

Optimierung lasererzeugter harter Röntgenstrahlung durch Anpassung des Plasmagradients

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf



vorgelegt von:
Fabian Gaußmann
aus Düsseldorf

Düsseldorf, Dezember 2011

Aus dem Institut für Laser- und Plasmaphysik
der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Gedruckt mit der Genehmigung der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf

Referent: Prof. Dr. Georg Pretzler
Koreferent: Prof. Dr. Stephan Schiller

Tag der mündlichen Prüfung: 16.01.2012

Zusammenfassung

Die Wechselwirkung intensiver und ultrakurzer Lichtpulse mit Materie stellt eine faszinierende und zugleich neue Methode zur Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung dar. Freie Elektronen an der Oberfläche eines Festkörpers werden durch das elektrische Feld des Lasers beschleunigt und dringen tief ins Material ein. Hier erzeugen sie Innerschalenionisationen, deren Zerfall mit der Emission charakteristischer Röntgenstrahlung einhergeht.

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Erzeugung und vor allem mit der Optimierung charakteristischer Röntgenstrahlung. Die Emission wird für verschiedene Materialien in Abhängigkeit der Laserparameter genau untersucht. Durch den gezielten Einsatz eines Vorpulses wird die Beschaffenheit der Oberfläche entscheidend verändert. Der Vorpuls erzeugt ein expandierendes Plasma, wodurch sich das Dichteprofil der Elektronen an der Oberfläche zeitlich verändert. Der verzögert eintreffende Hauptpuls kann nun unter optimierten Bedingungen mit dem erzeugten Vorplasma wechselwirken. Die Emission der Röntgenstrahlung lässt sich so um ein Vielfaches steigern.

In einem weiteren Experiment wird die Energieverteilung der durch den Laser beschleunigten Elektronen untersucht. Besonderes Augenmerk gilt dabei dem vergleichsweise kleinen Anteil an supra-thermischen Elektronen, der für die Entstehung der charakteristischen Röntgenstrahlung maßgeblich verantwortlich ist. Die Analyse dieser Elektronenspektren erlaubt ein besseres Verständnis der Röntgenerzeugung. Über verschiedene Simulationen wird der gesamte Entstehungsprozess charakteristischer Röntgenstrahlung nachvollzogen. Eine hydrodynamische Simulation erlaubt Rückschlüsse auf die Eigenschaften des Vorplasmas. Auf Basis dieser Werte werden mittels einer particle-in-cell-Simulation die Energieverteilungen der heißen Elektronen durch die Laser-Plasma-Wechselwirkung ermittelt. Eine dritte, Monte-Carlo-Simulation, ermöglicht Aussagen über die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung hervorgerufen durch beliebige Elektronenspektren. In Kombination ergibt sich ein vollständiges Bild des Entstehungsprozesses.

Zusätzlich erlauben diese Simulationen Aussagen über den zeitlichen Verlauf der emittierten Röntgenstrahlung. Die Kenntnis der Röntgenpulsdauer eröffnet faszinierende Anwendungsmöglichkeiten wie z.B. die zeitaufgelöste Analyse ultraschneller Prozesse auf atomarer Ebene.

Abstract

The interaction of intense and ultrashort light pulses with matter is an interesting new method to generate characteristic x-rays. On the surface free electrons are accelerated by the electric field of the laser and penetrate deeply into the material. Here the hot electrons induce inner-shell ionizations which lead to the emission of characteristic x-rays.

This thesis provides detailed information on the generation of characteristic x-rays and in particular its optimization. The emission's dependency on the material and various laser parameters is analyzed. By using a defined pre-pulse, the surface quality changes decisively. The pre-pulse generates an expanding pre-plasma which creates a time-depending density profile on the surface. The main pulse is now able to interact with the plasma under optimized conditions. As a result the total x-ray emission can be enhanced drastically.

In another experiment, the laser-generated hot electron population is directly measured by an electron spectrometer. The main focus is on the comparatively small amount of supra-thermal electrons which are essential for the generation of characteristic x-rays in the keV range. This measurement provides a better insight into the x-ray generation.

Different types of numerical simulations were employed in order to understand the complete process of x-ray generation. A hydrodynamic simulation allows approximations of the pre-plasma parameters. Based on this, the laser-generated hot electron population is simulated by a particle-in-cell simulation. A Monte-Carlo code allows predictions of the x-ray emission based on arbitrary electron spectra. The combination of all three gives a full understanding of the process of x-ray generation. In addition, information on the x-ray flash's temporal profile can be gathered with the help of these simulations. The knowledge of the pulse duration gives access to fascinating applications like the time-resolved analysis of atomic structures.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	9
2	Theoretische Grundlagen	13
2.1	Lasernerzeugte Festkörperplasmen	13
2.1.1	Plasmaexpansion und Dichteprofil	13
2.1.2	Lichtausbreitung im Plasma	14
2.2	Wechselwirkung intensiver Lichtpulse mit Materie	16
2.2.1	Die Wellennatur des Lichts	16
2.2.2	Bewegung geladener Teilchen in intensiven Lichtfeldern	17
2.2.3	Laserinduzierte Ionisation	20
2.2.4	Plasmaheizung	23
2.3	Wechselwirkung heißer Elektronen mit Materie	28
2.4	Charakteristische Röntgenstrahlung	31
3	Experimenteller Aufbau	33
3.1	Lasersystem am ILPP	33
3.1.1	Messung der Pulsdauer	37
3.2	Targetkammer	40
3.2.1	Fokusdiagnostik	41
3.3	Diagnostiken	45
3.3.1	Röntgen-CCD	45
3.3.2	Imaging Plates	46
4	Messungen	49
4.1	Röntgenemission an massiven Targets	50
4.1.1	Single-Photon-Counting	51

4.1.2	Röntgenspektren	53
4.1.3	Gesamtzahl der emittierten Röntgenphotonen	55
4.1.4	Positionsabhängigkeit der Röntgenemission	58
4.1.5	Energiereduzierung	59
4.1.6	Polarisationsabhängigkeit	60
4.1.7	Hochauflösendes Röntgenspektrum	61
4.2	Steigerung der Röntgenemission durch Vorpulse	65
4.2.1	Strahlteiler mit variabler Verzögerungsstrecke	66
4.2.2	Spektrale Modulation des Laserpulses	68
4.2.3	Zusammenfassung	71
4.3	Elektronenspektren an dünnen Folien	72
4.3.1	Experimenteller Aufbau	72
4.3.2	Spektrale Kalibrierung	75
4.3.3	Gemessene Elektronenspektren	78
4.4	Röntgenemission an dünnen Folien	81
5	Numerische Simulationen	85
5.1	Hydrodynamische Simulation des Vorplasmas	86
5.2	PIC-Simulation der Laser-Plasma Wechselwirkung	88
5.3	Wechselwirkung heißer Elektronen mit Materie	91
5.3.1	Röntgenemission	92
5.3.2	Röntgen-Pulsdauer	95
5.4	Resümee	97
6	Zeitaufgelöste Plasmaformation	99
6.1	Aufbau	100
6.2	Schattenbildaufnahmen	102
6.3	Analyse	104
7	Zusammenfassung	109

Kapitel 1

Einleitung

Seit Wilhelm Konrad Röntgen im Jahre 1895 die Anwendungsmöglichkeiten der später nach ihm benannten Röntgenstrahlen entdeckte und richtig einschätzte, ist sie aus der modernen Wissenschaft nicht mehr wegzudenken. Es gilt heute als sicher, dass bereits vorher Röntgenstrahlung erzeugt und detektiert wurde, allerdings erkannte keiner die Bedeutung dieser neuartigen Strahlung. Röntgen hingegen demonstrierte sehr anschaulich das Potential für medizinische Diagnostik, indem er in seinem ersten wissenschaftlichen Artikel zu diesem Thema eine Röntgenaufnahme der Hand seiner Frau (inkl. Ehering) beilegte. Während die schemenhafte Darstellung des Skeletts damals noch vor allem Schrecken einflößte, ist *röntgen* aus heutiger medizinischer Diagnostik nicht mehr wegzudenken. Kaum ein medizinischer Eingriff erfolgt heute ohne die vorherige Einsicht des Inneren. Nicht umsonst wurde Röntgen 1901 als erster Preisträger mit dem Nobelpreis für Physik geehrt.

Neben medizinischen Anwendungen ist Röntgenstrahlung auch ein unverzichtbares Werkzeug wenn es um die Erforschung von Strukturen auf atomarer Ebene geht. Aufgrund der Übereinstimmung der Wellenlänge von Röntgenstrahlung mit den typischen Größenordnungen atomarer Abstände eignet sich Röntgenstrahlung ideal für die Sichtbarmachung atomarer Strukturen. Erste theoretische Überlegungen diesbezüglich erfolgten 1912 von Max von Laue und noch im selben Jahr demonstrierten William Henry Bragg und William Lawrence Bragg (Vater und Sohn) die Richtigkeit der Theorie im Experiment. Die Nobelpreise folgten 1914 (Max von Laue) und 1915 (William Henry Bragg und William Lawrence Bragg).

Röntgenstrahlung lässt sich heutzutage auf unterschiedliche Weisen erzeugen. Allen

Techniken gemeinsam ist, dass die Basis stets Elektronen bilden. In gewisser Weise ist dies sogar die Definition von Röntgenstrahlung. Zur Zeit der Entdeckung 1895 waren Elektronenröhren die einzige zur Verfügung stehende Quelle. In einer Vakuumröhre werden Elektronen von einer Glühkathode emittiert und in Richtung einer Anode beschleunigt. Beim Einschlag der schnellen Elektronen auf das Anodenmaterial entsteht Röntgenstrahlung. Bis heute arbeiten Röntgenröhren im medizinischen Bereich auf Basis dieser Technik. In den späten 40er Jahren des 20ten Jahrhunderts trat eine neue Technik basierend auf der Ablenkung von schnellen Elektronen in magnetischen Feldern in Erscheinung. Synchrotronstrahlung, wie sie genannt wird, wird noch heute genutzt, benötigt aber zur Beschleunigung der Elektronen riesige Anlagen. Die Kosten sind dementsprechend hoch.

Die Erzeugung von Röntgenstrahlung mittels intensiver Laserpulse ist die neueste Variante in dieser Reihe. Moderne Lasersysteme sind heutzutage in der Lage, Elektronen innerhalb kürzester Distanzen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit zu beschleunigen [1, 2]. Die Umwandlung der schnellen Elektronen in Röntgenstrahlung erfolgt dann wiederum *klassisch* entweder durch Ablenkung der beschleunigten Elektronen in magnetischen Feldern oder durch das Eindringen der Teilchen in Materie [3–7]. Letztere Variante ist Gegenstand dieser Arbeit. Durch die Fokussierung intensiver Lichtpulse auf Festkörper erfahren die Elektronen im Oberflächenbereich eine starke Beschleunigung im elektrischen Feld des Pulses. Durch unterschiedliche Mechanismen können die oszillierenden Elektronen vom Feld entkoppelt werden und unabhängig vom treibenden Laserpuls ins Material eindringen. Hier erzeugen sie unter anderem Innerschalenionisationen, dessen Zerfall mit der Emission charakteristischer Röntgenstrahlung einhergeht.

Die lasererzeugte Emission charakteristischer Röntgenstrahlung bietet einige faszinierende Vorteile gegenüber konventionellen Röntgenröhren oder Beschleunigern. Neben der bereits erwähnten Größe (und damit den Kosten) des gesamten Aufbaus ist auch die Quellgröße der Röntgenemission zu nennen. Laserstrahlen lassen sich auf Gebiete mit nur wenigen Mikrometern Durchmesser fokussieren und generieren so eine Röntgenquelle in vergleichbarer Größe. Da sich Laserstrahlen über Spiegel oder Fasern leicht führen lassen, ist es zusätzlich möglich die genaue Position der Quelle zu kontrollieren. Für Anwendungen im medizinischen Rahmen ergibt sich so die Möglichkeit, die Röntgenstrahlung sehr nahe am relevanten Bereich zu erzeugen, ggf. sogar den Patienten von *Innen nach Außen* zu durchleuchten. Die Strahlenbe-

lastung ließe sich so erheblich reduzieren [8].

Des Weiteren ist die Pulsdauer der Röntgenemission ein nennenswerter Vorteil. Durch die Verwendung ultrakurzer Laserpulse im Bereich weniger Femtosekunden werden intensive Röntgenblitze im selben Zeitrahmen erzeugt. Diese ermöglichen neben der räumlichen Auflösungen atomarer Strukturen auch deren zeitliche Entwicklung. Dynamiken auf atomarer Ebene lassen sich dadurch sichtbar machen und die zugrundeliegenden Prozesse besser verstehen [9–11]. Die Dauer der Röntgenemission setzt sich dabei aus zwei Anteilen zusammen. Den ersten Anteil bildet die Pulsdauer des treibenden Laserpulses, den zweiten die Zeit, welche die beschleunigten Elektronen im Material unterwegs sind. Letzterer lässt sich im Experiment über eine Reduzierung der Materialdicke drastisch verringern, doch nur über die Verwendung ultrakurzer Laserpulse wie im vorliegenden Fall, lässt sich die Emissionsdauer auf ein Minimum reduzieren und somit die zeitliche Auflösung maximieren.

Grundvoraussetzung für die oben beschriebenen Einsatzmöglichkeiten, ist eine effiziente Erzeugung der Strahlung im Experiment. Ultrakurze Laser mit Pulsdauern im Femtosekundenbereich besitzen typisch nur wenige Mikro- bis maximal Millijoule [12] an Energie, bei maximalen Repetitionsraten im 10-kHz-Bereich [7]. Umso entscheidender ist die effiziente Umwandlung der Pulsenergie des Lasers in die gewünschte Röntgenstrahlung. Die in unterschiedlichen Experimenten erreichten Umwandlungseffizienzen erstrecken sich dabei über einen weiten Bereich von typisch 10^{-4} bis 10^{-9} , wobei diese stark vom Material und den Laserparametern (Pulsenergie und Pulsdauer) abhängig sind [5]. Während die meisten vergleichbaren Lasersysteme ihren Fokus auf eine möglichst hohe Pulsenergie legen, liegt dieser im vorliegenden Fall auf der Pulsdauer. Die extreme "Kürze" von < 10 fs ermöglicht es, dass der Laserpuls sehr nahe der Festkörperdichte mit dem Material wechselwirken und so ein heißes und dichtes Plasma erzeugen kann [13].

Für eine effektive Röntgenproduktion reicht es dabei nicht aus, die reine Absorption der Laserenergie im Material zu optimieren [14]. Viel entscheidender ist es, die Laser-Materie-Wechselwirkung derart zu kontrollieren, dass gezielt die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung optimiert wird. Da diese Art der Strahlung von schnellen Elektronen erzeugt wird (und damit nur indirekt vom Laser selbst), ist diese Forderung gleichbedeutend mit der Optimierung der Elektronenbeschleunigung im Laserfeld. Es gilt die Bedingungen zu finden, unter denen Elektronen derart beschleunigt werden, dass sie in optimaler Weise charakteristische Röntgenstrahlung

erzeugen. Beide Aspekte - die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung und die Erzeugung hochenergetischer Elektronen - werden im Rahmen dieser Arbeit sowohl experimentell untersucht, als auch über theoretische Modelle und Simulationen nachvollzogen.

Gliederung dieser Arbeit

Diese Arbeit ist wie folgt strukturiert: In Kapitel 2 werden die entscheidenden theoretischen Grundlagen erläutert. Dieses beinhaltet die Wechselwirkungsprozesse intensiver Laserpulse mit Festkörpern, das Eindringen schneller Elektronen in Materie und die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung. Kapitel 3 beschreibt den experimentellen Aufbau, insbesondere das zur Verfügung stehende Lasersystem, sowie die verwendeten Diagnostiken zur Detektion harter Röntgenstrahlung und schneller Elektronen. Die durchgeführten Experimente werden in Kapitel 4 erläutert. Dieses Kapitel unterteilt sich in (i) die Röntgenemission an massiven Targets, (ii) dem Einfluss von Vorpulsen auf die Röntgenemission, (iii) der direkten Messung der beschleunigten heißen Elektronen und (iv) der Röntgenemission an der Rückseite dünner Folien. Über numerische Simulationen wird in Kapitel 5 der komplette Entstehungsprozess charakteristischer Röntgenstrahlung nachgestellt und mit den experimentellen Resultaten verglichen. Kapitel 6 beschäftigt sich mit der räumlichen und zeitlichen Entwicklung des lasergenerierten Plasmas an der Oberfläche eines Festkörpers. Über ein spezielles Verfahren wird das Eindringen der Ionisationsfront ins Material mit einer Zeitauflösung im Femtosekundenbereich sichtbar gemacht. Den Abschluss bildet Kapitel 7 mit einer kurzen Zusammenfassung dieser Arbeit.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Lasererzeugte Festkörperplasmen

Der Begriff Plasma leitet sich aus dem griechischen ab und bedeutet so viel wie *”das Gebilde”* oder *”das Formbare”*. Physikalisch ist ein Plasma einfach ein System aus freien Ladungsträgern. Oftmals spricht man bei Plasmen auch vom vierten Aggregatzustand, wobei diese Bezeichnung insofern irreführend ist, als dass es beim Übergang zum Plasmazustand keinen festen Phasensprung gibt. Als Plasma bezeichnet man einen Zustand daher ab dem Moment, ab dem die physikalischen Eigenschaften maßgeblich von freien Ladungsträgern bestimmt werden.

In diesem ersten Abschnitt werden zunächst einige Kenngrößen lasererzeugter Plasmen erläutert, welche für das Verständnis der Laser-Plasma-Wechselwirkung von entscheidender Bedeutung sind. Die Entstehung und das Heizen des Plasmas werden in den darauf folgenden Abschnitten genauer erläutert.

2.1.1 Plasmaexpansion und Dichteprofil

Trifft ein intensiver Lichtpuls auf eine Festkörperoberfläche, so wird diese zu einem Grad Z^* ionisiert und es bildet sich ein Plasma mit einer Elektronendichte $n_e = Z^* \cdot n_i$, wobei n_i die Ionendichte bezeichnet. Aufgrund des thermischen Drucks dehnt sich das Plasma mit Ionenschallgeschwindigkeit

$$(2.1) \quad c_s = \sqrt{\frac{Z^* k_B T_e}{m_i}}$$

in Richtung Vakuum aus [14–16]. Dabei bezeichnet k_B die Boltzmann-Konstante, T_e die Temperatur der Elektronen und m_i die Ionenmasse. Für die in dieser Arbeit verwendeten Laserpulse mit einer Dauer von $\tau = 10$ fs kann die Expansion während des Pulses vernachlässigt werden.

Unter der Annahme einer isothermen und stufenförmigen Elektronenverteilung lässt sich der zeitliche und räumliche Verlauf der Elektronendichte n_e über

$$(2.2) \quad n_e(x, t) = n_0 \exp\left(-\frac{x}{c_s t}\right)$$

annähern. Für den Fall von lasererzeugten Festkörperplasmen ist diese Annahme einer isothermen Energieverteilung in der Regel nicht zutreffend. Stattdessen zeigt die Verteilung eine starke zeitliche und räumliche Abhängigkeit. Die *heißen* Elektronen dringen schnell weit ins Vakuum vor und bilden ein koronares, unterkritisches Plasma, während die *kalten* Elektronen zurückbleiben und ein dichtes, überkritisches Plasma bilden. Dennoch lässt sich in guter Näherung in jedem Bereich das Dichteprofil durch eine exponentielle Funktion beschreiben. Entscheidender Parameter in diesem Zusammenhang ist die Plasmaskalenlänge L (auch Plasmagradiant genannt) welcher definiert ist

$$(2.3) \quad L(x') = \frac{n_e(x')}{\partial n_e(x')/\partial x}.$$

Im Bereich der Wechselwirkung intensiver Laserpulse mit Materie ist vor allem der Bereich der kritischen Elektronendichte (siehe Gleichung 2.7) von Interesse. Die Anpassung dieses Parameters im Experiment stellt einen elementaren Aspekt dieser Arbeit dar. Über die Verwendung eines Vorpulses ($I = 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$) wird ein expandierendes Plasma gezündet. Durch diese Expansion *verschmiert* das Plasmaprofil nahe der kritischen Dichte (siehe Gleichung 2.7). Die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Material findet nun unter veränderten Bedingungen statt.

2.1.2 Lichtausbreitung im Plasma

Die Lichtausbreitung im Plasma wird bestimmt durch die Reaktion der freien Ladungsträger auf das elektrische Feld E des Lichtpulses. Dies gilt sowohl für Elektronen als auch Ionen, allerdings ist der Einfluss auf Ionen aufgrund ihrer höheren

Masse im Rahmen dieser Arbeit zu vernachlässigen. Die Position der Ionen wird daher im Weiteren als konstant angenommen.

Löst man die Bewegungsgleichung für Elektronen, so ergibt sich eine harmonische Schwingung mit der Plasmafrequenz

$$(2.4) \quad \omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}}.$$

Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle mit Frequenz ω_L durch ein Plasma wird über die Dispersionsrelation

$$(2.5) \quad \omega_L^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2$$

beschrieben. Reelle Lösungen sind nur für $\omega_L > \omega_p$ gegeben, d.h. nur in diesem Fall findet eine Ausbreitung von Licht statt ($k > 0$). Für $\omega_L < \omega_p$ existieren nur komplexe Lösungen und die Welle klingt exponentiell ab. Die Amplitude der evaneszenten Welle klingt dabei bis zur Skin-Tiefe

$$(2.6) \quad l_s \approx \frac{c}{\omega_p}$$

auf $1/e$ des Ausgangswertes ab.

Den Grenzfall bildet $\omega_p = \omega_L$. Die entsprechende Elektronendichte

$$(2.7) \quad n_c = \frac{\epsilon_0 m_e}{e^2} \cdot \omega_L^2$$

wird auch als kritische Dichte bezeichnet. Bereiche höherer Dichte, d.h. Bereiche in denen keine Lichtausbreitung stattfinden kann, werden auch als *überkritisch*, solche mit niedrigerer Dichte als *unterkritisch* bezeichnet.

Für Laserpulse mit einer Wellenlänge von $\lambda = 800$ nm beträgt die kritische Teilchendichte $n_c = 1,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, die somit deutlich unter typischen Festkörperdichten von 10^{23} cm^{-3} liegt. Für die Wechselwirkung intensiver Lichtpulse mit Materie bedeutet dies, dass der Großteil der Energie in der Regel nicht am Festkörper, sondern im vorgelagerten Plasma deponiert wird. Daher ist die Verwendung von ultrakurzen Pulsen für einen effektiven Energieübertrag an den Festkörper von entscheidender Bedeutung. Aufgrund der kurzen Pulsdauer kann das Plasma nicht nennenswert ex-

pandieren, wodurch die Energie sehr nahe an der Festkörperdichte absorbiert wird. Die Folge ist ein sehr heißes Festkörperplasma, dessen Entstehung und Eigenschaften in den folgenden Abschnitten beschrieben werden.

2.2 Wechselwirkung intensiver Lichtpulse mit Materie

2.2.1 Die Wellennatur des Lichts

Die Frage nach der Natur des Lichtes - ob Teilchen oder Welle - wurde im Laufe der Geschichte unterschiedlich beantwortet. Als Begründer der Wellenoptik gilt Christiaan Huygens, der im 17. Jahrhundert mit dem nach ihm benannten Prinzip Effekte wie Beugung und Brechung von Licht sehr elegant erklären konnte. Allerdings war dies auch mit der von Isaac Newton bevorzugten Korpuskeltheorie möglich. Da Newton seinerzeit eine Autorität im Bereich der Wissenschaft war, folgten viele Kollegen lieber seiner Auffassung. Anfang des 19. Jahrhunderts konnte Thomas Young Interferenzerscheinungen am Doppelspalt demonstrieren, was als eindeutiges Indiz für die Wellennatur des Lichts interpretiert wurde. Doch erst die im Jahre 1865 von James Clerk Maxwell veröffentlichten Gleichungen stellten den Wellencharakter des Lichts auf eine solide mathematische sowie physikalische Grundlage.

Die Maxwell-Gleichungen beschreiben die Wechselwirkung elektrischer und magnetischer Felder. Im Vakuum bzw. ladungsfreien Raum lauten diese Gleichungen

$$(2.8) \quad \nabla \cdot E = 0$$

$$(2.9) \quad \nabla \cdot B = 0$$

$$(2.10) \quad \nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

$$(2.11) \quad \nabla \times B = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}.$$

Wendet man den Rotationsoperator $\nabla \times$ von links auf Gleichung 2.10 an und benutzt die Vektoridentität $\nabla \times (\nabla \times V) = \nabla(\nabla \cdot V) - \nabla^2 V$ ergeben sich

$$(2.12) \quad \nabla^2 E = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

$$(2.13) \quad \nabla^2 B = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2}.$$

Diese Gleichungen sind äquivalent zur allgemeinen Wellengleichung

$$(2.14) \quad \nabla^2 f = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2},$$

wobei f die Auslenkung aus der Ruhelage und c die Ausbreitungsgeschwindigkeit bezeichnet. Durch Vergleich ergibt sich das elektrische bzw. magnetische Feld als schwingendes Medium, die Geschwindigkeit der Welle zu $(\mu_0 \epsilon_0)^{-\frac{1}{2}} \approx 3 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Die erstaunliche Übereinstimmung dieses Wertes mit der Lichtgeschwindigkeit, welche schon weit vorher hinreichend genau bekannt war, führte zu der Einsicht, dass sich Licht als eine elektromagnetische Welle auffassen lässt.

Die einfachsten Lösungen der Gleichungen 2.12 und 2.13 sind monochromatische, ebene Wellen der Form

$$(2.15) \quad \vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \cdot \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$

$$(2.16) \quad \vec{B}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 \cdot \sin(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})$$

mit ω der Kreisfrequenz und \vec{k} dem Ausbreitungsvektor. Diese Gleichungen sind über die Beziehung

$$(2.17) \quad \vec{B} = \frac{1}{c} \cdot \vec{e}_k \times \vec{E}$$

miteinander verknüpft.

2.2.2 Bewegung geladener Teilchen in intensiven Lichtfeldern

Der Einfluss den die Felder aus den Gleichungen 2.15 und 2.16 auf geladene Teilchen ausüben, wird durch die Lorentz-Kraft

$$(2.18) \quad \vec{F} = -q \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

beschrieben. Im Rahmen dieser Arbeit (die Intensität des Laserfeldes liegt im Bereich 10^{16} Wcm^{-2}) ist nur der Einfluss auf Elektronen von Interesse. Eine direkte Beschleunigung von Ionen im Laserfeld findet nicht statt. Des Weiteren ist die magnetische Komponente $\vec{v} \times \vec{B}$ der Lorentz-Kraft zu vernachlässigen.

Die Bewegungsgleichung für Elektronen kann im nicht-relativistischen Fall nach Newtons zweitem Gesetz

$$(2.19) \quad \vec{F} = \frac{d\vec{p}_e}{dt} = m_e \frac{d\vec{v}_e}{dt}$$

formuliert werden als

$$(2.20) \quad \frac{d\vec{v}_e}{dt} = -\frac{e}{m_e} \cdot \vec{E} \quad , \quad \vec{v}_e = \frac{d\vec{r}}{dt} .$$

Weiter vereinfachen lässt sich die Beschreibung unter der Annahme einer linearen Polarisation, d.h. die Bewegung im elektrischen Feld findet nur entlang einer Achse im Raum statt. Üblicherweise wird die Ausbreitungsrichtung des Laserpulses als z-Achse definiert, die Richtung des elektrischen Feldes als x-Achse und die des magnetischen Feldes als y-Achse. Unter den Anfangsbedingungen $v_e(t=0) = 0$ sowie $x_e(t=0) = 0$ ergibt sich die Geschwindigkeit und die Position eines Elektrons zu

$$(2.21) \quad |\vec{v}_e| = \frac{eE_0}{m_e\omega} \cdot \sin(\omega t - z) \quad , \quad |\vec{x}_e| = \frac{eE_0}{m_e\omega^2} \cdot \cos(\omega t - z) .$$

Aus diesen Gleichungen ergeben sich sofort die maximale Geschwindigkeit sowie maximale Auslenkung aus der Ruhelage. Im Falle relativistischer Laser-Plasma-Experimente ist an dieser Stelle die Einführungen einer dimensionslosen Amplitude

$$(2.22) \quad a_0 = \frac{v_{\max}}{c} = \frac{eE_0}{\omega m_e c}$$

üblich. Im vorliegenden Fall beträgt $a_0=0,15$, was als schwach-relativistisch aufgefasst werden kann. Entsprechende relativistische Korrekturen werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch an geeigneter Stelle erläutert.

Die mittlere kinetische Energie, die ein Teilchen während eines Laserzyklus auf-

nimmt, wird als ponderomotives Potential U_P bezeichnet und lässt sich über

$$(2.23) \quad U_P = \left\langle \frac{1}{2} m_e v_e^2 \right\rangle = \frac{e^2}{4m_e \omega^2} \cdot E_0^2 = \frac{m_e c^2}{4} \cdot a_0^2$$

angeben. Es ist dabei wichtig zu verstehen, dass die Oszillation eines Teilchens im elektrischen Feld alleine noch keinen Energieübertrag darstellt. Verschwindet das treibende elektrische Feld, so endet auch die Oszillation. Eine Absorption der Laserenergie findet nicht statt.

Aus experimenteller Sicht ist es oftmals vorteilhaft mit der Größe *Lichtintensität* anstelle der *elektrischen Feldstärke* zu arbeiten. Die Intensität ergibt sich zum einen aus den messbaren Größen Energie, Zeit und Fläche. Zum anderen ist die Intensität über das zeitliche Mittel des Poynting-Vektors \vec{S} gegeben.¹ Im Vakuum gilt

$$(2.24) \quad \vec{S} = \epsilon_0 c^2 \left(\vec{E} \times \vec{B} \right) ,$$

wodurch sich die Intensität I zu

$$(2.25) \quad I = \langle \vec{S} \rangle = \frac{\epsilon_0 c}{2} E_0^2$$

ergibt. Laserintensitäten wie im vorliegenden Fall von $I = 5 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ entsprechen demnach elektrischen Feldstärken von $E_0 = 6,1 \times 10^{11} \text{ Vm}^{-1}$. Die maximale kinetische Energie der Elektronen beträgt $v_{\max} = 0.15c$, die maximale Auslenkung $x_{\max} = 20 \text{ nm}$ (siehe Gleichung 2.21). Das ponderomotive Potential lässt sich zu $U_P = 3 \text{ keV}$ angeben.

In diesem Abschnitt wurde die Bewegung einzelner, freier Elektronen in starken elektrischen Feldern beschrieben. Typische Experimente der Laser-Plasmawechselwirkung beinhalten jedoch Teilchenkollektive. Um diese zu beschreiben sind weitere Formalismen nötig. Zuvor muss allerdings erläutert werden, wie überhaupt freie Ladungsträger erzeugt werden können.

¹Da der Vektor die *Richtung* des Energieflusses angibt, wird er oftmals fälschlicherweise als *Poynting*-Vektor geschrieben. Tatsächlich ist er aber nach dem britischen Physiker John Henry Poynting benannt.

2.2.3 Laserinduzierte Ionisation

Photoionisation

Im Teilchenbild wird ein Elektron vom atomaren Potential gelöst, wenn die Energie des einfallenden Photons die Bindungsenergie E_{ion} übersteigt. Im Falle des einfachen photoelektrischen Effektes geschieht dies durch ein einzelnes, hochenergetisches Photon, für niederenergetische Photonen werden mehrere Photonen gleichzeitig benötigt. Die Wahrscheinlichkeit für n -fache Treffer sinkt zwar mit der Anzahl der benötigten Photonen n , allerdings garantieren ausreichend hohe Laserintensitäten ($> 10^{10} \text{ Wcm}^{-2}$) dennoch hinreichende Ionisationsraten.

Für weiter steigende Intensitäten tritt immer öfter der Fall auf, dass ein Elektron mehr Photonen absorbiert, als eigentlich nötig wären. Die finale Energie des Elektrons beträgt dann

$$(2.26) \quad E_{kin} = n \hbar \omega - E_{ion} .$$

Die Ionisationsenergien sind abhängig vom Material und Grad der Ionisation, betragen aber im einfachsten Fall (d.h. ungeladener Zustand) einige eV. Die Energie eines Photons der Wellenlänge $\lambda=800 \text{ nm}$ beträgt 1,5 eV. Damit ist klar, dass Multiphotonenionisation zwar in der Lage ist Elektronen vom atomaren Potential zu lösen, allerdings ist dieses Modell nicht in der Lage, die Entstehung hochenergetischer Elektronen mit Energien im keV-Bereich zu erklären. Dies ist erst über kollektive Effekte möglich, wie sie später im Text beschrieben werden.

Feldionisation

Während der vorherige Abschnitt einen möglichen Ionisationsprozess mittels Photonen, also über Teilchen erklärt, benötigt die Erklärung anderer Prozesse die Wellencharakteristik des elektrischen Feldes. Ein Elektron wird vom atomaren Potential gelöst, wenn die elektrische Feldstärke des Laserpulses die Feldstärke der atomaren Bindung übersteigt. Der einfachste Fall ist der eines einzelnen Elektrons im Potential eines Protons (Wasserstoffatom). Aus dem Bohrschen Atommodell ergibt sich der Abstand zwischen Elektron und Kern zu

$$(2.27) \quad a_B = \frac{\hbar}{m_e e^2} = 5,3 \times 10^{-11} \text{ m}$$

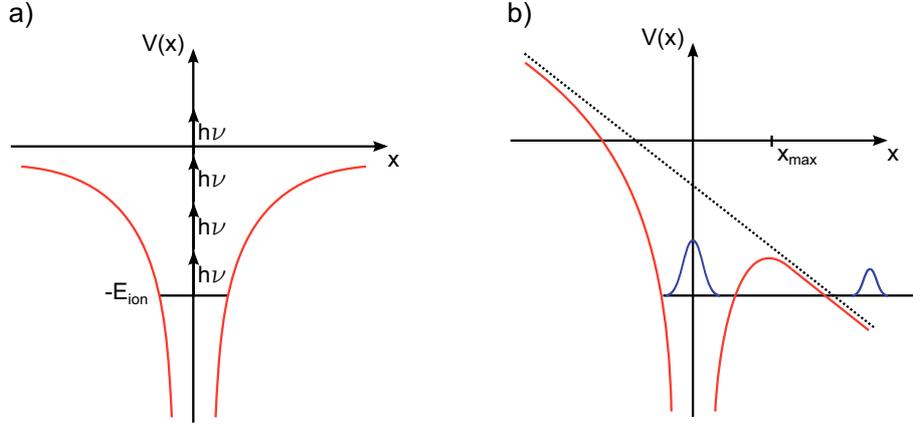


Abbildung 2.1: Ionisationsprozesse im Laserfeld. (a) Bei Intensitäten ab 10^{10} Wcm^{-2} setzt Multiphotonenionisation ein. (b) Für höhere Intensitäten ($> 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$) wird das Coulombpotential (rot) durch das Laserfeld (gestrichelt) derart verformt, dass die Elektronen durch die Barriere tunneln und so das atomare Potential verlassen können.

und folgend die elektrische Feldstärke zu

$$(2.28) \quad E_a = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 a_B^2} = 5,1 \times 10^{11} \text{ Vm}^{-1}.$$

Unter Verwendung von Gleichung 2.25 zeigt sich, dass diese Feldstärke einer Laserintensität von $3,5 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ entspricht. Allerdings führen derartige Feldstärken auch zu einer Verformung des atomaren Potentials. Die Bindung zwischen Elektron und Atomkern wird hierdurch erheblich geschwächt. Eine einfache Beschreibung des Effekts beruht auf der Annahme, dass das Coulombpotential $V(x)$ durch ein quasistationäres, homogenes elektrisches Feld E gestört wird (siehe Abbildung 2.1). In Summe lässt es sich als

$$(2.29) \quad V(X) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{Ze^2}{x} + eEx \right)$$

beschreiben. Oberhalb von $V(x_{\text{max}})$ ist das Potential derart verformt, dass ein Elektron das atomare Potential spontan verlassen kann. Dieser Effekt ist als *barrieresuppression ionization* bekannt. Die kritische Feldstärke E_c , die eine spontane "Flucht" ermöglicht, lässt sich über

$$(2.30) \quad E_c = \pi\epsilon_0 \cdot \frac{E_{\text{ion}}^2}{4Ze^3}$$

angeben [15]. Unter Verwendung von Gleichung 2.25 ergibt sich daraus die kritische Intensität

$$(2.31) \quad I_c = \frac{c\pi^2\epsilon_0^3 E_{\text{ion}}^4}{2e^6 Z^2}.$$

Betrachtet man erneut wie oben das Wasserstoffatom, ergibt sich die kritische Intensität für Feldionisation unter Berücksichtigung einer Verformung des Coulombpotentials zu $1,4 \times 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$. Dieser Wert liegt rund zwei Größenordnungen unter dem zunächst betrachteten Fall des Wasserstoffatoms ohne ein zusätzliches elektrisches Feld des Laserpulses.

Genauere Berechnungen der tatsächlichen Ionisationsraten in intensiven Laserfeldern müssen zusätzlich die Möglichkeit der Tunnelionisation berücksichtigen, was eine rein quantenmechanische Betrachtungsweise erfordert. Für Atome oder Ionen mit mehr als einem Elektron kann dies über die ADK-Theorie (nach den Autoren M. V. Ammosov, N. B. Delone und V. P. Krainov) erfolgen [17]. Hierbei zeigt sich, dass es bei bereits deutlich geringeren als den oben beschriebenen elektrischen Feldstärken zu freien Elektronen kommen kann.

Keldysh Parameter

Welcher der beiden beschriebenen Effekte der laserinduzierten Ionisation dominant in Erscheinung tritt, kann durch einen von Keldysh eingeführten dimensionslosen Parameter γ ermittelt werden. Betrachtet wird hierbei das Verhältnis der Ionisierungsenergie E_{ion} zum ponderomotiven Potential U_p des Lasers (siehe Gleichung 2.23). Es gilt

$$(2.32) \quad \gamma = \sqrt{\frac{E_{\text{ion}}}{2U_p}}.$$

Für $\gamma < 1$, d.h. hohe Laserintensitäten, dominieren Prozesse der Feldionisation, für $\gamma > 1$ tritt Multiphotonenionisation in den Vordergrund [15]. Im vorliegenden Fall werden im Bereich ansteigender Laserintensität nur die ersten Elektronen über Multiphotonenionisation erzeugt. Im Pulsmaximum dominiert die Ionisation über das Feld bei Weitem.

2.2.4 Plasmaheizung

Der vorangehende Abschnitt hat gezeigt, dass freie Elektronen bereits bei relativ moderaten Laserintensitäten ($\ll 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$) erzeugt werden. Verwendet man wie in der vorliegenden Arbeit Pulse mit Spitzenintensitäten im Bereich 10^{16} Wcm^{-2} , so reicht die ansteigende Flanke für eine sichere Ionisation aus. Das Pulsmaximum kann nun mit bereits freien Elektronen wechselwirken und sie weiter beschleunigen.

Heizen durch Stöße

Das Heizen des Plasmas durch Stöße stellt einen elementaren Prozess des Energie-transportes dar. Freie Elektronen oszillieren im elektrischen Feld des Lasers und können die hierbei aufgenommene Energie über einen Stoß mit einem anderen Elektron oder Ion irreversibel ans Plasma weitergeben. Eine reine Oszillation stellt dabei noch keinen Energieübertrag dar, da die Bewegung an das elektrische Feld des Lasers gekoppelt ist. Verschwindet dieses, so klingt auch die Oszillation ab. Deshalb ist die Stoßfrequenz ν von Elektronen mit Teilchen (Ionen, Elektronen) von entscheidender Bedeutung. Nur bei hohen Stoßraten kann das Plasma effektiv geheizt werden. Bei einer Maxwell-Verteilung der Elektronenpopulation kann die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen gemäß

$$(2.33) \quad \langle \nu_{ei} \rangle = \sqrt{\frac{2}{\pi^3 m_e T_e^3}} \cdot \frac{n_i Z^2 e^4}{12 \epsilon_0^2} \cdot \ln \Lambda$$

angegeben werden [18]. Der Term $\ln \Lambda$ bezeichnet den Coulomb-Logarithmus welcher definiert ist über

$$(2.34) \quad \ln \Lambda = \ln \left(\frac{12\pi}{Z} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0^3}{e^6} \cdot \frac{(kT_e)^3}{n_e}} \right)$$

$$(2.35) \quad = \ln (12\pi \cdot \lambda_D^3 \cdot n_e)$$

mit der Debye-Länge $\lambda_D = \sqrt{(\epsilon_0 k_B T_e) / (n_e e^2)}$.

Analog lässt sich die Stoßfrequenz zwischen zwei Elektronen (bis auf einen konstan-

ten Faktor) durch

$$(2.36) \quad \langle \nu_{ee} \rangle \sim \frac{n_e}{n_i Z^2} \langle \nu_{ei} \rangle$$

angeben. Stöße zwischen Elektronen und ungeladenen Teilchen sind im Falle von hoch-ionisierten Plasmen zu vernachlässigen. Sowohl die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen, als auch die zwischen zwei Elektronen ergibt demzufolge eine Abhängigkeit von der Temperatur der Art

$$(2.37) \quad \langle \nu \rangle \sim \frac{\ln T_e^{3/2}}{T_e^{3/2}} \approx T_e^{-3/2}.$$

Mit zunehmender Temperatur wird die Stoßfrequenz geringer und damit das Heizen des Plasmas über Stöße ineffizienter. Diese Abhängigkeit mag im ersten Moment verwundern, da es dem *"Billardkugelmodell"* widerspricht, allerdings muss man sich darüber klar sein, dass es sich bei dieser Art von Stößen nicht um physische Stöße handelt, sondern um Ablenkungen von geladenen Teilchen im Coulombpotential. Je schneller ein Teilchen ist, desto geringer ist die Zeit im Potential und desto geringer der Ablenkungseffekt.

Unter Verwendung von Gleichung 2.33 erhält man für Temperaturen $T_e \sim 100 \text{ eV}$ Stoßfrequenzen in der Größenordnung 10^{16} s^{-1} ; für $T_e \sim 3000 \text{ eV}$ (dies entspricht dem ponderomotivem Potential des verwendeten Systems) erhält man $\nu_{ei} \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$. Für Laserpulse im Femtosekundenbereich ist die Wahrscheinlichkeit eines Stoßes während des Laserzyklus in diesem Energiebereich entsprechend gering.

Im speziellen vorliegenden Fall der lasererzeugten Festkörperplasmen mittels ultrakurzer Pulse wird ein Großteil der Laserenergie durch Stoßprozesse absorbiert. Es entsteht ein dichtes Plasma mit einer Temperatur im Bereich einiger hundert eV [13]. Zusätzlich lassen sich in den Experimenten allerdings vergleichsweise geringe Anteile an supra-thermischen Elektronen beobachten. Diese wurden nicht durch Stoßprozesse vom Laserfeld entkoppelt, sondern über kollisionsfreie, kollektive Effekte [19]. Die beiden im Rahmen dieser Arbeit relevanten Prozesse werden in den folgenden Abschnitten näher beschrieben.

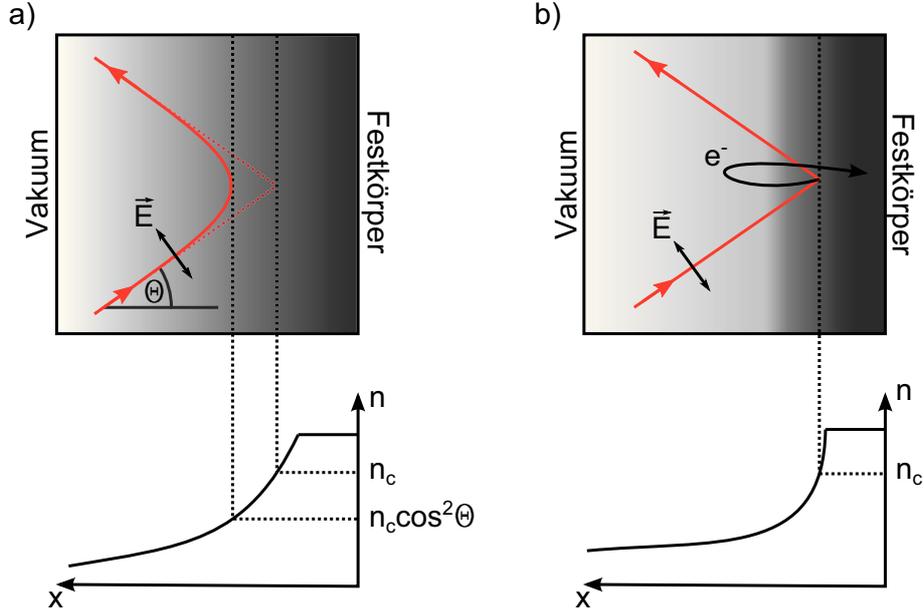


Abbildung 2.2: Kollisionsfreie Absorptionsprozesse. (a) Resonanzabsorption (b) Brunel-Heizung. Resonanzabsorption dominiert bei moderaten Intensitäten und vergleichsweise großen Plasmagradienten, Brunel-Heizen benötigt steile Gradienten und hohe Intensitäten [20].

Resonanzabsorption

Einen sehr gut verstandenen und lang bekannten kollektiven Absorptionsprozess stellt die Resonanzabsorption dar (siehe z.B. [21]). Trifft eine p-polarisierte elektromagnetische Welle unter einem Winkel θ auf eine Oberfläche, so wird sie nicht an der kritischen Dichte n_c , sondern bereits bei $n_e = n_c \cos^2 \theta$ reflektiert (siehe Abbildung 2.2) [16, 22]. Die E-Feld Komponente E_x parallel zum Dichteprofil kann jedoch bis zur kritischen Dichte tunneln und dort resonant Plasmawellen anregen. Die verbleibende, treibende elektrische Komponente E' kann beschrieben werden durch [16]

$$(2.38) \quad E' = \frac{E_0}{\sqrt{2\pi\omega L/c}} \cdot \phi(\tau)$$

mit E_0 dem Betrag des elektrischen Feldes im Vakuum und

$$(2.39) \quad \phi(\tau) \simeq 2, 3\tau \exp\left(-\frac{2}{3}\tau^3\right)$$

mit $\tau = (\omega L/c)^{1/3} \sin \theta$. Im Falle des senkrechten Einfalls ($\theta = 0$) verschwindet die treibende Komponente komplett und es können keine Plasmawellen angeregt werden. Im anderen Extremfall des streifenden Einfalls muss das Feld durch eine zu weite Strecke tunneln und die treibende Komponente wird sehr klein. Der optimale Winkel kann durch

$$(2.40) \quad \sin \theta = \left(\frac{c}{2\omega L} \right)^{1/3} = \left(\frac{\lambda}{4\pi L} \right)^{1/3}$$

angegeben werden. Interessant ist, dass der optimale Winkel unabhängig von der Intensität des Laserpulses ist und nur von der Wellenlänge λ und der Plasmaskalenlänge L abhängt.

Brunel-Heizung

Das oben beschriebene Modell der Resonanzabsorption versagt im Falle hoher Laserintensitäten und kompakten Plasmen mit geringer Plasmaskalenlänge. Bei steilen, "step-like" Dichtegradienten beträgt die treibende elektrische Feldkomponente $E_L \approx E_0$. Die Elektronen oszillieren mit einer Amplitude $x_p = \frac{eE_0}{m_e\omega^2}$ (siehe Gleichung 2.21) und regen wie oben beschrieben resonante Plasmawellen an. Falls die Amplitude jedoch die Skalenlänge übertrifft ($x_p > L$) bricht die resonante Welle zusammen und ein Energietransfer findet nicht statt [15].

Dass es bei oben genannten Bedingungen dennoch zu einem effektiven Heizen von Elektronen kommen kann, wurde erstmals von Brunel [23] beschrieben, weshalb der Effekt auch weithin als Brunel-Effekt oder Brunel-Heizen bekannt ist. Das zugrundeliegende Modell ist dabei denkbar anschaulich. Ein starkes elektrisches Feld, welches normal auf einer Oberfläche steht, kann, sofern der Startzeitpunkt bzw. die Phase richtig ist, Elektronen zunächst von der Oberfläche ins Vakuum und später beim Umkehren des elektrischen Feldes zurück zur Oberfläche beschleunigen. Die Elektronen dringen nun mit einer bestimmten Energie in die Oberfläche bzw. den über-kritischen Bereich des Plasmas ein. Da hier das elektrische Feld des Lasers exponentiell abklingt, verlassen die beschleunigten Elektronen den Einflussbereich des Feldes und dringen tief ins Material ein, wo sie ihre gewonnene Energie durch Stöße abgeben.

Quantitativ beschreiben lässt sich der Effekt durch ein idealisiertes 1-dimensionales-

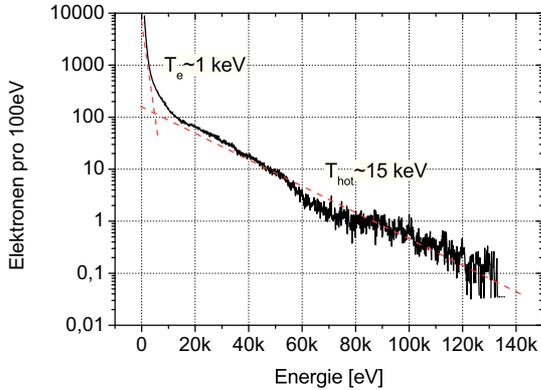


Abbildung 2.3: Typisches zweigeteiltes Maxwell-Elektronenspektrum als Ergebnis einer numerischen particle-in-cell (PIC) Simulation [24]. Der Großteil der Elektronen bleibt vergleichsweise kalt ($T_e \sim 1 \text{ keV}$) und nur ein kleiner Anteil wird suprathemisch auf $T_{\text{hot}} \sim 15 \text{ keV}$ geheizt.

Kondensator-Modell, welches frei Elektronen emittieren kann. Die durch das elektrische Feld des Lasers gelösten Elektronen hinterlassen ein elektrisches Feld, welches eine zusätzliche Kraft auf die ins Vakuum beschleunigten Elektronen ausübt. Die maximale erreichbare kinetische Energie der Elektronen ist dann nicht mehr nur durch das Feld des Lasers gegeben (siehe Gleichung 2.21), sondern wird über die elektrisch geladene Oberfläche verstärkt.

Temperatur der heißen Elektronen

In den vorherigen Abschnitten wurden verschiedene Modelle beschrieben, unter denen Elektronen durch intensive Laserpulse zunächst vom atomaren Potential gelöst und anschließend beschleunigt werden können. Die Energieverteilung der Elektronen zeigt dabei typischerweise ein zweigeteiltes Maxwell'sches Temperaturprofil. Der Großteil der Elektronen wird über Stöße geheizt, bleibt dabei aber vergleichsweise kalt. Nur ein geringer Anteil wird über die beschriebenen kollisionsfreien Effekte suprathemisch geheizt. Die auftretenden Verteilungen sind dabei schwach auch vom Material abhängig [25]. Tendenziell zeigen schwere Elemente leicht niedrigere Temperaturen als leichte.

Rein analytisch lassen sich die auftretenden Energieverteilungen in der Regel nicht mehr angeben. Unter bestimmten Annahmen und Parameterbereichen lassen sich zwar Gesetzmäßigkeiten finden [15, 26], detaillierte Spektren sind aber nur über numerische Simulation möglich (siehe Abbildung 2.3). Solche Simulationen erlauben auch Aussagen über den Einfluss der Laserparameter auf die Elektronentemperatur. Die meisten Arbeiten zu diesem Thema geben dabei für den Intensitätsbereich um

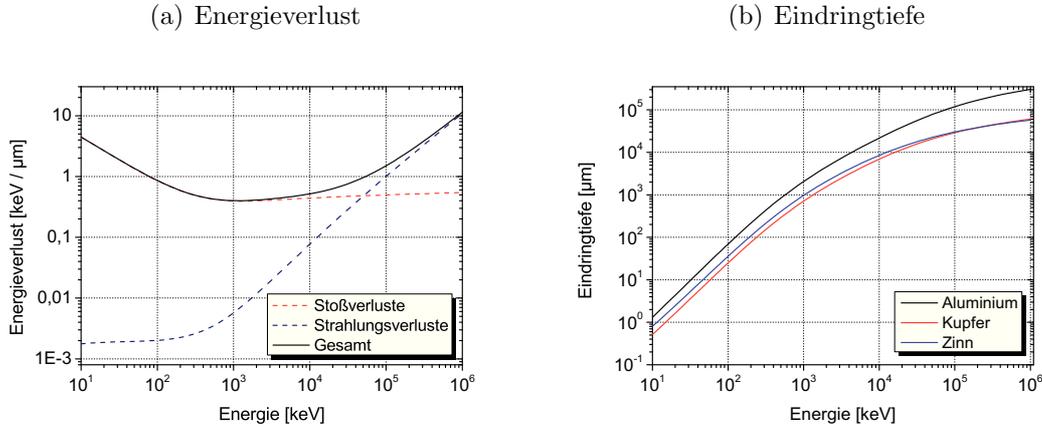


Abbildung 2.4: Wechselwirkung heißer Elektronen mit Materie. (a) Energieverlust pro Wegstrecke in Aluminium. Für den in dieser Arbeit relevanten Energiebereich $\ll 1$ MeV sind die Verluste vollständig über Stoßprozesse gegeben. (b) Abgeschätzte Eindringtiefe in verschiedene Materialien. Daten vom National Institute of Standards and Technology [27].

10^{16} Wcm^{-2} eine Abhängigkeit der Form $T_{\text{hot}} \sim (I\lambda^2)^{1/3}$ an, welches schon in [26] basierend auf dem Modell der Resonanzabsorption analytisch hergeleitet wurde. Für höhere Intensitäten verändert sich die Situation, da nun Brunel-Heizung dominierend in Erscheinung tritt. Basierend hierauf ergibt sich eine stärkere Skalierung der Art $T_{\text{hot}} \sim (I\lambda^2)$.

2.3 Wechselwirkung heißer Elektronen mit Materie

Die vom Laserpuls beschleunigten Elektronen dringen vergleichsweise tief ins Material ein. Während das elektrische Feld des Lasers unabhängig von dessen Stärke nur bis zur Skin-Tiefe $l_s \approx 125 \text{ nm}$ (siehe Gleichung 2.6) ins Material reicht, ist die Eindringtiefe für Teilchen deutlich größer und beträgt je nach Ausgangsenergie und Material einige bis viele Mikrometer. Der Energieverlust wird dabei von zwei Prozessen beschrieben, nämlich i) dem Verlust durch Stöße und ii) dem Verlust durch Strahlung.

Verluste durch Stoßprozesse

Bei Stößen zwischen geladenen Teilchen muss zwischen elastischen und unelastischen Stößen unterschieden werden. Bei Ersteren bleibt die kinetische Energie der Teilchen erhalten und es wird lediglich die Richtung geändert. Der differentielle Streuquerschnitt bei Rutherford-Streuung ergibt sich aus Gleichung 2.33 und kann über

$$(2.41) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E_0} \right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}$$

angegeben werden, wobei $Z_{1,2}$ die Ladungen der beiden Stoßpartner, ϑ den Ablenkwinkel und E_0 die Energie des Teilchens angibt (siehe z.B. [28]). Große Ablenkwinkel sind so nicht ausgeschlossen, aber deutlich unwahrscheinlicher als kleine. Dennoch ist es so möglich, dass Elektronen ihre Flugrichtung schrittweise sogar komplett umkehren und so zurück zur Oberfläche gelangen. Dies ist insofern von Interesse, da sie so wieder in den Einflussbereich des elektrischen Felds des Lasers gelangen und eine erneute Beschleunigung erfahren können [29].

Bei inelastischen Stößen wird ein Teil der kinetischen Energie des Elektrons dafür aufgebracht, weitere Elektronen vom atomaren Potential zu lösen. Auch hier kommt es zu einer Richtungsänderung des stoßenden Elektrons. Bei ausreichend hohen Ausgangsenergien (einige keV) können so auch Ionisationen in den innersten atomaren Schalen erfolgen. Der Wirkungsquerschnitt für eine Ionisation der innersten Schale (K-Schale) in Abhängigkeit der Energie und des Materials, kann über (semi)empirische Formeln angegeben werden [30,31]. Generell lässt sich sagen, dass der Wirkungsquerschnitt unabhängig vom Material für Energien oberhalb der jeweiligen Ionisierungsenergie zunächst stark ansteigt und schließlich ein Maximum bei der etwa fünffachen Ionisierungsenergie erreicht (siehe Abbildung 2.5). Für höhere Energien sinkt die Wahrscheinlichkeit langsam wieder.

Verluste durch Strahlung

Wenn ein geladenes Teilchen seine Ausbreitungsrichtung oder -geschwindigkeit ändert, so ist dies stets mit der Aussendung von Strahlung verbunden. Da in den meisten Fällen die Geschwindigkeit verringert wird, spricht man hierbei ganz Allgemein von Bremsstrahlung. Verluste durch Bremsstrahlung tragen erst bei relativ hohen Energien (>10 MeV) maßgeblich zum Gesamtverlust bei und sind im Rahmen

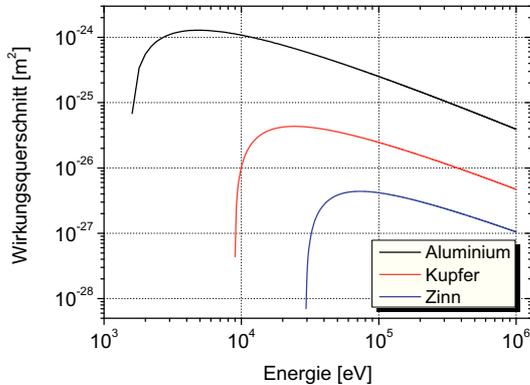


Abbildung 2.5: Wirkungsquerschnitt für K-Schalen-Ionisation heißer Elektronen nach [31]. Das Maximum liegt unabhängig vom Material jeweils bei der etwa fünffachen Ionisierungsenergie.

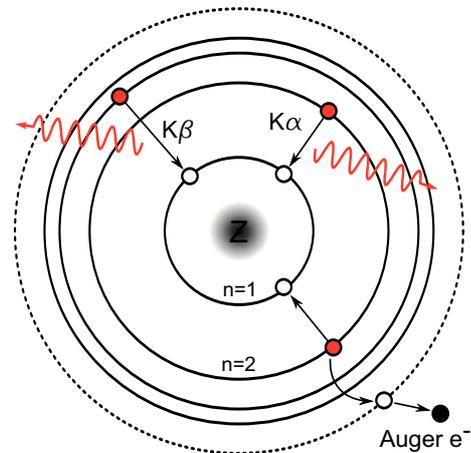
dieser Arbeit zu vernachlässigen. Bei niedrigeren Energien dominieren die Verluste über Stöße bei Weitem (siehe Abbildung 2.4).

Eindringtiefe

Will man die Eindringtiefe von Elektronen in Materie bestimmen, so ist dies rein analytisch nur schwer möglich. Der Energieverlust pro Strecke lässt sich zwar im statistischen Mittel angeben (siehe Abbildung 2.4) und daraus folgend die Gesamtstrecke bis zur finalen Absorption [32], allerdings ist diese Distanz aufgrund der Streuung im Material nicht die Distanz zur Oberfläche. In Abschätzungen beträgt die Reichweite für Energien im Bereich weniger keV einige μm , für höhere Energien steigt die Reichweite schnell an, jeweils abhängig vom Material (siehe Abbildung 2.4). Online abrufbar sind diese und andere Informationen z.B. beim National Institute of Standards and Technology [27].

Detaillierte Information über die Eindringtiefe sowie die Streuung im Material erhält man über numerische, sogenannte Monte-Carlo-Simulationen. Diese basieren auf der Verwendung von Zufallszahlen, um die Bahnkurven einzelner Elektronen im Material zu simulieren. Per Zufall werden Ablenkwinkel durch Stöße ermittelt und die Energie der Teilchen kontinuierlich bis zu einem Minimalwert reduziert. Wiederholt man die Simulation für hinreichend viele Teilchen, so ergibt sich über den Mittelwert eine durchschnittliche Eindringtiefe.

Abbildung 2.6: Entstehung charakteristischer Röntgenstrahlung im atomaren Modell. Zerfällt eine Ionisation der K-Schale, so wird entweder ein charakteristisches Röntgenphoton emittiert oder ein äußeres gebundenes Elektron gelöst.



2.4 Charakteristische Röntgenstrahlung

Als charakteristische Röntgenstrahlung bezeichnet man die Emission von Röntgenphotonen bei Innerschalenübergängen (siehe Abbildung 2.6). Da die Energieniveaus von Element zu Element verschieden sind, sendet jedes Material ihr eigenes, charakteristisches Spektrum aus. Die gängige Notation besteht aus der Angabe des Zielniveaus des Übergangs (K, L, M, ..) und zusätzlich mit griechischen Buchstaben indiziert durch die Differenz zum Ausgangsniveau. Über die Spin-Bahn-Kopplung kommt es bei den Schalen $n \geq 2$ zu einer geringen Energieaufspaltung. Damit sind z.B. zwei Übergänge von der L- zur K-Schale möglich, was durch einen zusätzlichen Index gekennzeichnet wird. Da dieser Effekt jedoch sehr gering ist und in den meisten experimentellen Aufbauten nicht nachweisbar ist, wird auf diese zusätzliche Notation oftmals verzichtet und stattdessen die gemittelte Energie angesetzt.

Anstelle eines Röntgenphotons kann es bei den Übergängen auch zur Aussendung eines Auger-Elektrons kommen. Hierbei wird die frei werdende Energie nicht in Form eines Photons emittiert, sondern stattdessen nimmt ein gebundenes, äußeres Elektron die Energie auf und entkommt dem atomaren Potential. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist abhängig vom Material, sinkt aber tendenziell mit steigender Ordnungszahl. Während für Aluminium ($Z=13$) die Wahrscheinlichkeit bei etwa 96% liegt, beträgt sie bei Zinn ($Z=50$) nur noch 14%, jeweils bezogen auf den Übergang zur K-Schale (siehe z.B. [33]).

Aufgrund unterschiedlicher Übergangswahrscheinlichkeiten erscheinen die Linien unterschiedlich intensiv. Die stärkste Linie ist in der Regel die K_α -Linie [34], welche

auch gleichzeitig die Energiereichste ist. Die Energie der K_α -Linie skaliert dabei mit der Ordnungszahl Z gemäß $E \sim (Z - 1)^2$.

Die Röntgenstrahlung wird im Material isotrop abgestrahlt, allerdings ergibt sich aufgrund der Tiefe der Emission im Material eine Richtungsabhängigkeit bei der detektierbaren Strahlung. Der kürzeste Weg des Photons, und damit der Weg mit der geringsten Wahrscheinlichkeit einer Absorption im Material, ist der normal zur Oberfläche. In dieser Richtung erscheint die Strahlung daher am intensivsten. Die Wahrscheinlichkeit einer Photoabsorption hängt im Allgemeinen von der Energie des Photons und dem Material ab. In speziellen Fall der charakteristischen Emission ist die Energie vom Material vorgegeben, wodurch diese Abhängigkeit entfällt. Betrachtet man die jeweilige K_α -Emission, so erhöht sich die Distanz, bei der die Anzahl der Photonen auf $1/e$ des Ausgangswertes abgefallen ist, mit steigender Ordnungszahl. Für Aluminium beträgt diese etwa $9 \mu\text{m}$, für Kupfer $25 \mu\text{m}$ und für Zinn $130 \mu\text{m}$ [36, 37]. Detektierbare, charakteristische Röntgenstrahlung kann somit in Hoch-Z-Materialien auch tiefer im Material entstehen.

	Al	Ti	Cu	Nb	Sn
$K_{\alpha 1}$	1486,70	4510,84	8047,78	16615,1	25271,3
$K_{\alpha 2}$	1486,27	4505,86	8027,83	16521,0	25044,0
K_β	1557,45	4931,81	8905,29	18622,5	28486,0

Tabelle 2.1: Energie charakteristischer Röntgenstrahlung für die in dieser Arbeit relevanten Materialien. Alle Angaben in eV. Daten aus [35]

Kapitel 3

Experimenteller Aufbau

3.1 Lasersystem am ILPP

Sämtliche in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden am Institut für Laser- und Plasmaphysik (ILPP) der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf durchgeführt. Das verwendete Lasersystem basiert auf einem kommerziellen Titan-Saphir CPA System (FemtoPower CompactPro), ergänzt durch eine zusätzliche Einheit zur spektralen Verbreiterung und anschließender zeitlichen Kompression. Im Experiment stehen letztendlich Laserpulse mit einer Pulsdauer von < 10 fs, einer Energie von $180 \mu\text{J}$ und maximaler Repetitionsrate von 1 kHz zur Verfügung. Fokussiert auf einen Punkt mit Radius $w_0 = 4 \mu\text{m}$ ergibt sich eine gemittelte Lichtintensität von $I = 2 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$. Dieser Abschnitt beinhaltet eine Beschreibung der wesentlichen Elemente des Systems sowie zwei unterschiedliche Methoden der Pulsdauerbestimmung.

FemtoPower Compact Pro

Eine schematische Darstellung des verwendeten Systems ist in Abbildung 3.1 abgebildet. Ausgangspunkt ist ein Titan-Saphir-Oszillator, welcher von einem frequenzverdoppelten Nd:YVO₄-Laser kontinuierlich gepumpt wird. Über passive Modenkopplung [39] wird ein stabiler, gepulster Betrieb erzielt. Die Pulsdauer beträgt etwa 10 fs, die spektrale Bandbreite 100 nm und die Pulsenergie 5 nJ bei einer Repetitionsrate von 80 MHz. Der Oszillator ist über einen Faraday Isolator [39] optisch von den nachfolgenden Elementen getrennt, um einen Rücklauf bereits verstärkter Pulse in den Kristall zu verhindern.

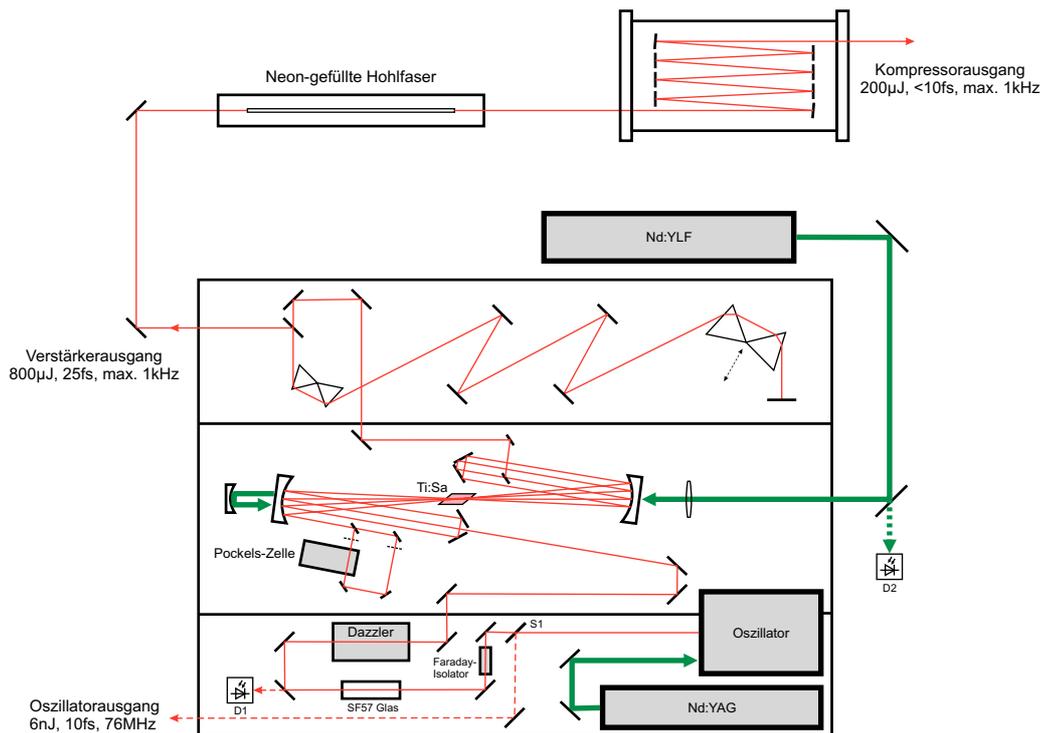


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des verwendeten Lasersystems nach [38]. Die einzelnen Stationen sind in Blöcken von unten nach oben: (i) Pulserzeugung mittels Titan-Saphir-Oszillator und zeitliche Streckung, (ii) Multi-Pass-Verstärkung und (iii) Prismenkompressor. Des Weiteren wird der Puls in einer Neon-gefüllten Hohlfaser über Selbstphasenmodulation spektral verbreitert. Die finale Kompression erfolgt über einen Satz gechirpter Spiegel. Im Experiment stehen Laserpulse mit einer Dauer von 9 fs, Energie $150\text{ }\mu\text{J}$ - $180\text{ }\mu\text{J}$ bei einer maximalen Repetitionsrate von 1 kHz zur Verfügung.

Zur weiteren Verstärkung der Pulse wird das von Strickland und Mourou entwickelte Prinzip der *chirped pulse amplification* (CPA) verwendet [40]. Ziel ist es, während der Verstärkung die optischen Intensitäten stets unterhalb typischer Zerstörschwellen zu halten. Zusätzlich muss dem Effekt der Selbstfokussierung im Verstärkermedium vorgebeugt werden. Bei hohen Intensitäten müssen beim Brechungsindex n weitere, nicht-lineare Terme berücksichtigt werden. Es gilt $n(I) = n_0 + \Delta n(I) = n_0 + n_2 I + \dots$. Im vorliegenden Fall eines Titan-Saphir-Kristalls beträgt $n_0 = 1,76$ und $n_2 = 3 \times 10^{20} \text{ m}^2 \text{ W}^{-1}$, was bereits ab Leistungen von $> 10^6 \text{ W}$ zu einem Zusammenbruch der Wellenfronten im Medium führt [41]. Um diesen Effekten vorzubeugen, wird der Laserpuls durch einen 5 cm langen SF57 Glasblock zeitlich auf etwa 10 ps gestreckt.

Ein Akusto-Optischer-Modulator [42, 43] sorgt für eine Modulation der spektralen Phase und Amplitude. Die Kontrolle der Dispersionskoeffizienten ist für die Erzeugung ultrakurzer Laserpulse von entscheidender Bedeutung. Zusätzlich lassen sich über dieses Element auch gezielt Vorpulse erzeugen, was in Abschnitt 4.2.2 noch im Detail erläutert wird.

Die Verstärkung der Pulse findet über einen weiteren Titan-Saphir-Kristall statt, der von einem frequenzverdoppelten Nd:YLF-Laser mit 1 kHz gepumpt wird. Der Kristall wird vom Oszillatorpuls insgesamt neun Mal durchlaufen, wobei nach dem vierten Durchlauf eine Pockelszelle blockt und nur für Pulse öffnet, die synchron zum Pumplaser liegen. Die 1 kHz Repetitionsrate des Pumplasers limitieren so die maximale Rate des gesamten Lasersystems.

Nach der Verstärkung werden die Pulse über einen Prismenkompressor zeitlich auf etwa 25 fs komprimiert. Die Energie beträgt hier etwa $800 \mu\text{J}$ bei einer spektralen Breite von 50 nm. Der Grund für die, verglichen mit dem ursprünglichen Oszillatorpuls, geringen Bandbreite ist der Effekt des *gain narrowing*. Ein spektral breiter Puls wird in einem optisch aktiven Medium nicht über die gesamte Breite gleichmäßig verstärkt. Bei einem Titan-Saphir-Kristall liegt das Optimum bei etwa 800 nm, d.h. ein spektral breiter Puls erfährt an den Rändern eine deutlich geringere Verstärkung als bei der Zentralwellenlänge. Das Resultat ist eine durch die Verstärkung verringerte Bandbreite.

sub-10-fs Pulse

Die Erzeugung ultra-kurzer Laserpulse im fs-Bereich ist mit der Forderung einer hohen spektralen Breite verbunden. Die minimale Pulsdauer $\Delta\tau$ bei einer spektralen Breite $\Delta\lambda$ ist für Gauß-Pulse über die Beziehung

$$(3.1) \quad \Delta\tau\Delta\lambda = \frac{2 \ln 2}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{c}$$

gegeben, wobei die Größen $\Delta\tau$ und $\Delta\lambda$ jeweils die volle Halbwertsbreite angeben. Eine Pulsdauer von 10 fs entspricht einer spektralen Breite von mindestens 90 nm. Um diese spektrale Breite zu erzielen, wird der Puls in eine 1 m lange, 250 μm durchmessende Hohlleiter fokussiert, welche mit Neon bei 1,8 bar gefüllt ist. Die spektrale Verbreiterung erfolgt über den Effekt der Selbstphasenmodulation [39]. Unterschiedliche lokale Intensitäten innerhalb der Hohlleiter führen zu unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten

$$(3.2) \quad \Delta\phi(t) = x \cdot \frac{\omega}{c} \cdot n_2 \cdot I(t)$$

und erzeugen so neue Frequenzen an den spektralen Flügeln. Allerdings ist dies mit einem Energieverlust von etwa 50% verbunden.

Die spektral verbreiterten Pulse werden über einen Satz von acht dispersiven Spiegeln zeitlich auf 9 fs komprimiert (eine Beschreibung der Pulsdauermessung folgt in Abschnitt 3.1.1). Diese finale Kompression sowie sämtliche Experimente finden im Vakuum (10^{-5} mbar) statt, um ein erneutes Auseinanderlaufen der Pulse über Dispersion an Luft zu vermeiden. Da über dispersive Spiegel keine Feinjustage der Kompression möglich ist, wurde der Kompressor auf Überkompensation konzipiert. Die Feinjustage erfolgt über zusätzliches Material vor dem Kompressor (3,4 mm Quarz). Über ein Teleskop wird der Strahldurchmesser auf etwa 40 mm (volle $1/e^2$ -Breite der Intensität) vergrößert. Zum einen erfolgt dies um die Intensität auf den folgenden Spiegeln bis zum Experiment möglichst gering zu halten. Zum anderen ermöglicht ein aufgeweiteter Strahl eine geringere Fokusgröße und damit eine höhere Intensität im eigentlichen Experiment.

3.1.1 Messung der Pulsdauer

Die exakte zeitliche Charakterisierung ultrakurzer Laserpulse ist für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente unerlässlich. Dies beinhaltet zum einen die Vermessung der Pulsdauer und -form, sowie zum anderen auch die Überprüfung auf eventuell vorhandene Vor- oder Nachpulse. Aufgrund der extrem kurzen Pulsdauer ist eine rein mechanische (z.B. durch Shutter) oder elektronische (z.B. durch Photodioden) Vermessung der Pulse unmöglich. Eine Messung der Pulsdauer im fs-Bereich ist nur auf optischem Wege zu realisieren. Alle gängigen Verfahren beruhen dabei auf der Idee, den zu vermessenden Puls mit einem Duplikat seiner selbst zu vergleichen. In diesem Abschnitt werden zwei unterschiedliche Methoden vorgestellt.

Autokorrelation

Im Laufe dieser Arbeit wurde die Pulsdauer mehrfach mittels Autokorrelation zweiter Ordnung vermessen. Hierbei wird der Puls über einen Strahlteiler aufgeteilt und beide Anteile in einen Kristall fokussiert. Da bei der Messung zwangsweise zusätzliche dispersive Elemente in den Strahl eingebracht werden (Strahlteiler, Linse), muss die entsprechende Menge vor der finalen Kompression entfernt werden. Die Einführung des Kristalls als nicht-lineares Element ist dabei entscheidend, da ohne diesen nicht die Pulsdauer, sondern die Kohärenzdauer gemessen würde. Im Kristall bildet sich die zweite Harmonische des Laserpulses, die von einer Photodiode detektiert wird. Über einen durchfahrbaren zeitlichen Versatz τ zwischen den beiden Anteilen entsteht ein Interferenzmuster im Messsignal (siehe Abbildung 3.3). Der Abstand zwischen zwei Maxima beträgt in absoluter Zeit λ/c , wodurch eine Kalibrierung des Aufbaus möglich ist. Allerdings lässt sich bei dieser Variante die Pulsdauer nur schwer ablesen.

Eine Erweiterung des Aufbaus bildet die untergrundfreie Autokorrelation (siehe Abbildung 3.2). Hierbei werden die beiden Anteile unter einem leichten Winkel in den Kristall fokussiert. Durch Summenfrequenz entsteht in Richtung der Winkelhalbierenden ein frequenzverdoppeltes Signal, welches nur von beiden Anteilen gemeinsam erzeugt wird. Der Puls ist so bis weit in die Flügel beobachtbar. Das Messsignal $S(\tau)$ ist über

$$(3.3) \quad S(\tau) = \int I(t) \cdot I(t - \tau) dt$$

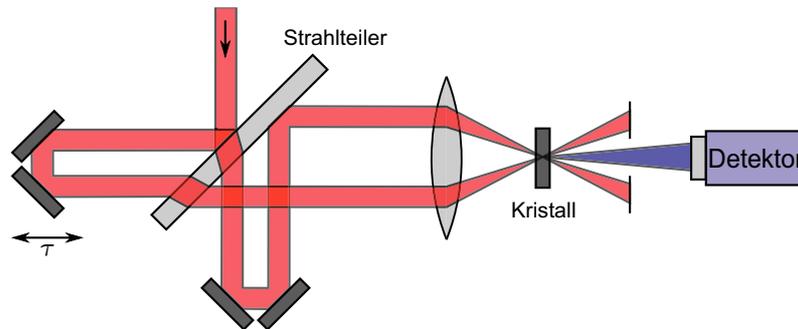


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Pulsdauermessung mittels untergrundfreier Autokorrelation zweiter Ordnung.

gegeben. Aus der Breite des Messsignals $\Delta\tau_S$ (FWHM), kann unter Annahme einer Pulsform die Pulsdauer ermittelt werden. Das an dieser Stelle die Pulsform *geraten* werden muss, ist ein limitierender Faktor bei dieser Messmethode. Unter der Annahme einer gaußschen Pulsform ergibt sich $\Delta\tau = \Delta\tau_S/\sqrt{2} = 9,8$ fs.

Aus dem Messsignal lässt sich auch auf gegebenenfalls vorhandene Nebenpulse zurückschließen. Eine Unterscheidung ob es sich dabei um Vor- oder Nachpulse handelt, ist allerdings prinzipiell nicht möglich.

SPIDER Technik ¹

Gegen Abschluss dieser Arbeit stand kurzzeitig ein auf der SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric Field Reconstruction) Technik [44] basierendes, kommerzielles Messgerät zur Pulsdauerbestimmung zur Verfügung. Diese Technik ermöglicht die gleichzeitige Messung der spektralen Phase und Amplitude, wodurch sich der zeitliche Verlauf des Pulses exakt rekonstruieren lässt. Die Phaseninformation erhält man, indem der zu vermessende Puls aufgespalten und sowohl zeitlich als auch spektral relativ zueinander verschoben wird. Lässt man beide Pulse in einem Spektrometer interferieren, können aus diesem Spektrum die Phasendifferenzen zwischen den spektralen Komponenten ermittelt werden [45]. Anders als bei der Methode der Autokorrelation im Abschnitt zuvor muss bei diesem Verfahren kein Messbereich durchgeföhren werden, sondern es reicht ein einziger Laserpuls.

Die so gewonnenen Informationen sind in Abbildung 3.4 dargestellt. Im linken

¹Die in diesem Abschnitt beschriebene Messung der Pulsdauer wurde maßgeblich durchgeführt von Dr. Dirk Hemmers und Christian Stelzmann

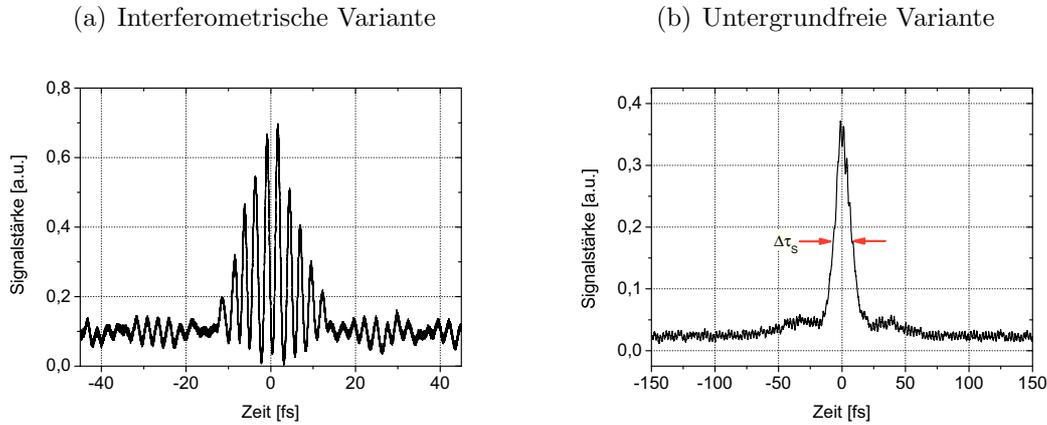


Abbildung 3.3: Messung der Pulsdauer mittels Autokorrelation. (a) Interferometrische Variante. Aus dem Abstand der Interferenzstreifen lässt sich die Zeitskala absolut kalibrieren. Die Pulsdauer ist nur schwer abzulesen. (b) Untergrundfreie Autokorrelation. Der Puls ist bis weit in die Flügel ablesbar. Aus der Breite $\Delta\tau_s$ ergibt sich unter der Annahme einer gaußschen Pulsform eine Pulsdauer $\Delta\tau = 9,8$ fs.

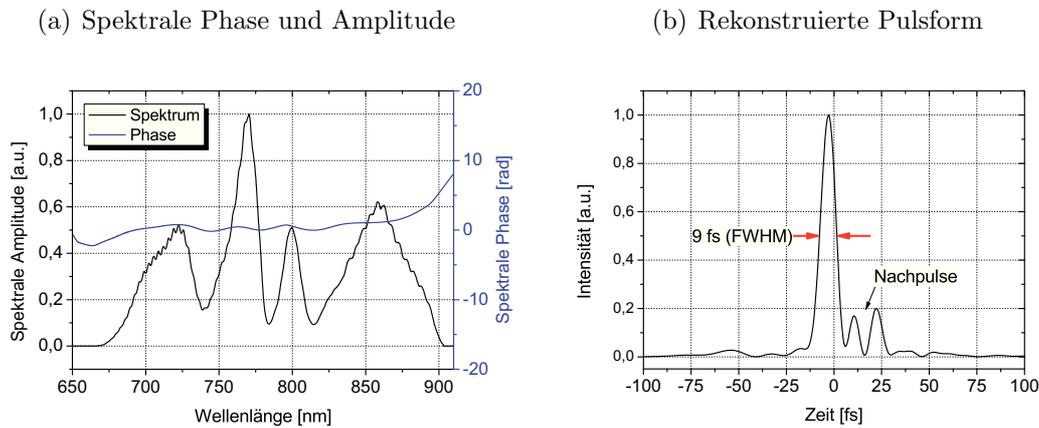


Abbildung 3.4: Messung der Pulsdauer Mittels SPIDER Technik. (a) Spektrale Amplitude und Phase. Die Form des Spektrums ist typisch für Hohlfaserspektren und entsteht durch Selbstphasenmodulation. Entscheidend für die Pulsdauer ist die Breite des Spektrums, sowie die Linearität der spektralen Phase. (b) Rekonstruierte Pulsform. Die gemessene Pulsdauer von 9 fs steht im Einklang mit den Messungen mittels Autokorrelation.

Graphen ist das Spektrum sowie die Phase zu erkennen. Die spektrale Form ist dabei typisch für Hohlfaserspektren und entsteht über den beschriebenen Prozess der Selbstphasenmodulation. Entscheidend für die Fourier-limitierte Kompression und damit für eine Minimierung der Pulsdauer, ist die Linearität der spektrale Phase (blauer Graph). Die Pulsdauer ergibt sich auf Basis dieser Daten zu 9 fs (volle Halbwertsbreite der Intensität), was in Übereinstimmung mit den Messungen mittels Autokorrelation steht. Die Ursache für die zu erkennenden Nachpulse konnte nicht endgültig geklärt werden. Einen Einfluss auf die durchgeführten Experimente haben Nachpulse nicht (abgesehen vom Energieverlust des Hauptpulses).

3.2 Targetkammer

An dieser Stelle werden die grundlegenden Elemente des experimentellen Aufbaus beschrieben. Die bei den einzelnen Messungen jeweils nötigen zusätzlichen Elemente werden an geeigneter Stelle im Detail beschrieben.

Wie schon der Kompressor, so befindet sich die gesamte Experimentierkammer im Vakuum $\sim 10^{-5}$ mbar. Der Laserstrahl wird über diverse Markierungen und Blenden kontrolliert in die Targetkammer geleitet. Die Strahlführung erfolgte weitestgehend über speziell für den Wellenlängenbereich angefertigte dielektrische Spiegel. Unabhängig von der Polarisierung beträgt die Reflektivität dieser Spiegel $>99\%$. Unter p-polarisiertem Einfall erhält man hier jedoch an den spektralen Rändern des Pulses Dispersion höherer Ordnung, die nicht ohne Weiteres zu kompensieren ist [46]. Unter diesem Einfall musste daher auf Silberspiegel mit einer Reflektivität im Bereich 97% zurückgegriffen werden.

In der eigentlichen Experimentierkammer wird der Laserpuls durch einen finalen $22,5^\circ$ -Umlenkspiegel auf eine goldbeschichtete, 45° -off-axis Parabel gelenkt und fokussiert. Die effektive Brennweite beträgt 89 mm.

Um die Parabel vor Ablation der Targets zu schützen, wurde optional eine im Vakuum verfahrbare, $50\ \mu\text{m}$ dicke PMMA-Folie (Polymethylmethacrylat, umgangssprachlich auch Plexiglas²) zwischen Parabel und Target montiert. Da diese nicht Anti-Reflexionsbeschichtet ist, verliert der Laserpuls beim Durchgang durch die beiden Grenzschichten jeweils etwa 4% an Energie. Die zusätzliche Dispersion und die

²Die Bezeichnung Plexiglas ist zwar umgangssprachlich üblich, allerdings ein eingetragener Markenname der Firma Evonik Industries.

damit verbundene zeitliche Verlängerung kann bei der geringen Dicke vernachlässigt werden. Aufnahmen des Fokus zeigen ebenfalls keine nennenswerten Veränderungen. Dieser Schutz wurde immer dann verwendet, wenn die Experimente die Akumulation von vielen Laserschüssen (einige Sekunden bis Minuten bei 1 kHz Repetitionsrate) verlangten. Bei Einzelschussexperimenten wurde zugunsten der höheren Energie auf diesen Schutz verzichtet.

Sämtliche Experimente im Rahmen dieser Arbeit erfolgten an Festkörpertargets (massive Metalltargets, dünne Folien und Glassubstrate). Diese wurden jeweils an gewöhnliche Spiegelhalter montiert und konnten per Motor parallel zur Oberfläche, sowie entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers (z-Achse) mit einer Genauigkeit von $1\ \mu\text{m}$ verfahren werden. Die Bewegung in z-Achse ist nötig, um die exakte Fokuspersion zu finden. Die Bewegung entlang der Oberfläche dient dazu, dem Laser stets eine frische Stelle des Targets anzubieten. Laserintensitäten im Bereich $10^{16}\ \text{Wcm}^{-2}$ führen bei jedem Material zu einer Zerstörung der Oberfläche. Verwendet man dünnen Folien als Targets, so wird das Material im Bereich des Fokus sogar vollständig verdampft.

Entscheidend ist, dass die Motoren exakt parallel zur Oberfläche liegen, da man ansonsten beim Verfahren die Position relativ zum Fokus verliert. Die Ausrichtung kann über die beiden Verstellungen des Spiegelhalters sehr fein justiert werden, die Kontrolle erfolgt über einen Messfühler. Mit diesem wurde im Vorfeld die Oberfläche beim Verfahren abgetastet. Abweichungen von $\pm 1\ \mu\text{m}$ konnten so detektiert und die Orientierung entsprechend angepasst werden. Abhängig vom Target konnte so die Position der Oberfläche relativ zum Fokus auf $\pm (5 - 10)\ \mu\text{m}$ für den kompletten Verfahrbereich der Motoren (2,5 cm) konstant gehalten werden. Wie sich später noch zeigen wird, ist dies für die durchgeführten Experimente völlig ausreichend. Die Emissionsstärke charakteristischer Röntgenstrahlung beispielsweise halbiert sich erst für Positionen $\approx 70\ \mu\text{m}$ außerhalb des Fokus.

3.2.1 Fokusdiagnostik

Die in diesem Abschnitt beschriebenen physikalischen Eigenschaften idealer Laserpulse sind zusammengetragen aus [14, 39, 41, 47].

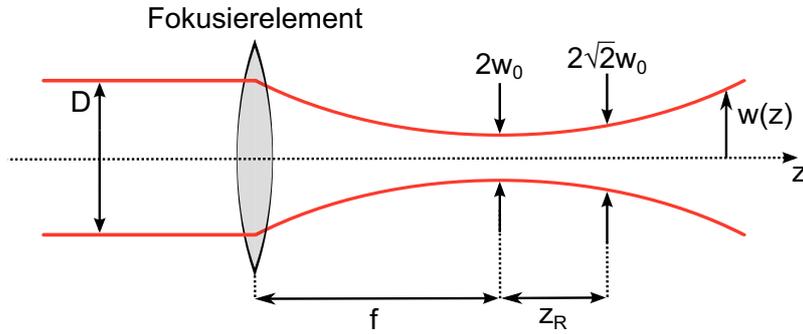


Abbildung 3.5: Gaußsches Strahlprofil. Die rote Begrenzung (und damit die Größen D , w_0 , $w(z)$) kennzeichnet den $1/e$ -Abfall des elektrischen Feldes, bzw. den $1/e^2$ -Abfall der Intensität.

Gaußscher Strahlverlauf

Der Strahlverlauf eines Laserpulses im Vakuum lässt sich vollständig über die Strahlweite w_0 und die Wellenlänge λ beschreiben. Durch Beugung weitet sich der Strahl ausgehend von w_0 gemäß

$$(3.4) \quad w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}$$

auf, wobei die Strahlweite w_0 am Ort $z = 0$ liegt (siehe Abbildung 3.5). Die Größe w bezieht sich dabei stets auf den radialen Abfall der Intensität auf $1/e^2$ des Maximalwertes, bzw. $1/e$ des elektrischen Feldes.

Die Distanz, bis zu der sich der Strahl auf $\sqrt{2}w_0$ ausgeweitet hat, wird als Rayleigh-Länge

$$(3.5) \quad z_R \equiv \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$$

bezeichnet. Die Intensität hat sich bis zu diesem Punkt halbiert.

Im Bereich des Fernfelds ($z \gg z_R$) gilt als Näherung

$$(3.6) \quad w(z) \approx \frac{\lambda z}{\pi w_0}$$

Umgedreht lässt sich hieraus die beugungsbegrenzte, minimale Fokusgröße angeben. Fokussiert man einen Strahl mit Durchmesser $D = 2w$ über eine Distanz f , so gilt

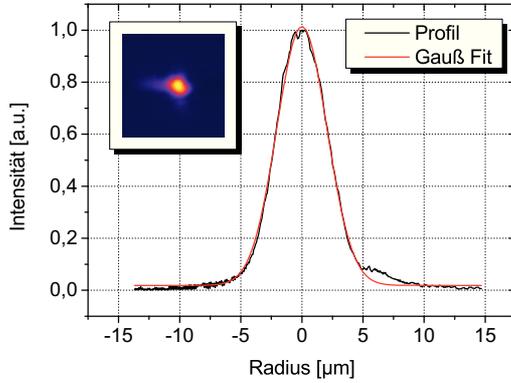


Abbildung 3.6: Vergrößerte Aufnahme des Laserfokus. Das Helligkeitsprofil lässt sich über eine Gaußfunktion mit Breite $w_0 = 4 \mu\text{m}$ beschreiben.

in der Fernfeldnäherung

$$(3.7) \quad w_0 \approx 2 \frac{\lambda f}{\pi D} = 2 \frac{\lambda}{\pi} F_{\#}.$$

Die Einführung der Größe $F_{\#}$ (sprich: F-Zahl) als Verhältnis der Brennweite f zur Blendenöffnung D ist in der Optik üblich. Für $\lambda=790 \text{ nm}$ gilt die leichte Merkregel $F_{\#} \approx 2w_0 [\mu\text{m}]$, d.h. die F-Zahl gibt ungefähr den Fokusbereich in μm an.

Um die Fokusgröße im Experiment zu bestimmen, wurde die Fokusebene mittels Mikroskopobjektiv auf eine 12bit-CCD Kamera außerhalb der Vakuumkammer vergrößert abgebildet. Das Objektiv hat eine nominelle Vergrößerung von Faktor 10, aufgrund des Abstandes zwischen Objektiv und CCD-Chip ergibt sich eine Gesamtvergrößerung von Faktor 30. Auf diese Weise konnte die Fokusgröße zu $w_0 \approx 4 \mu\text{m}$ bestimmt werden (siehe Abbildung 3.6). Für die Rayleigh-Länge folgt daraus $z_R = 65 \mu\text{m}$. Besonderes Augenmerk gilt an dieser Stelle auch der Kontrolle der Strahlöffnung für Positionen außerhalb des Fokus. Nur wenn der Laserstrahl exakt parallel zur optischen Achse der Parabel verläuft, ist eine punktförmige Fokussierung möglich. Abweichungen führen zu Astigmatismus, wodurch sich zwei in axialer Richtung getrennte Brennstriche ausbilden.

Optische Intensität

An einem festen Punkt auf der Ausbreitungsachse kann bei Gaußpulsen die optische Intensität zu einem Zeitpunkt t in einem radialen Abstand r durch

$$(3.8) \quad I(r, t) = I_0 \cdot \exp \left[-2 \left(\frac{r}{w} \right)^2 \right] \cdot \exp \left[-2 \left(\frac{t - t_0}{\xi_t} \right)^2 \right]$$

angegeben werden. Die Größe w bezeichnet dabei wie im Abschnitt zuvor den radialen Abfall der Intensität auf das $1/e^2$ -fache der Intensität, die Größe ξ_t analog den zeitlichen Abfall auf das $1/e^2$ -fache der Intensität. Die Gesamtleistung ergibt sich über die räumliche Integration zu

$$(3.9) \quad P_{\text{Ges}} = \int_0^\infty I_{\text{ax}}(t) \cdot \exp \left[-2 \cdot \left(\frac{r}{w} \right)^2 \right] \cdot 2r\pi \cdot dr = \frac{\pi}{2} \cdot I_{\text{ax}} \cdot w^2$$

wobei I_{ax} die Intensität auf der Achse bezeichnet. Die Gesamtenergie E_L ergibt sich über die zeitliche Integration

$$(3.10) \quad E_L = \int_{-\infty}^\infty P_{\text{Ges}}(t) dt = \frac{\pi}{2} \cdot w^2 \cdot I_0 \cdot \int_{-\infty}^\infty \exp \left[-2 \left(\frac{t}{\xi_t} \right)^2 \right] dt$$

$$(3.11) \quad = \sqrt{\left(\frac{\pi}{2} \right)^3} \cdot w^2 \cdot \xi_t \cdot I_0.$$

Als Pulsdauer $\Delta\tau$ wird statt dem Abfall auf das $1/e^2$ -fache der Intensität üblicherweise die volle Halbwertsbreite $\Delta\tau = \xi_t \cdot \sqrt{2 \ln 2}$ definiert. Damit gilt für die Intensität

$$(3.12) \quad I_0 = 4 \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi^3}} \cdot \frac{E_L}{w^2 \Delta\tau}.$$

Die innerhalb des Bereiches $I > I_0/e^2$ gemittelte Intensität beträgt $\bar{I} = 0,25 \cdot I_0$. Übertragen auf das verwendete Lasersystem ($E = 180 \mu\text{J}$, $\Delta\tau = 10 \text{ fs}$) ergibt sich eine Spitzenintensität im Fokus ($w = 4 \mu\text{m}$) von $I_0 = 6,7 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ und eine gemittelte Intensität $\bar{I} = 1,7 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$.

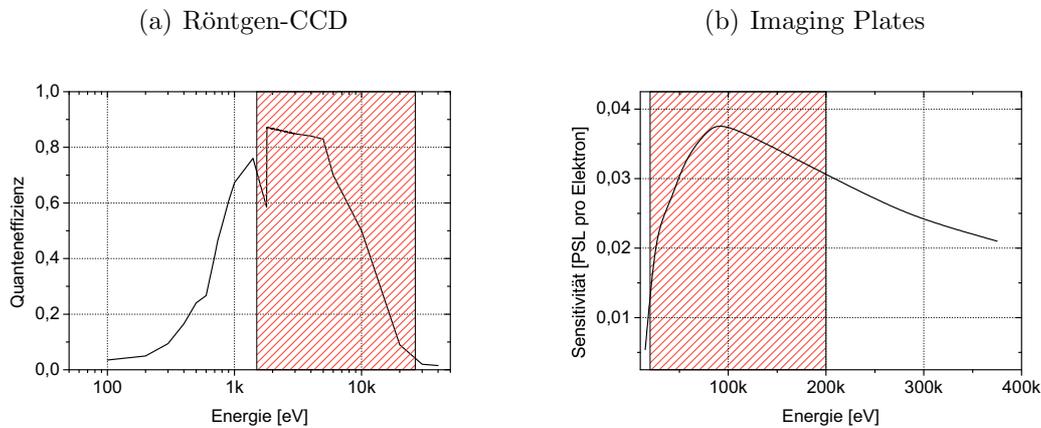


Abbildung 3.7: Sensitivitäten der verwendeten Diagnostiken. Die rot schraffierten Bereiche markieren die in dieser Arbeit relevanten Energien. (a) Quanteneffizienz (QE) der CCD-Kamera zur Detektion harter Röntgenstrahlung [48]. Der relevante Bereich erstreckt sich von 1,5 keV (Al-K α) bis 25 keV (Sn-K α). Die maximale QE beträgt 85% und ermöglicht so die Detektion einzelner Photonen. (b) Photo-stimulated luminescence (PSL) der imaging plates zur Detektion schneller Elektronen [49].

3.3 Diagnostiken

Im Rahmen dieser Arbeit wurden primär zwei Diagnostiken verwendet. Eine speziell für den Röntgenbereich entwickelte CCD-Kamera und FUJI imaging plates zur Detektion von energetischer Strahlung und Partikeln.

3.3.1 Röntgen-CCD

Bei der verwendeten Röntgenkamera handelt es sich um eine vakuumkompatible back-illuminated deep-depletion CCD-Kamera (Andor DX420 BR) [48]. Die Kamera befindet sich vollständig in der Vakuumkammer, wodurch die Position frei wählbar ist. Üblicherweise wurde die Position so nah wie möglich am Fokus gewählt (minimal etwa 10 cm). Der CCD-Chip ist speziell designet für den Energiebereich von einigen hundert eV bis 30 keV mit einer maximalen Quanteneffizienz von 85% (siehe Abbildung 3.7). Die hohe Quanteneffizienz ermöglicht dabei die Detektion einzelner Röntgenphotonen. Der Chip besteht aus 1024 \times 255 quadratischen Pixeln mit einer Kantenlänge von 26 μ m, die gesamte Chipfläche beträgt 26,6 \times 6,7 mm. Um das Pixelrauschen zu minimieren wird der Chip auf typisch -50°C abgekühlt. Die hierdurch

notwendige Wärmeabfuhr im Vakuum erfolgt über einen massiven Kupferblock (ca. $20\text{ cm} \times 8\text{ cm} \times 2\text{ cm}$), was Betriebszeiten von vielen Stunden ermöglicht.

Die Kamera wurde im Wesentlichen zur Detektion von Röntgenstrahlung und deren qualitative sowie quantitative Analyse verwendet. Rein qualitativ fand die Kamera zusätzlich Einsatz, um die unterschiedlichen Targets exakt im Fokus auszurichten. Anders als die imaging plates im folgenden Abschnitt liefert die Kamera in Echtzeit ein Messsignal, welches in jedem Fall ein Maß für die Position des Targets relativ zum Fokus darstellt.

3.3.2 Imaging Plates

Imaging plates (IPs) sind eine Art Universaldetektor für Elektronen, Ionen und Licht im UV, XUV und Röntgenbereich und finden daher in unterschiedlichsten Experimenten Einsatz. Im Kern bestehen sie aus einer sensitiven Schicht, in der einfallende Teilchen oder Licht metastabile Zustände anregen. Die Zerfallszeit beträgt dabei typisch einige Minuten bis Stunden, je nach Typ und Temperatur. Zum Auslesen der IPs tastet ein HeNe-Laser in einem speziellen Auslesegerät die Oberfläche ab, wodurch die angeregten Zustände gezielt in den Grundzustand überführt werden. Hierbei kommt es zur Aussendung eines Lumineszenz-Photons mit der Wellenlänge von etwa 390 nm. Dieses Licht, die photo-stimulated luminescence (PSL), wird gesammelt, mittels Photomultiplier verstärkt und digital gespeichert. Der gesamte Prozess ist nicht-zerstörend und komplett reversibel, d.h. die IPs können im Prinzip beliebig oft verwendet werden.

Die Vorteile liegen neben dem hohen dynamischen Bereich auch in der puren Größe und der Flexibilität. Im Originalzustand beträgt dieser $40\text{ cm} \times 20\text{ cm}$, kleinere Stücke lassen sich einfach mit einer Schere zurecht schneiden. Die maximale räumliche Auflösung wird durch den Ausleseprozess vorgegeben und beträgt $50\text{ }\mu\text{m}$.

Nachteilig ist zu erwähnen, dass das Auslesen extern erfolgt. Das Belüften der Kammer, Auslesen der IP und die anschließende Evakuierung für die nächste Messung dauert ca. 20-30 Minuten, was die Anzahl der möglichen Messungen pro Tag massiv einschränkt. Um die Anzahl der Messungen zu erhöhen, konnten jeweils Teile der IP mittels Platten vor Teilchen und Strahlung abgeschirmt und dieser Schutz bzw. die IP zwischen zwei Messungen im Vakuum verfahren werden. So ist eine schnelle Folge von Aufnahmen ohne Brechen des Vakuums möglich, allerdings auf Kosten

der observierten Gebietsgröße.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden IPs (Typ BAS-TR2040) im Wesentlichen zur Detektion von Elektronen verwendet. Die Sensitivität (PSL pro Elektron) für den Bereich 20 keV bis 400 keV ist in Abbildung 3.7 dargestellt. Der in dieser Arbeit relevante Energiebereich reicht bis 200 keV.

Kapitel 4

Messungen

In diesem Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente im Detail beschrieben. Im ersten Abschnitt wird zunächst die grundlegende Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung an massiven Targets in Abhängigkeit des Materials sowie der Laserparameter (Intensität, Pulsenergie und Polarisierung) beschrieben und diskutiert. Im folgenden Abschnitt wird die Abhängigkeit der Emissionsstärke von der Vorplasmacharakteristik erläutert. Durch den gezielten Einsatz eines Vorpulses wird ein expandierendes Plasma an der Oberfläche gezündet, wodurch sich das Profil der Elektronendichte zeitlich verändert. Der verzögert eintreffende Hauptpuls kann so unter optimierten Bedingungen mit dem Material wechselwirken und die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung um ein Vielfaches erhöhen. Es werden zwei unterschiedliche Methoden der Vorpulserzeugung erläutert, sowie deren Vor- und Nachteile im experimentellen Einsatz diskutiert. Um die Steigerung der Röntgenemission verstehen zu können, muss die zugrundeliegende heiße Elektronenpopulation in Abhängigkeit des Vorpulses untersucht werden. Entsprechende Messungen werden im dritten Abschnitt dieses Kapitels beschrieben. Den Abschluss bildet eine Messreihe der Emission charakteristischer Röntgenstrahlung an der Rückseite dünner Folien, welche vor allem aufgrund der zu erwartenden Pulsdauer von hohem Interesse ist.

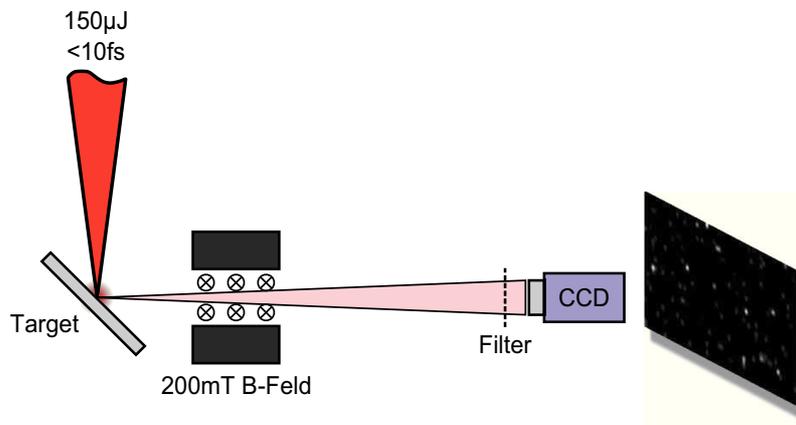


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Detektion der Röntgenstrahlung und vergrößerte typische Rohaufnahme. Das magnetische Feld dient zur Ablenkung geladener Teilchen, der Filter zur Abschirmung gegenüber sichtbarem bzw. NIR-Licht sowie niedere-energetischer Strahlung. Der gesamte Aufbau inkl. CCD befindet sich innerhalb einer Vakuumkammer ($\sim 10^{-5}$ mbar). Die Rohaufnahme zeigt einzelne, von Strahlung getroffene Pixel. Die digitale Signalstärke ist direkt proportional zur Energie der einfallenden Strahlung wodurch über ein Histogramm das Spektrum ermittelt werden kann.

4.1 Röntgenemission an massiven Targets

Der grundlegende schematische Aufbau zur Erzeugung und Analyse der charakteristischen Röntgenstrahlung ist in Abbildung 4.1 dargestellt. Zur Detektion wird die in Abschnitt 3.3.1 beschriebene Röntgen-CCD-Kamera verwendet. Zur Abschirmung gegenüber sichtbarem bzw. NIR-Licht ist unmittelbar vor dem Chip ein Filter angebracht. Im einfachsten Fall bestand dieser aus gewöhnlicher Haushalts-Aluminiumfolie (Dicke je nach Hersteller etwa $10 - 17\mu\text{m}$), für quantitative Analysen wurden das Material in der Regel an das Targetmaterial angepasst. Wählt man das Filtermaterial identisch zum Targetmaterial, so erreicht man unabhängig vom Material eine sehr gute Transmission für die jeweilige K_α - und K_β -Linie bei gleichzeitiger guter Abschirmung niedriger und leicht höheren Energien. Bei Filterdicken von typisch $10 - 20\mu\text{m}$ kann eine Transmission im Bereich $>50\%$ für die jeweiligen K-Linien leicht realisiert werden. Eine gute Datenbank für die Transmission liefern die Henke-Tabellen [36] die auch online abrufbar sind [37].

Zusätzliches Element im experimentellen Aufbau ist ein relativ starkes magnetisches Feld (200mT) zwischen Quelle und CCD, erzeugt durch zwei Permanentmagneten in einem Stahljoch. Dieses dient dazu, geladene Teilchen (im Wesentlichen Elektronen)

derart abzulenken, dass sie nicht den Chip bzw. den Filter erreichen. Ohne dieses Feld würden die Elektronen zum einen ein direktes Signal in den einzelnen Pixeln erzeugen, und zum anderen erzeugen sie ein zusätzliches Signal im Filter, welches je nach Entstehungstiefe nicht mehr effektiv absorbiert werden kann. Das Resultat ist eine in der Regel stark überbelichtete Aufnahme, die nicht mehr analysiert werden kann.

Wie zu erkennen, wurde kein für Röntgenstrahlung abbildendes Element verwendet (siehe z.B. [50]). Da sich die Röntgenstrahlung ausgehend von der Quelle in den gesamten Halbraum ausbreitet, verringert sich die Signalstärke mit dem Quadrat des Abstandes. Aus diesem Grund wurde die Kamera in der Regel so dicht wie möglich an der Quelle positioniert, allerdings dennoch mit hinreichendem Abstand zum Magnetfeld. Typisch betrug der Abstand zur Quelle 10-15 cm.

4.1.1 Single-Photon-Counting

Um die Röntgenstrahlung quantitativ und qualitativ zu analysieren, wurde die Kamera im single-photon-counting Modus betrieben. Hierbei wird die Belichtungszeit bzw. die Anzahl der Laserschüsse pro Aufnahme so gewählt, dass zwar hinreichend viele Kamerapixel von Strahlung getroffen werden, allerdings die Gesamtausleuchtung derart gering ist, dass Doppel- oder Mehrfachtreffer vernachlässigt werden können.

Die Wahrscheinlichkeit P für n -fach-Treffer kann ausgehend von der Gesamtausleuchtung σ mittels Poisson-Verteilung

$$(4.1) \quad P_{\sigma}(n) = \frac{\sigma^n}{n!} \exp(-\sigma)$$

angegeben werden. Die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer ($n \geq 2$) beträgt demnach

$$(4.2) \quad P_{\sigma}(n \geq 2) = 1 - \sum_{n=0}^1 \frac{\sigma^n}{n!} \exp(-\sigma)$$

$$(4.3) \quad = 1 - \exp(-\sigma)(1 + \sigma).$$

Typisch wurde im Experiment eine Ausleuchtung $<20\%$ eingehalten. In diesem Fall liegt die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer bei $<2\%$ und ist damit zu vernachlässigen.

Wenn Mehrfachtreffer vernachlässigt werden können, wird das Signal in einem Pixel stets nur von einem Photon erzeugt. Da die detektierte digitale Signalstärke direkt proportional zur Energie des einfallenden Photons ist, kann über ein einfaches Histogramm das Spektrum der Strahlung, sowie die Anzahl der emittierten Photonen ermittelt werden. Die Umrechnung des digitalen Signals in Energie erfolgt über die Angaben des Herstellers, zusätzlich kontrolliert durch die Kenntnis des Targetmaterials. Der Umrechnungsfaktor beträgt $12,2\text{ eV}$ pro digitaler Zählleinheit, was gleichzeitig die maximal erreichbare spektrale Auflösung definiert. Wie später im Text noch erläutert, tritt ein weiterer Effekt auf, der die Auflösung, abhängig von der Energie des einfallenden Photons, reduziert.

Allerdings muss man sich darüber klar sein, dass diese Messmethode aufgrund der zwangsweise geringen Ausleuchtung ein vergleichsweise schwaches Messsignal zur Folge hat. Da die Detektion der Strahlung statistischen Schwankungen unterliegt, ergibt sich so eine Unsicherheit im Messsignal. Das Ausmaß der Schwankung lässt sich über eine Binomialverteilung beschreiben. Wenn N Photonen in Richtung CCD-Kamera emittiert werden, dann wird nur ein Teil $n = Np$ davon auch tatsächlich detektiert. Die Detektionswahrscheinlichkeit p setzt sich dabei physikalisch aus der Quanteneffizienz des Chips sowie der Filtertransmission zusammen. Die relative Standardabweichung σ_n ergibt sich dann zu

$$(4.4) \quad \sigma_n = \frac{\sqrt{\text{Varianz}}}{\text{Erwartungswert}}$$

$$(4.5) \quad = \frac{\sqrt{Np(1-p)}}{Np}$$

$$(4.6) \quad = \sqrt{\frac{1-p}{n}}.$$

Im Idealfall nahm σ_n im Experiment tolerierbare Werte an. Die Detektionswahrscheinlichkeiten betragen typisch 25% , die Signalstärke im relevanten Energiebereich lag bei etwa 5000 Photonen. Damit ergibt sich $\sigma_n=0,012$. Dennoch bleibt diese Schwankung ein limitierender Faktor im experimentellen Einsatz.

4.1.2 Röntgenspektren

Typische aufgenommene Röntgenspektren bei verschiedenen Targetmaterialien sind in Abbildung 4.2 dargestellt. Die Aufnahmen entstanden im Falle von Aluminium und Titan im Einzelschuss-Modus bzw. durch Aufsummierung mehrerer Einzelschüsse. Bei Kupfer, Niob und Zinn wurde eine Repetitionsrate von 1 kHz mit Belichtungszeiten bis zu 20 s verwendet. Bei den dargestellten Spektren handelt es sich um die Rohdaten der detektierten Strahlung. Es erfolgte lediglich die Umrechnung zwischen digitaler Zählinheit und Energie, sowie die Normierung auf die K_{α} -Linie. Insbesondere wurde kein Hintergrundsignal abgezogen.

Die gemessene Linienbreite liegt im Bereich einiger zehn bis hundert eV je nach Material, allerdings ist dies Folge einer systematischen Verbreiterung der maximalen Energieauflösung in Silizium-Detektoren bekannt als Fano-Limit. Die Ursache hierfür liegt im Wirkprinzip von Halbleiterdetektoren. Ein eintreffendes Photon erzeugt im Detektorpixel zunächst ein einzelnes Photoelektron mit nahezu identischer Energie (die Austrittsarbeit ist für harte Röntgenstrahlung im keV-Bereich zu vernachlässigen). Dieses Elektron wird über Stöße abgebremst und erzeugt eine Lawine weiterer Elektron-Ionen-Paare. Die Gesamtzahl der erzeugten Elektronen bildet das digitale Messsignal und ist ein Maß für die Energie des ursprünglichen Photons. In Silizium beträgt die Bandlücke 1,1 eV, die durchschnittliche Energie zur Erzeugung eines Elektron-Ionen-Paares beträgt allerdings 3,65 eV. Die Differenz geht in Phononenanregung (Kristallschwingungen). Da die Aufteilung zwischen Phononenanregung und Elektron-Ion-Erzeugung ein statistischer Prozess ist, schwankt das Messsignal im gleichen Maße. Die volle Halbwertsbreite der Energieunschärfe ΔE ist gegeben über

$$(4.7) \quad \Delta E = 2,355w\sqrt{\eta^2 + \frac{FE}{w}}$$

mit dem empirisch bestimmten Fano-Faktor $F=0,115$, der mittleren Energie zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium $w = 3,65$ eV, dem Ausleserauschen η in Elektronen und der Energie des Photons E [51]. Das Ausleserauschen η lässt sich drastisch durch Abkühlen des CCD-Chips verringern und ist für die typische Betriebstemperatur von -50°C und Photonenenergien im keV-Bereich zu vernachlässigen. Die Unschärfe ΔE nimmt zwar mit steigender Energie stets weiter zu, allerdings reduziert sich die relative Unsicherheit $\Delta E/E$ (siehe Tabelle 4.1). Für spektroskopische Zwecke eignet sich die Methode des single-photon-counting daher

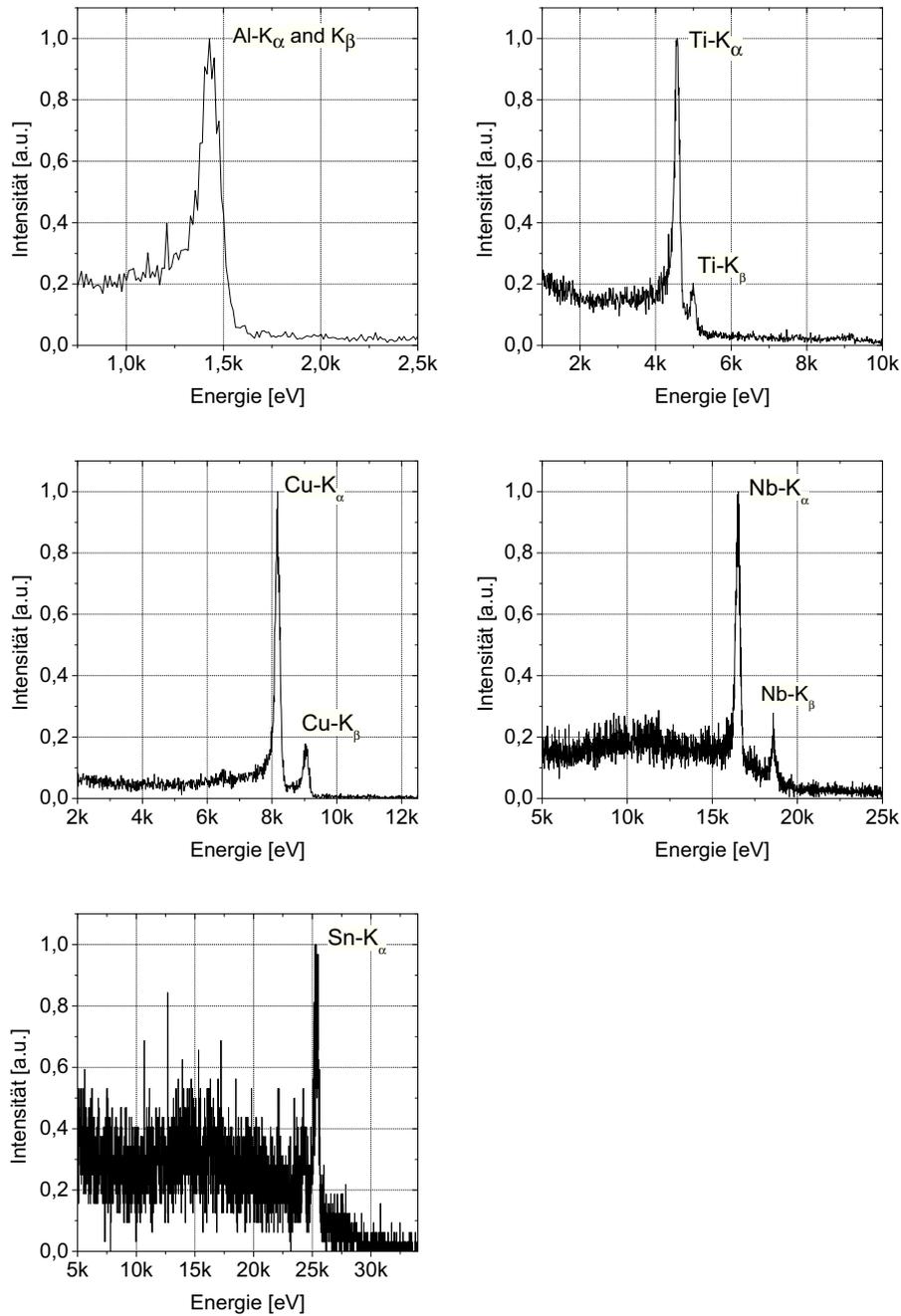


Abbildung 4.2: Typische mittels single-photon-counting gemessene Röntgenspektren bei verschiedenen Materialien. Die Aufnahmen entstanden für Aluminium und Titan im Einzelschuss- bzw. 1 Hz Modus, bei Kupfer, Niob und Zinn wurde 1 kHz verwendet. Die Aufnahmen zeigen die Rohdaten.

	Al-K _{α1}	Ti-K _{α1}	Cu-K _{α1}	Nb-K _{α1}	Sn-K _{α1}
E	1.486 eV	4.510 eV	8.048 eV	16.615 eV	25.271 eV
ΔE	59 eV	102 eV	137 eV	197 eV	243 eV
$\frac{\Delta E}{E}$	0,040	0,023	0,017	0,012	0,010

Tabelle 4.1: Energie E und maximale spektrale Auflösung ΔE durch das Fano-Limit für die verwendeten Materialien. In allen Fällen liegt die jeweilige K_{α2}-Linie innerhalb $E \pm \Delta E$ und ist daher nicht spektral aufzulösen.

erst ab Photonenenergien > 1 keV.

Aufgrund dieser Begrenzung der spektralen Auflösung ist eine Unterscheidung zwischen den magnetischen Quantenzahlen (K_{α1} und K_{α2}) bei den untersuchten Materialien generell nicht möglich. Des Weiteren liegt im Falle von Aluminium die K_β-Linie innerhalb der Fano-Breite der K_α-Linie und ist daher nicht aufzulösen. Die Sn-K_β-Linie ist aufgrund des verwendeten Indium-Filters nicht zu erkennen. Die gemessenen Linienbreiten entsprechen dem jeweiligen Fano-Limit. Alle Spektren zeigen eine klare Linienstruktur mit sehr geringem Untergrund. Bei den Materialien Niob und Zinn erkennt man schwach den genaueren Verlauf des Bremsstrahlungsuntergrunds. Die Temperatur lässt sich mit etwa 10 keV - 15 keV angeben. Eine genaue Messung der Energieverteilung heißer Elektronen folgt in Abschnitt 4.3.

4.1.3 Gesamtzahl der emittierten Röntgenphotonen

Spektren wie in Abbildung 4.2 dargestellt bilden die Basis jeder weiteren Analyse. Aus ihnen lässt sich die Gesamtzahl der detektierten Photonen durch einfaches Aufsummieren sofort ermitteln. Als Bereich wurde stets das Fano-Limit angesetzt, was der vollen Halbwertsbreite der Spektren entspricht. Die Gesamtzahl der emittierten Photonen ergibt sich, indem man die Quanteneffizienz der Kamera [48], die Transmission des Filters [37], sowie den Abstand der Kamera zur Quelle berücksichtigt. Hierbei wird angenommen, dass die Emission im gesamten Halbraum homogen ist. Diese Annahme ist in erster Näherung sicherlich richtig, im Detail sollte die Emission normal zur Oberfläche am stärksten sein. Dies liegt daran, dass die Röntgenstrahlung in einer gewissen Tiefe des Materials entsteht und die Strahlung so je nach Richtung der Emission eine unterschiedliche Distanz bis zur Oberfläche zurücklegen

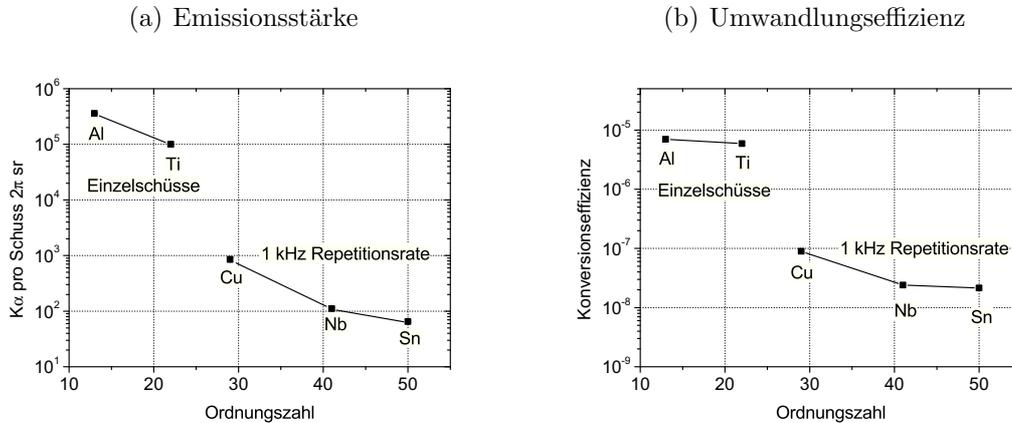


Abbildung 4.3: (a) Gesamtzahl der emittierten K_{α} -Photonen pro Schuss und 2π Steradian für die untersuchten Materialien. Der auffällige Sprung zwischen Titan und Kupfer lässt sich auf eine unzureichende Bewegung des Targets im 1 kHz Modus zurückführen. (b) Umwandlungseffizienz von Pulsenergie des Lasers ($150 \mu\text{J}$) in Gesamtenergie der Röntgenphotonen. Abgesehen vom auffälligen Sprung zwischen Titan und Kupfer durch den Wechsel der Beschussrate, ist die Umwandlungseffizienz insgesamt deutlich schwächer vom Material abhängig als die Emissionsstärke.

muss. Die kürzeste Distanz - und damit der Weg mit der geringsten Wahrscheinlichkeit einer Reabsorption des Röntgenphotons - ist der senkrecht zur Oberfläche. Mittels großflächiger image-plate-Aufnahmen des Halbraums vor dem Target kann dieser Effekt allerdings als sehr schwach eingestuft werden. Der Halbraum vor dem Target ist nahezu homogen von Röntgenstrahlung beleuchtet. Nichtsdestotrotz war der Betrachtungswinkel bei Messungen, die im Weiteren miteinander verglichen werden, stets derselbe.

Die Gesamtzahl der emittierten K_{α} -Photonen in Abhängigkeit der Ordnungszahl des Targetmaterials ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Die höchste Emissionsstärke mit 4×10^5 bzw. 1×10^5 Photonen pro Schuss und 2π Steradian wurde bei den leichten Elementen Aluminium und Titan detektiert. Bei den schweren Elementen Kupfer (900 Photonen pro 2π sr), Niob (120 Photonen pro 2π sr) und Zinn (70 Photonen pro 2π sr) ergibt sich ein deutlicher Rückgang in der Emission. Dabei muss allerdings angemerkt werden, dass diese Messungen bei einer Repetitionsrate von 1 kHz durchgeführt wurden. Die Geschwindigkeit mit der sich die Targets bewegen lassen beträgt etwa $250 \mu\text{m s}^{-1}$, wodurch bei 1 kHz Repetitionsrate nur $0,25 \mu\text{m}$ zwischen zwei Schüssen liegen. Die Zerstörung der Oberfläche durch den Laser betrifft

allerdings ein Gebiet von etwa $50\ \mu\text{m}$ Durchmesser. Statt mit einer frischen und unzerstörten Oberfläche findet die Wechselwirkung bei 1 kHz Repetitionsrate partiell im Krater des vorherigen Schusses statt.

Betrachtet man die Umwandlungseffizienz der Pulsenergie des Lasers ($150\ \mu\text{J}$) in die Gesamtenergie der Röntgenphotonen, so erhält man für Aluminium und Titan nahezu identische Werte von 7×10^{-6} bzw. 6×10^{-6} . Bei Kupfer, Niob und Zinn ergibt sich wiederum ein deutlicher Sprung aufgrund der unzureichenden Motorbewegung bei 1 kHz Repetitionsrate. Die Umwandlungseffizienzen betragen 9×10^{-8} für Kupfer und ca. 2×10^{-8} sowohl für Niob als auch Zinn. Die Effizienz ist somit insgesamt deutlich schwächer von der Ordnungszahl des Targetmaterials abhängig als die Emissionsstärke.

Der generelle Trend, dass sich die Röntgenemission mit steigender Ordnungszahl Z reduziert, lässt sich qualitativ über die steigende Ionisierungsenergie der K-Schale erklären ($E \sim (Z - 1)^2$). Während die durch den Laser erzeugte heiße Elektronenpopulation nahezu unabhängig vom Material ist, erhöht sich die benötigte Minimalenergie quadratisch mit der Ordnungszahl. Dadurch sind bei schweren Elementen stets deutlich weniger Elektronen in der Lage eine entsprechende Ionisation zu bewirken. Die Gesamtemission verringert sich.

Unter Berücksichtigung weiterer Effekte ergibt sich ein deutlich komplexeres Bild. Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Ionisation der K-Schale über die Emission eines K_α -Photons zerfällt, ist stark vom Material abhängig. Bei leichten Elementen überwiegt die Emission von Auger-Elektronen. Bei identischer Anzahl an Ionisationen würden schwere Elemente von diesem Standpunkt aus betrachtet sogar mehr Röntgenphotonen emittieren als leichte Elemente. Ein weiterer Effekt, der die Emissionsstärke beeinflusst, ist die Reabsorption eines emittierten Röntgenphotons im Material. Die durch den Laser an der Oberfläche beschleunigten Elektronen dringen vergleichsweise tief ins Material ein. Die Eindringtiefe hängt dabei vom Material und der Energie der Elektronen ab (siehe Abbildung 2.4). Damit hängen auch die Ionisationstiefen vom Material ab. Die Wahrscheinlichkeit für eine Absorption eines emittierten Röntgenphotons auf dem Weg Richtung Oberfläche hängt ebenfalls vom Material ab.

All diese statistischen Effekte in Kombination machen eine rein analytische Berechnung der resultierenden Röntgenemission unmöglich. Einen Ausweg bilden numerische, sogenannte Monte-Carlo-Simulation, wie sie in Kapitel 5 dieser Arbeit noch

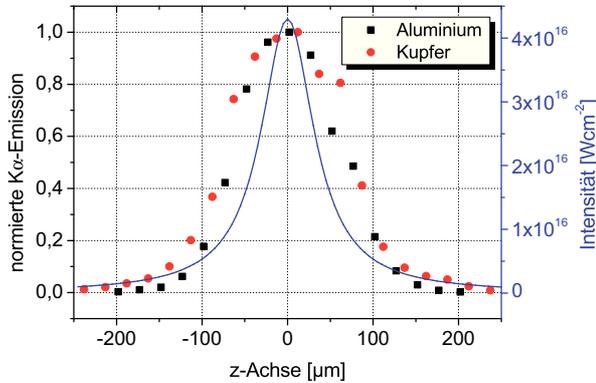


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der K_{α} -Emission von der Targetposition entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers, exemplarisch für Aluminium und Kupfer als Targetmaterial. Die blaue Linie zeigt die berechnete Intensität, basierend auf einem Gaußschen Strahlverlauf

ausführlich erläutert werden.

4.1.4 Positionsabhängigkeit der Röntgenemission

Die Abhängigkeit der Röntgenemission von der Position des Targets entlang der z -Achse ist aus experimenteller Sicht einer der wichtigsten Abhängigkeiten. Sie bestimmt wie präzise die Targets justiert werden müssen, bzw. wie schwerwiegend der Effekt eines geringen Positionsverlustes wiegt. Wie bereits erwähnt, lässt sich die Verkippung der Targets auf $\pm (5 - 10) \mu\text{m}$ justieren. Innerhalb dieser Distanz darf sich die Röntgenemission nicht nennenswert ändern, andernfalls sind vergleichende Messungen nicht möglich.

Abbildung 4.4 zeigt exemplarisch für ein Aluminium- und Kupfertarget die K_{α} -Emission an verschiedenen Positionen entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasers. Der Punkt mit höchster Ausstrahlung wurde als Null definiert, positive Werte bezeichnen Positionen hinter dem Fokus. Für beide Elemente ist der Verlauf sehr ähnlich. Der Verlauf folgt einer Gauß-Kurve, die Halbwertsbreite beträgt etwa $70 \mu\text{m}$. Eine Doppelstruktur mit zwei ausgeprägten Maxima (jeweils vor und hinter der Fokusposition) wie sie in vergleichbaren Arbeiten in manchen Fällen beschrieben wird [52], konnte bei keinem der untersuchten Elemente festgestellt werden.

Zum Vergleich ist in Abbildung 4.4 zusätzlich in blau die berechnete Intensität, basierend auf einem gaußschen Strahlverlauf mit Taille $w_0 = 4 \mu\text{m}$ eingezeichnet. Die Halbwertsbreite der Intensität (Rayleigh-Länge, siehe Gleichung 3.5) beträgt etwa $65 \mu\text{m}$. In grober Näherung skaliert die Röntgenemission linear mit der Intensität.

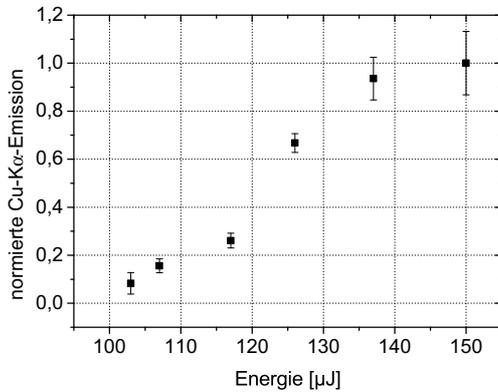


Abbildung 4.5: Einfluss einer verringerten Pulsenergie auf die K_{α} -Emission am Beispiel eines Kupfertargets.

4.1.5 Energiereduzierung

Die Energie des Laserpulses kontrolliert zu reduzieren ohne dabei andere Parameter mit zu beeinflussen, ist bei dem verwendeten System nur sehr eingeschränkt möglich. Einfache Graufilter im Strahlengang würden die Energie zwar definiert verringern, allerdings führen diese abhängig von ihrer Dicke auch zu einem hohen Maß an zusätzlicher Dispersion, wodurch der Puls zeitlich gestreckt würde. Ähnliches gilt, wenn die Pumpleistung reduziert würde. Der Energieverlust wäre kontrollierbar, allerdings führt eine verringerte Ausgangsleistung auch zu einer deutlich schwächeren spektralen Verbreitung (siehe Seite 36). Die Folge ist wiederum ein zeitlich längerer Puls. Im Experiment lässt sich dann nicht unterscheiden, ob eine Veränderung im Messsignal durch die reduzierte Pulsenergie und/oder längere Pulsdauer hervorgerufen wurde. Eingeschränkt lässt sich die Energie durch die im Aufbau bereits erwähnte $50\ \mu\text{m}$ dicke PMMA-Folie beeinflussen. Da diese nicht Anti-Reflexionsbeschichtet ist, verliert der Laserpuls beim Durchgang an beiden Grenzschichten jeweils etwa 4% an Energie. Zusätzliche Dispersion kann aufgrund der geringen Dicke vernachlässigt werden. Durch mehrere Folien hintereinander kann so die Energie des Laserpulses in einem gewissen Rahmen kontrolliert reduziert werden. Abbildung 4.5 zeigt den Effekt am Beispiel eines Kupfertargets. Ohne zusätzliche Folie beträgt die Pulsenergie $150\ \mu\text{J}$, jeder weitere Messpunkt in Richtung niedriger Energien beinhaltet je eine zusätzliche Folie. Beim letzten Messpunkt bei $103\ \mu\text{J}$ befanden sich so insgesamt 5 Folien im Strahlengang. Wie zu erkennen, reduziert sich die Emission in etwa linear mit sinkender Pulsenergie, was die Ergebnisse des vorherigen Abschnittes bestätigt. Eine Reduzierung der Intensität wirkt sich linear auf die Röntgenemission aus, un-

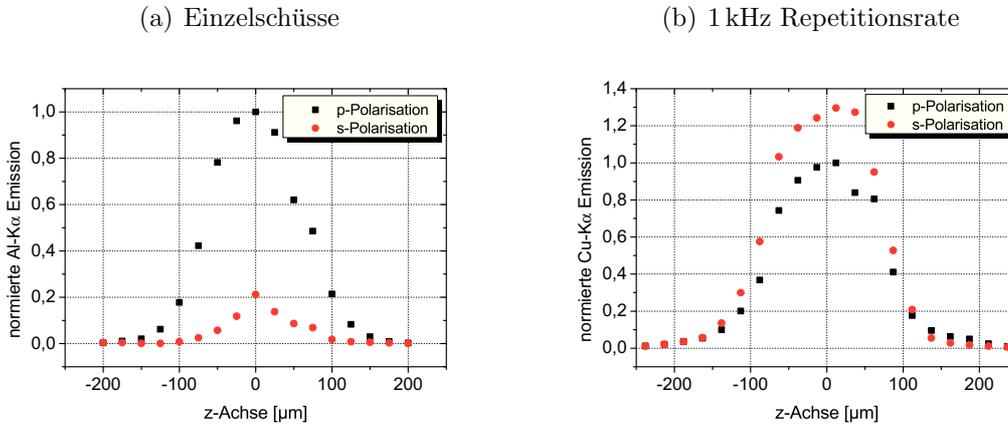


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der $K\alpha$ -Emission von der Polarisation des Laserpulses. (a) Einzelschüsse auf Aluminium. Die Emission verringert sich wie erwartet für s-Polarisation deutlich auf etwa 20% des Wertes für p-Polarisation. (b) 1 kHz Repetitionsrate auf Kupfer. Die Emissionsstärken sind ähnlich, mit leicht erhöhter Emission für s-Polarisation. Auf Grund der unzureichenden Geschwindigkeit der Motoren erfolgt die Wechselwirkung des Lasers mit der Oberfläche partiell im Krater des vorherigen Schusses. Lokal ist eine strenge Unterscheidung zwischen s- und p-Polarisation nicht möglich.

abhängig davon, ob dies durch eine Vergrößerung der Fläche oder Verringerung der Pulsenergie erreicht wurde.

4.1.6 Polarisationsabhängigkeit

Standardmäßig trifft der Laserpuls das Target p-polarisiert. Unter diesem Einfall können Elektronen über Resonanzabsorption und/oder Brunel-Heizen effektiv geheizt werden. Um den Effekt eines s-polarisierten Strahls zu untersuchen, wurde unmittelbar am Eingang der Experimentierkammer eine $\lambda/2$ -Platte installiert, über die die Polarisation beliebig gedreht werden konnte. Unabhängig von der Orientierung der Platte kommt es hierbei zu einem Energieverlust von etwa 15% was eine reduzierte Röntgenemission zur Folge hat. Daher ist es wichtig die Messungen zunächst für p-Polarisation mit installierter Platte zu wiederholen und die Messung für s-Polarisation auf diesen Wert zu beziehen.

Im Einzelschussmodus zeigte sich im Experiment ein zu erwartendes Verhalten. Dreht man die Polarisation von p auf s, so reduziert sich die Emission ganz erheblich. An Aluminiumtargets zeigte sich eine etwa 80% geringere Ausbeute an $Al-K\alpha$

Photonen. Unerwartet ist hingegen der Effekt im 1 kHz-Modus. Hier ergab eine Drehung eine leicht verstärkte Emission, allerdings gleicht diese Erhöhung gerade einmal die Verringerung der Emission durch den Energieverlust an der $\lambda/2$ -Platte aus. Ein Netto-Nutzen liegt daher nicht vor.

Qualitativ erklären lässt sich der Effekt über die bereits früher im Text erwähnte unzureichende Motorbewegung. Im 1 kHz-Modus bewegen sich die Targets zwischen zwei Schüssen etwa $0,25 \mu\text{m}$, was deutlich weniger ist, als der durch den Beschuss zerstörte Bereich auf der Oberfläche ($\approx 50 \mu\text{m}$). Statt mit einer planen, unzerstörten Oberfläche findet die Wechselwirkung partiell im Krater des vorherigen Schusses statt. Aus der vermeintlichen s-Orientierung kann im Kraterbereich lokal p-Orientierung werden, wodurch es zu einem effektiven Heizen von Elektronen kommen kann. Daher ist die Röntgenemission deutlich schwächer von der Polarisation abhängig als bei Einzelschüssen und einer definierten Oberfläche. Das im 1 kHz Modus s-Polarisation sogar eine leicht höhere Emission aufweist als p-Polarisation kann über die Absorption der emittierten Photonen erklärt werden. Unter s-Polarisation bleiben die Elektronen vergleichsweise nahe an der Oberfläche, wodurch auch die Ionisationen innerhalb des Materials oberflächennah erfolgen. Die Folge ist eine verringerte Wahrscheinlichkeit für eine Absorption der emittierten Photonen auf dem Weg zur Oberfläche. Die detektierte Emissionsstärke ist erhöht.

4.1.7 Hochauflösendes Röntgenspektrum

Mit der oben beschriebenen Technik des single-photon-counting ist, limitiert durch den Kamerachip, bestenfalls eine spektrale Auflösung von $12,2 \text{ eV}$ pro digitalem Zählimpuls möglich. Zusätzlich tritt eine Verringerung des Auflösungsvermögens abhängig von der Energie der einfallenden Strahlung durch das Fano-Limit auf. Je höher die Energie der einfallenden Strahlung, desto geringer die spektrale Auflösung. Für Messungen an Kupfer beträgt die maximale Auflösung so z.B. bereits nur noch 140 eV (siehe Tabelle 4.1).

Hochauflösende spektrale Analysen mit einem Auflösungsvermögen im niedrigen eV-Bereich benötigen daher einen grundsätzlich verschiedenen experimentellen Aufbau. Eine Möglichkeit besteht darin, die einfallende Strahlung durch Bragg-Reflexion an einer Kristallstruktur räumlich spektral aufzuspalten. Die Detektion erfolgt weiterhin mit der Röntgen-CCD, allerdings ist die spektrale Information nun nicht mehr

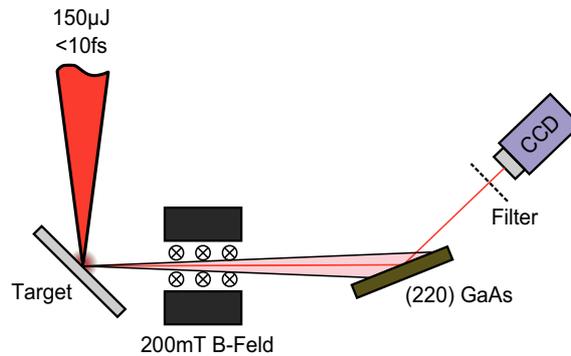


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung der spektral hochauflösenden Analyse der Röntgenstrahlung. Die Strahlung wird an einem (110)-geschnittenen GaAs-Kristall in Bragg-Geometrie gebeugt. Das Spektrum der einfallenden Strahlung wird so räumlich spektral aufgespalten und mittels Röntgen-CCD detektiert.

über die Signalstärke in den einzelnen Pixeln gegebenen, sondern über die räumliche Struktur.

Bragg-Reflexion (genauer Beugung) tritt auf, wenn Licht auf kristalline Gitterebenen trifft und die Bragg-Gleichung

$$(4.8) \quad n\lambda = 2d_{hkl} \sin \theta_B$$

erfüllt. Der Winkel θ_B bezeichnet dabei den Winkel zwischen einfallender Strahlung und beugender Ebene¹, d_{hkl} gibt den Abstand der beugenden Ebenen im Kristall an und n bezeichnet eine natürliche Zahl. Innerhalb des Kristalls regt die einfallende Strahlung die Atome an den Gitterplätzen zu harmonischen Schwingungen an, die unter oben genannter Bedingung konstruktiv interferieren können. Es entsteht der Eindruck einer Reflexion.

Man sieht sofort, dass Gleichung 4.8 nur für $\lambda < 2d_{hkl}$ erfüllt werden kann. Da die atomaren Gitterabstände typisch im Bereich <1 nm liegen, lässt sich die Bedingung nur für hochenergetische Röntgenstrahlung >1 keV erfüllen.

Im Experiment wurde das Röntgenspektrum eines Kupfer-Targetes untersucht. Das beugende Element war die (220)-Ebene eines (110)-geschnittenen GaAs Kristalls. Die Familie der (220)-Ebenen ist bekannt für starke Beugungsreflexe. Aufgrund des speziellen (110)-Schnitts liegt die beugende (220)-Ebene parallel zur Oberfläche. Der

¹Anders als in der Optik, werden in der Röntgenphysik Winkel üblicherweise zur Oberfläche und nicht zum Lot bezogen.

Gitterabstand beträgt $d = 0,565$ nm, die resultierenden Bragg-Winkel θ_B betragen $22,668^\circ$ und $22,727^\circ$ für Cu- $K_{\alpha 1}$ und Cu- $K_{\alpha 2}$ sowie $20,382^\circ$ für Cu- K_{β} . Der Kristall hat einen Durchmesser von 5 cm bei einer Dicke von $250 \mu\text{m}$ und befand sich in einem Abstand von etwa 10 cm zur Röntgenquelle. Da sich die Röntgenstrahlung ausgehend von der Quelle divergent in den gesamten Halbraum ausbreitet, wird so ein Winkelbereich von etwa 5° abgedeckt, was die gleichzeitige Detektion von Cu- $K_{\alpha 1,2}$ und Cu- K_{β} ermöglicht. Zur Detektion der Reflexe wurde wiederum die Röntgen-CCD Kamera verwendet. Der Abstand zwischen Kamera und Kristalloberfläche betrug etwa 5 cm.

Das Ergebnis ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Belichtungszeit der dargestellten Aufnahme betrug 200 s bei einer Laserrepetitionsrate von 1 kHz. Zu erkennen sind insgesamt drei getrennte Linien. Die zwei relativ starken und nah bei einanderliegenden Reflexe können Cu- $K_{\alpha 1}=8048$ eV und Cu- $K_{\alpha 2}=8028$ eV zugeordnet werden, der schwächere Reflex im linken Bereich Cu- $K_{\beta}=8905$ eV.

Der Graph in Abbildung 4.8 zeigt ein Line-Out über die gesamte Breite des CCD-Chips, normiert auf den stärksten Reflex (Cu- $K_{\alpha 1}$). Die relativen Intensitäten betragen $I(K_{\alpha 2})/I(K_{\alpha 1})=0,52$ und $I(K_{\beta})/I(K_{\alpha 1,2})=0,25$.

Die spektrale Auflösung bei diesem Aufbau ist definiert durch die gewählten Abstände im Experiment (im Wesentlichen der Abstand zwischen Quelle und Kristall) und beträgt etwa $2,5$ eV pro Pixel. Die gemessene Linienbreiten (volle $1/e^2$ Breite) ergeben sich zu etwa 10 eV.

Trotz der Vorteile dieser Technik aufgrund der hohen spektralen Auflösung ist die vorher beschriebene und verwendete Methode des single-photon-counting zur detaillierten Untersuchung der Röntgenemission vorzuziehen. Single-photon-counting ermöglicht, wie der Name bereits sagt, die Detektion einzelner Photonen und damit die direkte Analyse selbst schwächster Signale. Ein zusätzliches Element zur spektralen Aufspaltung ist nicht von Nöten. Gleichzeitig lässt sich die absolute Zahl an Photonen sofort angeben. Mit der Methode der Bragg-Reflexion, wie in diesem Abschnitt beschrieben, lassen sich solche Aussagen nur sehr eingeschränkt treffen. Zusätzlich muss für jedes Targetmaterial der Winkel des Kristalls, sowie die Position des Detektors angepasst werden. Schnelle, vergleichende Messungen sind so nicht möglich.

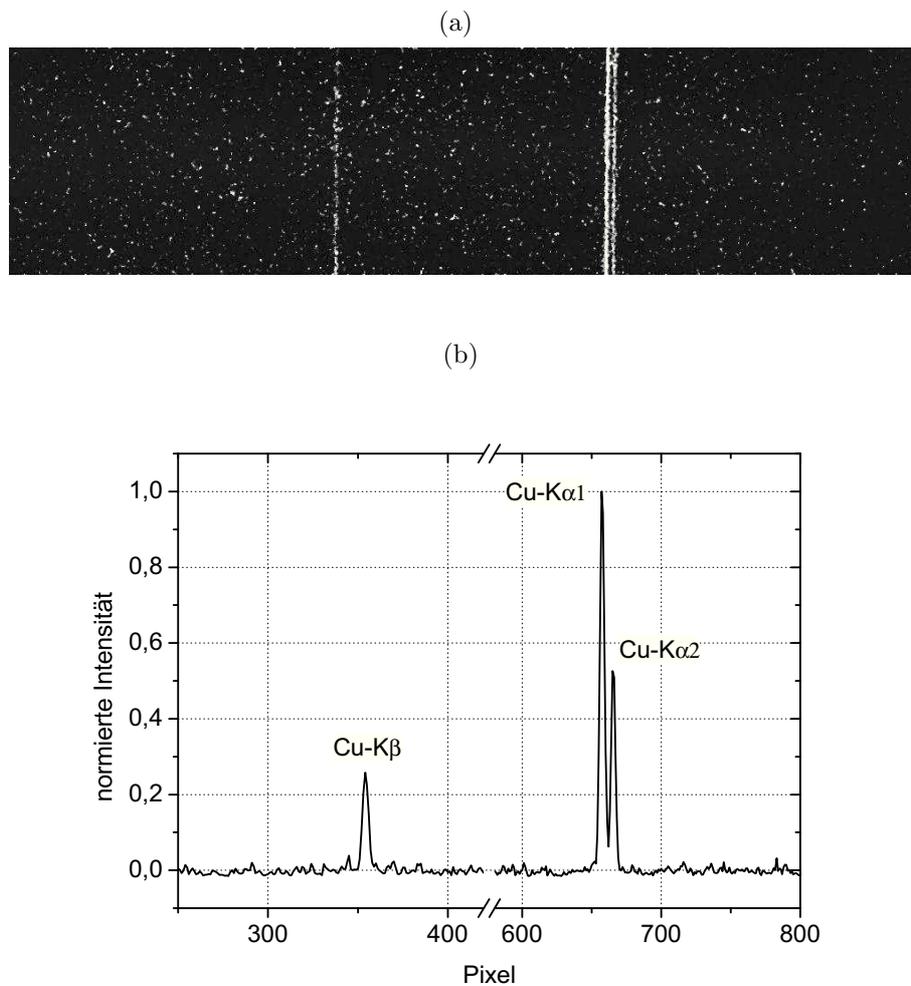


Abbildung 4.8: Hochauflösendes Spektrum eines Kupfertargets, aufgenommen durch Bragg-Reflexion an einem GaAs-Kristall. (a) Rohbild der CCD. Die vertikalen Linien entsprechen (von links nach rechts) $\text{Cu-K}\beta = 8905 \text{ eV}$, $\text{Cu-K}\alpha_1 = 8048 \text{ eV}$ und $\text{Cu-K}\alpha_2 = 8028 \text{ eV}$. (b) Line-Out über die gesamte Breite des CCD-Chips. Die beiden $\text{K}\alpha_{1,2}$ -Linien sind getrennt voneinander aufgelöst.

4.2 Steigerung der Röntgenemission durch Vorpulse

Bis hierhin wurde die Röntgenemission in Abhängigkeit der Laserparameter diskutiert. Die optimale Emission wurde unabhängig vom Material bei maximaler Pulsenergie und exakter Positionierung der Targets in den Fokus des Lasers erreicht. Im Einzelschussmodus liefert p-Polarisation eine deutlich höhere Ausbeute als s-Polarisation. Für 1 kHz Repetitionsrate ähneln sich die Emissionsraten beider Polarisationen aufgrund einer unzureichenden Bewegung der Verschiebemotoren.

Nicht diskutiert wurden bis hierhin die Bedingungen unter denen die Wechselwirkung des Lasers mit der Oberfläche stattfindet. Zum einen beinhaltet dies die Oberflächenrauigkeit des Materials. Detaillierte Experimente und Analysen diesbezüglich wurden bereits in vergangenen Arbeiten durchgeführt (siehe z.B. [14]) und sind nicht Hauptgegenstand dieser Arbeit. Beiläufig wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit noch gezeigt, dass die Röntgenemission an einer rauen Aluminiumfolie leicht stärker ausfällt, als an einer glatten Folie identischer Dicke. Hauptaugenmerk gilt allerdings einem anderen Aspekt der Targetbeschaffenheit.

Das Profil der Elektronendichte im Grenzbereich zwischen Vakuum und einem Festkörper lässt sich idealisiert als Treppenfunktion ansehen. Die Dichte steigt vom Vakuum kommend sprunghaft auf den Wert der Festkörperdichte im Bereich 10^{23} cm^{-3} . In der Realität zeigt sich immer ein mehr oder weniger *verschmiertes* Profil. Entscheidender Parameter in diesem Zusammenhang ist die Plasmaskalenlänge L (siehe Gleichung 2.3). Im Falle einer Treppenfunktion nimmt L den Wert Null an, je höher der Wert, desto ausgedehnter ist das Dichteprofil. Die Kontrolle des Plasmaprofiles ist ein entscheidender Parameter für eine Vielzahl von Experimenten im Bereich der Laser-Plasma-Physik. Oftmals ist ein möglichst steiler Gradient gewünscht. Nur in diesem Fall wird die Energie des Laserpulses nahe der Festkörperdichte deponiert. Bei starken Lasersystemen wird unter hohem Aufwand, z.B. durch den Einsatz von Plasmaspiegeln [53], die Bildung eines Plasmas vor dem Eintreffen des Laserpulses verhindert.

In diesem Kapitel wird hingegen gezeigt, dass ein leicht ausgedehntes Plasma eine deutlich gesteigerte Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung zur Folge hat. Erzeugt wurde das Plasma im Experiment durch den Einsatz eines definierten Vorpulses im Bereich $I = 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$. Die Intensität des Pulses ist dabei nicht aus-

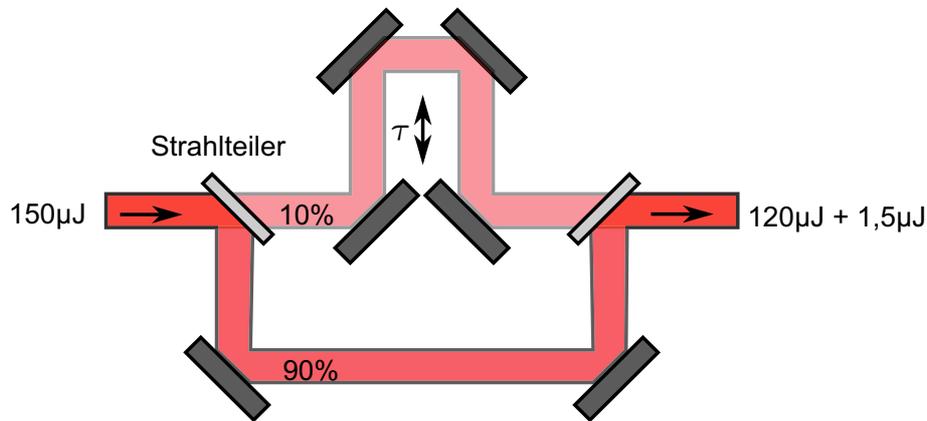


Abbildung 4.9: Vorpulserzeugung mittels teildurchlässiger Spiegel und Verzögerungsstrecke. Die Wegstrecke des Vorpulses ist variabel, wodurch ein zeitlicher Versatz zwischen Vor- und Hauptpuls erzeugt wird.

reichend um eine signifikante Menge an Röntgenphotonen zu erzeugen, allerdings dennoch hoch genug um ein Plasma an der Oberfläche zu zünden. Dieses Plasma expandiert mit der Zeit, wodurch die Plasmaskalenlänge im Bereich der kritischen Dichte zunimmt. Abhängig von der Verzögerung zwischen Vor- und Hauptpuls findet die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Material unter veränderten Bedingungen statt. Der Verlauf der Expansion wird in Abschnitt 5.1 noch anhand einer hydrodynamischen Simulation genauer analysiert.

Die Erzeugung eines Vorpulses erfolgte im Experiment mittels zwei verschiedener Techniken. Eine Art Standard-Methode ist die Verwendung von Strahlteilern in Kombination mit einer variablen Verzögerungsstrecke. Ein anderer Ansatz basiert auf einer spektralen Modulation des Laserpulses. Beide Methoden werden in den folgenden Abschnitten beschrieben, sowie die resultierende Emission charakteristischer Röntgenstrahlung diskutiert.

4.2.1 Strahlteiler mit variabler Verzögerungsstrecke

Bei dieser Variante der Vorpulserzeugung wurde der Laserstrahl unmittelbar vor der finalen Kompression mittels eines teildurchlässigen Spiegels (90% Reflexion, 10% Transmission) in zwei Teile gespalten (siehe Abbildung 4.10). Die Wegstrecke des transmittierten Strahls wurde über eine variable Verzögerungsstrecke gegenüber dem Hauptpuls variiert und anschließend über einen zweiten, baugleichen teildurchlässi-

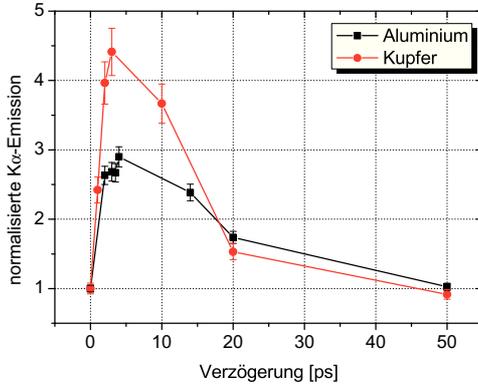


Abbildung 4.10: Steigerung der Röntgenemission für Aluminium und Kupfer bei der Verwendung von Strahlteilern mit variabler Verzögerungsstrecke. Beide Messreihen sind jeweils normiert auf den Fall ohne Vorpuls.

gen Spiegel wieder räumlich vereint. Dass die Wegstrecke des transmittierten Strahls und nicht des reflektierten variiert wurde, ist dabei rein dem Aufbau geschuldet und hat keine physikalischen Gründe. Die Verzögerungsstrecke ließ sich auf $\pm 1 \mu\text{m}$ justieren, aufgrund des Aufbaus entspricht das einer Variation von $\pm 2 \mu\text{m}$ bzw. etwa 7 fs. Der exakte zeitliche Überlapp der beiden Pulse wurde über eine Fouriertransformation des gemeinsamen Spektrums ermittelt. Beliebige Verzögerungen, sowohl positive als auch negative, lassen sich durch eine einfache Verschiebung realisieren. Über eine vergrößerte Aufnahme des Fokus mittels Mikroskopobjektiv konnte der exakte räumliche Überlapp der beiden Pulse kontrolliert werden.

Bei diesem Aufbau kommt es zwangsläufig zu einem Verlust an Pulsenergie. Der zweite teildurchlässige Spiegel, der für die räumliche Rekombination zwingend notwendig ist, reflektiert wie der Erste nur 90%, wodurch der Hauptpuls anschließend nur noch $0,9^2=0,81$ der Ausgangsenergie besitzt. Der transmittierte Puls besitzt analog $0,1^2=0,01$ der Ursprungsenergie. In Summe besitzen beide Pulse nur noch 82% der Energie. Durch die zusätzlich notwendigen Spiegel beträgt der Gesamtverlust etwas mehr als 20%. Basierend auf den Ergebnissen in Abbildung 4.5 lässt sich so der Verlust in der Röntgenemission mit ebenfalls ca. 20% abschätzen.

Abbildung 4.10 zeigt die Ergebnisse der Messreihen für Aluminium und Kupfer für Verzögerungen zwischen Vor- und Hauptpuls von 0 ps bis 50 ps. Negative Verzögerungen ergaben eine identische Emission wie bei 0 ps und sind nicht explizit dargestellt. Die K_α -Emission ist jeweils auf den Wert bei 0 ps normiert, tatsächlich ist die Emission an Aluminium deutlich höher als an Kupfer (vergleiche Abbildung 4.3). Bei beiden Materialien steigt die Röntgenemission zunächst stark an, und er-

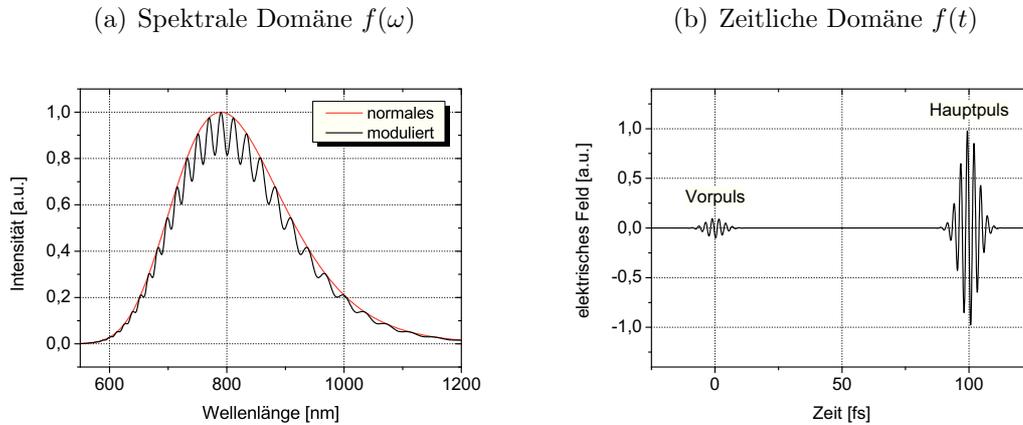


Abbildung 4.11: Erzeugung eines Vorpulses durch spektrale Modulation des Lasers, exemplarisch simuliert für 100 fs Verzögerung, 10% Intensität im elektrischen Feld. (a) Spektrale Domäne. Die rote Kurve kennzeichnet das *normale* Spektrum des Laserpulses, die schwarze Kurve das modulierte Spektrum. Über eine Fouriertransformation ergibt sich ein zeitlicher Verlauf des elektrischen Feldes dargestellt in (b). Über das Maß der Modulation lässt sich Stärke und Verzögerung des Vorpulses kontrollieren.

reicht schließlich ein Optimum für eine Verzögerung um 5 ps. Für Aluminium beträgt der Zuwachs etwa 300%, bei Kupfer 450%. Der beschriebene, zwangsläufige Verlust an Pulsenergie und die daraus folgende reduzierte Röntgenemission wird für beide Materialien also deutlich ausgeglichen und übertroffen. Erhöht man die Verzögerung weiter, so reduziert sich die Emission wieder bis bei ca. 50 ps Verzögerung die ursprüngliche Signalstärke wieder erreicht ist.

4.2.2 Spektrale Modulation des Laserpulses

Eine grundlegend andere Methode der Vorpulserzeugung basiert auf einer spektralen Modulation des Laserpulses. Diese Modulation beinhaltet sowohl die spektrale Phase, also auch Amplitude. Für eine lineare Phase ($\phi = 0$) ist in Abbildung 4.11 das Ergebnis exemplarisch für einen 100 fs Vorpuls dargestellt. Moduliert man das Spektrum wie dargestellt, so ergibt sich über eine Fouriertransformation ein zeitlicher Verlauf des elektrischen Feldes, der aus zwei, unterschiedlich starken Pulsen besteht. Über den Grad der Modulation lässt sich sowohl die Stärke, als auch der zeitliche Versatz zwischen den beiden Pulsen steuern.

Im Experiment erfolgt die spektrale Modulation über einen akusto-optischen Mo-

dulator (DAZZLER). Im Kern besteht dieser aus einem optisch aktiven Kristall, in dem mittels Radiofrequenzgenerator eine akustische Welle geleitet wird. Die Welle regt im Kristall Schwingungen an, welche die optische Polarisation und folglich den Brechungsindex lokal verändert [39]. Auf Licht wirkt dieser Effekt wie ein Beugungsgitter. Über die Form der akustischen Welle lässt sich so das Spektrum des gebeugten Strahls kontrollieren. Formell lässt sich das resultierende optische Signal E_{out} schreiben als

$$(4.9) \quad E_{\text{out}}(t) = E_{\text{in}}(t) \otimes S(t/\alpha)$$

wobei $S(t)$ das elektrische Signal am Radiofrequenzgenerator und α einen Skalierungsfaktor abhängig vom Material bezeichnet. Im vorliegenden Fall beträgt $\alpha \approx 1,4 \times 10^{-7}$. Im Frequenzraum lässt sich Gleichung 4.9 als

$$(4.10) \quad E_{\text{out}}(\omega) = E_{\text{in}}(\omega) \cdot S(\alpha\omega)$$

schreiben. Aufgrund des niedrigen Wertes von α ist eine Modulation eines optischen Signals im Bereich einiger hundert Terahertz über ein elektrisches Signal im Bereich einiger zehn Megahertz möglich. Neben der gezielten Erzeugung von Vorpulsen findet dieses System im Experiment standardmäßig Einsatz als dispersiver Filter zur Erzeugung ultrakurzer, bandbreitenbegrenzter Laserpulse [42, 43]. Somit sind auch an dieser Stelle keine zusätzlichen Elemente im experimentellen Aufbau zur Vorpulserzeugung von Nöten. Die Steuerung erfolgt dabei komplett software-basiert, sowohl Stärke als auch zeitlicher Versatz lassen sich per Laptop kontrollieren. Der räumliche Überlapp der beiden Pulse ist hier automatisch garantiert und muss nicht, wie im Abschnitt zuvor, aufwendig justiert und kontrolliert werden. Allerdings ist der maximale zeitliche Versatz aufgrund der Dimensionen des Kristalls auf 3 ps begrenzt. Die Intensität des Vorpulses wurde auf maximal 5% des Hauptpulses beschränkt um mögliche Beschädigungen am Verstärkerkristall durch intensive Doppelpulse zu verhindern [54].

Wie im Abschnitt zuvor wurde der Effekt von Vorpulsen primär an Aluminium und Kupfer untersucht (siehe Abbildung 4.12). Beide Messreihen sind wiederum jeweils normiert auf den Fall ohne Vorpuls. Bei beiden Materialien konnte eine nahezu identische, lineare Steigerung der Emission festgestellt werden. Es muss allerdings angemerkt werden, dass sich dieses identische Verhalten für Aluminium und Kupfer

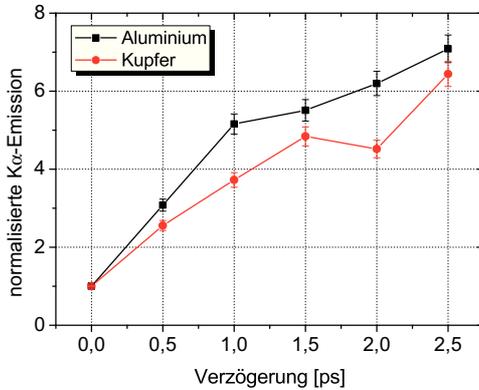


Abbildung 4.12: Steigerung der Röntgenemission für Aluminium und Kupfer durch eine spektrale Modulation des Laserpulses. Beide Messreihen sind jeweils normiert auf den Fall ohne Vorpuls.

nur unter idealer, maximaler Pulsleistung zeigte. Für verringerte Leistung betrug der Zuwachs an Kupfer stets mehr als der Zuwachs bei Aluminium. Eine Testmessung an Zinn ergab sogar einen noch deutlicheren Zuwachs (Faktor 20). In einfachen Worten ließ sich tendenziell umso mehr Steigerung erzielen, je niedriger der Ausgangspunkt war. Erklärbar wird dieses Verhalten erst mit den Ergebnissen in Abschnitt 4.3.

Aufgrund der Limitierung der maximal möglichen Verzögerung von 3 ps zeigt sich hier kein Maximum der Steigerung (vgl. Abbildung 4.10). Dennoch liegt der Zuwachs hier mit etwa Faktor 7 deutlich höher als selbst im Maximum zuvor. Ein Grund hierfür mag in den leicht unterschiedlichen Vorpulseigenschaften liegen. Während der mittels Strahlteiler und variabler Verzögerungsstrecke erzeugte Vorpuls im Bereich von 1% lag, beträgt er hier am Ort der Entstehung etwa 5%. Allerdings erfährt der Vorpuls eine deutlich verringerte spektrale Verbreiterung via Selbstphasenmodulation in der beschriebenen Hohlleiter, wodurch die Pulsdauer nicht wie beim Hauptpuls 10 fs beträgt, sondern 25 fs. Bei der Verwendung der Strahlteiler erfolgte die Erzeugung des Vorpulses erst nach der Verbreiterung und folglich sind sowohl Vor- als auch Hauptpuls spektral breit genug, um auf <10 fs komprimiert werden zu können. Eine anderer möglicher Grund für den verringerten Zuwachs an Röntgenphotonen bei der Verwendung von Strahlteilern könnte in einer Ungenauigkeit im räumlichen Überlapp der beiden Pulse im Fokus liegen. Zwar lässt sich der Überlapp mittels Mikroskopobjektiv sehr genau justieren (deutlich unter einem Strahldurchmesser), hundertprozentig garantieren lässt er sich aber nicht. Bei einer spektralen Modulation entfällt diese Ungenauigkeit, da hier die Pulse zwangsläufig im Fokus überlappen.

4.2.3 Zusammenfassung

Zusammenfassend stellt die Variante der Vorpulserzeugung via spektraler Modulation die deutlich bessere Methode dar, um die Röntgenemission zu erhöhen. Obwohl hierbei kein Emissionsmaximum erreicht wird, ist der Zuwachs dennoch höher als bei der alternativen Technik mittels Strahlteiler. Zusätzlich ist die Methode vom experimentellen Aufwand her betrachtet im Vorteil. Da die Modulation komplett software-basiert erfolgt, kann leicht zwischen verschiedenen Einstellungen gewechselt werden. Eine zusätzliche Justage entfällt. Alle in den folgenden Experimenten beschriebenen Vorpulse wurden daher über eine spektrale Modulation des Laserpulses erzeugt.

4.3 Elektronenspektren an dünnen Folien

Will man die Erzeugung der bis hierhin beschriebenen Röntgenstrahlung im Detail verstehen, muss der gesamte Entstehungsprozess nachvollzogen werden. Es ist dabei wichtig zu erkennen, dass die Röntgenstrahlung nur indirekt durch den Laserpuls erzeugt wird. Charakteristische Röntgenstrahlung entsteht durch Innerschalenübergänge, welche durch den Einschlag schneller Elektronen hervorgerufen wurden. Diese Elektronen werden unmittelbar durch den Laserpuls beschleunigt - die Wechselwirkung im Material und insbesondere die Emission der Röntgenstrahlung findet unabhängig vom Puls statt. Will man die Erzeugung charakteristischer Röntgenstrahlung durch intensive Laserpulse verstehen, muss man daher einen Schritt zurückgehen und die durch den Laser beschleunigten Elektronen analysieren.

In vergangenen Arbeiten wurden bereits Elektronenspektren im Halbraum vor dem Target experimentell untersucht [55]. Diese Elektronen sind aber nicht für die Erzeugung der Röntgenstrahlung im Material verantwortlich. Es müssen die Elektronen betrachtet werden, die senkrecht ins Material beschleunigt werden. Möglich ist dies durch die Verwendung dünner Folien als Targets. Die Wechselwirkung des Laserpulses mit der Oberfläche findet innerhalb der Skin-Tiefe von etwa 100 nm statt (siehe Gleichung 2.6). Verwendet man Folien mit Dicken > 500 nm, so ist die entstehende Elektronenpopulation identisch zu denen an massiven Targets. Für Foliendicken im Bereich ~ 1 μm , treten die beschleunigten heißen Elektronen mit nahezu identischen Eigenschaften (Richtung, Energie) an der Rückseite aus dem Material aus. Der relative Energieverlust den ein Elektron beim Durchqueren solcher Folien erleidet ist abhängig von der Startenergie, kann aber im Falle von Aluminium für Energien > 35 keV auf unter 5% abgeschätzt werden [27]. Eine Analyse dieser Elektronen erlaubt also direkte Rückschlüsse auf das Elektronenspektrum im Laserfokus und damit auf den Ursprung charakteristischer Röntgenstrahlung.

4.3.1 Experimenteller Aufbau

Die verwendeten Folien hatten eine Dicke zwischen 0,8 μm und 10 μm , als Materialien standen Aluminium, Kupfer und Edelstahl zur Verfügung. Die Folien wurden jeweils zwischen zwei Aluminiumplättchen mit mehreren, parallelen 3 mm breiten Schlitzten eingespannt. So wurden sie straff gehalten und boten dennoch freie Sicht auf die Vorder- und Rückseite. Auf diese Weise war es auch möglich, verschiedene

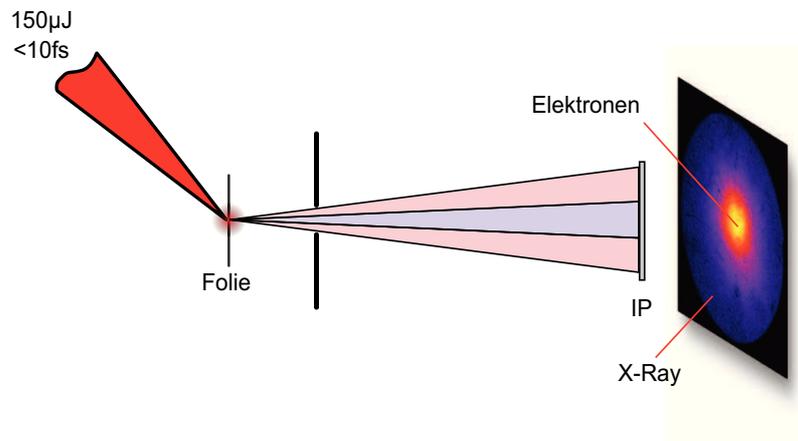


Abbildung 4.13: Übersichtsaufnahme hinter einer dünnen Folie mittels imaging plates (IP). Zu sehen ist ein kollimierter Elektronenstrahl und ungerichtete Röntgenstrahlung als Hintergrund. Der Öffnungswinkel des Elektronenstrahls beträgt etwa 3° .

Folien nebeneinander zu installieren und ohne Brechen des Vakuums verschiedene Materialien oder Dicken zu untersuchen. Das "Sandwich" aus Plättchen und Folie wurde wie bei den Experimenten an massiven Targets exakt parallel zu den Verschiebemechanismen ausgerichtet. Das Verfahren der Folie nach einem Laserbeschuss ist hier von gesteigerter Bedeutung, da anders als bei Beschuss auf massive Targets nicht nur die Oberfläche zerstört wird ("Kraterbildung"), sondern die Folie im Bereich des Fokus vollständig verdampft.

Der grundlegende experimentelle Aufbau inkl. einer Übersichtsaufnahme mittels imaging plate ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Die Eigenschaften von imaging plates zur Detektion von Elektronen wurden bereits in Abschnitt 3.3.2 erläutert. Zum erstmaligen Positionieren der Folie in den Fokus des Lasers wurde weiterhin die Röntgen-CCD-Kamera verwendet. Diese liefert in Echtzeit ein Messsignal welches zwar nicht geeignet ist die Elektronen spektral aufzulösen, allerdings dennoch ein Maß für die Stärke der Emission und damit für die Position relativ zum Fokus darstellt. In der Übersichtsaufnahme in Abbildung 4.13 ist ein nahezu homogener Untergrund, erzeugt von Röntgenstrahlung, und ein kollimierter Strahl aus Elektronen zu erkennen. Dass es sich hierbei um Elektronen bzw. allgemein um geladene Teilchen handelt, konnte leicht durch ein magnetisches Feld zwischen Folie und IP getestet werden. Der Strahl hat einen Öffnungswinkel von etwa 3° . Die Aufnahme entstand, wie alle Folgenden, sofern nicht explizit anders beschrieben, im Einzelschuss-Modus.

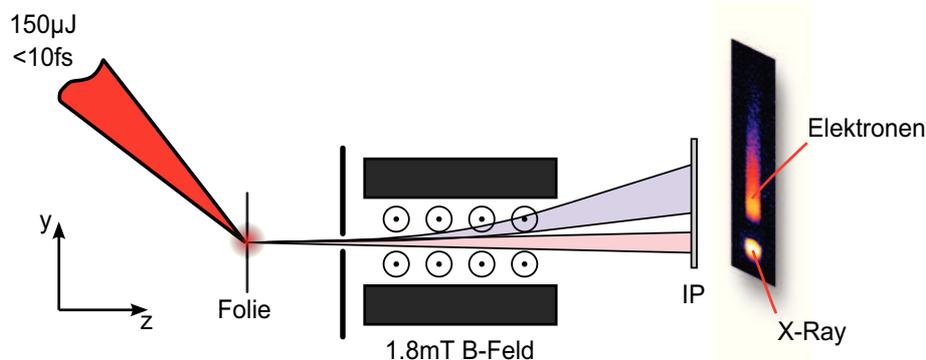


Abbildung 4.14: Skizzierter Aufbau des Elektronenspektrometers und typische Rohaufnahme mittels image plate. Eine Blende ($\varnothing \approx 1\text{ mm}$) beschränkt den Elektronenstrahl auf das Zentrum. Ein magnetisches Feld bewirkt eine spektrale Aufspaltung der Elektronen.

Um den Elektronenstrahl spektral zu analysieren, wurde zunächst der Strahl mittels Blende (Öffnungsdurchmesser ca. 1 mm) auf das Zentrum reduziert (siehe Abbildung 4.14). Licht oder Teilchen konnten die image plate nur über diese Öffnung erreichen. Die spektrale Aufspaltung erfolgte über ein vergleichsweise schwaches magnetisches Feld mit einer mittleren Feldstärke von 1,8 mT. Die in Abschnitt 4.1.2 beschriebenen Permanentmagneten mit einer Stärke von 200 mT sind für eine spektrale Aufspaltung im gewünschten Energiebereich zwischen 20 keV und 200 keV bei Weitem zu stark. Die Magnete hatten eine Abmessung von $20\text{ cm} \times 2,5\text{ cm}$ (yz -Ebene) und eine Dicke von 5 mm. Wiederum wurden zwei identische Magnete übereinander angeordnet (Abstand ca. 9 cm) und der Elektronenstrahl mittig zwischen beiden geleitet. Der magnetische Nord- bzw. Südpol lag entlang der langen, breiten Seite. Die magnetische Feldstärke in der yz -Ebene wurde mittels Hall-Sonde vermessen. In y -Richtung (Ablenkrichtung der Elektronen) ist es aufgrund der Kantenlänge von 20 cm nahezu homogen, in z -Richtung lässt es sich durch einen Gaußverlauf mit einer vollen $1/e$ -Breite von 60 mm beschreiben. Die Veränderung mit der Höhe (x -Richtung) ist nicht von Bedeutung, da die Elektronen die yz -Ebene nicht verlassen.

Auswahl der Foliendicke

Um unverfälschte Elektronenspektren zu erhalten, muss die verwendete Folie so dick wie nötig, gleichzeitig aber so dünn wie möglich sein. Die Elektronen entstehen an der Vorderseite der Folie innerhalb der Skin-Tiefe des Lasers (siehe Gleichung 2.6) und werden senkrecht ins Material beschleunigt. Je dicker die Folie, desto stärker

werden die Elektronen abgeschwächt und gestreut, ehe sie die Rückseite erreichen. Zur Verfügung standen Aluminiumfolien mit einer Dicke von $0,8\ \mu\text{m}$, $1,2\ \mu\text{m}$ und $1,8\ \mu\text{m}$, sowie $5\ \mu\text{m}$ und diverse Haushaltsfolien mit Dicken je nach Hersteller zwischen $10\ \mu\text{m}$ und $17\ \mu\text{m}$. Die Kupfer und Edelstahlfolien hatten eine Dicke von $10\ \mu\text{m}$. Im Experiment erwiesen sich Foliendicken $\geq 5\ \mu\text{m}$ schnell als zu dick, die übrigen lieferten qualitativ sehr ähnliche Ergebnisse, allerdings traten bei $1,2\ \mu\text{m}$ und insbesondere bei $0,8\ \mu\text{m}$ starke Probleme bezüglich der Richtungsstabilität auf. Diese sehr dünnen Folien sind makroskopisch uneben und werfen kleine Falten, welche sich beim Einsetzen zwar minimieren, aber nie ganz verhindern lassen. Verfährt man die Folie zwischen den Laserschüssen, so trifft der Strahl die Oberfläche lokal stets unter einem leicht anderen Winkel. Da die Beschleunigung der Elektronen normal zur Oberfläche erfolgt, springt die Position des Elektronenstrahls auf den image plates von Schuss zu Schuss in der Größenordnung von etwa einem Strahldurchmesser. Die Blende schneidet so jeweils unterschiedliche Bereiche des Strahls ab, was vergleichende Messungen unmöglich macht. Eine Foliendicke von $1,8\ \mu\text{m}$ stellt den besten Kompromiss zwischen Richtungsstabilität und Signalstärke dar.

4.3.2 Spektrale Kalibrierung

Die spektrale Kalibrierung bei dem beschriebenen Aufbau ist deutlich schwieriger, als bei der Röntgen-CCD in den Abschnitten zuvor. Es gilt die Auslenkung schneller Elektronen im magnetischen Feld zu berechnen und so auf die Energie der Teilchen rückzuschließen. Die Bewegung von Elektronen in einem magnetischen Feld ist gegeben über die Lorentzkraft. Die Lösung der Bewegungsgleichung ergibt eine Kreisbahn mit Radius

$$(4.11) \quad r = \frac{p}{qB},$$

wobei p den Impuls des Elektrons bezeichnet. Die auftretenden Elektronenenergien von bis zu $200\ \text{keV}$ machen eine relativistische Korrektur des Impulses nötig. Von Interesse ist nun die Ablenkung y an einer Position z in Abhängigkeit der Energie E . Da das magnetische Feld inhomogen ist, ist eine rein analytische Beschreibung schwierig. Stattdessen wurde ein Tracing-Programm entwickelt, welches die gemessene magnetische Feldstärke an jeder yz -Position zwischen Quelle und imaging plate

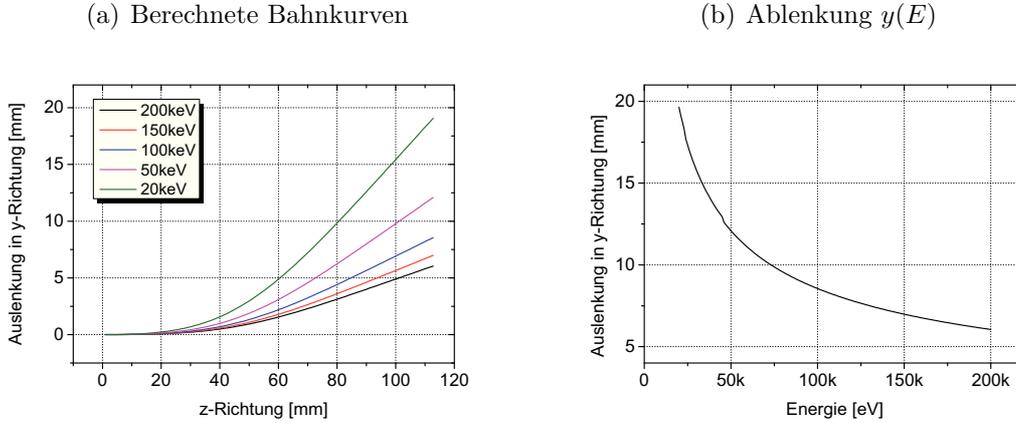


Abbildung 4.15: Spektrale Kalibrierung des Aufbaus. (a) Berechnete Bahnkurven von Elektronen unterschiedlicher Energie entsprechend den Dimensionen im experimentellen Aufbau. (b) Auslenkung $y(E)$ von Elektronen für die Detektorposition $z = 120$ mm. In Näherung gilt $y(E) \sim \sqrt{E}^{-1}$.

entsprechend dem experimentellen Aufbau berücksichtigt. Die Bahnkurven von Elektronen in Abhängigkeit ihrer Energie konnte so ermittelt werden (siehe Abbildung 4.15). In Näherung ergibt sich eine Ablenkungsfunktion der Form

$$(4.12) \quad y(E) \sim \frac{1}{\sqrt{E}}.$$

Auf diese Weise ist eine Umrechnung zwischen einer gemessenen Ablenkung y in Energie E möglich. Da diese Umrechnung nicht-linear erfolgt, muss auch die gemessene Signalstärke $I(y)$ bei der Umwandlung in $I(E)$ entsprechend korrigiert werden. Diese ergibt sich über die Forderung

$$(4.13) \quad I(y) dy = I(E) dE$$

zu

$$(4.14) \quad I(E) \sim I(y) \cdot y^3.$$

Zusätzlich muss noch die Sensitivität der image plate in Abhängigkeit der Elektronenenergie berücksichtigt werden (siehe Abbildung 3.7). Absolute Werte der Anzahl an Elektronen pro Energieintervall erhält man unter Berücksichtigung der jeweiligen

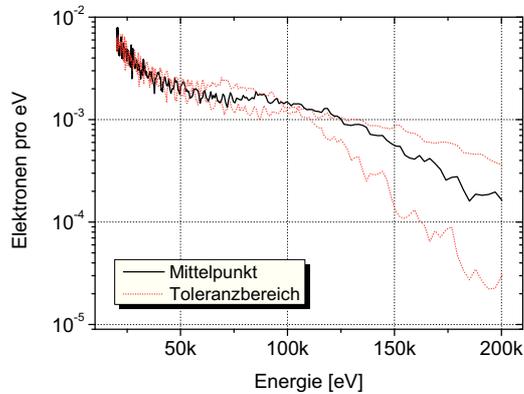


Abbildung 4.16: Typisches gemessenes Elektronenspektrum. Die roten Kurven zeigen den Toleranzbereich aufgrund des ausgedehnten Nullpunktes.

Proportionalitätsfaktoren, welche aus Übersichtsgründen hier im Text weggelassen wurden.

Limitierung der spektralen Umrechnung

Eine Begrenzung bezüglich der Auswertung der Spektren ist exemplarisch in Abbildung 4.16 dargestellt. Sämtliche Umrechnungen des gemessenen Rohsignals erfolgten wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, allerdings beziehen diese sich stets auf einen infinitesimalen Nullpunkt. In Realität erscheint der Nullpunkt aufgrund des Blendendurchmessers ausgedehnt. Dies führt bei geringen Auslenkungen, d.h. hohen Energien, zu einer hohen Ungenauigkeit bezüglich der Umrechnung zwischen gemessener Ablenkung und tatsächlicher Energie. Auffallend wird das Problem für Energien > 100 keV. Diese Ungenauigkeit ist in allen weiteren Auswertungen stets berücksichtigt.

Verringern ließe sich das Problem durch eine Verstärkung der Auslenkung, entweder durch Vergrößerung des Abstandes zwischen Magnetfeld und image plate, oder durch die Wahl eines stärkeren Magnetfeldes. Bei letzterer Variante werden allerdings langsame Elektronen ggf. im Feld aufgewickelt und können so nicht mehr detektiert werden. Die Variante der Vergrößerung des Abstandes ist aus Platzgründen innerhalb der Experimentierkammer nicht ohne unverhältnismäßig großen Aufwand zu realisieren.

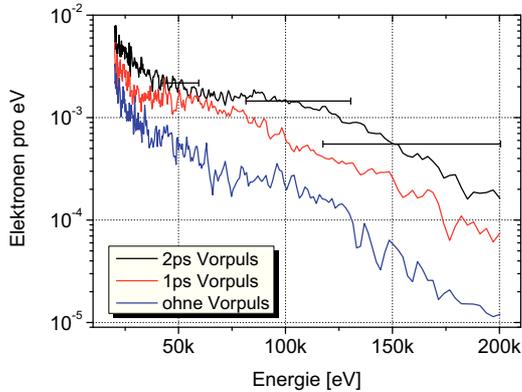


Abbildung 4.17: Gemessene Elektronenspektren in Abhängigkeit des Vorpulses. Die Fehlerbalken zeigen exemplarisch die Ungenauigkeit der Energieumrechnung aufgrund der Unsicherheit des Nullpunktes. Durch Einsatz von Vorpulsen erhöht sich nicht nur die reine Anzahl an Elektronen, sondern es bildet sich zusätzlich im Bereich um 50 keV ein Plateaubereich mit extrem hoher Temperatur.

4.3.3 Gemessene Elektronenspektren

Für die in diesem Abschnitt präsentierten Aufnahmen wurden die image plates auf einer im Vakuum rotierbaren Trommel montiert, welche jeweils nur einen vergleichsweise kleinen Ausschnitt (ca. $5,5 \text{ cm} \times 2 \text{ cm}$) zur Belichtung bereit stellte. Der Rest wurde über Platten abgeschirmt, bzw. verschwand aufgrund der Rotation zwangsläufig aus dem Belichtungsfeld. So war eine schnelle Folge von unabhängigen Aufnahmen ohne Brechen des Vakuums möglich.

Wie schon bei den Messungen der Röntgenemission an massiven Targets wurde auch bei Elektronenspektren an dünnen Folien der Einfluss von Vorpulsen untersucht (siehe Abbildung 4.17). Dargestellt ist hier der Energiebereich zwischen 20 keV und 200 keV. Im Energiebereich $< 20 \text{ keV}$ ist die Sensitivität der image plates nicht mehr im ausreichenden Maße gegeben, für Energien $> 200 \text{ keV}$ sind die erläuterten Ungenauigkeiten bzgl. der Umrechnung von Auslenkung in Energie nicht mehr zu vertreten. Die exemplarisch eingezeichneten Fehlerbalken ergeben sich auf Grund dieser Ungenauigkeit.

Ohne die Verwendung eines Vorpulses lässt sich die Temperatur der heißen Elektronen für den gesamten dargestellten Wertebereich mit der Angabe einer Temperatur im Bereich $10 \text{ keV} - 15 \text{ keV}$ gut beschreiben. Dieser Wertebereich lässt sich mit den in Abschnitt 2.2.4 beschriebenen theoretischen Modellen in Einklang bringen. Eine aus dem Modell der Vakuumheizung hergeleitete Formel für T_{hot} liefert für Pulsintensitäten von $5 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ und einer Wellenlänge von 790 nm einen Wert von $T_{\text{hot}} \approx 12 \text{ keV}$, detaillierte numerische PIC Simulationen $T_{\text{hot}} \approx 10 \text{ keV}$ [15]. Eine indirekte, numerische Methode der Temperaturbestimmung, die auf Vergleich

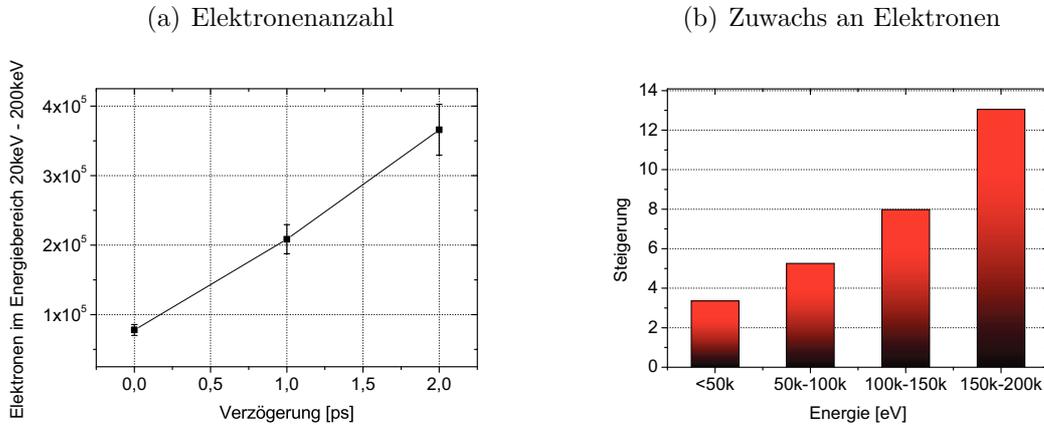


Abbildung 4.18: (a) Gesamtanzahl der beschleunigten Elektronen im Energiebereich 20 keV - 200 keV in Abhängigkeit der Verzögerung zwischen Vor- und Hauptpuls. Der Gesamtzuwachs beträgt etwa 400%. (b) Zuwachs an Elektronen durch Verwendung eines 2 ps Vorpulses aufgelöst für die unterschiedlichen Energiebereiche.

der gemessenen Röntgenemission für verschiedene Materialien unter der Annahme einer materialunabhängigen Elektronentemperatur basiert, liefert einen Wert von $T_{\text{hot}} < 20 \text{ keV}$ [56].

Wie aufgrund der gesteigerten gemessenen Röntgenemission zu erwarten war, erhält man durch die Verwendung von Vorpulsen eine deutlich höhere Anzahl an hochenergetischen Elektronen. Zusätzlich verändert sich der Verlauf der Verteilung. Im Bereich um 50 keV kommt es zu Ausbildung eines Plateaus, welches die Angabe *einer* Temperatur für den gesamten Energiebereich verhindert. Innerhalb dieses Bereichs ließe sich die Temperatur mit Werten $> 500 \text{ keV}$ angeben. Für Energien $> 100 \text{ keV}$ lässt sich der Verlauf wie im Fall ohne Vorpuls über eine Temperatur zwischen 10 keV und 15 keV beschreiben.

Die Gesamtanzahl der Elektronen ergibt sich über das Integral der dargestellten Kurven und unter Berücksichtigung der Blendenöffnung verglichen mit der Größe des Elektronenstrahls in den Übersichtsaufnahmen (siehe Abbildung 4.18). Auch hier gilt wieder die Einschränkung des maximalen Energiebereiches von 20 keV bis 200 keV. Die Anzahl der Elektronen mit Energien $< 20 \text{ keV}$ wird deutlich höher sein. Wie man sieht, steigt die Anzahl der Elektronen durch die Verwendung von Vorpulsen linear von etwa 1×10^5 auf 4×10^5 an. Betrachtet man kleinere Energiebereiche, so erkennt man, dass es für jeden Bereich zu einer Steigerung kommt, insbesondere

aber im hochenergetischen Bereich (siehe Abbildung 4.18).

Vergleich mit Röntgenemission

Mit den gewonnenen Informationen der Elektronenspektren lassen sich qualitativ die Ergebnisse der gesteigerten Röntgenemission aus Abschnitt 4.2 sofort erklären. Dass die Röntgenemission steigt, wenn sich die Anzahl der Elektronen im geeigneten Energiebereich erhöht, versteht sich von allein. Es lässt sich aber auch erklären, warum an Kupfer (und insbesondere an Zinn) ein größerer Zuwachs erzielt wurde, als an Aluminium (vgl. Abbildung 4.10). Unter dem Einfluss von Vorpulsen steigt die Gesamtanzahl an Elektronen in jedem gemessenen Energiebereich, allerdings besonders stark im Bereich 100 keV - 200 keV. Die optimale Elektronenenergie für eine K-Schalenionisation liegt, unabhängig vom Element, bei der etwa fünffachen Ionisierungsenergie [30,31]. Für Aluminium wäre dies etwa 7,5 keV, für Kupfer 40 keV und Zinn 125 keV. Im Falle von Aluminium liegt der maßgebliche Zuwachs an Elektronen daher in einem Bereich, der bereits zu hochenergetisch für eine effektive Produktion von charakteristischer Röntgenstrahlung ist. Anders verhält es sich für Kupfer und insbesondere für Zinn. Diese Materialien profitieren deutlich stärker vom dazugewonnenen, hochenergetischen Teil der Elektronenspektrens, wodurch die Steigerung der Röntgenemission hier stärker ausgeprägt ist.

4.4 Röntgenemission an dünnen Folien

Neben der Messung von Elektronenspektren wurde auch die Röntgenemission an der Rückseite dünner Folien untersucht. Ähnlich wie im Abschnitt zuvor ist dies nur möglich, wenn die Foliendicke entsprechend dünn gewählt wird. Bei zu dicken Folien wird die emittierte Strahlung im hohen Maße wieder absorbiert, ehe sie die Rückseite erreicht. Gleichzeitig muss die Folie allerdings genügend Material für Innerschalenionisationen bereitstellen. Die optimale Foliendicke bezüglich der Emissionsstärke ist dabei von der Energieverteilung der Elektronen und dem Material abhängig. Für Aluminium als Targetmaterial kann die optimale Dicke auf Basis der $K\alpha$ -Absorptionslänge von $9,5\ \mu\text{m}$ in ebenfalls diesem Bereich abgeschätzt werden. Tendenziell erhöht sich die optimale Dicke mit steigender Ordnungszahl des Materials auf Grund der ebenfalls steigenden Absorptionslänge [57].

Die Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung erfolgt ausgehend vom Entstehungsort stets isotrop. Es gibt keine bevorzugte Emissionsrichtung. Von daher ist es zunächst einmal egal, ob die Emission an der Vorder- oder Rückseite eines Targets betrachtet wird. Durch das verringerte vorhandene Material reduziert sich allerdings in der Regel die Gesamtemission leicht. Dennoch ist die Emission an dünnen Folien aufgrund der zu erwartenden Pulsdauer von Interesse. In massiven Targets können die vom Laser geheizten Elektronen vergleichsweise lange Zeiten propagieren. Eindringtiefen von einigen Mikrometern entsprechen selbst unter Lichtgeschwindigkeit Zeiten, die die Laserpulsdauer im vorliegenden Fall weit übertreffen. Wenn die Detektion an der Vorderseite erfolgt, muss diese Distanz sogar doppelt absolviert werden. Zunächst dringt das Elektron ins Material ein und anschließend das Röntgenphoton den umgekehrten, allerdings diesmal gradlinigen, Weg zurück zur Oberfläche. Die zu erwartenden Pulsdauern können so leicht den Bereich einiger hundert Femtosekunden erreichen [58]. Verwendet man hingegen dünne Folien als Target, so reduzieren sich die maximal möglichen Zeiten der Elektronen im Material ganz erheblich. Die Röntgenpulsdauer lässt sich so, abhängig von der Dicke der Folie, auf einen Bruchteil der Dauer an massiven Targets senken. In Abschnitt 3.1.1 wird dieses anhand von Simulationen noch detaillierter erläutert, an dieser Stelle soll es zunächst um die messbaren Eigenschaften der Röntgenemission an dünnen Folien gehen.

Die Elemente des experimentellen Aufbaus wurden dabei bereits in den vorherigen Aufbauten detailliert erläutert. Die Detektion der Röntgenstrahlung erfolgt mit-

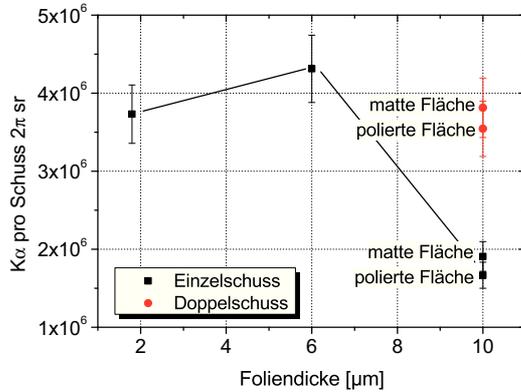


Abbildung 4.19: Gemessene Al- K_{α} -Emission für verschiedene Foliendicken. Bei der 10 µm Folie handelte es sich um gewöhnliche Haushaltsfolie, welche produktionsbedingt stets aus einer glänzenden und matten Seite besteht. Für Foliendicke von 1,8 µm und 6 µm sind die Resultate von Einzel- und Doppelschüssen nahezu identisch.

tels Röntgen-CCD, schnelle Elektronen wurden über ein starkes magnetisches Feld (200 mT) derart abgelenkt, dass sie nicht den Chip erreichten. Die Kamera befand sich in Fluchtrichtung des Lasers in einem Abstand von etwa 15 cm zur Folienrückseite. Zur Abschirmung gegenüber sichtbarem Licht sowie niederenergetischer Röntgenstrahlung wurde eine 10 µm Aluminiumfolie als Filter vor dem CCD-Chip verwendet. Die Messungen erfolgten im Einzelschussmodus unter Verwendung eines 2 ps Vorpulses. Der Steigerung der Emission durch Verwendung eines Vorpulses erfolgt hier im selben Maße wie an massiven Targets.

Röntgenemission in Abhängigkeit der Foliendicke

Die Abhängigkeit der K_{α} -Emission bezüglich der Foliendicke wurde am Beispiel von Aluminium untersucht (siehe Abbildung 4.19). Zur Verfügung standen Dicken von 1,8 µm, 6 µm sowie 10 µm. Bei letzterer handelte es sich um gewöhnliche Haushaltsfolie, welche produktionsbedingt stets aus einer blanken und einer matten Seite besteht. Beide Oberflächen wurden bezüglich der Röntgenemission untersucht. Die Aufnahmen entstanden im Einzelschuss- bzw. Doppelschussmodus, ohne das Target zwischen diesen beiden Schüssen zu verfahren. Für Foliendicken von 1,8 µm und 6 µm ergeben sich dabei keine nennenswerten Unterschiede, was darauf hindeutet, dass bereits mit dem ersten Schuss die Folie im Bereich des Fokus vollständig verdampft. Im Fall der 10 µm Folie liefert ein Doppelschuss etwa doppelt so viele Photonen wie der Einzelschuss, erst ein dritter Schuss auf die selbe Position erzeugt kein zusätzliches Signal. Die matte Oberfläche bei den 10 µm Folien zeigte dabei stets eine leicht höhere Röntgenemission als die Glänzende. Dieses Verhalten wurde in vergleichbaren

Experimenten bereits beobachtet [14, 59, 60] und diskutiert. Die qualitative Erklärung des Effektes im vorliegenden Fall ist ähnlich der Argumentation in Abschnitt 4.1.6 in dieser Arbeit. Die beiden relevanten Prozesse zur Erzeugung heißer Elektronen (Resonanzabsorption und Brunel-Heizen) führen zu einer Beschleunigung der Teilchen normal zur Oberfläche. Bei einer rauen Oberfläche ist diese Richtung lokal unterschiedlich wodurch die Beschleunigung der Elektronen auch unter einem global verringerten Winkel zur Oberfläche erfolgen kann. Damit erhöht sich im Fall von dünnen Folien die mögliche Distanz die die Teilchen zurücklegen können und damit auch die Anzahl der Ionisationen.

Die stärkste Emission mit $4,3 \times 10^6$ Photonen pro 2π sr wurde bei einer Foliendicke von $6 \mu\text{m}$ festgestellt. Diese Dicke stellt das Optimum zwischen vorhandenem Material für Ionisationen und der Wahrscheinlichkeit auf Absorption der emittierten Photonen auf dem Weg zur Rückseite dar. Bei der $1,8 \mu\text{m}$ dicken Folie fällt die Emission etwa 20%, bei einem Einzelschuss auf $10 \mu\text{m}$ Folie etwa 60% schwächer aus. Vergleicht man diese Werte der Emissionsstärke mit der Emission an massiven Targets (siehe Abbildung 4.3), so wird dieselbe Größenordnung erreicht. Dünne Folien liefern für Einzelschüsse also nahezu identische Resultate wie massive Targets. Allerdings ist es im vorhandenen Fall nicht möglich auf 1 kHz Repetitionsrate und damit auf eine deutlich höhere Emissionsstärke *pro Sekunde* zu wechseln. An massiven Targets wurde bereits die Problematik der Motorgeschwindigkeit und die daraus resultierenden Ineffektivität auf Grund der Kraterbildung diskutiert. Im Falle dünner Folien verschärft sich das Problem, da hier das Material im Bereich des Fokus vollständig verdampft. Experimente mit 1 kHz Repetitionsrate sind so ausgeschlossen.

Kapitel 5

Numerische Simulationen

Numerische Simulationen sind ein unverzichtbares Hilfsmittel, um experimentell gewonnene Daten auf eine solide theoretische Grundlage zu stellen. Gerade im Bereich der Laser- und Plasmadynamik ist eine rein analytische Darstellung aufgrund der hohen Anzahl an beteiligten Teilchen oftmals nicht möglich. Die direkte Wechselwirkung zwischen dem intensiven Laserpuls und Materie ist im hohen Maße nicht-linear. Über die Bewegung der Elektronen im Festkörper lassen sich nur statistische Aussagen treffen.

In diesem Abschnitt werden verschiedene Simulationen vorgestellt, die jeweils unterschiedliche Aspekte der Laser-Plasma-Wechselwirkung abdecken. In einer ersten Simulation wird über einen hydrodynamischen MULTI-fs-Code [61] das Elektronendichteprofil an der Grenze zwischen Vakuum und Festkörper abgeschätzt. Besonderes Interesse gilt hierbei der Frage, inwiefern sich das Profil nach dem Eintreffen eines Vorpulses, wie er im Experiment verwendet wurde, zeitlich verändert. Über eine particle-in-cell-Simulation wird in einem zweiten Schritt die Wechselwirkung des Hauptpulses simuliert. Die gewonnenen Daten des Plasmaprofils aus dem ersten Schritt sind hier einer der Eingangsparameter. Hauptaugenmerk gilt vor allem der Energieverteilung der heißen Elektronen. Die Wechselwirkung dieser heißen Elektronen mit Materie, insbesondere die Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung, wurde in einer dritten, Monte-Carlo-Simulation, ermittelt. Die Kombination aus allen drei Simulation ergibt ein vollständiges Bild der Röntgenerzeugung mittels ultrakurzer Lichtpulse.

5.1 Hydrodynamische Simulation des Vorplasmas

Die in diesem Abschnitt beschriebene Simulation dient der räumlichen und zeitlichen Simulation makroskopischer Größen wie Dichte, Temperatur, Druck etc.. Ganz allgemein beinhalten hydrodynamische Codes ganze Sätze von Gleichung, über die verschiedene Prozesse wie z.B. Ausbreitung, Ionisationen oder Wärmetransport numerisch erfasst werden [14]. Der in dieser Arbeit verwendete Code basiert auf dem MULTI-Code [62], welcher geeignet ist die Wechselwirkung vergleichsweise langer Laserpulse auf ps- und ns-Zeitskala mit Materie zu beschreiben. Die verwendete Erweiterung MULTI-FS [61] umfasst zusätzlich den sub-ps-Bereich, der für Anwendungen ultrakurzer Lichtpulse im fs-Bereich von entscheidender Bedeutung ist. Die wesentlichen Änderungen umfassen dabei die (i) Lichtausbreitung in steilen Dichtegradienten, (ii) Modellierung der Elektronen-Stoßfrequenzen und (iii) Trennung der Zustandsgleichungen für Ionen und Elektronen. Nötig werden diese Anpassungen aufgrund des starken Nicht-Gleichgewichtszustandes zwischen Ionen und Elektronen bei der Verwendung ultrakurzer Lichtpulse. Die Temperatur der Ionen ist typisch einige Größenordnungen niedriger als die der Elektronen, was die Kollisionsraten und damit den Wärmetransport entscheidend verändert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Code hauptsächlich verwendet, um die zeitliche Entwicklung des Elektronendichteprofiles nach Eintreffen eines Vorpulses, wie er im Experiment verwendet wurde, zu simulieren. Hauptinteresse gilt dabei der Plasmaskalenlänge im Bereich der kritischen Dichte. Die Simulation erfolgte in zwei Schritten. Der erste Schritt beinhaltet die unmittelbare Wechselwirkung des Pulses mit der Oberfläche. Die Unterteilung der Oberfläche erfolgte durch 200 Schichten, jeweils mit einer Dicke von 0,5 nm. Diese feine Einteilung ermöglicht die Erfassung selbst steiler Parametergradienten, wie sie aufgrund der extrem kurzen Pulsdauer von 10 fs entstehen. Die auftretenden Temperaturgradienten führen dabei zu einem unphysikalisch hohen Wärmefluss, weshalb dieser durch einen konstanten Faktor begrenzt werden muss. In vergangenen Arbeiten konnte dieser Faktor bereits durch Vergleich zwischen Simulation und Experiment bestimmt werden [14]. Die entscheidenden Ergebnisse dieses ersten Schritts der Simulation sind die Temperatur der Elektronen und Ionen in den jeweiligen Schichten. Im zweiten Schritt wurde die freie Expansion dieses Temperaturprofils simuliert. Die Begrenzung des Wärmeflusses wurde aufgehoben. Das Profil der Elektronendichte lässt sich so zu verschiedenen

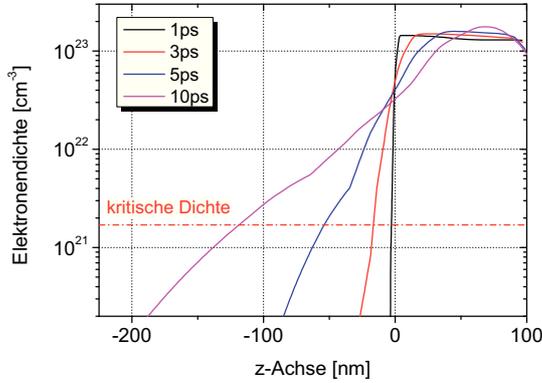


Abbildung 5.1: Simuliertes Elektronendichteprofil für verschiedene Zeitpunkte nach Eintreffen eines 10 fs, $I = 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ Laserpulses. Die vakuumseitige Expansion erfolgt mit $v = 20000 \text{ ms}^{-1}$.

Zeitpunkten analysieren (siehe Abbildung 5.1). Die Position der Oberfläche liegt zu Beginn der Expansion bei $z = 0$. Positive Werte von z bezeichnen Gebiete innerhalb des Materials, negative Werte beziehen sich auf Gebiete des Vakuums. Die Geschwindigkeit der Expansion kann im Bereich bis 50 ps zu 20000 ms^{-1} gemittelt angegeben werden.

Besonderes Interesse gilt dem Plasmaprofil nahe der kritischen Dichte $n_c = 1,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. An diesem Punkt findet maßgeblich die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Material statt. In guter Näherung lässt sich das Profil an diesem Punkt zu jedem Zeitpunkt durch eine exponentielle Funktion der Form $f(x) \sim \exp(-x/L)$ annähern. Der Parameter L innerhalb der Funktion beschreibt die gewünschte Plasmaskalenlänge (siehe Gleichung 2.7). Betrachtet man den kompletten räumlichen Bereich, so ist eine Beschreibung in dieser einfachen Form in der Regel nicht möglich. Für den Zeitbereich bis 50 ps ist die zeitliche Entwicklung $L(t)$ in Abbildung 5.2 dargestellt. Durch die Expansion des Plasmas wächst die Skalenlänge nahezu linear mit der Zeit an. Die zeitliche Änderung kann, abgesehen vom Bereich $< 1 \text{ ps}$, mit etwa $+10 \frac{\text{nm}}{\text{ps}}$ angegeben werden.

Mit den in diesem Abschnitt gewonnenen Werten der Vorplasmacharakteristik kann nun in einer weiteren, grundsätzlich verschiedenen Simulation die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Material und dem vorgelagertem Plasma simuliert werden.

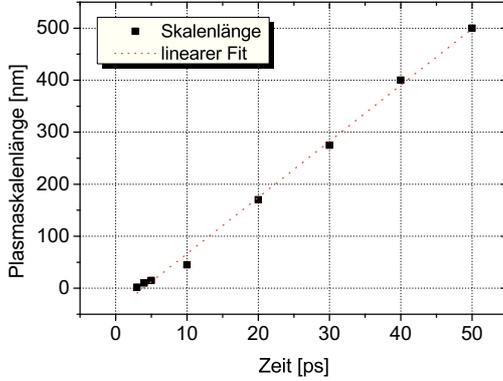


Abbildung 5.2: Zeitliche Entwicklung der Plasmaskalenlänge im Bereich der kritischen Dichte nach Eintreffen eines 10 fs, $I = 10^{14} \text{ Wcm}^{-2}$ Vorpulses. Die Änderung der Skalenlänge erfolgt nahezu linear mit etwa $+10 \frac{\text{nm}}{\text{ps}}$.

5.2 PIC-Simulation der Laser-Plasma Wechselwirkung

In Experimenten im Bereich der Laser- und Plasmaphysik ist typisch eine große Anzahl an Teilchen verschiedenster Spezies beteiligt. Den Großteil stellen freie Elektronen, aber auch Ionen in unterschiedlichen Ionisationsstufen sowie neutrale Teilchen können die Wechselwirkung maßgeblich beeinflussen und müssen ggf. berücksichtigt werden. Die exakte Simulation aller Teilchen würde die Leistungsgrenzen heutiger Computersysteme bei Weitem übersteigen.

Eine der derzeit leistungsstärksten Simulationsverfahren in diesem Bereich stellen particle-in-cell-Simulationen (PIC) dar [14, 63, 64]. Die zu simulierende Teilchenanzahl wird hierbei durch die Einführung von Makro- oder Quasiteilchen wesentlich reduziert. Durch massive Parallelisierung auf mehrere Prozessoren, lassen sich mit heutigen Codes typisch Simulationen von $10^6 - 10^{10}$ Makroteilchen in akzeptablen Rechenzeiten realisieren. Jedes Makroteilchen repräsentiert dabei eine feste Menge an *echten* Teilchen. Trotz dieser auf den ersten Blick massiven Einschränkung der Teilchenanzahl liefern PIC-Simulationen im Allgemeinen sehr gute Übereinstimmungen mit experimentellen Resultaten und sind heutzutage gängiges Mittel, um experimentelle Befunde auf eine solide theoretische Grundlage zu stellen.

Die formelle Beschreibung der Dynamik der Makroteilchen erfolgt im kollisionsfreien Ansatz über die Vlasov-Gleichung

$$(5.1) \quad \frac{\partial f_{e,i}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_{e,i}}{\partial \vec{x}} + \frac{q_{e,i}}{m_{e,i}} \left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} \right) \cdot \frac{\partial f_{e,i}}{\partial \vec{v}} = 0$$

in Kombination mit den Maxwell-Gleichungen. Die Funktion $f_j(t, \vec{x}, \vec{v})$ bezeichnet dabei die Verteilungsfunktion der Elektronen (e) bzw. Ionen (i) bezüglich der Zeit, des Ortes und der Geschwindigkeit im Phasenraum.

Die wesentliche Routine der Simulation läuft dabei nach Initialisierung der Startparameter für jeden Zeitschritt wie folgt ab:

- (i) Ermittlung der Ladungsdichte ρ und Stromdichte \vec{J} aus den Positionen und Geschwindigkeiten der Makroteilchen
- (ii) Berechnung der elektrischen und magnetischen Felder \vec{E}_g, \vec{B}_g an den Gitterpositionen
- (iii) Interpolation der elektrischen und magnetischen Felder \vec{E}, \vec{B} auf die Positionen der Makroteilchen
- (iv) Bewegung der Teilchen und Anpassung der Geschwindigkeit auf Basis der Felder aus Schritt (iii)

Schritt für Schritt lässt sich so die Dynamik der Makroteilchen simulieren.

Der in dieser Arbeit verwendete Code wurde entwickelt von Dr. Dirk Hemmers vom Institut für Laser- und Plasmaphysik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf. Die Initialisierung der Parameter erfolgte auf Basis der in dieser Arbeit beschriebenen Experimente. Hauptinteresse galt der Energieverteilung der Elektronen nach Eintreffen eines 10 fs, $I = 5 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$ Laserpulses. Der Code ist voll-relativistisch und umfasst jeweils zwei Dimension in Ort und Geschwindigkeit, sowie die nötige zeitliche Entwicklung. Das Target wurde modelliert mit einer Dicke von 200 nm und einer Elektronendichte von $n_e = 400n_c$, was einem nahezu vollionisiertem Plasma entspricht. Die Position der Ionen ist fix, wodurch keine Expansion des Plasmas simuliert wird. Ebenso finden Stöße und Ionisationen keine Berücksichtigung im Code. Für die Simulation eines Laserpulses, wie er im Experiment verwendet wurde, haben diese Einschränkungen allerdings keinen nennenswerten Einfluss auf das Simulationsergebnis. Die Plasmaexpansion kann während des Laserpulses von 10 fs vernachlässigt werden (siehe Gleichung 2.1); Stöße sind aufgrund der niedrigen Stoßfrequenz für Energien im keV-Bereich zu vernachlässigen (siehe Gleichung 2.33) und Ionisation tritt bereits bei der ansteigenden Flanke des Laserpulses auf (siehe Abschnitt 2.2). Die Wechselwirkung des Hauptpulses mit dem Material findet maßgeblich mit

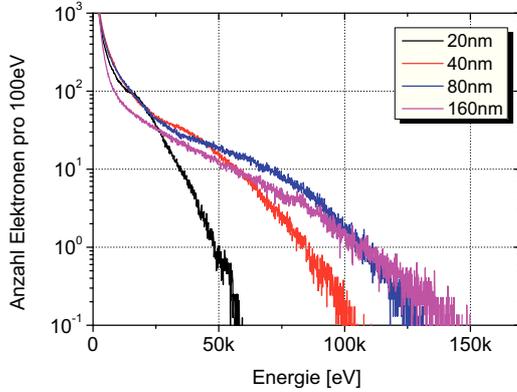


Abbildung 5.3: Simulierte Elektronenspektren für verschiedene Plasmaskalenlängen L . Für $L = 20$ nm kann die Verteilung durch Angabe *einer* Temperatur $T_{\text{hot}} = 10$ keV gut beschrieben werden. Für stärker ausgedehnte Plasmen bildet sich im Bereich um 50 keV ein Plateau mit Temperaturen > 100 keV heraus.

bereits freien Elektronen statt.

Das Dichteprofil der Elektronen an der Grenzfläche zwischen Vakuum und Material wurde in der Simulation stets als exponentiell mit einer Plasmaskalenlänge L je nach Vorgabe zwischen 20 nm und 160 nm angesetzt. Die Festlegung dieser Werte erfolgte auf Grundlage der Resultate der hydrodynamischen Simulation aus Abschnitt 5.1. Der Laserpuls trifft das Target p-polarisiert unter einem Winkel von 45° . Die Zellgröße beträgt 4 nm, die zeitliche Auflösung ca. 10 as. Die simulierte Anzahl der Makroteilchen beträgt 5×10^7 .

Die resultierenden Teilchenenergien für verschiedene Plasmaskalenlängen zwischen $L = 20$ nm und 160 nm sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Die Abhängigkeit der Energieverteilung von der Skalenlänge ist deutlich zu erkennen. Alle Spektren zeigen (mehrfach) geteilte Temperaturbereiche. Der Bereich unterhalb 1 keV ist im Rahmen dieser Arbeit nicht von Interesse und wird in den folgenden Betrachtungen außer Acht gelassen. Die Temperatur ließe sich hier mit einigen keV angeben. Deutlich interessanter ist der hochenergetische Bereich der Spektren. Für $L = 20$ nm, d.h. dem steilsten simulierten Dichtegradienten, ergeben sich die mit Abstand niedrigsten maximalen Energien. Die Temperatur der heißen Elektronen kann in diesem Fall innerhalb eines weiten Energiebereichs zu $T_{\text{hot}} \approx 10$ keV bestimmt werden. Für ein leicht ausgedehntes Vorplasma ($L \geq 40$ nm) ergeben sich deutlich höhere Energien und Temperaturen. Für $L = 160$ nm ist dabei ebenfalls die Angabe einer einzigen Temperatur, diesmal im Bereich $T_{\text{hot}} \approx 25$ keV möglich. Die übrigen Skalenlängen $L = 40$ nm und 80 nm ergeben eine deutlich komplexere Struktur. Die Verteilung ist nicht mehr zwei-, sondern eher dreigeteilt. Im Energiebereich zwischen 25 keV

und 75 keV bildet sich eine Art Zwischenplateau mit streckenweise extrem hohen Temperaturen im Bereich bis zu 500 keV heraus. Erst im hochenergetischen Bereich > 100 keV ergibt sich wiederum eine *moderate* Temperatur zwischen 10 keV und 15 keV.

Die Ausbildung dieses Plateaubereichs konnte ebenfalls in den gemessenen Spektren unter Verwendung von Vorpulsen beobachtet werden (vergleiche Abbildung 4.17). Ohne Vorpuls ließ sich die Energieverteilung mit einer einzigen Temperatur $T_{\text{hot}} = 10$ keV - 15 keV für den kompletten Energiebereich > 20 keV gut beschreiben. Unter der Verwendung eines Vorpulses bildete sich, wie auch in den Simulationen zu erkennen, ein Plateaubereich bei 50 keV heraus. Eine Angabe der Temperatur würde in diesem Bereich extreme Werte annehmen. Erst bei sehr hohen Energien > 100 keV *normalisiert* sich die Temperatur auf Werte zwischen 10 keV - 15 keV.

5.3 Wechselwirkung heißer Elektronen mit Materie

Die grundlegenden Wechselwirkungen heißer Elektronen in Materie wurden einleitend bereits erläutert. Da hierbei in der Regel nur statistische Aussagen über die wesentlichen Prozesse (Energieverlust pro Wegstrecke, Ionisationswahrscheinlichkeit, Stoßwinkel etc.) möglich sind, muss eine Simulation genau diese Eigenschaft abdecken. Typisch finden in diesem Zusammenhang sogenannte Monte-Carlo-Simulationen Einsatz. Diese simulieren unter der Verwendung von Zufallszahlen die Propagation von Elektronen im Material. Die wesentliche Routine läuft dabei wie folgt ab:

- (i) Für ein Elektron mit Energie E wird für eine bestimmte freie Wegstrecke l die Ionisationswahrscheinlichkeit ω_{ion} ermittelt und per Zufallszahl entschieden, ob eine Ionisation eintritt, oder nicht. Die Ionisationswahrscheinlichkeit ergibt sich dabei über

$$(5.2) \quad \omega_{\text{ion}} = \sigma_K \cdot n_a \cdot l,$$

wobei n_A die Teilchendichte bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt σ_K für eine K-Schalen-Ionisation kann über (semi)empirische Formeln in Abhängigkeit der

Energie und dem Material angegeben werden [30, 31]. Die freie Wegstrecke l wurde typisch auf $l = 1$ nm festgesetzt. Dieser Wert entspricht grob den zu erwartenden mittleren freien Weglängen für Elektronen im relevanten Energiebereich (siehe Gleichung 2.33).

- (ii) Tritt eine Ionisation ein, wird abhängig von der Tiefe im Material die Absorption des emittierten Röntgenphotons zur Oberfläche abgeschätzt. Die Absorptionslängen ergeben sich aus [36, 37]. Die Emission von Auger-Elektronen wird berücksichtigt [33]. Die Position im Material sowie der Zeitpunkt wird gespeichert. Die Energie des Elektrons wird um die Ionisierungsenergie reduziert und anschließend bei Punkt (i) neu gestartet.
- (iii) Tritt keine Ionisation ein, so wird die Energie für die zurückgelegte Strecke auf Basis der Datentabellen [27] reduziert. Über die Rutherford'schen Streuformeln (siehe z.B. [28]) wird ein Ablenkwinkel ermittelt und erneut bei Punkt (i) gestartet.

Dieser Prozess wird solange wiederholt, bis entweder die Energie des Elektrons unter die Ionisierungsenergie des Materials gesunken ist, oder das Elektron das Target an der Vorder- oder Rückseite verlässt. Wiederholt man die Routine für hinreichend viele Elektronen ergibt sich über die Mittelung ein realistisches Bild der Wirklichkeit.

5.3.1 Röntgenemission

Ausschlaggebender Grund für die Entwicklung dieser Simulation war die Frage nach der Umwandlungseffizienz schneller Elektronen mit Energie E in charakteristische Röntgenstrahlung. Kennt man diese, kann man die resultierende Röntgenemission beliebiger Elektronenspektren sofort angeben. Die Simulation wurde hierfür für den Energiebereich zwischen 2 keV - 200 keV in Schritten von 2 keV für die Materialien Aluminium und Kupfer durchlaufen. Jede Energie beinhaltet dabei die Simulation von 10^3 Teilchen. Betrachtet wurde die Emission an der Vorderseite unendlich ausgedehnter Targets. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Man erkennt, dass die Umwandlungseffizienz ab der Ionisierungsenergie zunächst steil ansteigt. Im Falle von Aluminium wird das Optimum für eine Energie von etwa 35 keV, für Kupfer bei 100 keV erreicht. In beiden Fällen reduziert sich die Emission für weiter steigende Energie. Vergleicht man diese Werte mit dem Wirkungsquerschnitt

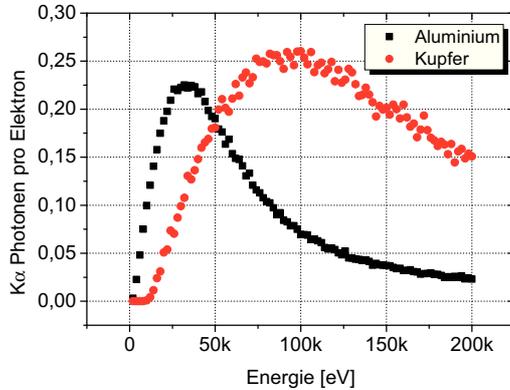


Abbildung 5.4: Simulation der Umwandlungseffizienz von Elektronen in charakteristische Röntgenstrahlung an der Vorderseite eines unendlich ausgedehnten Targets.

der K-Schalenionisation (siehe Abbildung 2.5), so erkennt man, dass die optimale Elektronenenergie für die Produktion von K_{α} -Strahlung deutlich über der optimalen Energie für eine K-Schalenionisation liegt. Zusätzlich zeigt sich eine Abhängigkeit bezüglich des Materials. Das Ionisierungsoptimum liegt unabhängig vom Material bei der etwa fünffachen Ionisierungsenergie, die maximale Röntgenemission hingegen erfolgt für Aluminium bei der etwa 25fachen, bei Kupfer bei der 12fachen Ionisierungsenergie.

Mit den Daten aus Abbildung 5.4 lässt sich nun die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung auf Basis beliebiger Elektronenspektren sofort angeben. Zur Überprüfung der Simulation wurden zunächst die gemessenen Röntgenspektren für verschiedene Verzögerungen zwischen Vor- und Hauptpuls aus Abschnitt 4.3 verwendet. Da bei den gemessenen Spektren die Werte der Elektronenverteilung erst ab 20 keV vorliegen, wurden die Kurven für den Bereich < 20 keV extrapoliert. Dies ist insbesondere für die Betrachtung der Emission an Aluminium von Bedeutung. Im Falle von Kupfer erfolgt die Emission maßgeblich von Elektronen mit Energien > 20 keV. Die Extrapolation der Daten erfolgte auf Basis eines exponentiellen Verlaufs mit einer Temperatur $T_{\text{hot}} = 10$ keV. Diese Temperatur ergibt sich zum einem aus dem gemessenen Verlauf im Bereich 20 keV - 50 keV und zum anderen auf Basis der PIC-Simulation und theoretischen Ansätzen [15]. Die Resultate sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Für beide Elemente steigt die Emission etwa linear an, wobei die Steigerung bei Kupfer leicht stärker ausgeprägt ist. Für Kupfer beträgt die Steigerung etwa 500%. Das Ausmaß der Steigerung ist dabei vergleichbar mit den gemessenen Röntgenemissionen (siehe Abbildungen 4.12 und 4.10). Die Simulation ist also in

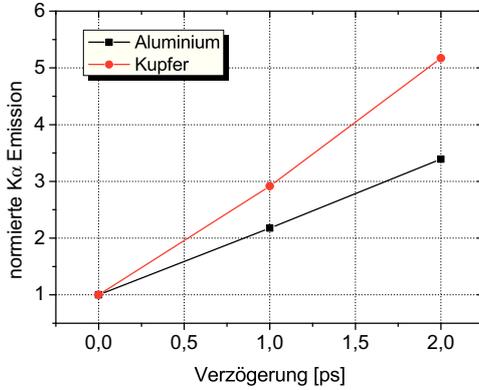


Abbildung 5.5: Simulierte Röntgenemission für verschiedene Verzögerungen zwischen Vor- und Hauptpuls. Als Basis dienen die gemessenen Elektronenspektren aus Abschnitt 4.3.

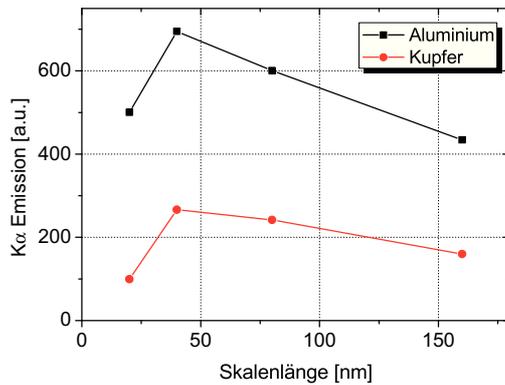


Abbildung 5.6: Simulierte Röntgenemission für verschiedene Plasmaskalenlängen. Als Grundlage dienen die Elektronenspektren aus den PIC-Simulationen.

der Lage, die gemessenen Resultate im richtigen Maße widerzuspiegeln.

In einem zweiten Schritt kann nun die Röntgenemission auf Basis der simulierten Elektronenspektren für unterschiedliche Plasmaskalenlängen aus Abschnitt 5.2 ermittelt werden. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.6 dargestellt. Die optimale Emission wird unabhängig vom Element für eine Skalenlänge L von etwa 50 nm erzielt. Für $L = 20$ nm, d.h. einem Elektronendichteprofil das mehr einer Treppenfunktion ähnelt, fällt die Röntgenemission deutlich schwächer aus. Gleiches gilt für ausgedehntere Plasmen ($L > 50$ nm). Der generelle Verlauf der Kurven in Abbildung 5.6 spiegelt dabei den gemessenen Verlauf der Emission für unterschiedliche Verzögerungen zwischen Vor- und Hauptpuls wieder (siehe Abbildung 4.10). Ohne Vorpuls kann das Plasmaprofil als nahezu treppenförmig angesetzt werden. In früheren Arbeiten konnten für das verwendete Lasersystem bereits Werte im Bereich weniger Nanometern über einen Vergleich zwischen Experiment und Simulation ermittelt

werden [14]. Unter Verwendung eines Vorpulses kommt es zu einer Expansion des Plasmas in Richtung Vakuum. Der Plasmagradiant wächst mit der Zeit an, wobei die zeitliche Entwicklung der Ausdehnung in dieser Arbeit zu etwa $+10 \frac{\text{nm}}{\text{ps}}$ (siehe Abschnitt 5.1) bestimmt werden konnte. Die sich aus den Simulationen ergebende optimale Skalenlänge von $L = 50 \text{ nm}$ wird demzufolge nach etwa 5 ps freier Expansion erreicht. Dieser Wert konnte auch im Experiment beobachtet werden. Für längere Expansionszeiten dehnt sich das Plasma über den optimalen Bereich aus. Sowohl die simulierte, als auch die gemessene Röntgenemission verringert sich.

5.3.2 Röntgen-Pulsdauer

Die Angabe der Röntgenpulsdauer stellt einen sehr interessanten Aspekt der Simulation dar, da bis heute im Experiment die Pulsdauer im Röntgenbereich nur sehr schwer und mit unzureichender zeitlicher Auflösung gemessen werden kann. Entsprechende Ansätze basieren typisch auf ultraschnellen Prozessen wie nicht-thermischem Schmelzen [65], anormaler Transmission (auch Borrmann-Effekt genannt) [66–68] oder Phononenanregung [69, 70]. Die Kenntnis der genauen Pulsdauer ermöglicht zeitaufgelöste Einblicke in die Struktur der Materie und ist daher aktuell von besonderem Interesse [71, 72].

Die Pulsdauer lasererzeugter Röntgenstrahlung setzt sich dabei aus zwei Teilen zusammen. Der erste Teil ist die Pulsdauer des treibenden Laserpulses, welcher im vorliegend Fall mit 10 fs extrem kurz ausfällt. Innerhalb dieser Zeit werden die Elektronen beschleunigt und dringen ins Material ein. Den zweiten Teil bildet die Zeit, welche die Elektronen im Material wechselwirken. Je nach Dicke des Materials kann dieser Anteil deutlich überwiegen, kann aber, wie bereits erwähnt, durch die Verwendung von dünnen Folien reduziert werden.

Für die Simulation der Pulsdauer wurde eine Elektronenpopulation mit einem exponentiellen Energieprofil $T_{\text{hot}} = 10 \text{ keV}$ angesetzt, das in einem Zeitrahmen von 10 fs (FWHM) um den Zeitpunkt $t = 0$ in ein Aluminiumtarget unterschiedlicher Dicke eindringt. Die Temperatur ist dabei angelehnt an die gemessenen Spektren (siehe Abbildung 4.17) bzw. die Ergebnisse der PIC-Simulationen (siehe Abbildung 5.3). Leicht höhere Temperaturen ($T_{\text{hot}} = 15 \text{ keV}$) führen dabei zu nahezu identischen Simulationsergebnissen. Die Temperatur, und damit indirekt auch der Einsatz von Vorpulsen, hat keinen nennenswerten Einfluss auf die simulierte Röntgenpulsdauer.

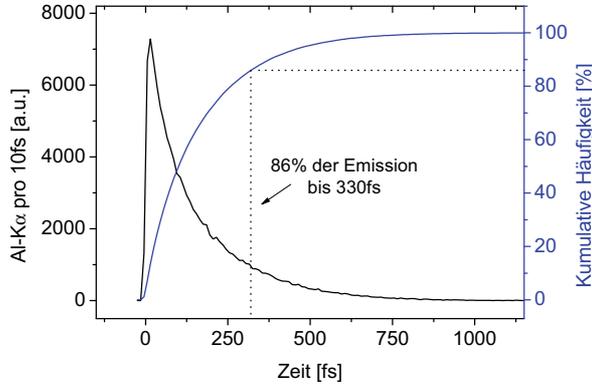


Abbildung 5.7: Simulierter zeitlicher Verlauf des charakteristischen Röntgenpulses eines massiven Aluminiumtargets. Die Emission beginnt unmittelbar mit Eintreffen des Laserpulses bei $t = 0$, das Nachglühen reicht bis in den ps-Bereich.

Es verändert sich die Anzahl an Röntgenphotonen, nicht aber der zeitliche Verlauf. Die entscheidende Ausgabe der Simulation sind die Zeitpunkte, an denen die Röntgenphotonen an der Vorder- bzw. Rückseite aus dem Material austreten. Für ein unendlich ausgedehntes Target ist der zeitliche Verlauf der Emission an der Vorderseite in Abbildung 5.7 dargestellt. Die Emission beginnt zeitgleich mit Eintreffen des Laserpulses auf der Oberfläche bei $t = 0$. Die maximale Emissionsstärke wird leicht zeitversetzt zum Maximum des Laserpulses erreicht und liegt bei etwa $+10$ fs. Ab diesem Zeitpunkt klingt die Emission in guter Näherung exponentiell ab. Das *Nachglühen* reicht dabei bis in den ps-Bereich.

Die Röntgenpulsdauer wurde basierend auf solchen Kurven definiert als die Zeit, bis zu der 86% ($1 - 1/e^2$) aller Röntgenphotonen die Oberfläche des Materials erreicht haben. Für die rückseitige Detektion wurde die Foliendicke d als Offset $\Delta t = d/c$ abgezogen. Es versteht sich von selbst, dass die Emission relativ zum Laserpuls hier leicht verzögert einsetzt. Die Resultate der Simulationen sind in Abbildung 5.8 dargestellt. Wie zu erwarten, steigt die Pulsdauer mit der Dicke des Materials zunächst an. Für die Detektion an der Vorderseite erreicht die Pulsdauer einen Grenzwert bei etwa 300 fs, die in Abbildung 5.7 gezeigte Kurve für ein unendlich ausgedehntes Target liefert einen Endwert von etwa 330 fs. Dies entspricht der Röntgenpulsdauer für ein massives Target. Deutlich kürzere Pulse werden für dünnere Folien erzielt. Betrachtet man die im Experiment verwendeten Foliendicken, so können die Pulsdauern mit 75 fs für $1,8 \mu\text{m}$ Folien und 185 fs (Detektion an Vorderseite) bzw. 205 fs (Detektion an Rückseite) für $6 \mu\text{m}$ Folien angegeben werden. Die Emissionsstärke ist für beide Dicken vergleichbar (siehe Abbildung 4.19).

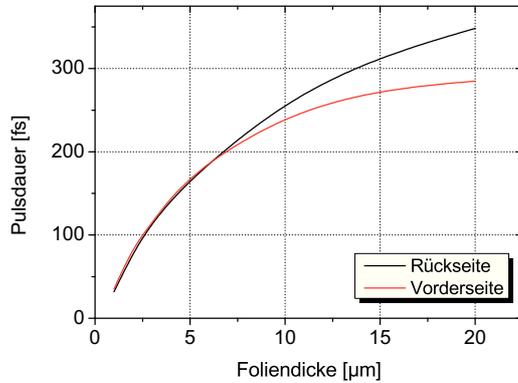


Abbildung 5.8: Simulierte Aluminium- K_{α} -Pulsdauer für verschiedene Foliendicken. Die Pulsdauer ist definiert als die Zeit, bis zu der 86% aller Photonen die Rück- bzw. Vorderseite der Folie erreicht haben.

Die tendenziell längere Pulsdauer für die rückseitige Detektion an Foliendicken $> 10\mu\text{m}$, lässt sich über die Absorption der Röntgenstrahlung im Material erklären. Die Absorptionslänge für Al- K_{α} in Aluminium beträgt $9,5\mu\text{m}$. Strahlung, die an der Rückseite austritt, muss daher tief im Material erzeugt werden, da ansonsten das emittierte Photon wieder absorbiert wird. Die Elektronen sind vergleichsweise lang im Material unterwegs. Umgekehrt ist es für die Emission an der Vorderseite. Als Folge ist die Pulsdauer für eine vorderseitige Detektion etwas geringer. Bei sehr dünnen Folien ($<6\mu\text{m}$) sind hingegen die Pulse an der Rückseite geringfügig kürzer. Dies hängt damit zusammen, dass bei rückseitiger Detektion keine Strecken doppelt absolviert werden müssen. Die Emission der Röntgenstrahlung folgt der Ausbreitungsrichtung der Elektronen. An der Vorderseite muss das Röntgenphoton stets die komplette Distanz des Elektrons zurücklegen. Die Pulse ziehen sich so leicht in die Länge.

5.4 Resümee

In diesem Kapitel konnte der komplette Entstehungsprozess lasererzeugter, charakteristischer Röntgenstrahlung über verschiedene numerische Simulationen nachvollzogen werden. Die Simulationen umfassen (i) die Eigenschaften des Vorplasmas, (ii) die Wechselwirkung des intensiven Hauptpulses mit freien Elektronen und (iii) die resultierende Röntgenemission. Über Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten konnte die Gültigkeit der Simulationen überprüft und bestätigt werden. Insbesondere konnte das Ausmaß der Steigerung der Röntgenemission durch

den Einsatz von Vorpulsen richtig wiedergegeben werden. Für zukünftige Projekte könnten die optimalen Bedingungen für die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung bereits im Vorfeld ermittelt werden. Zeitaufwendige Messreihen würden entfallen.

Zusätzlich ist es über die Simulationen möglich, nicht direkt messbare Eigenschaften der Röntgenstrahlung, insbesondere die zeitliche Form, anzugeben. Die Kenntnis der Röntgenpulsdauer ermöglicht weiterführende Experimente, wie z.B. zeitaufgelöste Röntgenbeugung, die es ermöglicht, die Dynamik von Strukturen auf atomarer Ebene zu studieren.

Kapitel 6

Zeitaufgelöste Plasmaformation

Will man die Dynamik sich schnell verändernder Objekte zeitlich aufgelöst detektieren, benötigt man im Allgemeinen entsprechend schnelle Detektoren. Für optische Aufnahmen mittels CCD-Kameras bedeutet dies Geräte mit einer kurzen Belichtungszeit und hoher Auslesegeschwindigkeit. Moderne Kameras erreichen dabei heutzutage Bildraten von bis zu 10^6 fps [73], Prozesse im Bereich der Laser-Plasma-Dynamik finden hingegen auf Zeitskalen im Piko- oder Femtosekundenbereich statt. Eine Möglichkeit diese Begrenzung der Kameras zu umgehen, bieten Stroboskop-Aufnahmen. Hierbei wird das zu untersuchende Objekt nur von einem kurzen, intensiven Lichtpuls beleuchtet. Die so entstehenden Aufnahmen stellen eine Momentaufnahme des Objektes dar, wobei die zeitliche Auflösung nicht mehr durch die Kamera, sondern durch die Dauer des Lichtpulses limitiert wird. Lässt sich zusätzlich der genaue Zeitpunkt des Lichtpulses kontrollieren, kann die Dynamik des Objektes zu beliebigen Zeitpunkten eingefroren und analysiert werden.

Übertragen auf den vorliegenden Fall, ist das zu untersuchende Objekt das vom Laser erzeugte Plasma an der Oberfläche eines Festkörpers. Der Lichtpuls, der das Plasma abbilden soll, ist ein vorher abgezweigter Teil des Laserstrahls. Dieser wird kontrolliert gegenüber dem Hauptpuls verzögert und kann so das Plasma zu unterschiedlichen Zeitpunkten durchleuchten und abbilden. Die im Experiment erzeugten Festkörperplasmen sind dabei stets überkritisch, so dass dieser Bereich beim durchleuchten als dunkel erscheint. Es entstehen Schattenbilder des Plasmas. Aufgrund der extrem kurzen Pulsdauer von < 10 fs lässt sich so die Plasmadynamik mit einer Zeitauflösung in der selben Größe untersuchen.

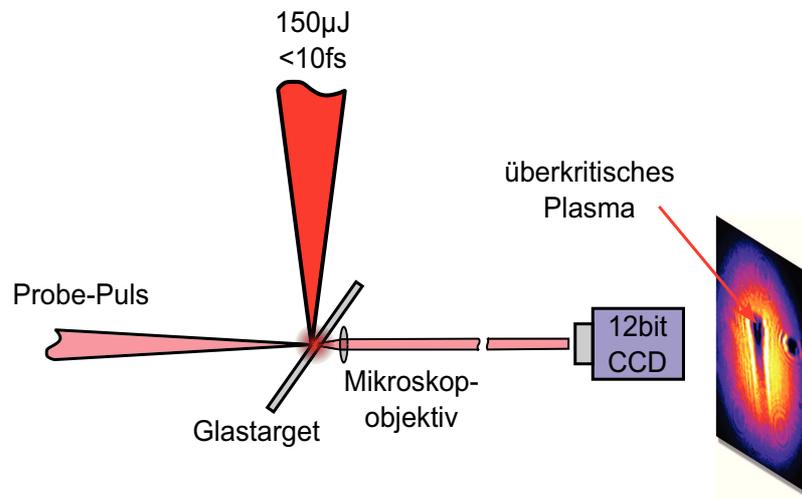


Abbildung 6.1: Skizzierter Aufbau der zeitaufgelösten Plasma-Abbildung. Der Probe-Puls trifft das Glasziel zeitlich versetzt zum Hauptpuls und durchleuchtet das bereits erzeugte Plasma. Ein überkritisches Plasma erscheint in der Aufnahme als dunkler Bereich.

Experimente dieser Art werden ganz Allgemein auch *Pump-Probe-Experimente*¹ genannt. Der Pump-Strahl (Hauptstrahl) generiert einen zu untersuchenden Effekt (in diesem Fall das expandierende, überkritische Plasma), der Probe-Strahl (abgezwigter Teil-Strahl) tastet den Effekt ab und liefert die entsprechenden Informationen.

6.1 Aufbau

Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Als Targets wurden transparente Glasträger (SiO_2 , Kantenlänge: $5\text{ cm} \times 5\text{ cm} \times 1,5\text{ mm}$) verwendet. Um die Targets exakt im Fokus zu positionieren, wurde ein Teil des Substrates (seitlicher Rand) vorher mit einer 200 nm dicken Kupferschicht bedampft. An dieser Schicht lassen sich leicht Elektronen beschleunigen, die über die Röntgen-CCD detektiert wurden. Im eigentlichen Experiment wurde der Laser stets auf eine unzerstörte und saubere Stelle des Glasziels fokussiert.

Ein geringer, äußerer Teil des Hauptpulses ($\approx 10\mu\text{J}$) wurde unmittelbar am Eingang zur Experimentierkammer mittels eines reinfahrbaren Spiegels abgegriffen und per Blende auf ca. 1 mm Durchmesser begrenzt. Die Energie des Pulses reduziert sich dadurch auf einen Wert, der mit den vorhandenen Messgeräten nicht mehr zu ver-

¹aus dem Englischen: *Pump* - pumpen, fördern; *Probe* - abtasten, untersuchen

messen war ($< 1 \mu\text{J}$), allerdings ist die genaue Kenntnis der Pulsenergie auch nicht von Bedeutung. Entscheidend ist nur, dass die Intensität stets unterhalb der typischen Zerstörschwellen von $\sim 10^{11} \text{ Wcm}^{-2}$ lag.

Der abgegriffene Probe-Strahl lief über eine variable Verzögerungsstrecke und wurde über eine goldbeschichtete, 90° -off-axis Parabel mit 20 cm Brennweite auf das Glastarget unter einem Winkel von 45° fokussiert. Die Fokusgröße betrug $w_0 = 100 \mu\text{m}$, womit die Spitzenintensität mit maximal $5 \times 10^{11} \text{ Wcm}^{-2}$ abgeschätzt werden kann. Tatsächlich konnte mit dem Probe-Strahl alleine keinerlei Zerstörung der Oberfläche erzielt werden.

Die Verzögerungsstrecke ließ sich auf $1 \mu\text{m}$ genau verfahren, so dass sich eine maximale zeitliche Auflösung von 6,7 fs ergab. Die maximal mögliche Verzögerung betrug 170 ps. Die Position des Probe-Strahl-Fokus auf der Oberfläche konnte über einen im Vakuum justierbaren Umlenkspiegel zwischen Parabel und Target verschoben und so der räumliche Überlapp zwischen dem Haupt- und Probepuls sichergestellt werden. Über ein Mikroskopobjektiv mit einer vierfachen nominellen Vergrößerung wurde der Probe-Strahl auf der Targetebene auf eine außerhalb der Vakuumkammer aufgestellte 12bit-CCD-Kamera (2592×1944 Pixel mit einer Kantenlänge von $2,2 \mu\text{m}$) abgebildet. Aufgrund des Abstandes zwischen Objektiv und Kamera ergab sich eine tatsächliche Vergrößerung von Faktor 12, wodurch die räumliche Auflösung etwa 200 nm pro Pixel betrug. Über die vertikale Grenzschicht zwischen dem mit Kupfer bedampften Teil und dem sauberen Glas konnte die Abbildungsebene des Objektivs auf die Oberfläche des Glastargets justiert werden. Aufgrund des Winkels von 45° und der Dicke des Substrates (1,5 mm) ist dabei keine scharfe Abbildung der gesamten Ebene möglich. Insbesondere ist keine gleichzeitige scharfe Abbildung von horizontaler und vertikaler Achse möglich, da diese nicht in einem gemeinsamen Brennpunkt, sondern in räumlich getrennten Brennstrichen abgebildet werden.

Auf eine Frequenzverdoppelung des Probe-Strahls, wie in vergleichbaren Experimenten [74,75] in der Regel beschrieben, kann bei diesem Aufbau verzichtet werden. Über die veränderte Wellenlänge könnte in Kombination mit einem entsprechenden Filter vor der Kamera das Streulicht des Hauptstrahls geblockt und nur das Messsignal des Probe-Strahls detektiert werden. Es zeigte sich im Experiment allerdings sehr schnell, dass das Streulicht des Hauptstrahls um einige Größenordnungen schwächer ausfällt als das direkte Licht des Probe-Strahls. Auch in einem zeitgleich stattgefundenen Experiment mit einem Gas-Jet als Target konnte auf dieses zusätzliche

Element im experimentellen Aufbau verzichtet werden [76].

6.2 Schattenbildaufnahmen

Ohne Vorpuls

Schattenbildaufnahmen des erzeugten Plasmas ohne Einsatz eines Vorpulses für verschiedene Zeitpunkte sind in Abbildung 6.2 dargestellt. Der Laserpuls trifft das Target von rechts kommend. Die Aufnahmen entstanden im Einzelschussmodus, zwischen zwei Aufnahmen wurden die Glastargets um $100\ \mu\text{m}$ parallel zur Oberfläche verschoben (vertikal). Der zu erkennende dunkle Fleck rechts unten in den Aufnahmen ist jeweils der Krater des vorherigen Schusses, das Plasma, und damit der interessante Bereich, ist mittig zu sehen. Die Beugungsstrukturen ober- bzw. unterhalb des Schattenbereiches entstehen durch die "Kante" zwischen Plasma und Glasträger und erklären sich über den Winkel des Glassubstrates zum Objektiv und dem daraus folgendem, bereits erläuterten, Abbildungsfehler. Zwischen den dargestellten Aufnahmen liegen je 67 fs, im Experiment wurden zu Beginn der Expansion Bilder in Schritten von 6,7 fs aufgenommen.

Die Auswertung der Aufnahmen erfolgte über einen Lineout des Schattenbereichs, das natürliche Helligkeitsprofil des Probe-Strahls wurde jeweils als Untergrund abgezogen (siehe Abbildung 6.3). Im dargestellten zeitlichen Rahmen bis 0,5 ps ist das fortschreitende Plasma deutlich zu erkennen. Für Zeitpunkte $> 0,5\ \text{ps}$ konnte keine weitere nennenswerte Veränderung festgestellt werden. Betrachtet man die Position in Abhängigkeit der Verzögerung, so ergibt sich eine konstante Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ionisationsfront von etwa $2 \times 10^8\ \text{ms}^{-1}$. Allerdings muss unter Umständen noch die Orientierung des Glastargets von 45° berücksichtigt werden. Für den Fall, dass die Ionisationsfront normal zur Oberfläche ins Target eindringt, bekommt man in den Aufnahmen nur die Projektion zu sehen. Die tatsächliche Geschwindigkeit wäre dann um den Faktor $\sqrt{2}$ größer. Gleiches gilt, falls die Ausbreitung entlang der Oberfläche erfolgt. Eine detaillierte Interpretation der unerwartet hohen Ausbreitungsgeschwindigkeit folgt in Abschnitt 6.3

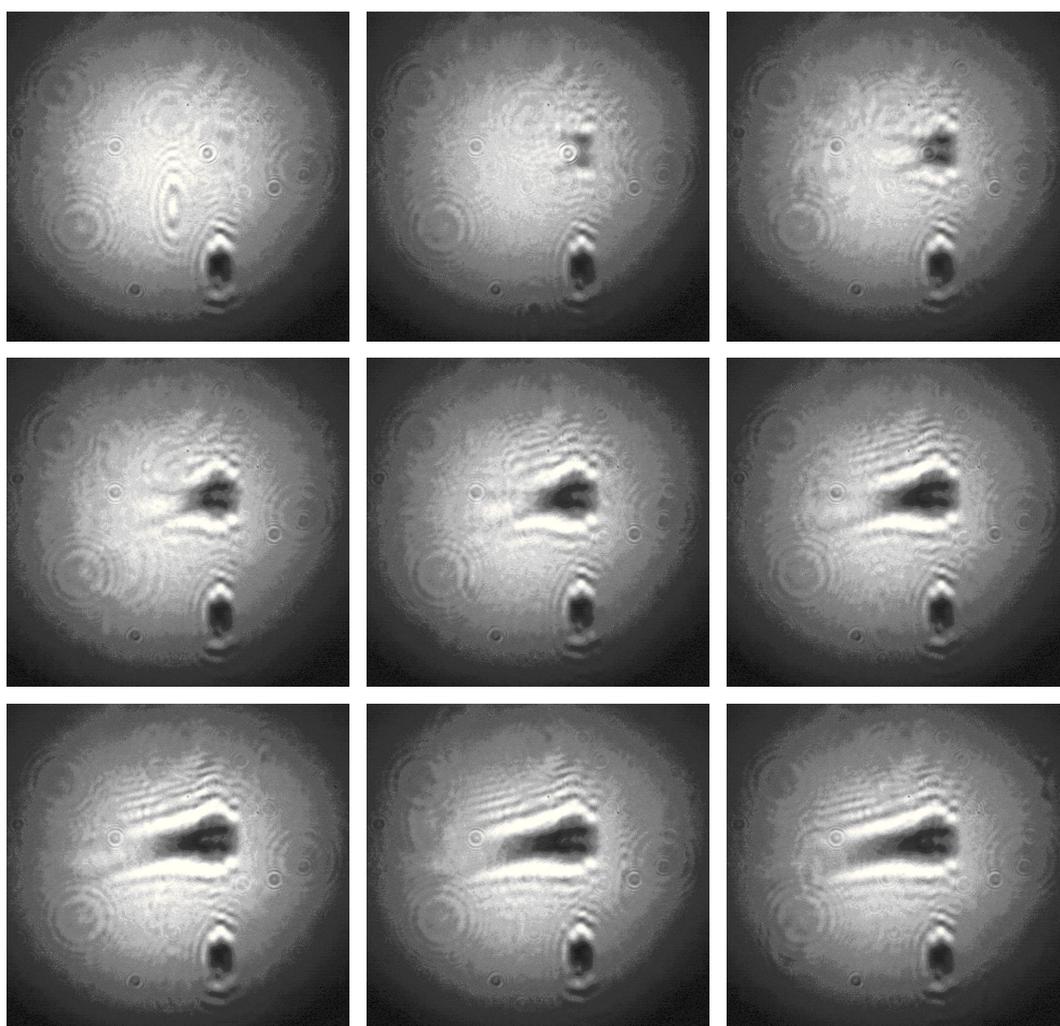


Abbildung 6.2: Schattenbildaufnahmen für verschiedene Zeitpunkte der Plasmaexpansion. Zwischen den Aufnahmen liegen jeweils 67 fs. Der dunkle Fleck rechts unten in den Aufnahmen ist jeweils der Krater des vorherigen Schusses, das vom Laser generierte, überkritische Plasma ist in der Mitte zu erkennen. Der Laserpuls trifft das Target von rechts.

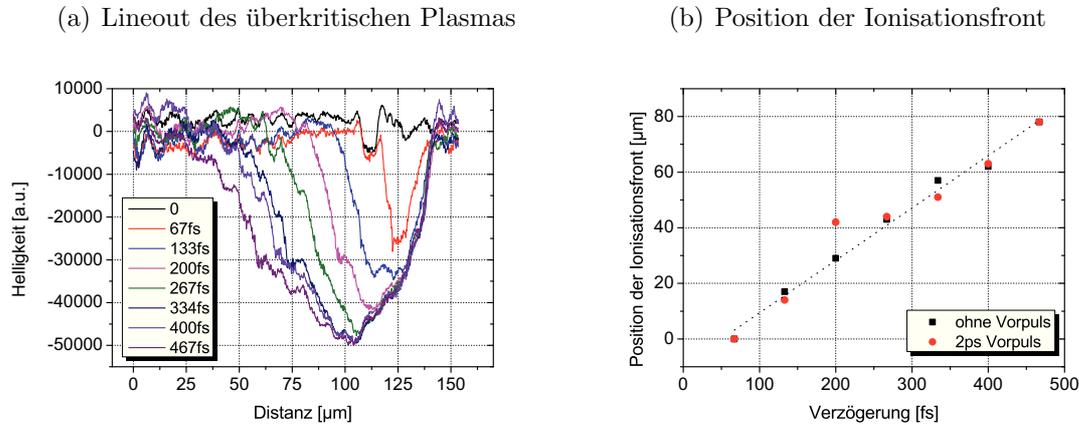


Abbildung 6.3: (a) Lineout des überkritischen Bereiches der Aufnahmen aus Abbildung 6.2. Innerhalb der dargestellten 500 fs ist das Fortschreiten des Plasmas ins Material deutlich zu erkennen. (b) Position der Ionisationsfront der Aufnahmen aus Abbildung 6.2 (ohne Vorpuls) und 6.5 (mit Vorpuls) in Abhängigkeit der Zeit. In beiden Fällen beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit etwa $2 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$.

Mit Vorpuls

Auf identische Weise wurden auch Schattenbilder unter Verwendung eines 2 ps Vorpulses aufgenommen (siehe Abbildung 6.4). Ab einem Zeitpunkt von -2 ps erkennt man ein Plasma, dessen Bereich mit ebenfalls sehr hoher Geschwindigkeit zunächst für etwa 200 fs ins Material wächst. Im weiteren Verlauf findet, bis zum Eintreffen des Hauptpulses beim Zeitpunkt Null, keine Änderung statt. Der Schattenbereich erscheint deutlich heller als bei den Aufnahmen zuvor (siehe Abbildung 6.2), was auf ein unterkritisches Plasma hindeutet.

Die Aufnahmen nach Eintreffen des Hauptpulses (siehe Abbildung 6.5) sind den Aufnahmen ohne Vorpuls sehr ähnlich. Die Ionisationsfront dringt mit $2 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ ins Material ein und stoppt nach etwa 0,5 ps. Der Kernbereich erscheint vollkommen dunkel.

6.3 Analyse

Schattenbildaufnahmen wie oben dargestellt erlauben nur eingeschränkte Aussagen über die genauen Plasmaparameter. Fest steht, dass die Aufnahmen im Kern ein überkritisches Plasma zeigen. Zum einen folgt das aus der *Stärke* des Schattens. Im

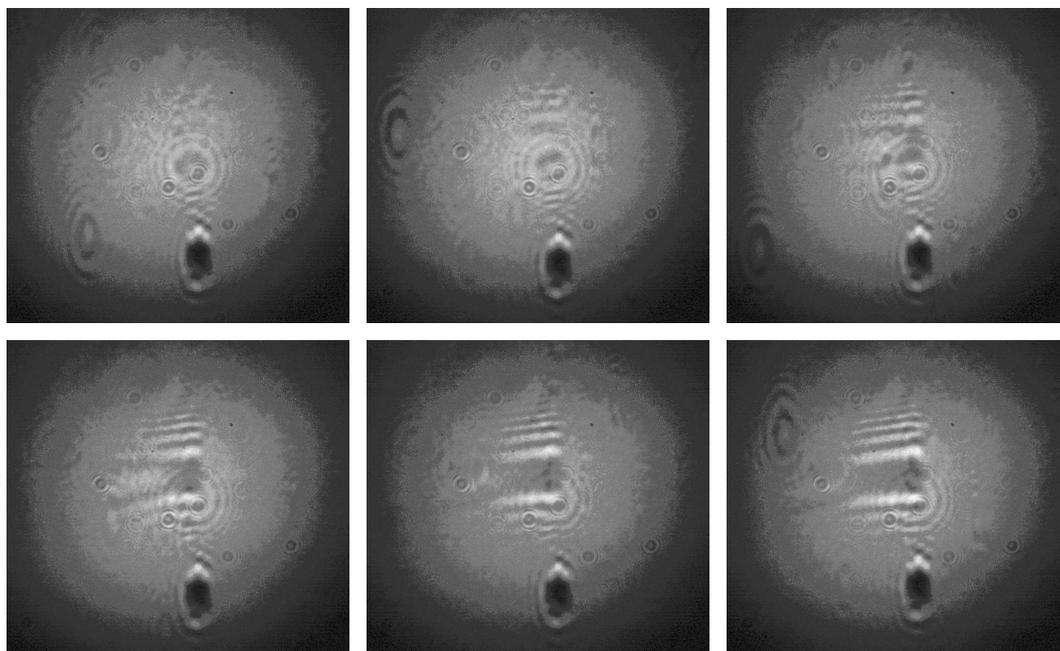


Abbildung 6.4: Schattenbildaufnahmen des Vorplasmas unter Verwendung eines 2 ps Vorpulses. Der zeitliche Abstand zwischen zwei Aufnahmen beträgt 67 ps. Das erste Bild entstand 2 ps, das letzte Bild entsprechend 1,7 ps **vor** Eintreffen des Hauptpulses. Eine weitere Änderung bis zum Eintreffen des Hauptpulses findet nicht statt. Der Schattenbereich erscheint, verglichen mit den Aufnahmen des Hauptpulses, deutlich heller, was auf ein unterkritisches Plasma hindeutet.

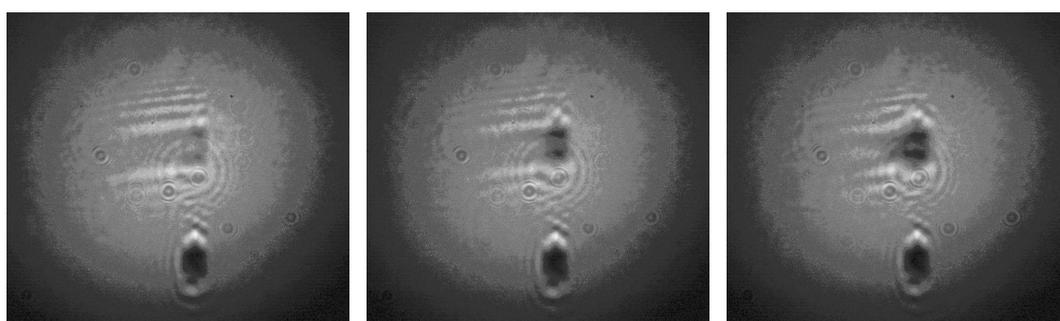


Abbildung 6.5: Eintreffen des Hauptpulses unter Verwendung eines 2 ps Vorpulses. Die erste Aufnahme zeigt den Zeitpunkt Null, die beiden folgenden 67 fs bzw. 134 fs später. Die weitere zeitliche Entwicklung ähnelt der ohne Verwendung eines Vorpulses und ist daher an dieser Stelle nicht im vollen Umfang abgebildet. Die Ionisationsfront dringt mit $2 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ ins Material ein und stoppt nach etwa 0,5 ps.

Kern entspricht die detektierte Signalstärke dem normalen Hintergrundrauschen der Kamera, d.h. in dem Bereich gelangt kein Licht vom Probestrahl durch das Material. Zum anderen lässt sich auf Grund des Helligkeitsverlaufes auf ein überkritisches Plasma rückschließen. Bei unterkritischen Plasmen kommt es lediglich zu einer Ablenkung der Lichtstrahlen aufgrund des Dichtegradienten, nicht aber zu einer vollständigen Blockade. Bewegt man das Mikroskopobjektiv in Ausbreitungsrichtung, d.h. verändert man die Abbildungsebene, so verändert sich das Helligkeitsprofil deutlich. Insbesondere führt ein Wechsel von Positionen *„vor dem Plasma“* zu *„hinter dem Plasma“* zu einer Umkehrung im Profil. Bereiche, die vorher dunkel erschienen, werden hell und umgekehrt [75, 76]. Bildet man genau die Ebene des Plasmas ab, so ist das Plasma sogar gar nicht zu erkennen. Diese sehr charakteristischen Eigenschaften lassen sich im vorliegenden Fall nicht beobachten. Eine Verschiebung des Objektivs führt zu Abbildungsfehlern, nicht aber zu einer generellen Änderung. Das Plasma ist im Kern klar überkritisch. Die genaue Elektronendichte lässt sich aus den Aufnahmen allerdings nicht ermitteln.

Das Gesamtvolumen des Plasmas kann mit etwa 10^{-13} m^3 abgeschätzt werden, allerdings beinhaltet dies auch die vergleichsweise hellen, d.h. unterkritischen, Randbereiche der Schattenbilder. Beschränkt man sich auf den Kern, so ergibt sich ein Volumen des überkritischen Bereichs von etwa $2 \times 10^{-15} \text{ m}^3$. Bei einer minimalen Elektronendichte von $n_e = 1,78 \times 10^{27} \text{ m}^{-3}$ folgt daraus eine Mindestanzahl an freien Elektronen in der Größenordnung von 3×10^{12} Teilchen. Die hierfür benötigte Energiemenge kann mit $5 \mu\text{J}$ nach unten abgeschätzt, was etwa 3% der Laserenergie beträgt. Da die genaue Elektronendichte nicht bekannt ist, ist dies nur eine untere Abschätzung. Bei einem mehrfach überkritischen Plasma steigt die benötigte Energiemenge dementsprechend.

Die wohl interessanteste Information, die man aus den Aufnahmen gewinnen kann, ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ionisationsfront. Diese erlaubt Rückschlüsse auf die möglichen Mechanismen, welche im Folgenden diskutiert werden.

Aufgrund der hohen Geschwindigkeit von $2 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ lässt sich die vakuumseitige Expansion des Plasmas als mögliche Interpretation der Aufnahmen ausschließen. Die normale, thermische Ausdehnung des Plasmas erfolgt mit Ionenschallgeschwindigkeit (siehe Gleichung 2.1), und erreicht im vorliegenden Fall nicht einmal ansatzweise die gemessene Geschwindigkeit.

Das Eindringen von schnellen Elektronen, wie sie im Rahmen dieser Arbeit gemes-

sen wurden, entfällt ebenso als mögliche Ursache. Elektronen dringen senkrecht zur Oberfläche ins Material ein - dementsprechend folgt auch die Ionisationsfront. Die Aufnahmen zeigen aufgrund des Winkels dann nur die Projektion der Bewegung. Die tatsächliche Ausbreitungsgeschwindigkeit ist mit $2,8 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$ nochmal deutlich höher als die Aufnahmen direkt zeigen. Eine solche Geschwindigkeit entspräche Elektronenenergien von $> 900 \text{ keV}$. Derart hochenergetische Elektronen lassen sich mit dem verwendeten Lasersystem nicht erreichen. Des Weiteren würde eine Ionisation getrieben von schnellen Elektronen nicht in dem beobachteten Volumen erfolgen. Die supra-thermische Beschleunigung von Elektronen erfolgt nur unmittelbar entlang der optischen Achse des Lasers. Nur die hier vorliegenden Spitzenintensitäten sind in der Lage Teilchen derart zu heizen. In Schattenbildaufnahmen erscheinen diese Art von Elektronen als dünne Jets [77].

Die Ausbreitung der Ionisation über Elektronenstöße erreicht ebenfalls nicht annähernd die beobachtete Geschwindigkeit. Entsprechende Beobachtungen in unterschiedlichen Experimenten lassen sich zwar bis zu Geschwindigkeiten von 10^5 ms^{-1} über derartige Schockwellen erklären [78, 79], darüber hinaus ist eine Erklärung jedoch nicht möglich.

Vielversprechender erscheint im ersten Moment der Energietransport über Strahlung. Für hohe Temperaturen dominiert dieser Transportmechanismus dem thermischen Transport bei Weitem. Einfache Modelle ergeben für Zeitskalen im ps-Bereich und Laserintensitäten wie im vorliegend Fall Ausbreitungsgeschwindigkeiten der Ionisationsfront von nahezu 10^7 ms^{-1} [80]. Experimentelle Beobachtungen bestätigen dieses Modell [78], allerdings versagt das Modell für den Fall ultrakurzer Laserpulse und den unmittelbaren Beginn der Expansion. Kurze Pulse im Bereich $\ll 100 \text{ fs}$ erzeugen extreme Temperaturgradienten an der Grenzschicht zwischen Vakuum und Festkörper. Die Folge im Modell ist ein unphysikalisch hoher Wärmefluss. Der maximale Wärmefluss q ist limitiert über $q_{\text{max}} = \sigma T_e^4$ [81]. Basierend darauf ließe sich die beobachtete Geschwindigkeit der Ionisationsfront mit einer Strahlungstemperatur im Bereich 2 keV erklären. Allerdings ist die zur Verfügung stehende Energie des Laserpulses nicht ausreichend um eine Ionisation im beobachteten Volumen zu erklären. Wie bereits erwähnt, kann die Elektronenanzahl im überkritischen Bereich mit etwa 3×10^{12} nach unten abgeschätzt werden. Bei einer Photonenenergie von 2 keV müsste die Pulsenergie des Laser mindestens 1 mJ betragen um das beobachtete Volumen zu erklären. Strahlungstransport entfällt also ebenso als mögliche

Ursache der schnellen Expansion.

Es bleibt der Laserpuls selbst als mögliche Ursache über. Die Lichtgeschwindigkeit in Glas (Brechungsindex $n = 1,5$) ist in Übereinstimmung mit der gemessenen Ausbreitungsgeschwindigkeit von $2 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Dass ein Laserpuls generell in transparente Festkörper eindringen und eine Ionisation mit Lichtgeschwindigkeit treiben kann, konnte bereits in anderen Arbeiten gezeigt werden [82]. Allerdings wurde in diesen Experimenten auf Grund der Laserintensität von maximal 10^{14} Wcm^{-2} kein überkritisches Plasma im Material gezündet.

Zur Überprüfung dieser Theorie wurde eine Kooperation mit Dr. Daniel an der Brügge vom Institut für theoretische Physik der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf gestartet. Mittels eines 1-dimensionalen PIC-Codes, erweitert über ein Modul zur Berücksichtigung von Ionisationen, konnte das Experiment in einer Simulation nachgestellt werden. Erste, vielversprechende Ergebnisse liegen bereits vor, allerdings sind noch weitere Detailanpassungen des Codes nötig um die entscheidenden Parameter im Experiment vollständig wiederzugeben. Die vorläufigen Ergebnisse deuten darauf hin, dass die ansteigende Flanke des Laserpulses ins Material eindringen und eine Ionisationsfront, wie sie im Experiment beobachtet wurde, treiben kann. Inwiefern dieser Effekt eine Ionisation im beobachteten Volumen erklären kann bleibt noch zu überprüfen. Die reine Möglichkeit einen großen Bereich innerhalb eines Material direkt durch einen intensiven Laserpuls zu ionisieren rechtfertigt in jedem Fall weiterführende, sowohl numerische als auch experimentelle, Untersuchungen in diesem Bereich.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigte sich mit der Erzeugung und Optimierung charakteristischer Röntgenstrahlung durch Fokussierung ultrakurzer und intensiver Lichtpulse auf Festkörperoberflächen. Insbesondere konnte der Einfluss des Plasmagradients auf die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung demonstriert und im Detail analysiert werden. Durch den gezielten Einsatz eines Vorpulses wurde an der Oberfläche ein Plasma gezündet, das im weiteren Verlauf mit Ionenschallgeschwindigkeit expandiert. Das Plasmaprofil verschmiert mit der Zeit. Der zeitlich verzögert eintreffende Hauptpuls kann nun unter optimierten Bedingungen mit dem leicht expandierten Plasma wechselwirken. Die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung lässt sich, abhängig vom Material, um ein Vielfaches steigern.

In dieser Arbeit wurden zwei unterschiedliche Varianten der Vorpulserzeugung vorgestellt. Eine Art Standardmethode besteht aus der Verwendung von Strahlteilern in Kombination mit einer variablen Verzögerungseinheit. Den möglichen Verzögerungen sind bei diesem Aufbau keinerlei Begrenzungen gesetzt. Es ist sowohl die Erzeugung von Vor- als auch von Nachpulsen möglich. Eingesetzt im Experiment ergibt sich die optimale Verzögerung für die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung unabhängig vom Material zu etwa 5 ps. Die Steigerung beträgt bei dieser Variante bis zu Faktor fünf.

Eine grundlegend verschiedene Variante der Vorpulserzeugung basiert auf einer spektralen Modulation des Laserpulses über einen akusto-optischen Modulator. Die maximale Verzögerung bei dieser Variante ist zwar auf 3 ps begrenzt, nichtsdestotrotz zeigte der Einsatz im Experiment beeindruckende Resultate. Die Steigerung fällt

hierbei trotz der erwähnten Limitierung höher als bei der zuvor beschriebenen Technik mittels Strahlteiler aus. An Aluminium und Kupfer konnte ein Zuwachs um Faktor sieben detektiert werden, eine Testmessung an Zinn ergab sogar einen Zuwachs um Faktor 20. Gleichzeitig ist der experimentelle Betrieb deutlich einfacher. Die Steuerung der Vorpulscharakteristiken erfolgt komplett software-basiert, eine zusätzliche Justage entfällt. Die gewonnenen Kenntnisse wurden bereits auf andere Experimente am Institut für Laser- und Plasmaphysik übertragen.

Neben der reinen Detektion und Charakterisierung der Röntgenstrahlung wurde auch die zu Grunde liegende Elektronenpopulation experimentell untersucht. Elektronen, die an der Oberfläche von dünnen Folien beschleunigt werden, treten an der Rückseite mit nahezu unveränderten Eigenschaften aus und konnten über ein Magnetfeld-Spektrometer qualitativ und quantitativ analysiert werden. Ohne den Einsatz eines Vorpulses zeigte sich eine zweigeteilte Maxwell'sche Elektronenverteilung, dessen heißes Ende mit einer Temperatur von $T_{\text{hot}} = 10 \text{ keV}$ beschrieben werden kann. Dieser Wert steht im Einklang mit den Ergebnissen vorheriger Arbeiten basierend auf theoretischen Modellen [26] und Simulationen [15]. In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass sich durch den gezielten Einsatz eines Vorpulses zum einen die reine Anzahl an heißen Elektronen erhöht, und zum anderen auch der Verlauf der Energieverteilung. Im Bereich um 50 keV bildet sich ein Plateau mit extrem hohen Temperaturen im Bereich von $> 500 \text{ keV}$ heraus. Das gesamte Profil der Verteilung ist nicht mehr zwei-, sondern vielmehr dreigeteilt. Beide Effekte tragen maßgeblich zur Optimierung der Röntgenemission bei.

Durch den Einsatz verschiedener numerischer Simulationen wurde der komplette Entstehungsprozess charakteristischer Röntgenstrahlung nachvollzogen. In einer ersten Simulation wurde der Effekt des Vorpulses simuliert. Es wurde gezeigt, dass die Expansion des Plasmas zu einer zeitlichen Änderung der Plasmaskalenlänge von $+10 \frac{\text{nm}}{\text{ps}}$ führt. In einer zweiten Simulation konnte, abhängig vom Plasmagradien-ten, die Beschleunigung der Elektronen durch den Hauptpuls und die resultierenden Energieverteilungen ermittelt werden. Auf Basis dieser Elektronenspektren wurde in einer dritten, Monte-Carlo-Simulation, die Emission charakteristischer Röntgenstrahlung simuliert. Es zeigte sich, dass die maximale Röntgenemission unabhängig vom Material für eine Plasmaskalenlänge von etwa 50 nm erfolgt. Vergleicht man dieses Resultat mit der Änderungsrate des Plasmagradien-ten, so ergibt sich aus den Simulationen eine optimale Verzögerung zwischen Vor- und Hauptpuls von 5 ps.

Dieser Wert steht im Einklang mit den experimentellen Befunden. Damit ist der komplette Entstehungsprozess charakteristischer Röntgenstrahlung im Experiment, inklusive des Effekts eines Vorpulses, über numerische Simulationen nachgestellt. Für weiterführende Experimente könnten daher bereits im Vorfeld die optimalen Bedingungen ermittelt und das Experiment entsprechend geplant werden. Zeitaufwendige Optimierungsmessreihen würden entfallen.

Zusätzlich erlauben die durchgeführten Simulationen auch Aussagen über das zeitliche Profil der Röntgenstrahlung. In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass die Emission an massiven Targets maßgeblich innerhalb von 330 fs erfolgt, wobei das Nachglühen der Emission bis in den Pikosekundenbereich langt. Die Röntgenpulsdauer wird hierbei maßgeblich durch die Flugdauer der schnellen Elektronen im Material bestimmt. Die Dauer des Laserpulses stellt nur einen vergleichsweise geringen Anteil. Über vergleichbare Experimente mittels zeitaufgelöster Röntgenbeugung lassen sich für Laserpulse im Bereich >50 fs obere Grenzen für die Röntgenpulsdauer (FWHM) zwischen 300 fs und 600 fs [11, 83] angeben, wobei diese Werte durch die Messmethoden begrenzt sind. Wie in dieser Arbeit gezeigt, kann unter der Verwendung von dünnen Folien als Targetmaterial die Emissionsdauer, abhängig von der Dicke erheblich gesenkt werden, sodass der Anteil der Laserpulsdauer immer mehr an Bedeutung gewinnt. Für eine Aluminiumfolie mit einer Dicke von $2\ \mu\text{m}$, wie sie auch im Experiment verwendet wurde, konnte die Dauer des Röntgenblitzes über die entwickelte Monte-Carlo-Simulation zu etwa 75 fs bestimmt werden. Die im Experiment detektierte Gesamtmenge an Röntgenphotonen ist dabei nur geringfügig kleiner als die Emission an massiven Targets. Dies eröffnet die Möglichkeit für weiterführende Experimente wie z.B. der Untersuchung von Dynamiken atomarer Strukturen mit bis dato unerreichter zeitlicher Auflösung.

Als Abschluss dieser Arbeit wurde über ein pump-probe-Experiment die zeitliche Formation des lasererzeugten Plasmas an einem Glassubstrat mit einer Auflösung von <10 fs untersucht. Es zeigte sich, dass sich bis zu einer Tiefe von etwa $100\ \mu\text{m}$ ein überkritisches Plasma innerhalb des Materials bildet. Aufgrund der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Ionisationsfront von $2 \times 10^8\ \text{ms}^{-1}$ konnte als einzig mögliche Ursache der Laserpuls selbst identifiziert werden.

Die Überprüfung dieser Theorie erfolgte in Kooperation mit Dr. Daniel an der Brügge vom Institut für theoretische Physik der Heinrich-Heine-Universität. Auch wenn bisher nur vorläufige Ergebnisse vorliegen, so deuten die durchgeführten Simulatio-

nen dennoch ebenfalls auf den Laserpuls selbst als unmittelbare Ursache hin. Die Möglichkeit einen großen Bereich innerhalb eines Festkörpers direkt mittels ultrakurzer Laserpulse zu ionisieren rechtfertigt in jedem Fall detailliertere Untersuchungen, sowohl über weiterführende Experimente, als auch über numerische Simulationen in diesem Bereich.

Literaturverzeichnis

- [1] V. Malka, S. Fritzler, E. Lefebvre, M.M. Aleonard, F. Burgy, J.P. Chambaret, J.F. Chemin, K. Krshelnick, G. Malka, S.P.D. Mangles, Z. Najmudin, M. Pittman, J.P. Rousseau, J.N. Scheurer, B. Walton, and A.E. Dangor. Elektron acceleration by a wake field forced by an intense ultrashort laser pulse. *Science*, 298:1596–1600, 2002.
- [2] J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, J.P. Rousseau, F. Burgy, and V. Malka. A laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams. *nature*, 431:541–544, 2004.
- [3] A. Rouse, P. Audebert, J.P. Geindre, F. Fallies, J.C. Gauthier, A. Mysyrowicz, G. Grillon, and A. Antonetti. Efficient $k\alpha$ x-ray source from femtosecond laser-produced plasmas. *Physical Review E*, 50, Number 3:2200–2207, 1994.
- [4] C.G. Serbanescu, J.A. Chakera, and R. Fedosejevs. Efficient k_α x-ray source from submillijoule femtosecond laser pulses operated at kilohertz repetition rate. *Review of scientific instruments*, 78:103502, 2007.
- [5] M. Hagedorn, J. Kutzner, G. Tsilimis, and H. Zacharias. High-repetition-rate hard x-ray generation with sub-millijoule femtosecond laser pulse. *Appl. Phys. B*, 77:49–57, 2003.
- [6] Jörg Kutzner, Henrik Witte, Martin Silies, Thorben Haarlammert, Jana Hüve, Grigorios Tsilimis, Ingo Uschmann, Eckhart Förster, and Helmut Zacharias. Laser-based, high repetition rate, ultrafast x-ray source. *Surface and Interface Analysis*, 38:1083–1089, 2006.
- [7] H. Witte, M. Silies, T. Haarlammert, J. Hüve, J. Kutzner, and H. Zacharias. Multi-kilohertz, ultrafast hard x-ray k_α source. *Appl. Phys. B*, 90:11–14, 2008.

-
- [8] J.C. Kiefer, A. Krol, Z. Jiang, C.C. Chamberlain, E. Scalzetti, and Z. Ichalalene. Future of laser-based x-ray source for medical imaging. *Appl. Phys. B*, 74:75–81, 2002.
- [9] M. Silies, H. Witte, S. Linden, J. Kutzner, I. Uschmann, E. Förster, and H. Zacharias. Table-top khz hard x-ray source with ultrashort pulse duration for time-resolved x-ray diffraction. *Appl. Phys. A*, 96:59–67, 2009.
- [10] T. Feurer, A. Morak, I. Uschmann, Ch. Ziener, H. Schwörer, E. Förster, and R. Sauerbrey. An incoherent sub-picosecond x-ray source for time-resolved x-ray-diffraction experiments. *Appl. Phys. B*, 72:15–20, 2001.
- [11] I. Uschmann, T. Kämpfer, F. Zamponi, A. Lübcke, U. Zastra, R. Loetzsch, S. Höfer, A. Morak, and E. Förster. Investigation of fast processes in condensed matter by time-resolved x-ray diffraction. *Appl. Phys. A*, 96:91–98, 2009.
- [12] T. Guo, Ch. Spielmann, B.C. Walker, and C.P.J. Barty. Generation of hard x rays by ultrafast terawatt lasers. *Review of scientific instruments*, 72, No. 1:41–47, 2001.
- [13] J. Osterholz, F. Brandl, T. Fischer, D. Hemmers, M. Cerchez, G. Pretzler, O. Willi, and S.J. Rose. Production of dense plasmas with sub-10-fs laser pulses. *Physical Review Letters*, 96:085002, 2006.
- [14] M. Cerchez. *Ultrashort laser pulse interaction with overdense plasmas*. PhD thesis, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2008.
- [15] Paul Gibbon. *Short Pulse Laser Interactions with Matter*. Imperial College Press, 2005.
- [16] William L. Kruer. *The Physics of Laser Plasma Interactions*. Frontiers in Physics, 2003.
- [17] M.V. Ammosov, N.B. Delone, and V.P. Krainov. Tunnel ionization of complex atoms and atomic ions in alternating electromagnetic fields. *Sov. Phys. JETP*, 64:1191, 1986.
- [18] Robert J. Goldston and Paul H. Rutherford. *Plasmaphysik*. vieweg, 1998.

-
- [19] Paul Gibbon and A.R. Bell. Collisionless absorption in sharp-edge plasmas. *Physical Review Letters*, 68, Number 10:1535–1539, 1992.
- [20] C. Thaury and F. Quéré. High-order harmonic and attosecond pulse generation on plasma mirrors: basic mechanics. *J. Phys. B: At. Mol. Op. Phys.*, 43:213001, 2010.
- [21] D.W. Forslund, J.M. Kindel, Kenneth Lee, E.L. Lindman, and R.L. Morse. Theory and simulation of resonant absorption in a hot plasms. *Physical Review A*, 11, Number 2:679–683, 1975.
- [22] Bernhard Hidding. *En Route: Elektronenbeschleuniger der nächsten Generation auf Laser-Plasma-Basis*. PhD thesis, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2008.
- [23] F. Brunel. Not-so-resonant, resonant absorption. *Physical Review Letters*, 59, Number 1:52–55, 1987.
- [24] Dirk Hemmers. Private mitteilung.
- [25] Z.L. Chen, J. Zhang, T.J. Liang, H. Teng, Q.L. Dong, Y.T. Li, J. Zhang, Z.M. Sheng, L.Z. Zhao, and X.W. Tang. Z-dependence of hot electron generation in femtosecond laser interaction with solid targets. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 37:539–546, 2004.
- [26] D.W. Forslund, J.M. Kindel, and K. Lee. Theory of hot-electron spectra at high laser intensity. *Physical Review Letters*, 39, Number 5:284–288, 1977.
- [27] <http://www.nist.gov/index.html>.
- [28] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer, 1994.
- [29] F. Brandl, B. Hidding, J. Osterholz, D. Hemmer, A. Karmakar, A. Pukhov, and G. Pretzler. Direct acceleration of electrons from a solid surface by sub-10-fs laser pulses. *Physical Review Letters*, 102:195001, 2009.
- [30] C.A. Quarles. Semiempirical analysis of electron-induced k-shell ionization. *Physical Review A*, 13, Number 3:1278–1280, 1976.

- [31] E. Casnati, A. Tarttari, and C. Baraldi. An empirical approach to k-shell ionisation cross section by electrons. *J. Phhys. B: Mol. Phys.*, 15:155–167, 1982.
- [32] K. Kanaya and S. Okayama. Penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 5:43–58, 1972.
- [33] Leonard C. Feldman. *Fundamentals of Surface and Thin Film Analysis*. North-Holland Publ., 1986.
- [34] G. Hölzer, M. Fritsch, M. Deutsch, J. Härtwig, and E. Förster. $K\alpha_{1,2}$ and $k\beta_{1,3}$ x-ray emission lines of the 3d transition metals. *Physical Review A*, 56, Number 6:4554–4568, 1997.
- [35] Albert Thompson, David Attwood, Eric Gullikson, Malcom Howells, Kwang-Je Kim, Janos Kirz, Jeffrey Kortright, Ingolf Lindau, Yanwei Liu, Piero Pianetta, Arthur Robinson, James Scofield, James Underwood, Gwyn Williams, and Herman Winick. X-ray data booklet. Lawrence Berkeley National Laboratory, October 2009.
- [36] B.L. Henke, E.M. Gullikson, and J.C. Davis. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at $e=50$ -30000 ev, $z=1$ -92. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 54, No. 2:181–342, 1993.
- [37] http://henke.lbl.gov/optical_constants/.
- [38] Thomas Krüger. Private mitteilung.
- [39] B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley, 2007.
- [40] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 55, Number 6:447–449, 1985.
- [41] Georg Pretzler. Höchstleistungs- kurzpulslaser. LMU München, 2000.
- [42] Pierre Tournois. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems. *Optics Communications*, 140:245–249, 1997.

-
- [43] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann, and P. Tournois. Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter: pulse compression and shaping. *Optics Letters*, 25, No. 8:575–577, 2000.
- [44] C. Iaconis and I.A. Walmsley. Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultra-short optical pulses. *Optics Letters*, 23, No. 10:792–794, 1998.
- [45] Ariane Pipahl. *Simultane Untersuchung von ultrakurzen Laserpulsen und laserbeschleunigten Elektronen*. PhD thesis, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2010.
- [46] Daten erhältlich unter www.lasercomponents.com.
- [47] Georg Pretzler. Gauss-brennpunkt mit laserpulsen. Unveröffentlicht, Stand: 2. März 2010.
- [48] Datenblatt erhältlich unter www.lot-oriel.com.
- [49] Kazuo A. Tanaka, Toshinori Yabuuchi, Teruyoshi Takahashi, Toshiji Ikeda, and Shuuichi Okuda. Calibration of imaging plate for high energy electron spectrometer. *Review of scientific instruments*, 76:013507, 2005.
- [50] M. Bargheer, N. Zhavoronkov, R. Bruch, H. Legall, H. Stiel, M. Woerner, and T. Elsaesser. Comparison of focusing optics for femtosecond x-ray diffraction. *Applied Physics B*, 00:1–6, 2005.
- [51] David H. Lumb. Calibration and x-ray spectroscopy with silicon ccds. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, A290:559–564, 1990.
- [52] W. Lu, M. Nicoul, U. Shymanovich, A. Tarasevitch, P. Zhou, K. Sokolowski-Tinten, D. von der Linde, M. Masek, P. Gibbon, and U. Teubner. Optimized $k\alpha$ x-ray flashes from femtosecond-laser-irradiated foils. *Physical Review E*, 80:026404, 2009.
- [53] C. Rödel, M. Heyer, M. Behmke, M. Kübel, O. Jäckel, W. Ziegler, D. Ehrt, M.C. Kaluza, and G.G. Paulus. High repetition rate plasma mirror for temporal

- contrast enhancement of terawatt femtosecond laser pulses by three orders of magnitude. *Appl. Phys. B*, 103:295–302, 2011.
- [54] Dirk Hemmers. Private mitteilung.
- [55] Felix R. Brandl. *Elektronenbeschleunigung und Erzeugung von Röntgenstrahlung bei der Wechselwirkung hochintensiver few-cycle Laserpulse mit Festkörpern*. PhD thesis, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2006.
- [56] Fabian Gaußmann. Erzeugung, charakterisierung und optimierung lasererzeugter röntgenstrahlung. Diplomarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2008.
- [57] D. Salzmann, Ch. Reich, I. Uschmann, E. Förster, and P. Gibbon. Theory of $k\alpha$ generation by femtosecond laser-produced hot electrons in thin foils. *Physical Review E*, 65:036402, 2002.
- [58] Ch. Reich, P. Gibbon, I. Uschmann, and E. Förster. Yield optimization of femtosecond laser plasma $k\alpha$ sources. *Physical Review Letters*, 84, Number 21:4846–4849, 2000.
- [59] P.P. Rajeev and G. Ravindra Kumar. Polarization indepent hot electron production from modulated solid surfaces. *Optics Communications*, 222:9–15, 2003.
- [60] P.P. Rajeev, S. Banerjee, A.S. Sandhu, R.C. Issac, L.C. Tribedi, and G.R. Kumar. Role of surface roughness in hard x-ray emission from femtosecond laser produced copper plasmas. *Physical Review A*, 65:052903, 2002.
- [61] K. Eidmann, J. Meyer ter Vehn, T. Schlegel, and S. Hüller. Hydrodynamik simulation of subpicosecond laser interaction with solid-density matter. *Physical Review E*, 62, Number 1:1202–1214, 2000.
- [62] R. Ramis, R. Schmalz, and J. Meyer-Ter-Vehn. Multi - a computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics. *Computer Physics Communications*, 49:475–505, 1988.
- [63] J.P. Verboncoeur. Particle simulation of plasmas: review and advances. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47:A231–A260, 2005.

-
- [64] Daniel an der Brügge. *Ultrashort and Ultraintense Electromagnetic Pulses*. PhD thesis, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2010.
- [65] K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, C. Dietrich, A. Tarasevitch, M. Horn von Hoegen, and D. von der Linde. Femtosecond x-ray measurement of ultrafast melting and large acoustic transients. *Physical Review Letters*, 87, Number 22:225701, 2001.
- [66] M.F. DeCamp, D.A. Reis, P.H. Bucksbaum, B. Adams, J.M. Caraher, R. Clarke, C.W.S. Conover, E.M. Dufresne, R. Merlin, V. Stoica, and J.K. Wahlstrand. Coherent control of pulsed x-ray beams. *nature*, 413:825–828, 2001.
- [67] A. Nazarkin, A. Morak, I. Uschmann, E. Förster, and R. Sauerbrey. Temporal characterization of ultrashort x-ray pulses using x-ray anomalous transmission. *Physical Review A*, 69:061803, 2004.
- [68] A. Lübcke, I. Uschmann A. Morak H. Schwörer, E. Förster, and R. Sauerbrey. Optical switching of fs laser produced $k\alpha$ -radiation using the borrmann effect. *Applied Physics B*, 80:801–808, 2005.
- [69] P.H. Bucksbaum and R. Merlin. The phonon bragg switch: a proposal to generate sub-picosecond x-ray pulses. *Solid State Communications*, 111:535–539, 1999.
- [70] A.M. Lindenberg, I. Kang, S.L. Johnson, T. Missalla, P.A. Heimann, Z. Chang, J. Larsson, P.H. Bucksbaum, H.C. Kapteyn, H.A. Padmore, R.W. Lee, J.S. Wark, and R.W. Falcone. Time-resolved x-ray diffraction from coherent phonons during a laser-induced phase transition. *Physical Review Letters*, 84, Number 1:111–114, 2000.
- [71] Justin Wark. Time-resolved x-ray diffraction. *Contemporary Physics*, 37, Number 3:205–218, 1996.
- [72] Christian Rischel, Aantoine Rouse, Ingo Uschmann, Pierre-Antoine Albouy, Jean-Paul Geindres, Patrick Audebert, Jean-Claude Gauthier, Eckhart Förster, Jean-Loise Martin, and André Antonetti. Femtosecond time-resolved x-ray diffraction from laser-heated organic films. *nature*, 390:490–492, 1997.

- [73] T. Goji Etoh, Cuong Vole, Yuichi Hashishin, Nao Otsuka, Kohsei Takehara, Hiroshi Ohtake, Tetsuya Hayashida, and Hirotaka Maruyama. Evolution of ultra-high-speed ccd imagers. *Plasma and Fusion Research: Regular Articles*, 2:S1021, 2007.
- [74] Kay-Uwe Amthor. Plasmadiagnose in experimenten zur wechselwirkung intensiver laserimpulse mit materie. Diplomarbeit, Friedrich-Schiller-Universität Jena, 2002.
- [75] Ralph Jung. *Laser-plasma interaction with ultra-short laser pulses*. PhD thesis, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2007.
- [76] Florian Kleeschulte. Beobachtung der lichtpropagation durch plasma mit fs-zeitauflösung. Bachelorarbeit, Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2011.
- [77] L. Gremillet, F. Amiranoff, S.D. Baton, J.-C. Gauthier, M. Koenig, E. Martignoli, F. Pisani, G. Bonnaud, C. Lebourg, C. Rousseaux, C. Toupin, A. Antonucci, D. Batani, A. Bernardinello, T. Hall, D. Scott, P. Norreys, H. Bandulet, and H. Pépin. Time-resolved observation of ultrahigh intensity laser-produced electron jets propagating through transparent solid targets. *Physical Review Letters*, 83, Number 24:5015–5018, 1999.
- [78] T. Ditmire, E.T. Gumbrell, R.A. Smith, L. Mountford, and M.H.R. Hutchinson. Supersonic ionization wave driven by radiation transport in a short-pulse laser-produced plasma. *Physical Review Letters*, 77, Number 3:498–501, 1996.
- [79] B.-T.V. Vu, A. Szoke, and O.L. Landen. Time-resolved probing of electron thermal transport in plasma produced by femtosecond laser pulse. *Physical Review Letters*, 72, Number 24:3823–3826, 1994.
- [80] Jacov B. Zel'dovic and Jurij P. Rajzer. *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena*. Dover Publ., 1966.
- [81] Y.C. Lee, Y.P. Chyou, and E. Pfender. Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol 5, No. 4:391–414, 1985.

- [82] Xianglei Mao, Smuel S. Mao, and Richard E. Russo. Imaging femtosecond laser-induced electronic excitation in glass. *Applied Physics Letters*, 82, Number 5:697–699, 2003.
- [83] K. Sokolowski-Tinten, C. Blome, J. Blums, A. Cavalleri, C. Dietrich, A. Tarasevitch, and D. von der Linde. Ultrafast time-resolved x-ray diffraction. *AIP Conf. Proc.*, 634:11–18, 2002.

Danksagung

Eine solche Arbeit ist nicht ohne die Hilfe unzähliger Personen möglich, denen ich an dieser Stelle meinen herzlichsten Dank ausdrücken möchte.

Zunächst gilt mein Dank Prof. Georg Pretzler für die Betreuung der letzten Jahre und die Möglichkeit zur Anfertigung dieser Arbeit.

Prof. Stephan Schiller danke ich für die Übernahme des Koreferates.

Den Mitarbeitern des Institutes für Laser- und Plasmaphysik danke ich für die Zusammenarbeit in den letzten Jahren.

Allen voran gilt mein Dank Dr. Dirk Hemmers, der stets erste Anlaufstelle für die alltäglichen Probleme im Labor oder der Physik im Allgemeinen war.

Des Weiteren gilt ein besonderer Dank Christian Stelzmann, die mir in unzähligen Situationen, sei es im Labor oder bei der Entwicklung diverser Programme (die dank ihm mehr oder weniger richtig eingerückt sind), geholfen hat.

Meinem Bürokollegen Thomas Hahn danke ich für viele unterhaltsame Stunden, das ein oder andere Schachmatch, den gesteigerten Kaffeekonsum und das Ausfüllen der Fußstapfen.

Stefan Manderla danke ich für grenzüberschreitende Zusammenarbeit.

Dem permutierenden Dreigespann in den Sekretariaten danke ich für die Hilfe im Umgang mit den Wirren der Bürokratie.

Ein besonderer Dank gilt Marcus Sowa, der mir von Beginn des Studiums bis zur Abgabe dieser Arbeit stets Ansporn war.

Meinem Bruder Daniel Gaußmann und erneut Christian Stelzmann danke ich für das Finden etlicher Rechtschreib- und Grammatikfehler.

Ein ganz spezieller Dank gilt Jorge Cham für die moralische Unterstützung in den letzten Jahren.

Zu guter Letzt geht ein Dank an meine Eltern, die mich in den vergangenen Jahren - insbesondere in den letzten Monaten - stets unterstützt haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen oder Hilfsmittel verwendet habe. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder in ähnlicher Form noch bei keiner anderen Institution eingereicht. Ich habe bisher keine erfolglosen Promotionsversuche unternommen.

Düsseldorf,