

















































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 100eV. 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.









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  $5m\text{\AA}$  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  $K_\alpha$ -Wellenlängennormals liegt im Bereich der Auflösungsgrenze. Die Position der  $Ly_\alpha$ -Linie kann jedoch aufgrund der unmittelbaren Nähe zur Si- $K_\alpha$ -Eichlinie auf besser  $\pm 1m\text{\AA}$  bestimmt werden.















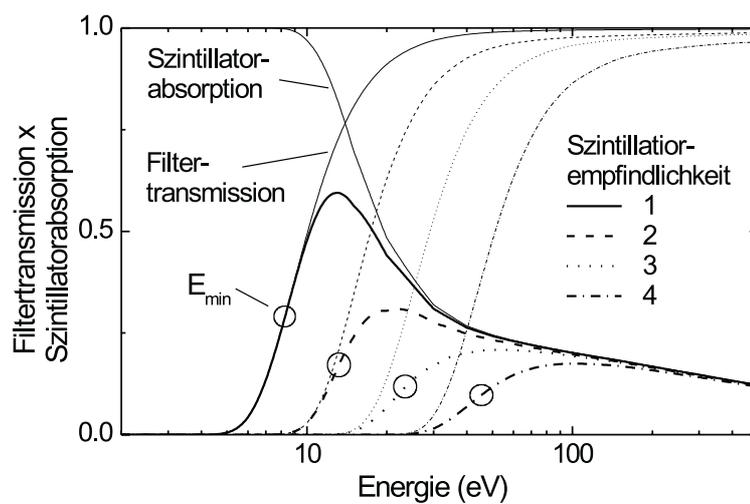












**Abbildung 2.34:** Spektrale Detektorempfindlichkeit der verwendeten Szintillationskanäle.

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





































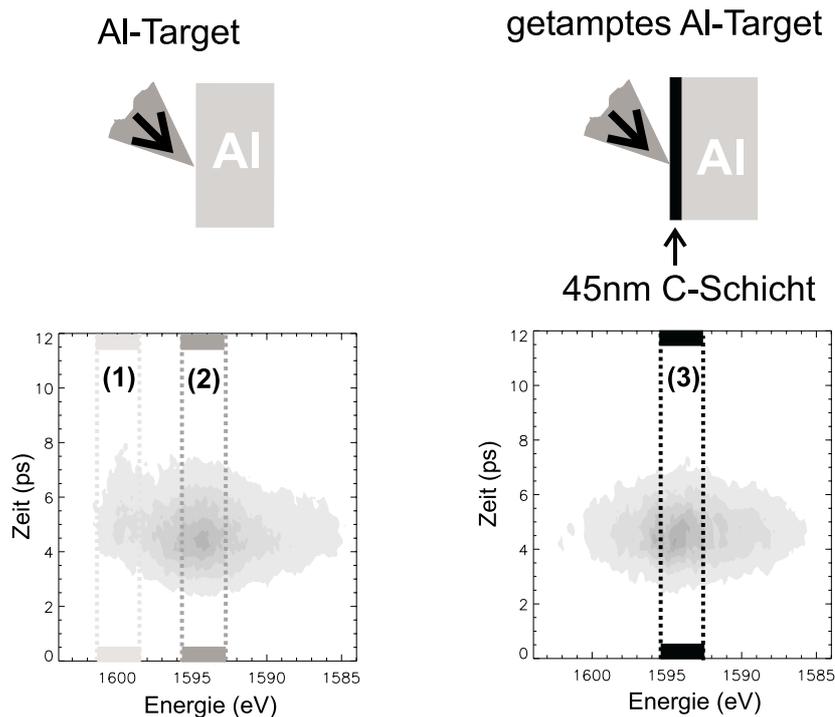




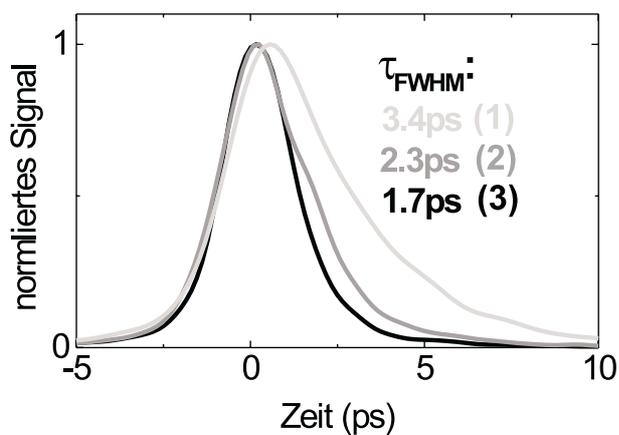








**Abbildung 3.20:** Vergleich der zeitaufgelösten  $\text{He}_\alpha$ -Emission von einem Aluminiumtarget mit und ohne Tamperschicht aus  $450\text{Å}$  Kohlenstoff.

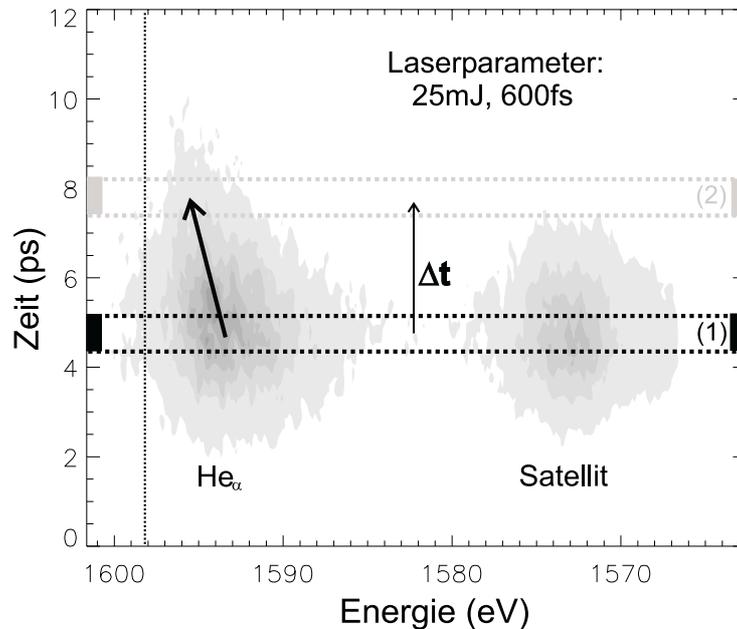


**Abbildung 3.21:** Vergleich der  $\text{He}_\alpha$ -Emissionsdauer von getampten und ungetampten Aluminiumtargets. Die zeitlichen Profilschnitte sind der in Abb. 3.20 angegebenen Kennzeichnung zuzuordnen.

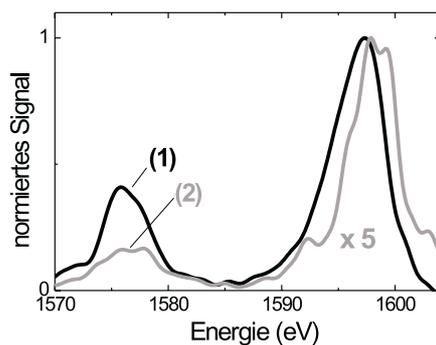
### 3.2.5 Dynamik der Linienverschiebung und -verbreiterung

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

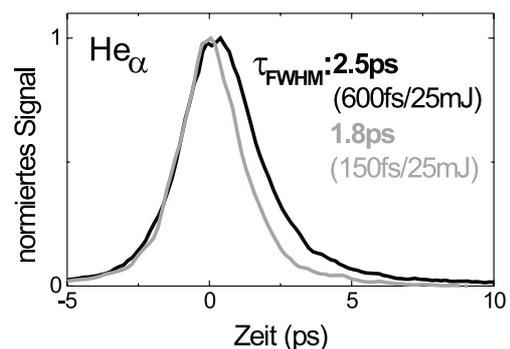
Dejustage der Kompressorereinstellungen am Lasersystem erreicht werden. Allerdings führt die Pulsdauerverlängerung zu einer entsprechenden Intensitätsverringerung und damit zu einer Konversionsreduzierung im Frequenzverdopplungsprozeß, so daß auch die Energie der frequenzverdoppelten Laserpulse sinkt.



**Abbildung 3.22:** Dynamische Linienverschiebung und -verbreiterung bei Verwendung von Laserpulsen mit 600fs Dauer und 25mJ Energie. Die tabellierte Position der unverschobenen He $_{\alpha}$ -Linie ist gestrichelt eingezeichnet.



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



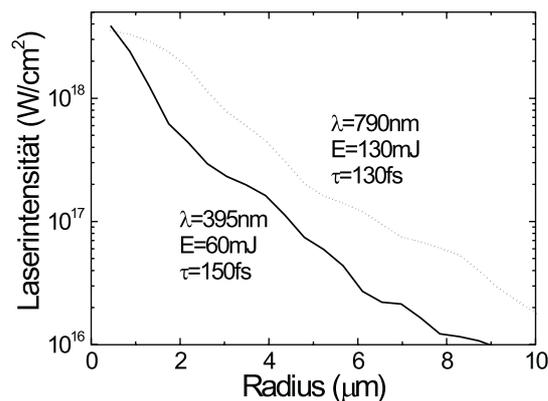
**Abbildung 3.24:** Vergleich der Emissionsdauer der Röntgenpulse bei Verwendung von Laserpulsen mit 150fs/25mJ und 600fs/25mJ.

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  $\text{He}_\alpha$ -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  $\text{He}_\alpha$ -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  $\text{He}_\alpha$ -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  $\text{He}_\alpha$ -Pulsdauer (ca.  $40\%I_{max}$ ).

### 3.2.6 Röntgenspektren bei Verwendung fundamentaler Laserpulse

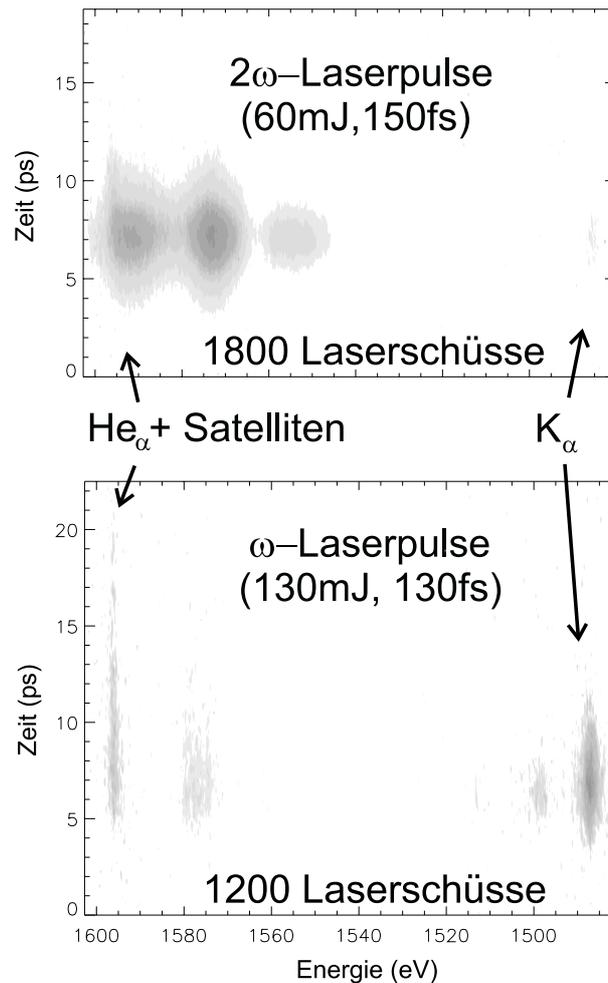
In diesem Abschnitt wird die Charakteristik der Röntgenemission von Laserpulsen bei der Grundwellenlänge mit der Emission der bisher verwendeten frequenzverdoppelten Laserpulse verglichen. Die Energie der fundamentalen ( $\lambda = 790\text{nm}$ ) Laserpulse beträgt in diesem Fall 130mJ, so daß eine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

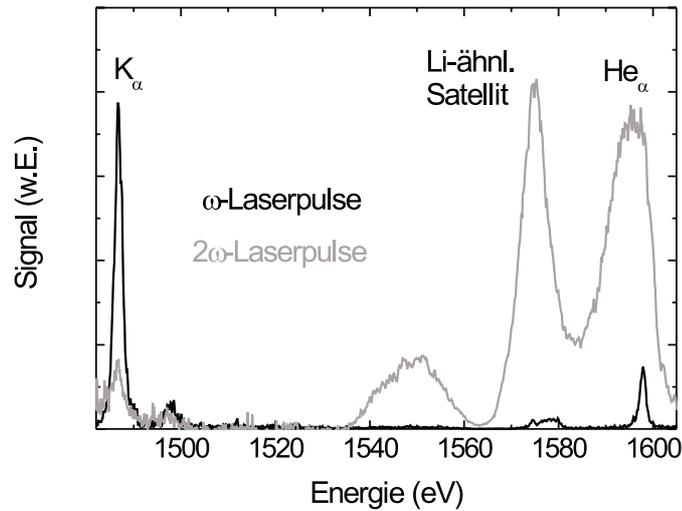
Die Energieeinkopplung in den Festkörper ist bei Verwendung von fundamentalen

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  $\omega$ - und  $2\omega$ -Laserpulse aus Abb. 3.26.

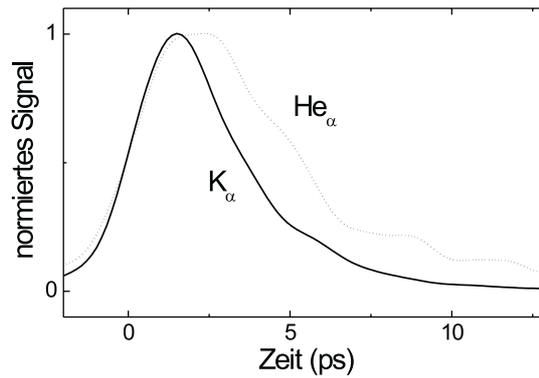
sungen aus Abb. 3.26 zeitlich integriert.

Bei frequenzverdoppelten Laserpulsen sind die  $\text{He}_\alpha$ -Linie und die dazugehörigen Satelliten sehr intensiv während die kalte  $\text{K}_\alpha$ -Linie äußerst schwach ist. Diese Verhältnisse ändern sich bei Verwendung fundamentaler Laserpulse drastisch. Die  $\text{K}_\alpha$ -Linienstärke ist 5-10fach intensiver und die  $\text{He}_\alpha$ -Intensität sinkt etwa um einen Faktor 30 im Vergleich zur Emission bei frequenzverdoppelten Laserpulsen. Das starke  $\text{K}_\alpha$ -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  $\text{K}_\alpha$ -Emission erzeugt werden.

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

**Tabelle 3.2:** Pulsdauern der  $\text{K}_\alpha$ - und  $\text{He}_\alpha$ -Emission aus massiven Aluminiumtargets bei Verwendung von fundamentalen ( $\omega$ ) und frequenzverdoppelten ( $2\omega$ ) Laserpulsen.

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

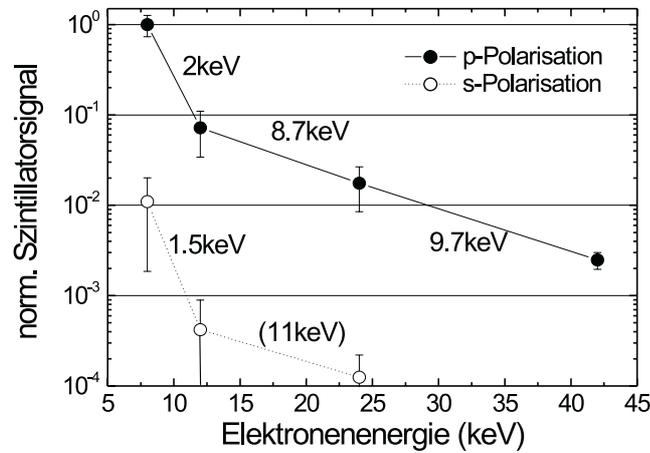


**Abbildung 3.28:** Zeitliche Emissionsprofile für die  $\text{He}_\alpha$ - und die  $\text{K}_\alpha$ -Linie aus Plasmen, welche mit Laserpulsen der fundamentalen Wellenlänge erzeugt wurden.

Halbwertsbreite der Linien gemittelt wurden, sind in Abb. 3.28 dargestellt. In Tabelle 3.2 sind die Halbwertsdauern der  $\text{He}_\alpha$ - und  $\text{K}_\alpha$ -Emission für beide Fälle angegeben. Bei Verwendung der fundamentalen Laserwellenlänge konnte keine  $\text{Ly}_\alpha$ -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 ( $\text{Al}^{12+}$ ) zu erzeugen. Im expandierenden Plasma sind dagegen aufgrund der geringeren Dichte die Stoßzeiten zu lang, um effizient  $\text{Al}^{12+}$  zu ionisieren und damit die Voraussetzung für  $\text{Ly}_\alpha$ -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 Aluminiumtarget 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  $\omega$  die Laserfrequenz ist. Bei einer einfallenden Intensität von  $10^{17} W/cm^2$  folgt  $U_{osz} \approx 1.5 keV$ . 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

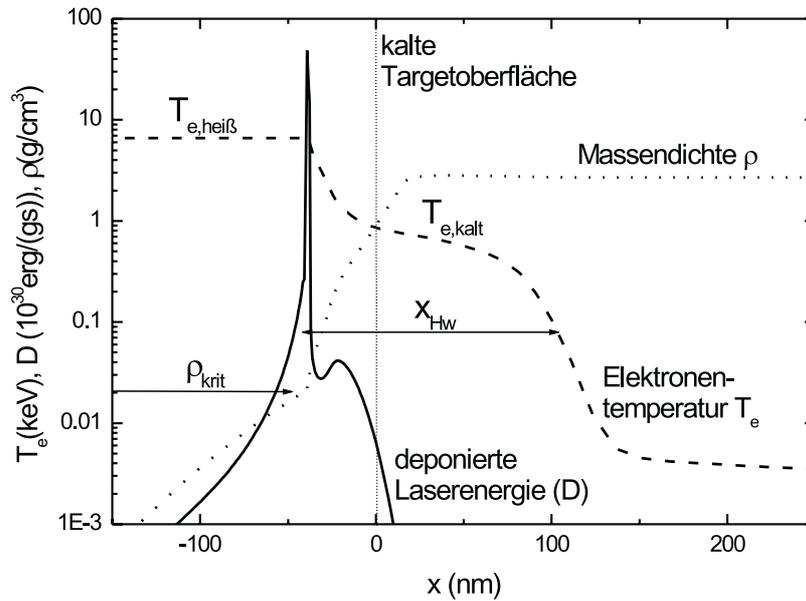
## Modelle und theoretische Betrachtungen

### 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 ( $\omega_p$  ist die Plasmafrequenz,  $\omega_L$  die Laserfrequenz und  $\nu_{ei}$  die Elektron-Ion Stoßfrequenz im Plasma).  $\epsilon$  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 Absorptionspeak 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].  $\kappa$  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 maxwellscher Geschwindigkeitsverteilung [69] und  $f < 0.6$  steht für einen reduzierten Wärmestrom. Die Simulationen wurden durchweg mit  $f = 0.6$  durchgeführt.

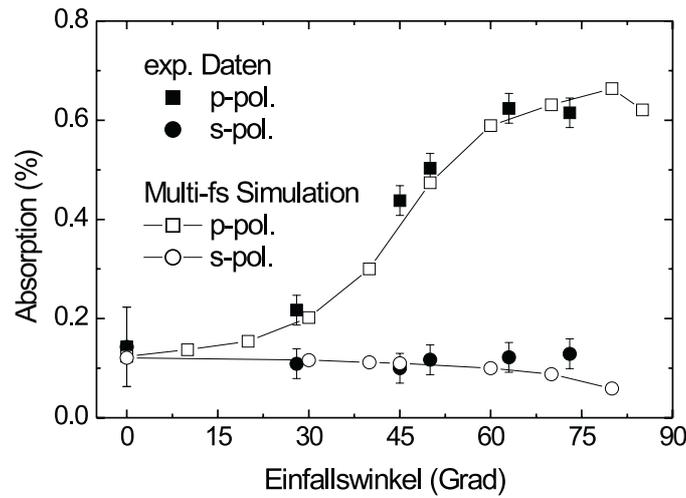
### 4.1.1 Simulation der Laserabsorption

Die Einkopplung der Laserpulsenergie in den Festkörper ist von verschiedenen Laserparametern abhängig [70]. Insbesondere ein hoher Pulskontrast 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  $\omega_p$  die Plasmafrequenz,  $\omega_L$  die Frequenz bzw.  $\lambda$  die Wellenlänge der Laserpulse und  $\nu$  die Stoßfrequenz der Elektronen ist. Diese Schicht wird durch inverse Bremsstrahlung [71] aufgeheizt und expandiert mit der Ionenschallgeschwindigkeit  $s = \sqrt{(ZT_e + T_i)k/m_i}$ , 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  $d_{skin} \approx 70 \text{ \AA}$ , welche auf der Zeitskala  $t = d_{skin}/s$  expandiert. Bereits bei einer Laserintensität von  $10^{15} \text{ W/cm}^2$  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  $45^\circ$  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  $I_{abs} = 3 \cdot 10^{16} W/cm^2$  verglichen.

einer mittleren Laserintensität von  $3 \cdot 10^{16} W/cm^2$ . 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.  $60^\circ$  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  $\lambda$  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  $T_{e,hei\beta} \propto (I\lambda^2)^{1/3 \dots 1/2}$  [71, 74–79]. Die Theorie der Resonanzabsorption [72] liefert das Temperaturverhalten

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

wobei  $\nabla n_{krit} \approx n_{krit}/L$ , mit  $L \approx 0.02\lambda$  gilt. Für eine absorbierte Intensität von  $6 \cdot 10^{16} W/cm^2$  folgt mit der Laserfrequenz  $\omega_L = 4.8 \cdot 10^{15} s^{-1}$  eine mittlere Elektrentemperatur 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

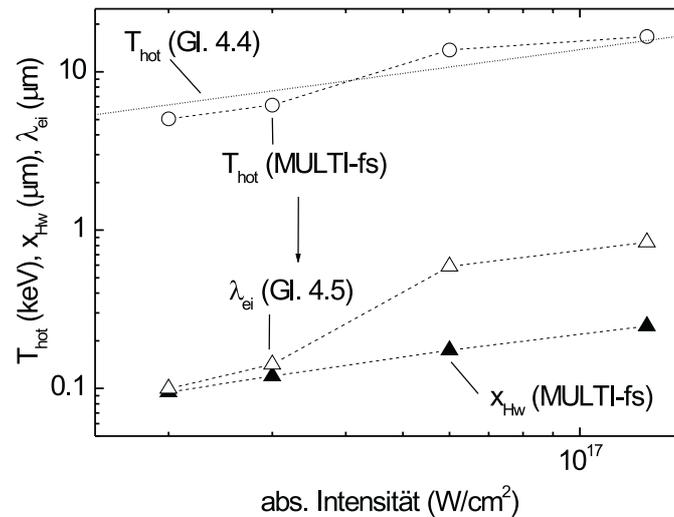
$$\frac{m_e}{2} \bar{v}^2 = \frac{kT_{e,hei\beta}}{2} \quad (4.6)$$

folgt. Die Stoßfrequenz der Elektronen mit den Ionen ist durch

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

gegeben [69], wobei  $Z$  die Kernladungszahl ist. Der Coulomblogarithmus ist unter unseren Bedingungen ( $T_{e,hei\beta} \approx 10keV$ ) mit  $\ln \Lambda \approx 4.5$  gegeben. Dabei ist  $\Lambda$  das Verhältnis aus minimaler und maximaler Annäherung der stoßenden Elektronen an den Kern, wobei  $b_{min} = \text{Max}[b_{min}^{qm} = \hbar/\sqrt{m_e k T_{e,hei\beta}}, b_{min}^{kl} = Ze^2/(kT_{e,hei\beta})]$  und  $b_{max} = v_{e,hei\beta}/\omega_p$  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  $\lambda_{ei}$  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 Simulationsresultate aus MULTI-fs für verschiedene absorbierte Intensitäten in Aluminium. Es ist die Temperatur  $T_{e,hei\beta}$  der hochenergetischen Elektronen in den Vorderschichten des Targets



**Abbildung 4.3:** Vergleich der freien Weglängen von Elektronen mit der Wellenausdehnung 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  $\lambda_{ei}$  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.

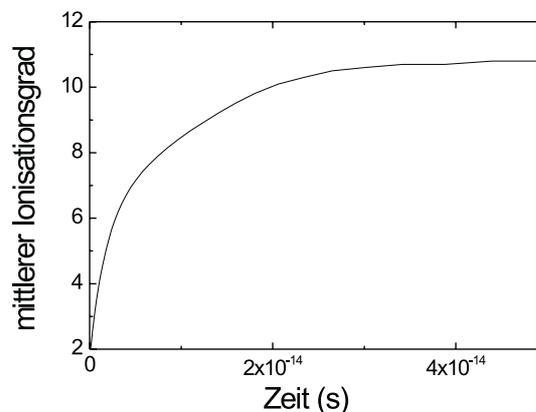
## Nicht-lokale Energiedeposition

Wie Abb. 4.3 zeigt, ist die Bedingung  $\lambda_{ei} < x_{Hw}$  mit steigender absorbierter 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 (Tampermaterial) 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.

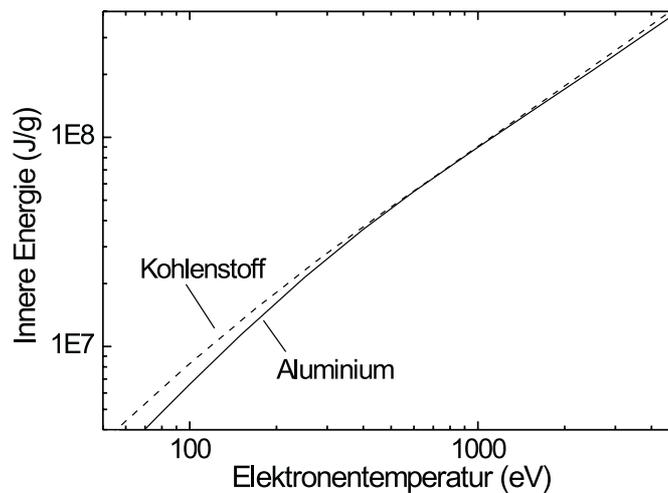


**Abbildung 4.4:** Zeitliche Entwicklung des mittleren Ionisationsgrads bei instantaner Temperaturerhöhung auf 500eV.

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.

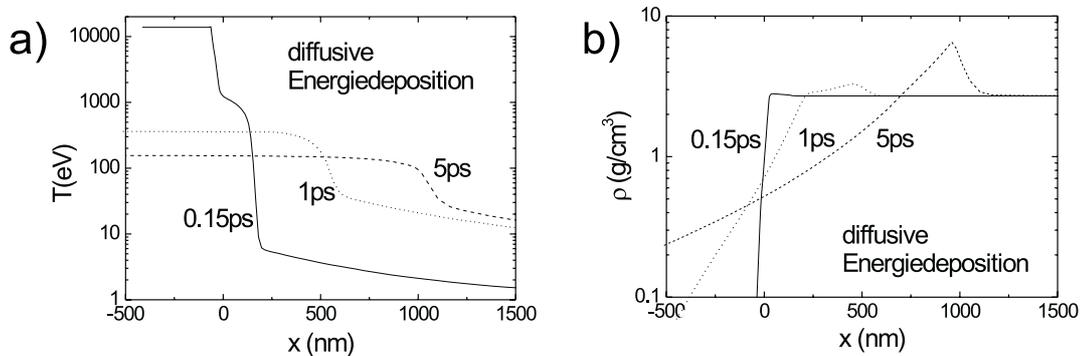
Aluminium und Kohlenstoff, wobei die innere Energie  $\epsilon$  als Funktion der hier maßgeblichen Elektronentemperatur des Plasmas aufgetragen ist. Es folgt aus der gemessenen Elektronentemperatur von 450eV (vgl. Kap. 5.1.1) eine innere Energie von  $\epsilon \approx 42 \text{ MJ/g}$  für beide Elemente.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

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

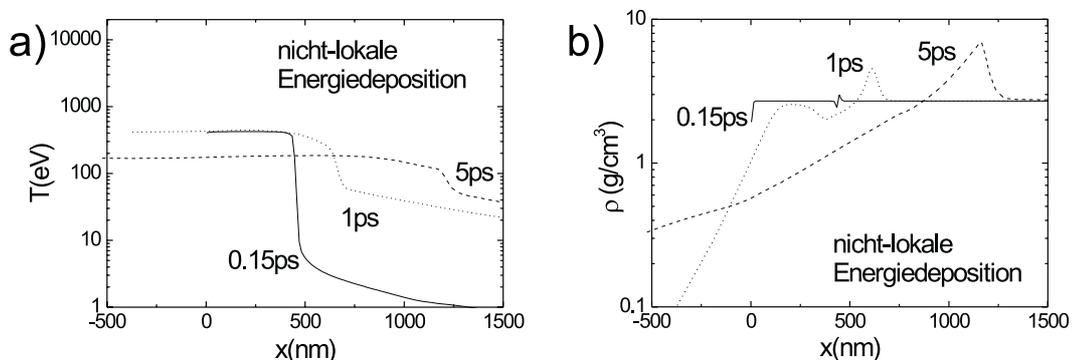
wobei  $A = 0.5$  die Laserabsorptionseffizienz (vgl. Kap. 4.1.1) und  $\kappa$  die Energiekonversion in hochenergetische Elektronen ist, welche ins Target eindringen. Für unsere Bedingungen ( $r_{\text{Fokus}} \approx 6.5 \mu\text{m}$ ,  $E_{\text{Laser}} = 60 \text{ mJ}$ ) folgt mit  $\epsilon$  aus 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  $\kappa$  von 15–20% der absorbierten Laserintensität in hochenergetische Elektronen.

### 4.1.3 Hydrodynamische Entwicklung

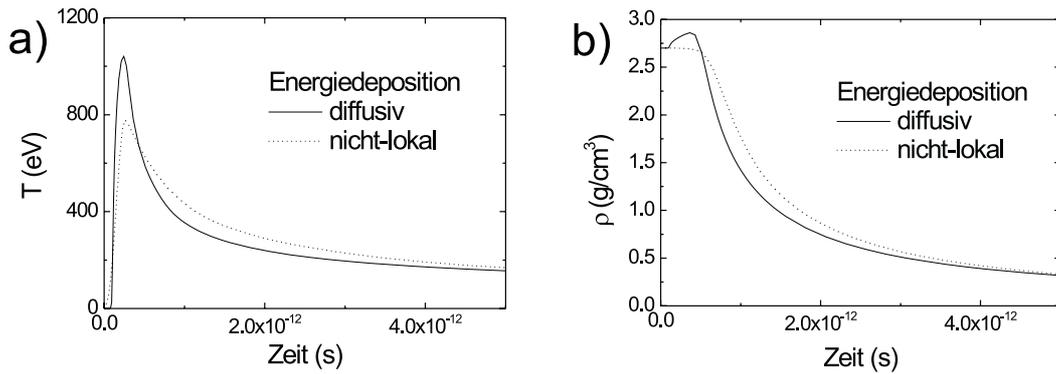
Plasmaexpansion und Wärmeleitung ins kalte Bulkmaterial kühlen das Plasma rasch aus. Diese Prozesse führen zu einer kurzen Lebensdauer der Plasmen und letztlich auch der emittierten Röntgenpulse. Die Dynamik der laserinduzierten Plasmen wird im folgenden anhand von Simulationsresultaten erläutert, welche 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 400nm in das Target eingedrungen und heizt das Plasma im Mittel auf ca. 350eV 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.  $900 \text{ \AA}$  für diffusive und nicht-lokale Heizungen 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  $900 \text{ \AA}$  Tiefe ist in Abb. 4.8 für die Temperatur und die Massendichte gezeigt. Es ist jeweils das Zeitprofil für diffusive und nicht-lokale Heizungen 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.

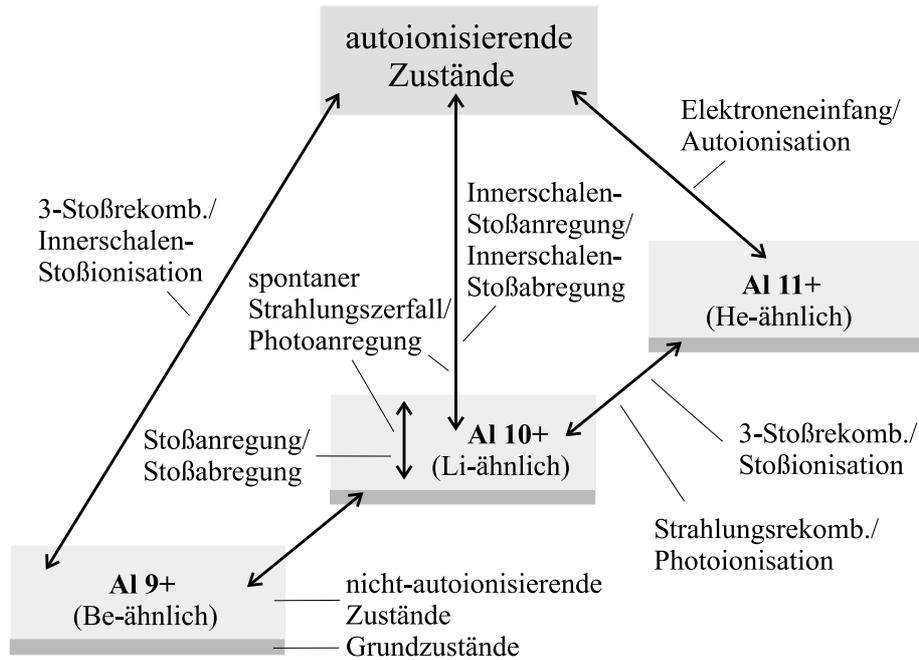
Das Modell des lokalen thermodynamischen Gleichgewichts (LTE, Local Thermal Equilibrium) ist bei hohen Dichten gültig. Hierbei dominieren Stoßprozesse, welche im Gleichgewicht mit ihren inversen Prozessen stehen. Der LTE-Zustand erlaubt, Besetzungen nach der Boltzmannverteilung, Ionisationsverhältnisse 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 Strahlungszerrfall 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



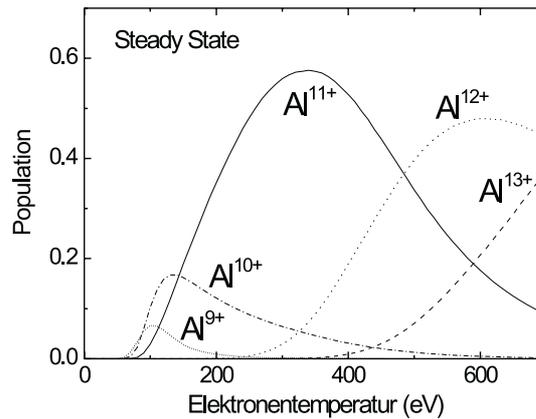
**Abbildung 4.9:** Atomkinetische Prozesse, welche im CRAK-Code berücksichtigt werden.

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  $Ly_\alpha$ -Linie und lithiumähnliche Satelliten der  $He_\beta$ -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.

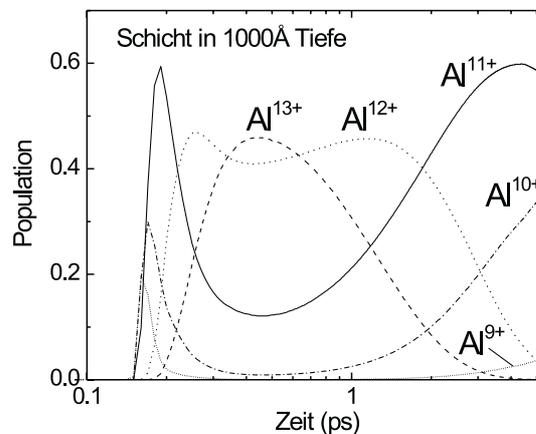
Zusätzlich wurde der atomkinetische FLY-Code [87–89] eingesetzt. Dieses Simulationsprogramm ist kommerziell erhältlich und wurde insbesondere zur Simulation der zeitaufgelösten Messungen der  $He_\alpha$ - und  $Ly_\alpha$ -Linie in Kap. 5.2 verwendet. FLY löst ähnlich wie CRAK die Ratengleichung für 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 450eV (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 1000Å Tiefe.

gelöste Ionisationsdynamik ist in Abb. 4.11 für eine Schicht in 1000Å Tiefe dargestellt. Hierbei wurde die mit MULTI-fs ( $I_{abs} \approx 6 \cdot 10^{16} Wcm^{-2}$ ) 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  $\text{Ly}_\alpha$  und  $\text{He}_\alpha$  bei etwa  $\Delta\lambda_{FWHM} \approx 5eV$  und für  $\text{He}_\beta$  und  $\text{Ly}_\beta$  bei etwa  $30eV$  (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  $\Delta\nu = e^2\nu_0^2/(3\epsilon_0c^3m_e)$  [91] folgt für eine Röntgenlinie im keV-Bereich ( $E_0 \approx 1.5keV$ ) 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  $\Delta\nu_d = \nu_0\sqrt{8\ln 2kT/(m_i c^2)}$  [91] gegeben. Für die entsprechende Röntgenlinie ( $E_0 \approx 1.5keV$ ) und eine Ionentemperatur von 200eV ( $T_i \approx T_e/2$ ) resultiert damit eine Linienbreite von 0.3eV.

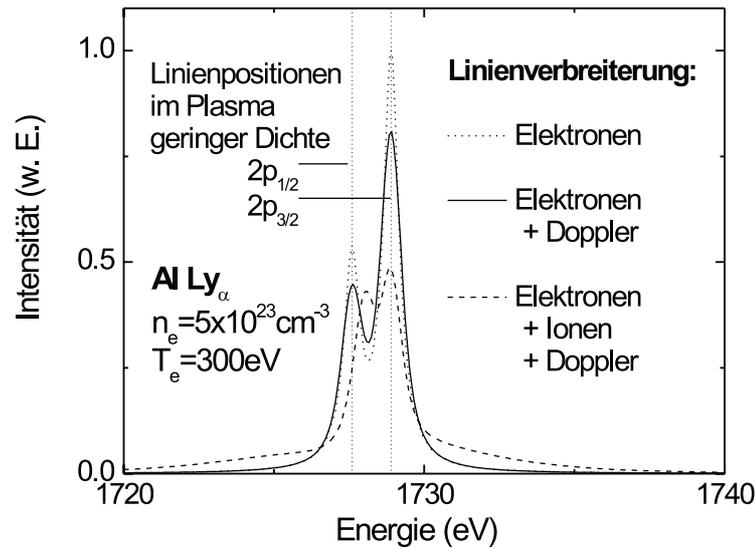
Die Starkverbreiterung im dichten Plasma resultiert aus den Mikrofeldern der Elektronen und Ionen und ist durch die spektrale Linienform

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

bestimmt, wobei  $\omega$  die Röntgensignalfrequenz und  $\epsilon$  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,

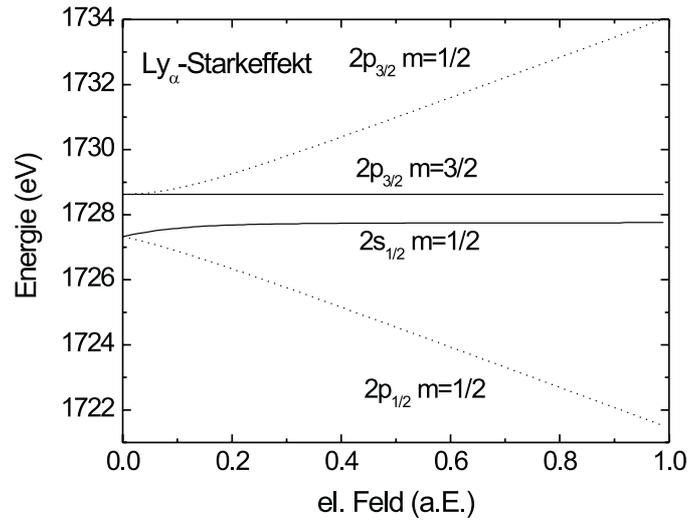
um durch Stöße die Wellenfunktion des strahlenden Übergangs zu verändern. Die Ionendynamik ist aufgrund von  $\tau_i \approx \tau_e \sqrt{m_i/m_e}$  dagegen wesentlich langsamer und kann als quasistatischer Starkeffekt betrachtet werden. Der Ionenbeitrag führt zu einer Mikrofeldverteilung, welche eine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



**Abbildung 4.12:** Simulationsspektren der Aluminium  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie unter Berücksichtigung verschiedener Linienverbreiterungen.

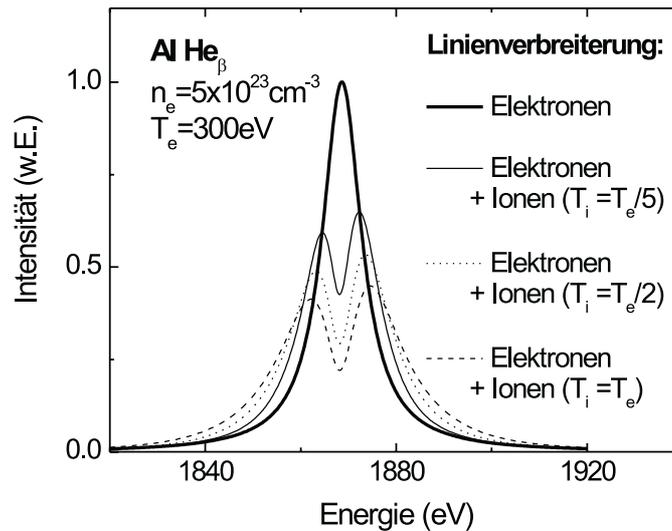
In Abbildung 4.12 ist am Beispiel der  $\text{Ly}_\alpha$ -Linienstruktur der Effekt verschiedener Verbreiterungsmechanismen gezeigt. Die vertikal eingezeichneten Linien markieren die Lage der ungestörten Linien. Es ist die Starkverbreiterung durch Elektronen und Ionen dargestellt. Der dominierende Verbreiterungsmechanismus ist im Fall der  $\text{Ly}_\alpha$ -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 aufgespalteten Feinstrukturkomponenten sind letztlich als Linearkombination der ungestörten Komponenten darstellbar.

Der statische Starkeffekt des Ionenbeitrags ist deutlich am Beispiel des  $\text{He}_\beta$ -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

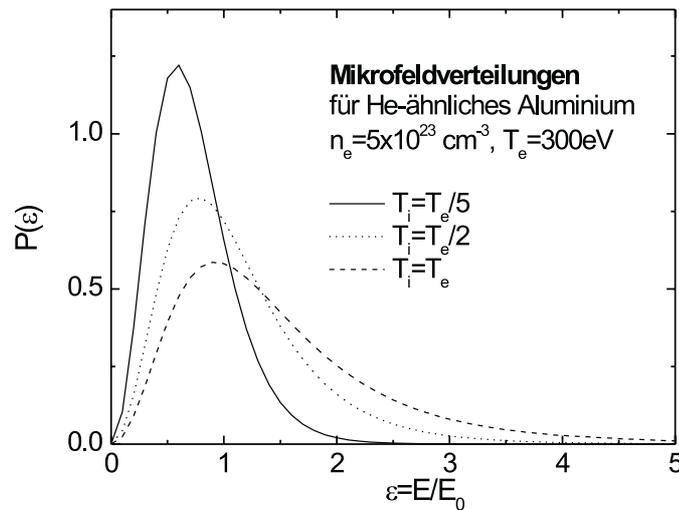


**Abbildung 4.13:** Aufspaltung der Feinstruktur der Aluminium Ly<sub>α</sub>-Linie in Abhängigkeit des elektrischen Feldes.  $m$  ist die magnetische Quantenzahl.

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  $\epsilon$  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-



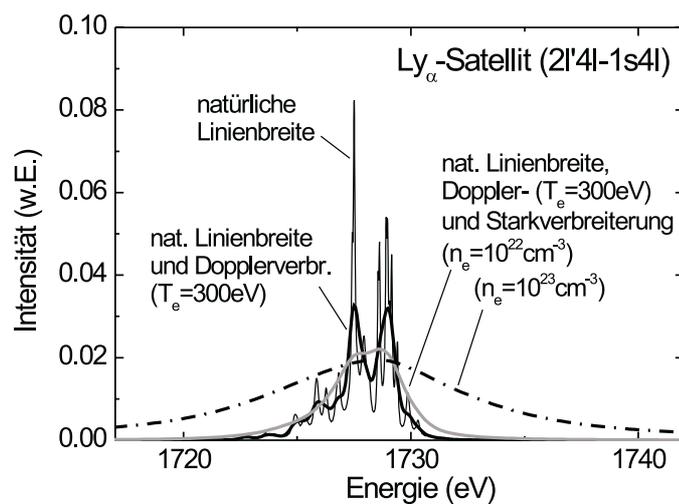
**Abbildung 4.14:** Linienverbreiterungen und -aufspaltungen der Aluminium He<sub>β</sub>-Linie mit zunehmender Ionentemperatur.



**Abbildung 4.15:** Verschiedene Ionenfeldverteilungen bei zunehmender Ionen-temperatur.  $E_0 = 0.46 a \cdot E_e = 2.4 \cdot 10^9 \text{ V/cm}$  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 ( $n_e = 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ )  $E_0 = 0.46 \text{ a.E.}$  Die Aufspaltung des berechneten Linienprofils nimmt mit der Breite von  $P(\epsilon)$  entsprechend einer höheren Ionen-temperatur 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  $\text{Ly}_\alpha$ -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  $Ly_\alpha$ -Linie bei einer Elektronentemperatur von 300eV. 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

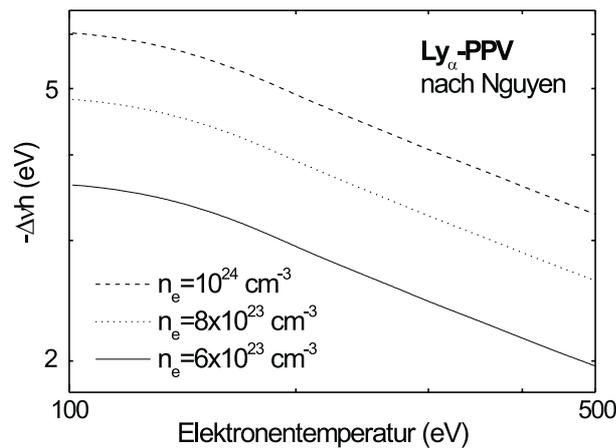
Das Modell eines isolierten Atoms im selbstkonsistenten elektrischen Feld liefert ein effektives Atompotential, welches die Berechnung der Energieniveaushiftung ermöglicht. Da die Dichte der freien Plasmaelektronen zum Ionenkern hin ansteigt [94], spricht man von einer Polarisation des Plasmas. Die damit 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

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

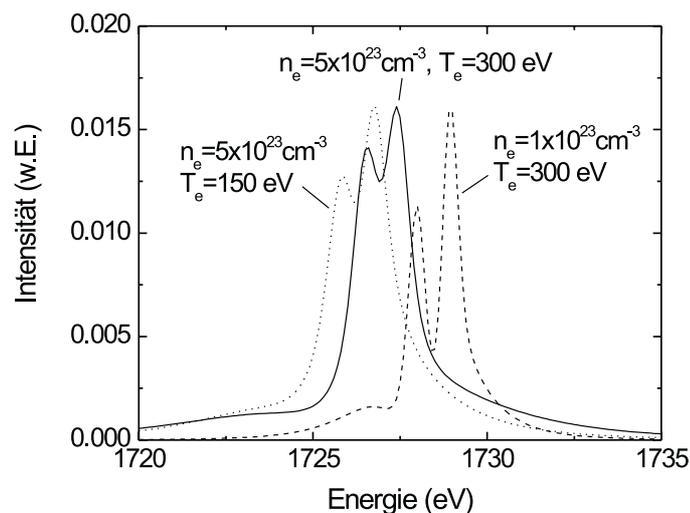
Die Temperaturabhängigkeit wurde hierbei durch Vergleich mit den in [94] tabellierten Werten gewonnen. Die Abschirmung steigt mit wachsender Elektronendichte und sinkender Elektronentemperatur. Bei hoher Dichte ist die Anzahl der freien Elektronen innerhalb des Atomvolumens größer und mit sinkender Temperatur steigt ihre mittlere Aufenthaltsdauer am Kern. In Abb. 4.17 ist die theoretische Linienverschiebung von Al- $Ly_\alpha$  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  $Ly_\alpha$ -Linie von 2-3eV. 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  $\text{Ly}_\alpha$ -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 Einschluß 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  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie und der heli-



**Abbildung 4.18:** Spektrale Profile der Aluminium  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie als Resultat atomkinetischer Simulationsrechnungen für verschiedene Plasmaparameter.

umähnlichen Satelliten, sowie der  $\text{He}_\beta$ -Linie inklusive der lithiumähnlichen Satelliten berechnet. Diese Daten wurden als Eingabeparameter im CRAK-Code verwendet.

Am Beispiel der  $\text{Ly}_\alpha$ -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

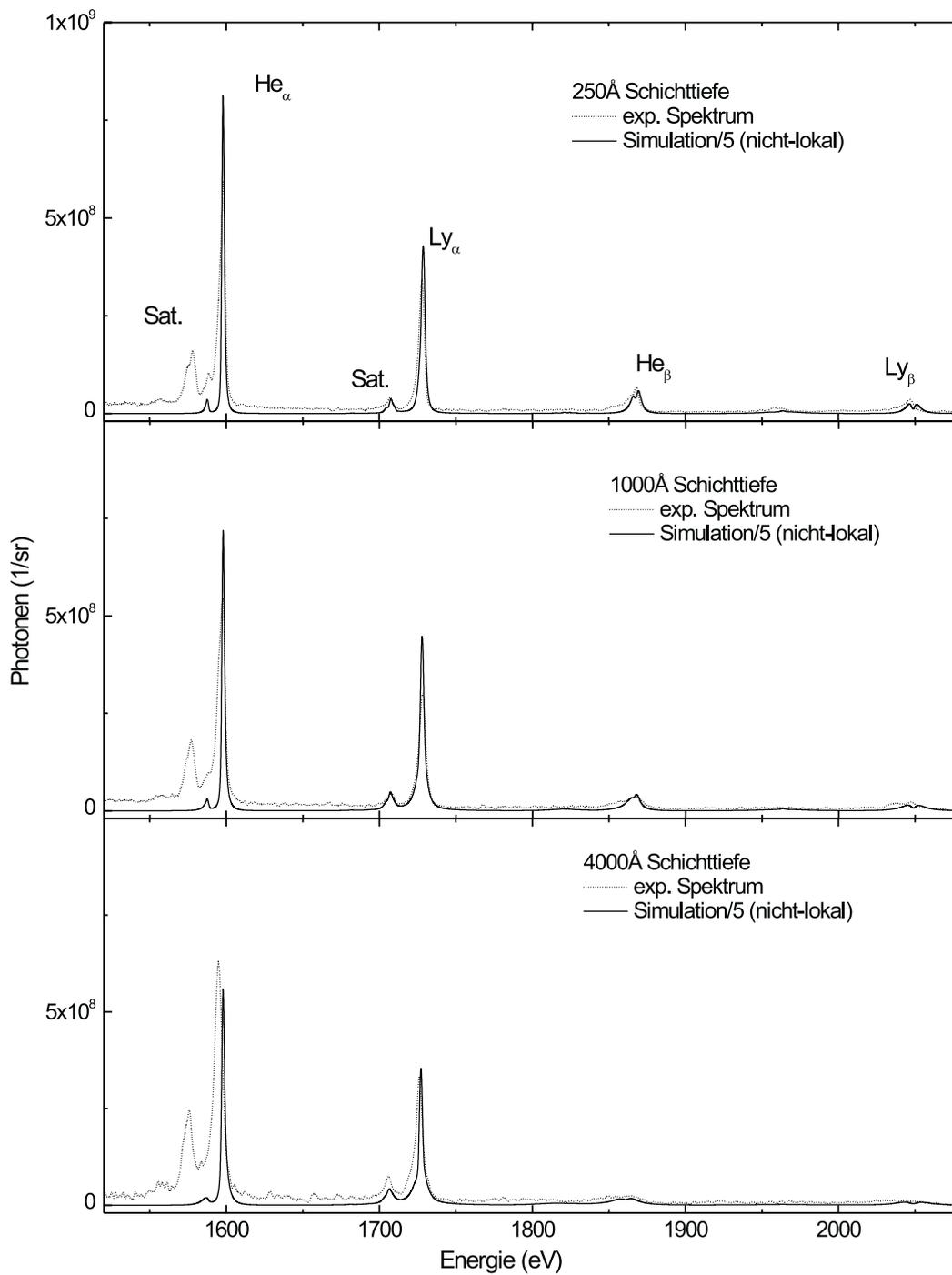
### 5.1 Zeitintegrierte Spektren

#### 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  $6 \cdot 10^{16} W/cm^2$  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-

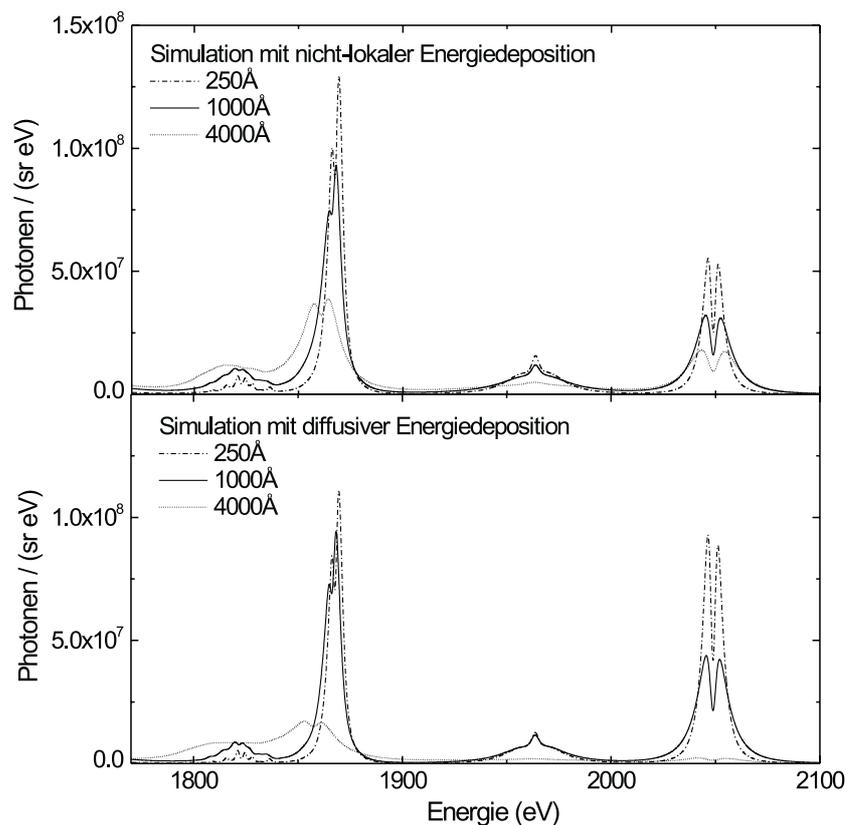


**Abbildung 5.1:** Vergleich von Simulationen bei nicht-lokaler Energiedeposition mit experimentellen Aluminiumspektren. Die Emissionstiefe bzw. die Tampereschichtdicke beträgt 250Å, 1000Å und 4000Å. Die Signalstärke der Simulation wurde zur Anpassung an das Meßspektrum um den Faktor 5 reduziert.

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  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie und lithiumähnliche Satellitenbeiträge in der  $\text{He}_\beta$ -Linie. Auch die Polarisationsverschiebung wurde für diese beiden Linienstrukturen in der Simulation berücksichtigt. Die Simulation der  $\text{He}_\alpha$ - und  $\text{Ly}_\beta$ -Linie schließt allerdings weder Satellitenbeiträge noch die Polarisationsverschiebung ein, was Abweichungen dieser berechneten Linienprofile vom experimentellen Spektrum erklärt.

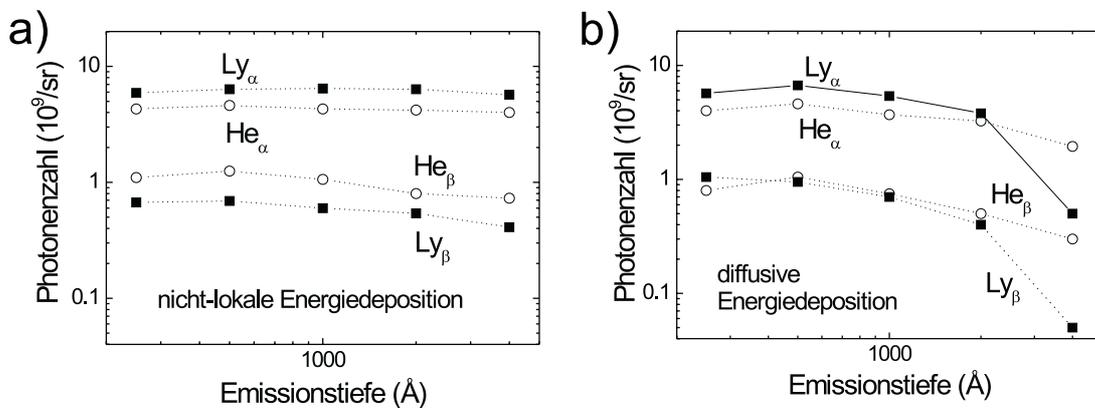
## Linienstärken

Abbildung 5.2 zeigt für drei verschiedene Schichttiefen einer  $250\text{\AA}$  dicken Aluminiumschicht das simulierte Emissionsspektrum von der  $\text{He}_\beta$ - bis zur  $\text{Ly}_\beta$ -Linie. Es werden



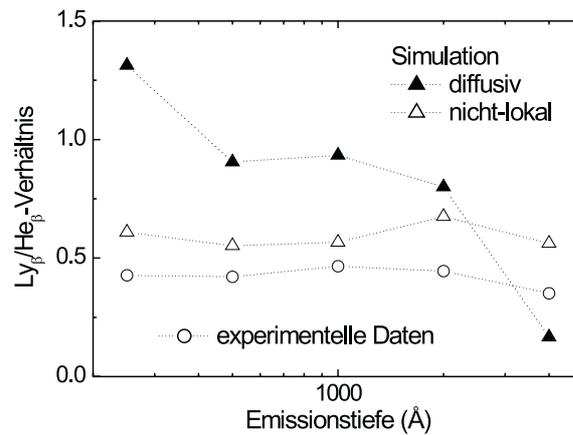
**Abbildung 5.2:** Vergleich von Simulationsresultaten bei nicht-lokaler und diffusiver Energiedeposition. Es ist das Röntgenspektrum von der  $\text{He}_\beta$ - bis zur  $\text{Ly}_\beta$ -Linie für die Schichttiefen  $250\text{\AA}$ ,  $1000\text{\AA}$  und  $4000\text{\AA}$  dargestellt.

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.

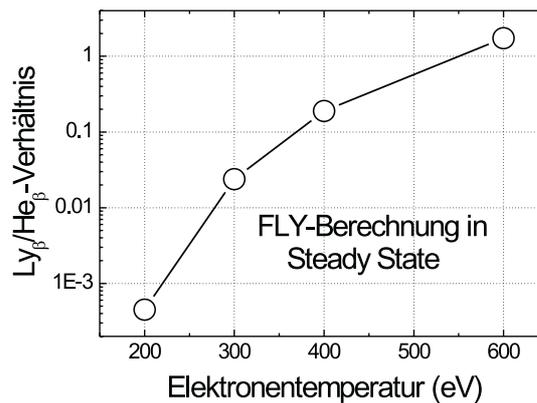


**Abbildung 5.3:** Berechnete Linienstärken als Funktion der Emissionstiefe für a) nicht-lokale und b) diffusive Energiedeposition. Die Simulation ist mit den experimentellen Ergebnissen in Abb. 3.9 zu vergleichen.

Das Verhältnis optisch dünner Linienintensitäten kann als Temperaturmaß verwendet werden. In Abb. 5.4 ist das gemessene Linienverhältnis  $\text{Ly}_\beta/\text{He}_\beta$  über die Targetkoordinate für p-polarisierte Laserpulse aufgetragen. Hieraus kann auf ein nahezu konstantes Temperaturprofil des Plasmas bis in tiefe Targetschichten ( $> 4000 \text{ \AA}$ ) 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  $\text{Ly}_\beta/\text{He}_\beta$ -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:** Linienvverhältnis der Aluminium  $Ly_{\beta}$ - und  $He_{\beta}$ -Linie. Es sind Simulationen für diffusive und nicht-lokale Energiedeposition mit den experimentellen Daten verglichen.



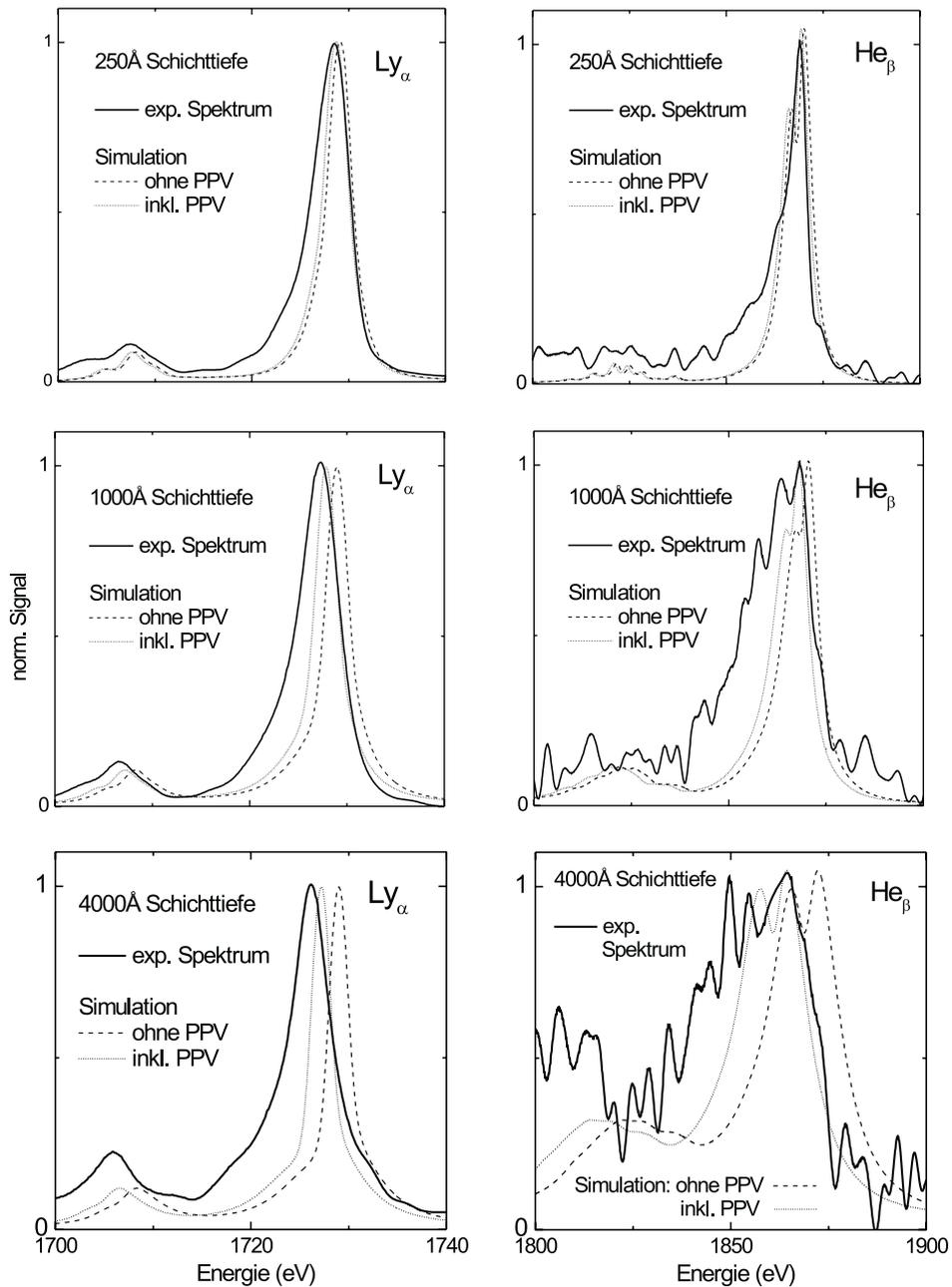
**Abbildung 5.5:** Intensitätsverhältnis von  $Ly_{\beta}$  zu  $He_{\beta}$  als Funktion der Elektronentemperatur unter der Annahme von LTE. Die Rechnung wurde mit dem FLY-Code durchgeführt.

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

In Abbildung 5.4 ist zum Vergleich auch das entsprechende Linienvverhältnis 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  $6 \cdot 10^{16} W/cm^2$  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.

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  $Ly_\alpha$ -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  $He_\beta$ -Linie zu erkennen. Mögliche Ursachen hierfür können höhere Satellitenbeiträge sein. Zudem erzeugt die im Experiment auftretende Intensitätsverteilung im Fokus transversale Plasmagradien, welche in der eindimensionalen Simulation bisher nicht berücksichtigt wurden. Für die Aufklärung dieser Diskrepanz sind weitere Untersuchungen erforderlich.

## Linienverschiebung

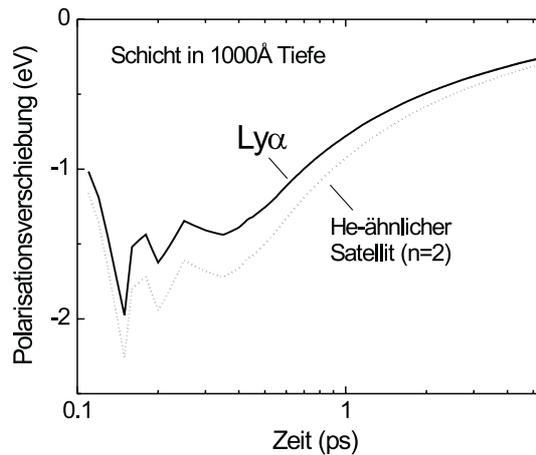
In diesem Abschnitt wird die spektrale Linienverschiebung als Funktion der Targettiefe diskutiert. Insbesondere die  $Ly_\alpha$ -Linie ist für die exakte Vermessung der Linienposition geeignet, da die spektrale Verschiebung dieser Linie experimentell sehr genau bestimmt wurde (vgl. Kap. 3.1.1). Zudem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

Abbildung 5.7 zeigt den zeitaufgelösten Verlauf der Plasmapolarisationsverschiebung für eine Schichttiefe von  $1000\text{\AA}$ . Die Temperatur- und Dichtedynamik wurde mit MULTI-fs bei diffusiver Energiedeposition ( $I_{abs} = 6 \cdot 10^{16} \text{Wcm}^{-2}$ ) simuliert. Es ist die Rotverschiebung der  $Ly_\alpha$ -Linie und ihrer heliumähnlichen Satellitenlinie (Zuschauerlektron 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 0.5-1ps 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

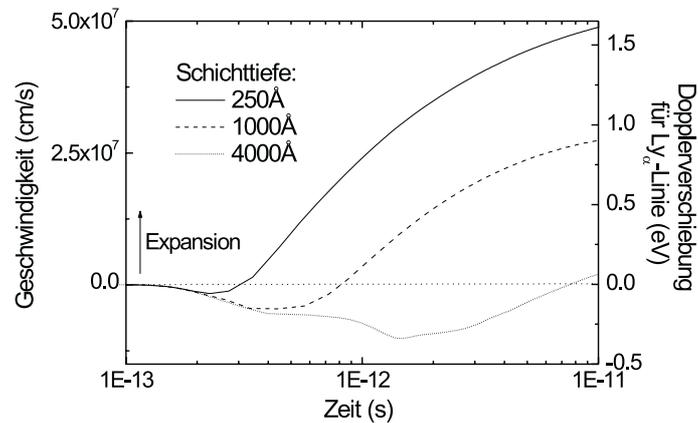
$$\Delta E = E \frac{v}{c} \cos \theta \quad (5.1)$$

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 $\alpha$ -Linie und ihres Satelliten aus einer Aluminiumschicht in 1000 Å Tiefe nach G. Junkel-Vives [95]

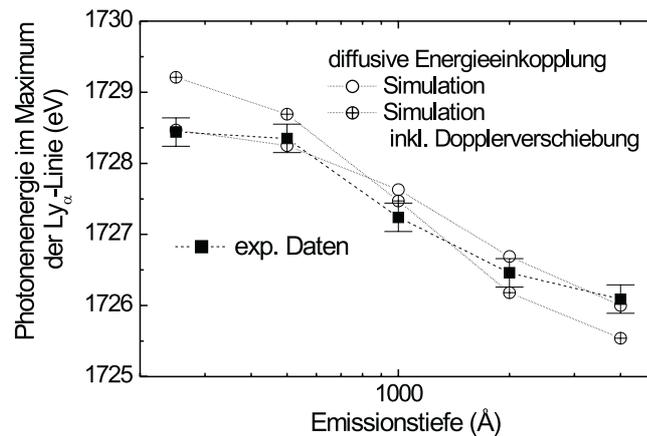
digkeit und  $\theta$  der Beobachtungswinkel von ca.  $55^\circ$  für die Ly $\alpha$ -Linie (vgl. Kap. 2.3). Es ist für verschiedene Schichttiefen eine anfängliche Kompression zu erkennen, welche später in eine Expansion übergeht. Mit zunehmender Schichttiefe erfolgt die Expansion zu immer späteren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



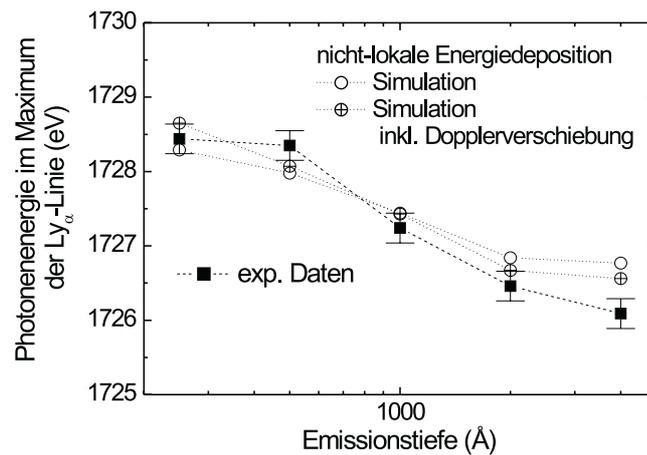
**Abbildung 5.8:** Geschwindigkeiten von Aluminiumschichten verschiedener Tiefen aus MULTI-fs (nicht-lokal) als Funktion der Zeit. Die resultierenden Dopplerverschiebungen (unter  $55^\circ$  Beobachtungswinkel zur Targetnormalen) sind rechts aufgetragen.

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 $\alpha$ -Linie (vgl. Abb. 3.11) mit Simulationsresultaten im diffusiven Bild als Funktion der Emissionstiefe.



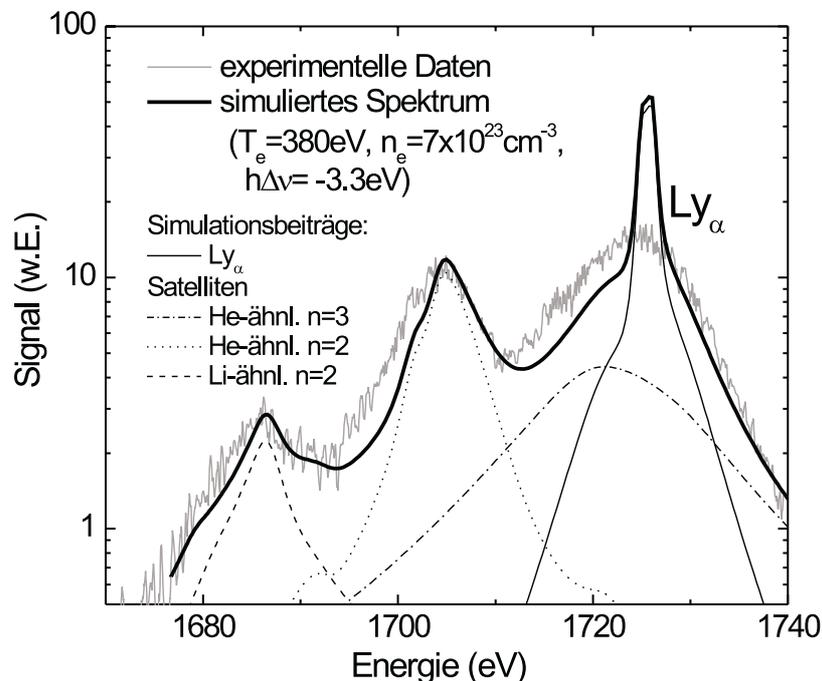
**Abbildung 5.10:** Vergleich der experimentellen Linienverschiebungen der Al-Ly $\alpha$ -Linie mit Simulationsresultaten bei nicht-lokaler Energiedeposition.

gleich zur simulierten Plasmapolarisationsverschiebung im Fall diffusiver und nicht-lokaler Energiedeposition. Zusätzlich sind die theoretischen Werte unter Einschluß der Dopplerverschiebung dargestellt. Es wurde jeweils die Photonenergie im Maximum der Ly $\alpha$ -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 450eV 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 Plasmaparameter auftritt. Des weiteren finden Reabsorptionseffekte im Strah-lungstransport aus tiefen Schichten statt, so daß Opazitätseffekte hier eine wichtige Rolle spielen.

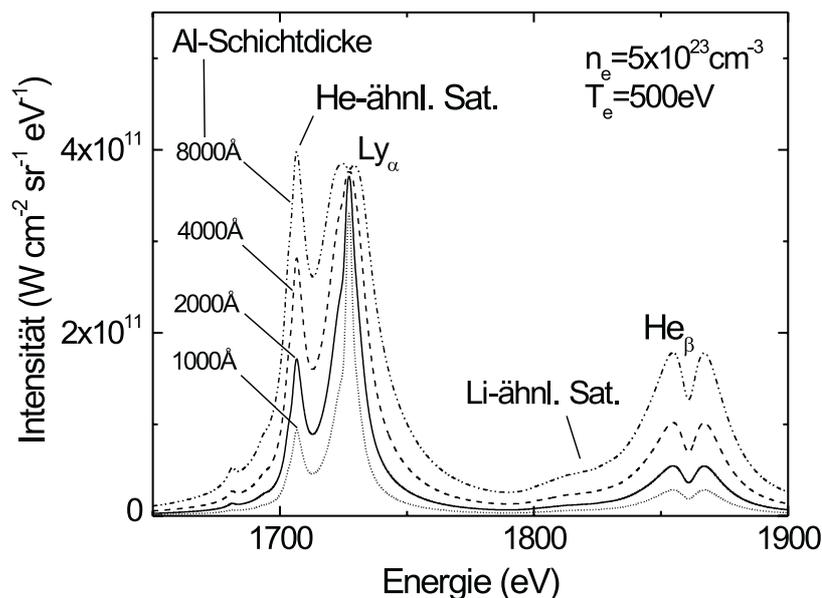
Die experimentellen Ergebnisse sind in Kap. 3.1.1 zusammengefaßt und werden an die-ser Stelle mit atomkinetischen Simulationsrechnungen verglichen. In Abbildung 5.11 ist das experimentelle Spektrum im Bereich der  $Ly_\alpha$ -Linie und ihrer Satelliten mit dem Simulationsresultat in Steady State verglichen.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



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

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

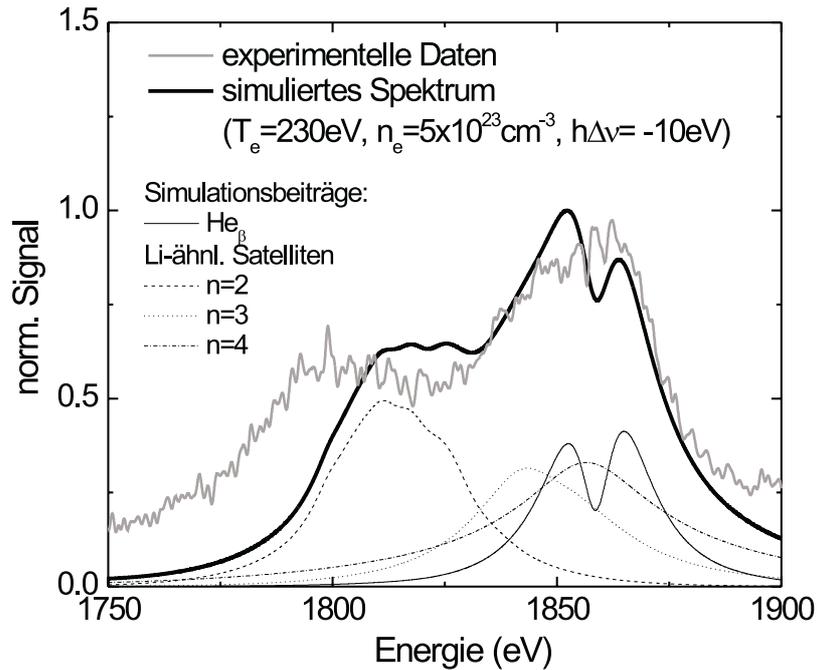
In Abb. 5.12 sind Simulationsergebnisse der Röntgenemission aus unterschiedlich dicken homogenen Aluminiumschichten bei einer Elektronentemperatur von  $500\text{eV}$  und einer Elektronendichte von  $5 \cdot 10^{23}\text{cm}^{-3}$  dargestellt, wobei Reabsorptionseffekte beim Strahlungstransport berücksichtigt wurden. Deutlich ist mit zunehmender Schichtdicke eine Opazitätsverbreiterung für die  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie zu erkennen, welche schließlich bei einer Schichtdicke von  $8000\text{\AA}$  zu einer Selbstumkehr der Linie führt. Der heliumähnliche Satellit der  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie und die  $\text{He}_\beta$ -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 zuzuordnen, 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:** Simulationsergebnisse aus unterschiedlich dicken Aluminiumschichten 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 Plasmaparameter aus massiven Targets ist daher mittels spektraler Analyse der  $\text{Ly}_\alpha$ -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  $\text{He}_\beta$ -Linie und ihrer Satellitenstruktur im Experiment mit Simulationsresultaten in Steady State.

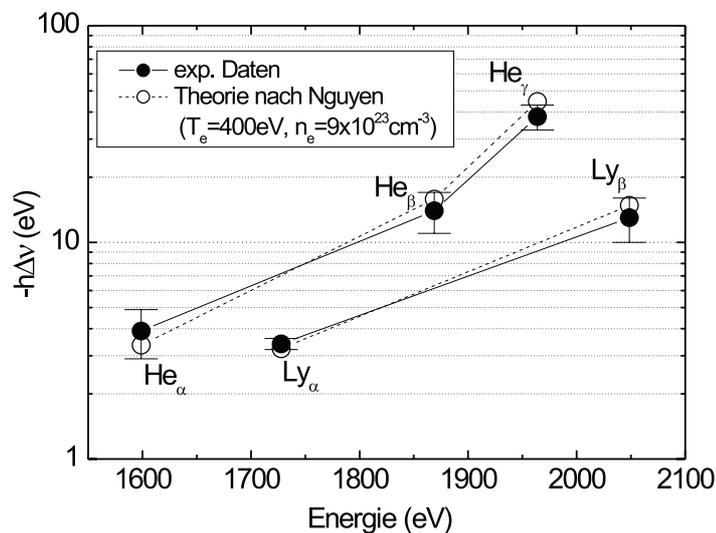
dem Experiment für das spektrale Profil der  $\text{He}_\beta$ -Linie und ihrer Satellitenbeiträge gezeigt. Opazitätseffekte spielen hier keine Rolle, da die  $\text{He}_\beta$ -Linie und ihre Satelliten optisch dünn sind (vgl. Kap. 3.1.2). Die kurzwellige Flanke stimmt sehr gut mit der Simulation ( $T_e = 230 \text{ eV}$ ,  $n_e = 5 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ ) 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  $-10 \text{ eV}$  wurde analog zu Abb. 5.11 künstlich eingeführt und ist mit den in der Simulation verwendeten

Plasmaparametern 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 400eV 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 Plasmaparameter 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 400eV. 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  $\text{He}_\alpha$ - und  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie. Eine detaillierte Beschreibung des angewendeten Simulationsverfahrens findet sich in [60]. Das spektrale Linienprofil, welches insbesondere für die  $\alpha$ -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.

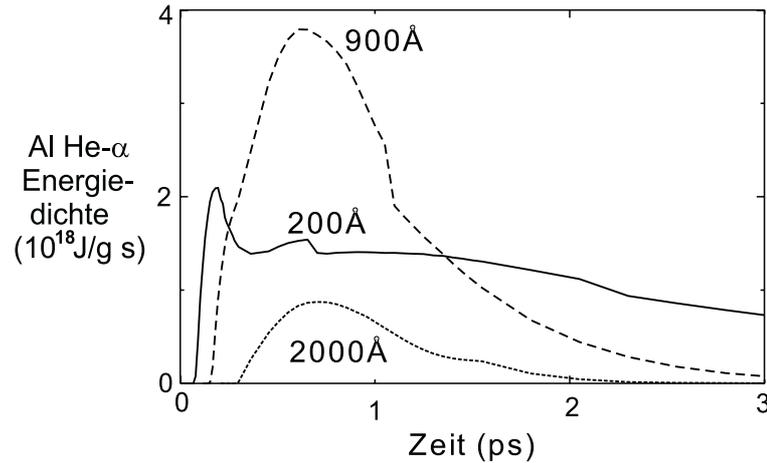
### 5.2.1 Zeitaufgelöste Plasmaemission

In Kapitel 3.2 wurden die experimentellen Resultate der zeitaufgelösten Röntgenspektroskopie aus massiven getampten Targets zusammengefaßt. Die  $\text{He}_\alpha$ -Linie emittiert hierbei länger als die  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der Ionisationszustand von wasserstoffähnlichem Aluminium ( $\text{Al}^{12+}$ ) eine höhere Temperatur erfordert als es für heliumähnliches Aluminium ( $\text{Al}^{11+}$ ) der Fall ist. Die zeitliche Temperaturentwicklung des Plasmas (vgl. Abb. 4.8) führt zu einer kürzeren Lebensdauer von  $\text{Al}^{12+}$  im Vergleich zu  $\text{Al}^{11+}$ . 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.

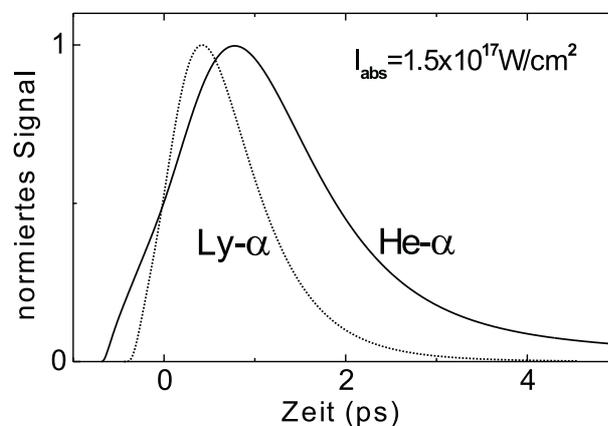
In Kapitel 3.2.2 wurde der Einfluß der Laserintensität auf die Emissionsdauer der  $\text{He}_\alpha$ -Linie untersucht. Mit zunehmender Intensität wurde eine Verlängerung der emittierten Pulsdauer festgestellt. Dieses Verhalten ist qualitativ damit zu erklären, daß die absorbierte Intensität im Plasma 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-

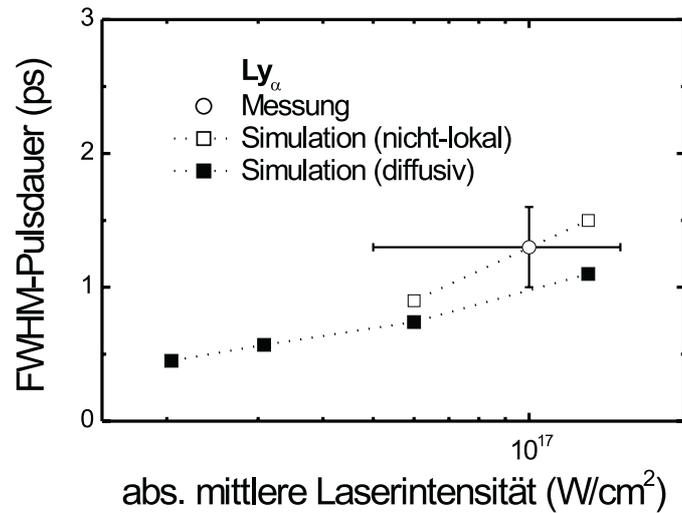


**Abbildung 5.15:** Emissionsverlauf der Aluminium He $_{\alpha}$ -Linie in unterschiedlichen Schichttiefen. Die Simulationen wurden mit MULTI-fs und FLY durchgeführt.

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 $_{\alpha}$ -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  $900 \text{ \AA}$  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 $_{\alpha}$ - und Ly $_{\alpha}$ -Linie nach Integration über die Emissionsbeiträge aller Schichttiefen.

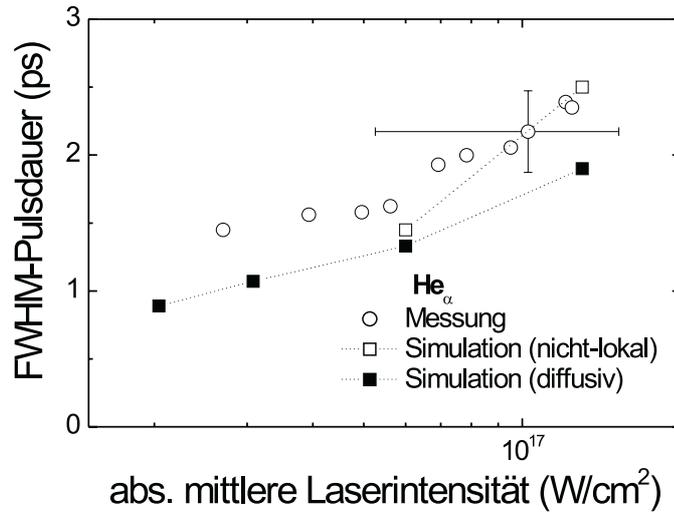


**Abbildung 5.17:** Simulierte Halbwertsdauern der Aluminium  $Ly_\alpha$ -Linie für verschiedene absorbierte Intensitäten bei diffusiver und nicht-lokaler Energie-deposition im Vergleich mit dem Meßergebnis.

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  $Ly_\alpha$ - und  $He_\alpha$ -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 Röntgenemission für die  $Ly_\alpha$ - und in Abb. 5.18 für die  $He_\alpha$ -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  $\text{He}_\alpha$ -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 $\text{K}_\alpha$ -Emissionsdauer

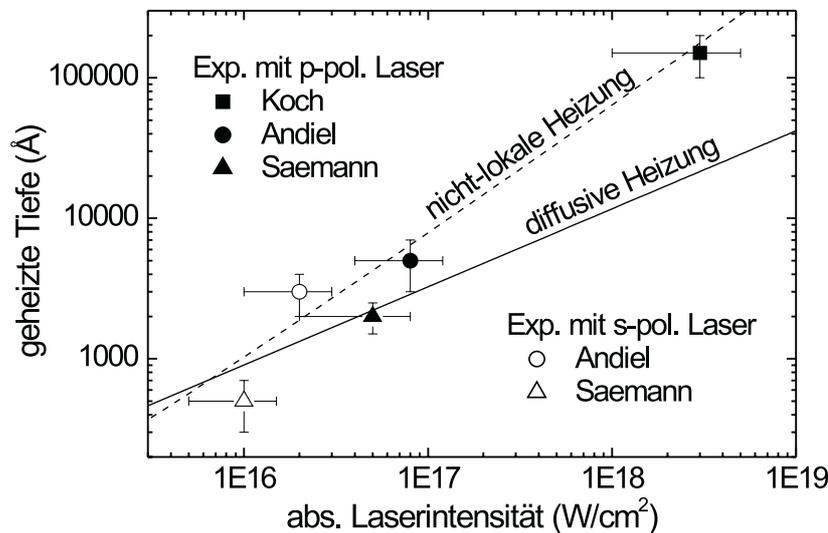
Die Pulsdauer der kalten  $\text{K}_\alpha$ -Linie ist schwieriger zu interpretieren. Die  $\text{K}_\alpha$ -Emission tritt bei Ionisation eines K-Schalenelektrons aus kalten Aluminiumatomen auf. Die Ionisation kann durch Röntgenstrahlung aus dem heißen Plasma (vorwiegend von der  $\text{He}_\alpha$ -Linie mit  $h\nu > E_{K-Kante} = 1560\text{eV}$ ) oder durch Stöße mit schnellen Elektronen erfolgen (vgl. Kap. 3.1.1). Im Experiment wurde mit Laserpulsen bei der fundamentalen Wellenlänge eine  $\text{K}_\alpha$ -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  $\tau = \lambda_{ee}/\sqrt{kT_{e,heiß}/m_e}$  abgeschätzt werden. Im Experiment wurde für frequenzverdoppelte Laserpulse  $T_{e,heiß} \approx 9\text{keV}$  gemessen, womit  $\tau \approx 100\text{fs}$  folgt. In [79] wurden auf der Basis von PIC- und Monte-Carlo-Simulationen die  $\text{K}_\alpha$ -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  $\omega$ - und  $2\omega$ -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  $\text{K}_\alpha$ -Emissionsdauer zur Folge hat.

Um den Beitrag der Photoionisation an der  $K_\alpha$ -Emission abzuschätzen, muß die Anzahl der  $He_\alpha$ -Photonen ermittelt werden, welche den kalten Festkörper hinter dem Plasma erreichen. Der Temperaturgradient kann jedoch zu einer vollständigen Absorption der  $He_\alpha$ -Emission führen, so daß eine Bestimmung des Photoionisationsbeitrags sehr aufwendig ist und hier nicht durchgeführt wird. Die Annahme effizienter Photopumpen könnte jedoch die gemessenen langen  $K_\alpha$ -Pulsdauern begründen, da in diesem Fall das zeitliche Emissionsverhalten der  $He_\alpha$ -Linie die Zeitstruktur der  $K_\alpha$ -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 ( $I_{\text{Laser}} \approx 10^{19} \text{ W/cm}^2$ ) ein Meßpunkt von Koch et al. [97] aus einem Experiment am Lawrence Livermore National Laboratory eingezeichnet. Hier wurden  $1 \mu\text{m}$  dicke Aluminiumschichten in CH-Targets bis zu einer Tiefe von  $20 \mu\text{m}$  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

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

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  $10^{17} - 10^{18} W/cm^2$  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 Plasmaparameter 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  $5 - 8 \cdot 10^{23} cm^{-3}$ , also nahe der Festkörperdichte. Der Nachteil massiver Targets liegt in den auftretenden Plasmainhomogenitäten, welche zu einer Beobachtung gemittelter Plasmaparameter 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 Simulationscodes verwendet. Es wurde die Aluminiumemission in 250 - 4000Å Schichttiefe untersucht und damit das Profil der Plasmaparameter 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. 450eV. Der Vergleich mit Simulationsergebnissen läßt auf eine nicht-lokale uniforme Energiedeposition durch hochenergetische Elektronen bis zu Tiefen von mindestens 4000Å 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 (1.5-1.8keV), 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 0.9ps erreicht werden.

Für die zeitaufgelösten Messungen wurden massive Aluminiumtargets verwendet. Es wurde für die Pulsdauer (FWHM) der  $\text{He}_\alpha$ -Linie 2.1ps, der  $\text{Ly}_\alpha$ -Linie 1.3ps und der kalten  $\text{K}_\alpha$ -Linie 1.2ps 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  $\text{He}_\alpha$ -Linie liegt in diesem Fall bei ca. 5.2ps und die der kalten  $\text{K}_\alpha$ -Emission bei 3.3ps.

## 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 4000Å 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 1.7-2.1keV, also auf die Aluminium  $Ly_{\beta}$ -,  $He_{\beta}$ - und  $He_{\gamma}$ -Linien auszuweiten. Diese Röntgenlinien zeigen kaum Opazitätseffekte und weisen im Vergleich zur bisher untersuchten  $He_{\alpha}$ - und  $Ly_{\alpha}$ -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 Mikrokristall 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  $K_{\alpha}$ -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 zeitauflösenden Röntgenbeugungsexperimenten eingesetzt werden [7,8].

Die Kombination der verbesserten spektral- und zeitauflösenden 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

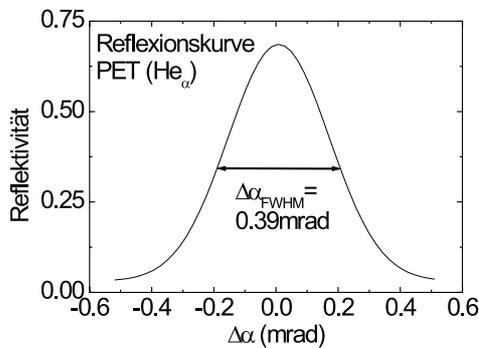
Die hier verwendeten Kristalle wurden mit kleinen Krümmungsradien gebogen (vgl. Kap. 2.3, 2.4.1), so daß die dadurch auftretenden Formfehler (Mosaikstruktur [100] und Idealformabweichung) die Auflösung dominieren und Quellgröße, Eindringtiefe und Reflexionskurve hier nur eine untergeordnete Rolle spielen. Die Mosaikstruktur resultiert aus der gegenseitigen Verkippung 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  $\alpha$  liefert das spektrale Auflösungsvermögen des Kristallspektrometers

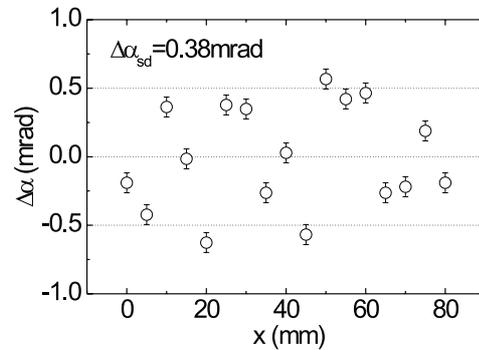
$$\frac{E}{\Delta E} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{\tan\alpha}{\Delta\alpha}. \quad (\text{A.1})$$

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  $\text{He}_\alpha$ -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  $7.76\text{\AA}$  nach [43].



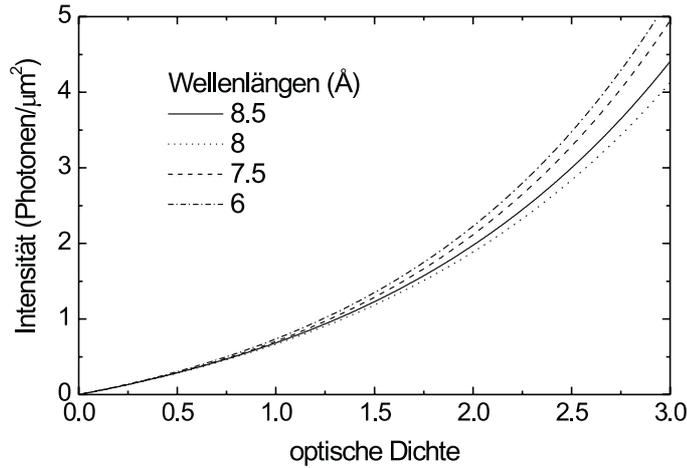
**Abbildung A.2:** Messung der Reflexionswinkelabweichungen des gebogenen PET-Kristalls in Abhängigkeit der Koordinate in spektraler Richtung.

Der verwendete gebogene Kristall wurde an der FSU-Jena mittels Röntgenprojektionsstoptographie [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  $\alpha$  beträgt demnach  $0.38\text{mrad}$  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  $\text{He}_\alpha$  ( $\lambda = 7.76\text{\AA}$ ,  $\alpha = 62^\circ$ ) bzw.  $\lambda/\Delta\lambda \approx 1100$  für  $\text{Ly}_\beta$  ( $\lambda = 6.05\text{\AA}$ ,  $\alpha = 44^\circ$ ). Dies ist in guter Übereinstimmung mit der gemessenen Auflösung von 1200-1700 (vgl. Kap. 2.3).

Die begrenzte Kristallaufösung hat einen Fokussierungsfehler  $\Delta l = 2R\Delta\alpha/\sin^2\alpha$  von  $120\mu\text{m}$  für die  $\text{He}_\alpha$ -Linie und  $370\mu\text{m}$  für die  $\text{Ly}_\beta$ -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 Loebel) 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.  $0.2\text{mm}$  integriert. Die Anwendung



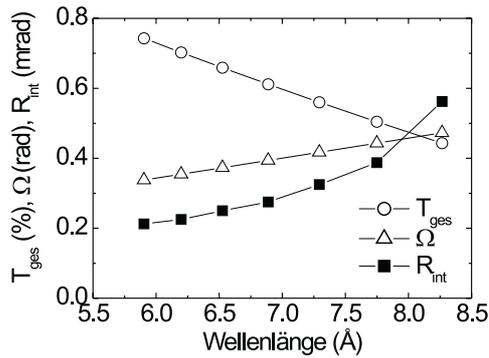
**Abbildung A.3:** Entfaltungskurven von optischer Dichte des DEF-Films in Signalintensität nach Henke [44] für verschiedene Wellenlängen.

der Dispersionsgleichung (Gl. 2.8) liefert ein Spektrum optischer Dichten  $D(\lambda)$ . Diese können mittels Standardentfaltung nach Henke [44] in einfallende Röntgensignalintensität  $I_{Sig}(D, \lambda)$  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  $I_{Sig,ges}(I_{Sig}, R_{int}, \Omega, T)$  zurückzuschließen, muß eine absolute Eichung des Spektrometers durchgeführt werden. Neben der integrierten Kristallreflektivität  $R_{int}$  geht der Öffnungswinkel  $\Omega$  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

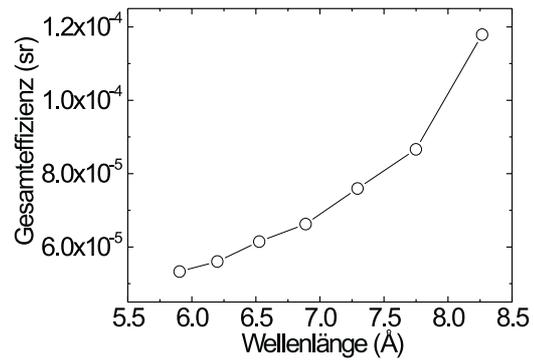
$$R_{int} = \int_{\alpha_0 - \Delta\alpha}^{\alpha_0 + \Delta\alpha} R(\alpha) d\alpha \quad (\text{A.2})$$

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  $\Omega$  des PET-Kristalls als Funktion der Wellenlänge.



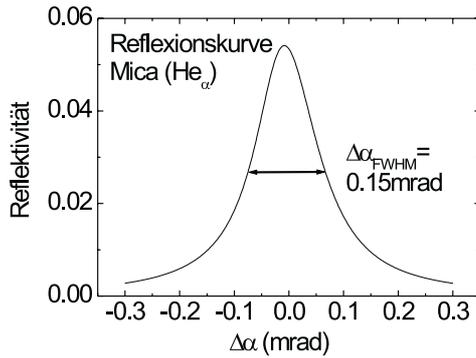
**Abbildung A.5:** Gesamteffizienz des von Hamos-Kristallspektrometers.

$1.2 \cdot 10^{-4} sr$  für die Aluminium  $K_{\alpha}$ -Linie ( $\lambda = 8.432 \text{ \AA}$ ) und  $0.5 \cdot 10^{-4} sr$  für die Aluminium  $Ly_{\beta}$ -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  $0.2 \text{ mm}$  etwa 5 Röntgenphotonen pro Mikrometer in Dispersionsrichtung auf dem Film.

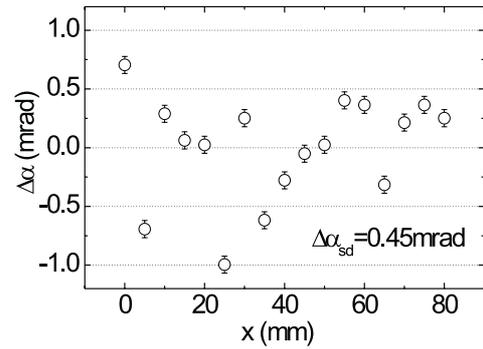
## A.2 Zeitaufgelöste Spektren

### Mica-Auflösung

Die an der FSU-Jena berechnete Reflexionskurve eines Mica-Kristalls (siehe Abb. A.6) besitzt für die  $He_{\alpha}$ -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  $He_{\alpha}$ -Linie. Im Vergleich hierzu liefert die Messung eine Auflösung von  $\lambda/\Delta\lambda \approx 550$  (vgl. Kap. 2.4.1).



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

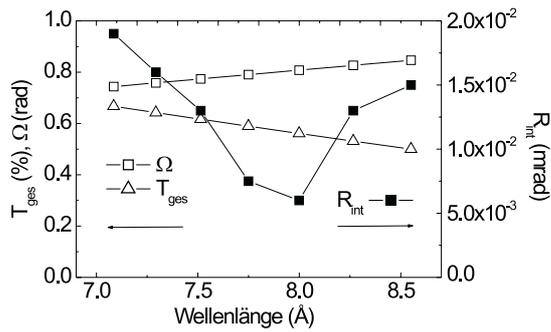


**Abbildung A.7:** Messung der Reflexionswinkelabweichung des gebogenen Mica-Kristalls in Abhängigkeit der Koordinate in spektraler Richtung.

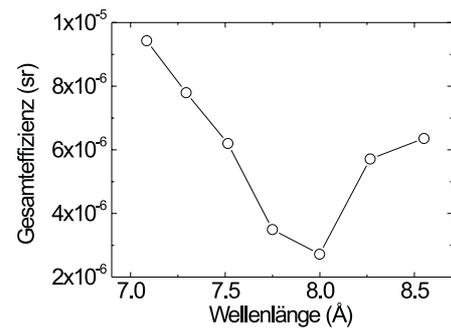
Die Abbildungsverzerrung aufgrund der Reflexionswinkelabweichung führt zu einer Reduzierung der Zeitauflösung im fs-Bereich und ist damit vernachlässigbar. Dies ist mit der geringen Detektionsdimension der Kathode von ca.  $100\mu\text{m}$  in Zeitrichtung und der guten Winkelauflösung des Kristalls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

## Entfaltungsprozedur

Analog zur Intensitätskalibrierung des von Hamos-Spektrometers wird im folgenden das konisch gekrümmte Mica-Spektrometer mit der Röntgenstreakkamera als zeitauflösende Diagnostik behandelt. In Abb. A.8 ist die integrierte Reflektivität [107], der Öffnungswinkel des gebogenen Kristalls und die Transmission der verwendeten Filter ( $10\mu\text{m}$  Be,  $4\mu\text{m}$  Mylar) dargestellt. Die Gesamteffizienz des Mica-Spektrometers liegt zwischen  $1 \cdot 10^{-5}\text{sr}$  für  $\text{Ly}_\alpha$  ( $\lambda = 7.18\text{\AA}$ ) und  $0.3 \cdot 10^{-5}\text{sr}$  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:

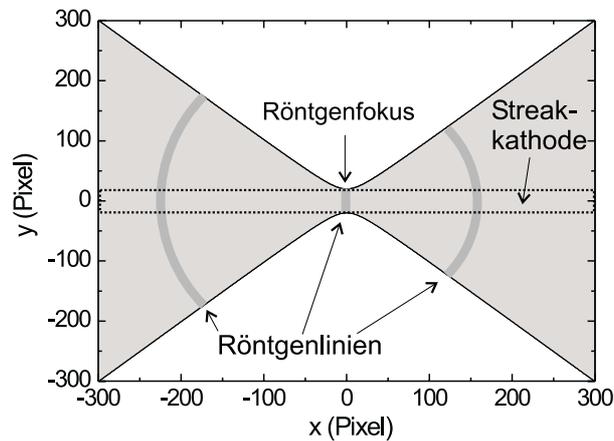


**Abbildung A.8:** Filtertransmission  $T_{ges}$ , integrierte Kristallreflektivität  $R_{int}$  und Öffnungswinkel  $\Omega$  des Mica-Kristalls als Funktion der Signalwellenlänge.



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

- Die senkrechte Kopplung des konischen Mica-Spektrometers an die Streakkathode 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.



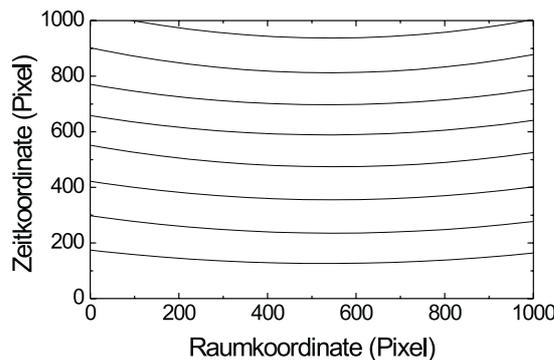
**Abbildung A.10:** Schematische Darstellung des Röntgenfokusses des konischen Mica-Spektrometers in der senkrecht zum Linienfokus angeordneten Bildebene.

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

den. Für die Entfaltungsfunktion gilt

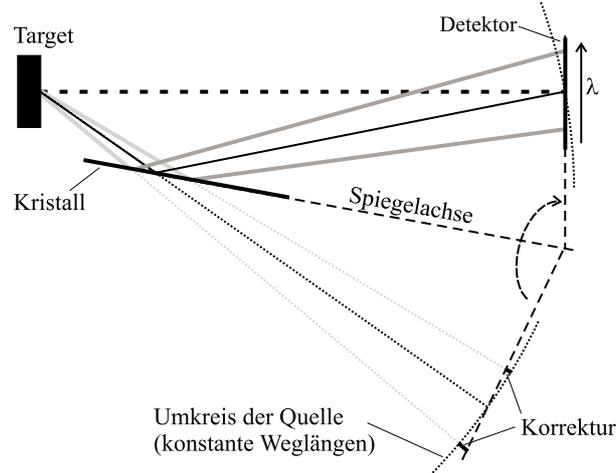
$$I_{ges}(x) = I_{Kathode}(x) \sqrt{1 + \left(\frac{\Omega x}{a}\right)^2} \quad (\text{A.3})$$

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 Streackkrümmung korrigiert. Diese ist eine Konsequenz unterschiedlicher Weglängen der Photoelektronen in der Streackröhre. Die Bahnlängen steigen mit zunehmendem Abstand von der Streackröhrenachse, 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.

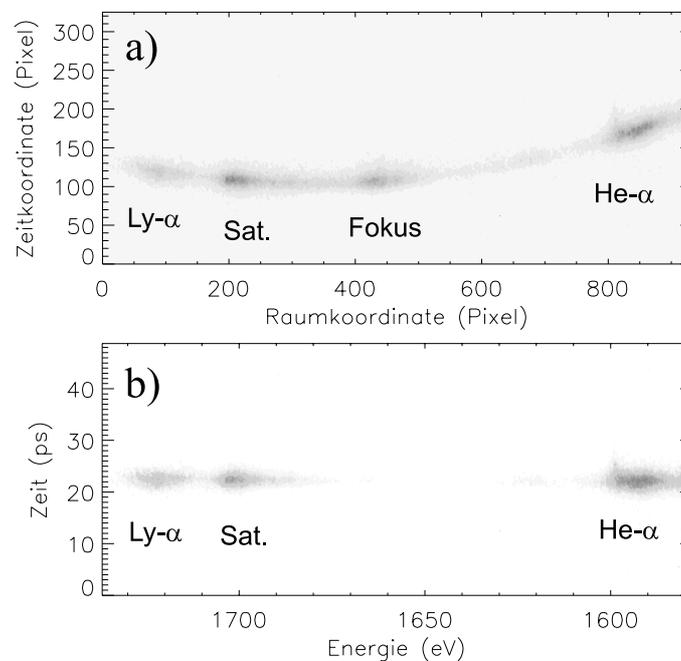
In Abbildung A.13a ist ein zeitaufgelöstes Röntgenspektrum als Rohdatensatz gezeigt. Deutlich ist die Krümmung und Verkippung des Spektrums zu erkennen. Die Intensitätserhöhung in der Mitte des Spektrums entspricht dem Röntgenfokus des Spektrometers. Sowohl die Intensitätsverteilung als auch die Streackkrümmung 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. Fews, 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 150fs 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. Anderson, 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. Chien, 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. Šiňor, 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. Šiňor, 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  $10^{17} \text{ W/cm}^2$ . *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.

