L. Kelly. *Atomic and Ionic Spectrum Lines below 2000 Angstroms: Hydrogen through Krypton: Part I (H-Cr)*, volume 16 of *J. Phys. Chem. Reference Data*. American Institute of Physics, 1987.
- [50] S. Bashkin and J. O. Stoner, Jr. *Atomic Energy Levels and Grotrian Diagrams: Volume I. Hydrogen I - Phosphorus XV*. North-Holland Publishing Company, 1975.
- [51] D. Riley, L. A. Gizzi, F. Y. Khattak, A. J. Mackinnon, S. M. Viana, and O. Willi. Plasma conditions generated by interaction of a high brightness, prepulse free, Raman amplified KrF laser pulse with solid targets. *Phys. Rev. Lett.*, 69(26):3739–3742, 1992.
- [52] J. C. Kieffer, M. Chaker, J. P. Matte, H. Pépin, C. Y. Côté, Y. Beaudoin, T. W. Johnson, C. Y. Chien, S. Coe, G. Mourou, and O. Peyrusse. Ultrafast x-ray sources. *Phys. Fluids B*, 5(7):2676–2681, 1993.
- [53] J. C. Kieffer, M. Chaker, C. Y. Côté, Y. Beaudoin, H. Pépin, C. Y. Chiem, S. Coe, and G. Mourou. Time-resolved kiloelectron-volt spectroscopy of ultrashort plasmas. *Appl. Opt.*, 32(22):4247–4252, 1993.
- [54] T. A. Hall. A focusing x-ray crystal spectrograph. *J. Phys. E: Sci. Instrum.*, 17:110–112, 1984.

- [55] D. W. Phillion and B. A. Hammel. Line focus of an elliptic cone for an x-ray crystal spectrograph. *Rev. Sci. Instrum.*, 61(12):3738–3744, 1990.
- [56] R. S. Marjoribanks, M. C. Richardson, P. R. Audebert, D. K. Bradley, G. G. Gregory, and P. A. Jaanimagi. Time-resolved spectroscopy for detailed studies ($\lambda/\Delta\lambda > 1000$) of weak x-ray emitters in laser plasmas. In *SPIE Vol. 831 X Rays from Laser Plasmas*, pages 185–198, 1987.
- [57] U. Andiel, K. Eidmann, and K. Witte. Time-resolved x-ray spectra from laser-generated high-density plasmas. In M. Kálal, K. Rohlena, and M. Šňor, editors, *Proceedings of SPIE Vol. 4424: ECLIM 2000: 26th European Conference on Laser Interaction with Matter*, pages 496–499, 2000.
- [58] G. Hölzer, O. Wehrhan, J. Heinisch, E. Förster, T. A. Pikuz, A. Ya. Faenov, S. A. Pikuz, V. M. Romanova, and T. A. Shelkovenko. Flat and spherically bent muscovite (Mica) crystals for x-ray spectroscopy. *Phys. Scripta*, 57:301–309, 1997.
- [59] U. Andiel, K. Eidmann, R. C. Mancini, I. E. Golovkin, I. Uschmann, E. Förster, and K. Witte. Aluminium K-shell emission of laser-generated hot plasma at solid density in high spectral and sub-ps time resolution. In M. Kálal, K. Rohlena, and M. Šňor, editors, *Proceedings of SPIE Vol. 4424: ECLIM 2000: 26th European Conference on Laser Interaction with Matter*, pages 492–495, 2000.
- [60] U. Andiel, K. Eidmann, and K. Witte. Time-resolved x-ray K-shell spectra from high density plasmas generated by ultrashort laser pulses. *Phys. Rev. E*, 63(2):026407/1–7, 2001.
- [61] J. B. Birks. *The Theory and Practice of Scintillating Counting*. Pergamon Press, Oxford, 1964.
- [62] G. Elwert. Die weiche Röntgenstrahlung der ungestörten Sonnenkorona. *Z. Naturforsch.*, 9a:637, 1954.
- [63] H. R. Griem. *Plasma Spectroscopy*. McGraw-Hill, New York, 1964.
- [64] P. Mulser, R. Sigel, and S. Witkowski. Plasma production by laser. *Phys. Rep. (Sect. C of Phys. Lett.)*, 6:187, 1973.
- [65] A. R. Bell, J. R. Davies, S. Guerin, and H. Ruhl. Fast-electron transport in high-intensity short-pulse laser-solid experiments. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 39:653–659, 1997.
- [66] X. Long, M. Liu, F. Ho, and X. Peng. Cross sections for K-shell ionization by electron impact. *Atomic Data and Nuclear Tables*, 45(2):353–366, 1990.

- [67] K. Eidmann, J. Meyer-ter-Vehn, T. Schlegel, and S. Hüller. Hydrodynamic simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. *Phys. Rev. E*, 62(1):1202–1214, 2000.
- [68] R. Ramis, R. Schmalz, and J. Meyer ter Vehn. Multi - a computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Comp. Phys. Commun.*, 49:475, 1988.
- [69] W. L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Addison-Wesley Publishing Company, New York, 1988.
- [70] D. F. Price, R. M. More, R. S. Walling, G. Guethlein, R. L. Shepherd, R. E. Stewart, and W. E. White. Absorption of ultrashort laser pulses by solid targets heated rapidly to temperatures 1–1000 eV. *Phys. Rev. Lett.*, 75(2):252–255, 1995.
- [71] S. C. Wilks and W. L. Kruer. Absorption of ultrashort, ultra-intense laser light by solids and overdense plasmas. *IEEE J. Quant. Electr.*, 33(11):1954–1968, 1997.
- [72] J. P. Freidberg, R. W. Mitchell, R. L. Morse, and L. I. Rudinski. Resonant absorption of laser light by plasma targets. *Phys. Rev. Lett.*, 28(13):795–799, 1972.
- [73] K. Eidmann, R. Rix, T. Schlegel, and K. Witte. Absorption of intense high-contrast sub-picosecond laser pulses in solid targets. *Europhys. Lett.*, 55(3):334–340, 2001.
- [74] D. D. Meyerhofer, H. Chen, J.A. Delettrez, B. Soom, S. Uchida, and B. Yaakobi. Resonance absorption in high-intensity contrast, picosecond laser-plasma interactions. *Phys. Fluids B*, 5(7):2584–2588, 1993.
- [75] Z. Jiang, J. C. Kieffer, J. P. Matte, M. Chaker, O. Peyrusse, D. Gilles, G. Korn, A. Maksimchuk, S. Coe, and G. Mourou. X-ray spectroscopy of hot solid density plasmas produced by subpicosecond high contrast laser pulses at $10^{18} - 10^{19} \text{ W/cm}^2$. *Phys. Plasmas*, 2(5):1702–1711, 1995.
- [76] U. Teubner, P. Gibbon, E. Förster, F. Falliès, P. Audebert, J. P. Geindre, and J. C. Gauthier. Subpicosecond KrF*-laser plasma interaction at intensities between 10^{14} and 10^{17} W/cm^2 . *Phys. Plasmas*, 3(7):2679–2685, 1996.
- [77] U. Teubner, I. Uschmann, P. Gibbon, D. Altenbernd, E. Förster, T. Feurer, W. Theobald, R. Sauerbrey, G. Hirst, M. H. Key, J. Lister, and D. Neely. Absorption and hot electron production by high intensity femtosecond UV-laser pulses in solid targets. *Phys. Rev. E*, 54(4):4167–4177, 1996.

- [78] J. Yu, Z. Jiang, and J. C. Kieffer. Hard x-ray emission in high intensity femto-second laser-target interaction. *Phys. Plasmas*, 6(4):1318-1322, 1999.
- [79] Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann, and E. Förster. Yield optimization and time structure of femtosecond laser plasma $K\alpha$ sources. *Phys. Rev. Lett.*, 84(21):4846-4849, 2000.
- [80] U. Fano, editor. *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, volume 1133 of *Nuclear Science Series Reports*. Nat. Academy of Sciences - Nat. Research Council, 1964.
- [81] P. Hakel. *X-ray line spectral signatures of plasmas driven by high-intensity ultra-short laser pulses*. Dissertation, Department of Physics, University of Nevada, Reno, 2001.
- [82] L. A. Woltz and C. F. Hopper, Jr. Calculation of spectral line profiles of multielectron emitters in plasmas. *Phys. Rev. A*, 38(9):4766-4771, 1988.
- [83] R. C. Mancini, D. P. Kilcrease, L. A. Woltz, and C. F. Hooper, Jr. Computational aspects of the Stark line broadening of multielectron ions in plasmas. *Comp. Phys. Comm.*, 63:314-322, 1991.
- [84] Jr. J. Abdallah, R. E. H. Clark, and R. D. Cowan. *Los Alamos Laboratory report LA-11436-M*, 1988.
- [85] R. E. H. Clark, Jr. J. Abdallah, J. B. Mann, and R. D. Cowan. *Los Alamos Laboratory report LA-11436-M*, 1988.
- [86] R. E. H. Clark, J. B. Mann, G. Csanak, and A. L. Merts. *Los Alamos Laboratory report LA-UR-89-2675*, 1989.
- [87] R. W. Lee, B. L. Whitten, and R. E. Strout. SPECTRA - A model for K-shell spectroscopy. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 32(1):91-101, 1984.
- [88] R. W. Lee. Plasma line shapes for selected transitions in hydrogen-, helium-, and lithium-like ions. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 40(5):561-568, 1988.
- [89] R. W. Lee and J. T. Larsen. A time-dependent model for plasma spectroscopy of K-shell emitters. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 56(4):535-556, 1996.
- [90] R. C. Mancini, R. F. Joyce, and C. F. Hooper, Jr. Escape factors for Stark-broadened line profiles. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 20:2975-2987, 1987.
- [91] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics*. Pergamon Press, Oxford, 1983.

- [92] C. A. Iglesias, H. E. DeWitt, J. L. Lebowitz, D. MacGowan, and W. B. Hubbard. Low-frequency electric microfield distributions in plasmas. *Phys. Rev. A*, 31(3):1698-1702, 1985.
- [93] D. P. Kilcrease. Plasma electric micorfields for differing electron and ion temperatures. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 51(1/2):161-167, 1994.
- [94] H. Nguyen, M. Koenig, D. Benredjem, M. Caby, and G. Coulaud. Atomic structure and polarization line shift in dense and hot plasmas. *Phys. Rev. A*, 33(2):1279-1290, 1986.
- [95] G. C. Junkel, M. A. Gunderson, C. F. Hooper, Jr., and D. A. Haynes, Jr. Full Coulomb calculation of Stark broadened spectra from multielectron ions: A focus on the dense plasma line shift. *Phys. Rev. E*, 62(4):5584-5593, 2000.
- [96] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Phys. Rev. Lett.*, 59(1):52-55, 1987.
- [97] J. A. Koch, C. A. Back, C. Brown, K. Estabrook, B. A. Hammel, S. P. Hatchett, M. H. Key, J. D. Kilkenny, O. L. Landen, R. W. Lee, J. D. Moody, A. A. Offenberger, D. Pennington, M. D. Perry, M. Tabak, V. Yanovski, R. J. Wallace, K. B. Wharton, and S. C. Wilks. Time-resolved x-ray spectroscopy of deeply buried tracer layers as a density and temperature diagnostics for the fast ignitor. *Laser and Particle Beams*, 16(1):225-232, 1998.
- [98] M. D. Rosen. Scaling laws for femtosecond laser-plasma interactions. In *SPIE Vol. 1229 Femtosecond to Nanosecond High-Intensity Lasers and Applications*, pages 160-167, 1990.
- [99] P. Gallant, P. Forget, F. Dorchies, Z. Jiang, J. C. Kieffer, P. A. Jaanimagi, J. C. Rebuffie, C. Goulmy, J. F. Pelletier, and M. Sutton. Characterization of a subpicosecond x-ray streak camera for ultrashort laser-produced plasmas experiments. *Rev. Sci. Instrum.*, 71(10):3627-3633, 2000.
- [100] U. Teubner, T. Misalla, I. Uschmann, E. Förster, W. Theobald, and C. Wülker. X-ray spectra from highly ionized dense plasmas produced by ultrashort laser pulses. *Appl. Phys. B*, 62(3):213-220, 1996.
- [101] H. Cole and N. R. Stemple. Effect of crystal perfection and polarity on absorption edges seen in Bragg diffraction. *J. Appl. Phys.*, 33:2227, 1962.
- [102] Z. G. Pinsker. *Dynamical Scattering of X-Rays in Crystals*. Springer, Berlin, 1978.

- [103] I. Uschmann, E. Förster, K. Gäbel, G. Hölzer, and M. Ensslen. X-ray reflection properties of elastically bent perfect crystals in Bragg geometry. *J. Appl. Cryst.*, 26(3):405–412, 1993.
- [104] O. Wehrhan and E. Förster. Untersuchung der Realstruktur eines zylindrisch gebogenen PET-Kristalls. *Laborbericht*, 1999.
- [105] E. Förster, J. Heinisch, P. Heist, G. Hölzer, I. Uschmann, F. Scholze, and F. Schäfers. Measurements of the integrated reflectivity of elastically bent crystals. In *BESSY Annu. Rep.*, pages 481–483, 1992.
- [106] O. Wehrhan, I. Uschmann, and E. Förster. Untersuchung der Realstruktur eines konisch gebogenen Muskovit-Kristalls. *Laborbericht*, 1999.
- [107] B. L. Henke and P. A. Jaanimagi. Two-channel, elliptical analyzer spectrograph for absolute, time-resolving time-integrating spectrometry of pulsed x-ray sources in the 100–10 000-eV region. *Rev. Sci. Instrum.*, 56(8):1537–1552, 1985.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich in den letzten drei Jahren unterstützt haben. Mein besonderer Dank gilt

- Herrn Dr. Klaus Eidmann für die außerordentlich gute und angenehme Zusammenarbeit. Dafür, daß er mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand und durch seine Erfahrung das Gelingen der Arbeit ermöglichte.
- Herrn Prof. Dr. J. Meyer-ter-Vehn als Doktorvater für die bereitwillige Übernahme der Betreuung der Arbeit.
- Herrn Prof. Dr. K. Witte für das gute Arbeitsklima, seine Hilfsbereitschaft und sein ständiges Interesse am Fortgang der Arbeit.
- Herrn Dr. R.C. Mancini, Herrn Dr. P. Hakel und Frau Dr. G.C. Junkel für die Durchführung von atomkinetischen Simulationsrechnungen, die angenehme Zusammenarbeit und die vielen hilfreichen Diskussionen.
- Frau Dr. O. Wehrhan, Herrn Dr. I. Uschmann und Herrn Prof. Dr. E. Förster für die Charakterisierung der Kristalle, die Berechnung der Reflexionskurven und hilfreiche Diskussionen.
- Herrn T. Oksenhendler und Herrn Prof. Dr. D. Kaplan für die angenehme Zusammenarbeit bei der Installation des Auston-Switch.
- Den Herren J. Perchermeier, E.A. Maier und G. Brandl für die schnelle und zuverlässige Präparation von Targets und Spiegeln.
- Herrn A. Böswald und Herrn H. Haas für die Betreuung des ATLAS-Systems und die Unterstützung bei Problemen mit Optik und Elektronik.
- Walter Fölsner und Herrn P. Sachsenmeier für die freundschaftliche Zusammenarbeit in allen technischen Fragen.
- Den Herren G. Keller, M. Fischer und J. Bayerl für die Unterstützung bei technischen Fragen und Problemen.
- Dr. Christoph Gahn, Michael Jost, Dr. Jürgen Flieser, Dr. Stefan Insam und Dr. Francesca Pisani für ihre freundschaftliche Unterstützung und die vielen Diskussionen über Physik, Gott und die Welt.
- Irmi, für die moralische Unterstützung in dieser arbeitsintensiven Zeit.



1870

1871

1872

1873

1874

1875

1876

1877

1878